
“*Hadrons in Nuclei*” のまとめ

大西 明 (基礎物理学研究所)

- Introduction
- $K^{\text{bar}}N$ 相互作用と K^{bar} 核
- 核内 π, η 粒子
- 複素スケーリング法による共鳴状態の取り扱い
- まとめ

中間子核の面白さと難しさ(1)

■ 中間子の役割

- 核力を媒介

Yukawa, Rijken, K Sasaki,

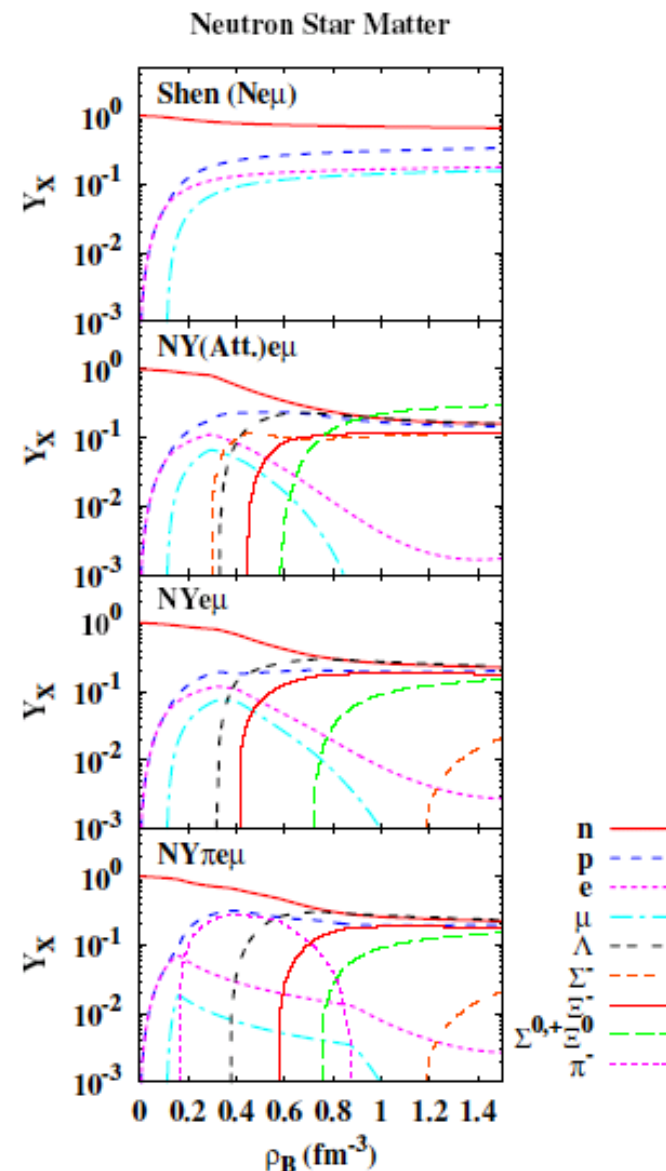
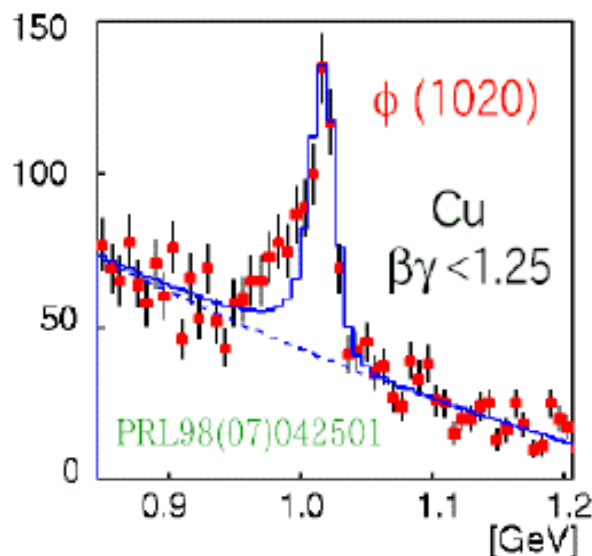
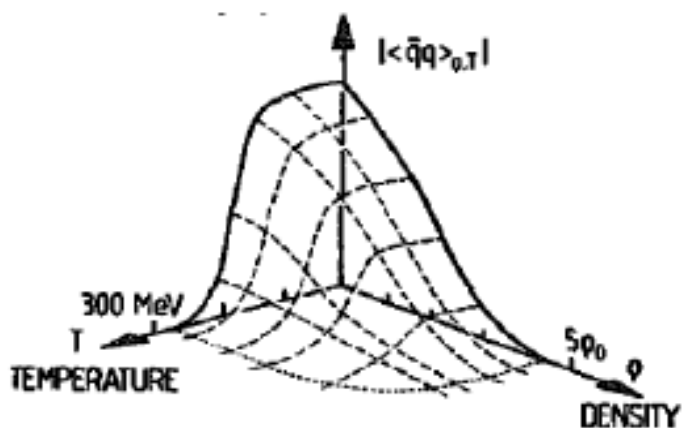
- カイラル対称性の自発的破れのプローブ

Hatsuda, Kunihiro, Weise, Jido, Itahashi, ...

- 物質の構成要素

Migdal, Kaplan-Nelson,

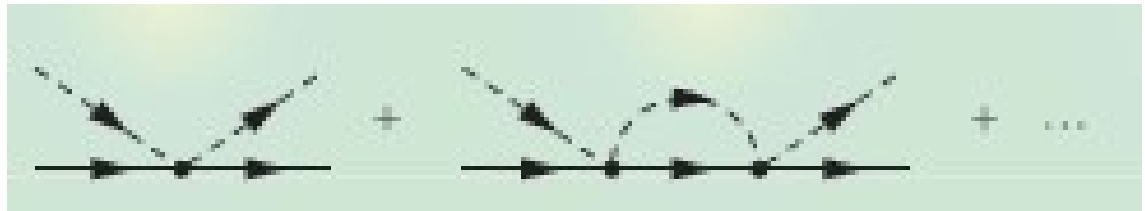
Hirenzaki, Toki, Muto, Dote, Y. Ikeda,



中間子核の面白さと難しさ(2)

- 中間子は核子と結合して共鳴を作る

$\Lambda(1405) \sim \bar{K} N$



- 中間子は核内で消滅できる
(エネルギーの低い状態と結合)

$\bar{K} N \rightarrow Y^*, Y^* N \rightarrow YN$ (or $\bar{K} NN \rightarrow YN$)

$\pi N \rightarrow \Delta, \Delta N \rightarrow NN$ (or $\pi NN \rightarrow NN$)

- Weinberg-Tomozawa 相互作用

→ ポテンシャルがエネルギーに依存する (cf. Chiral Unitary model)

$$V_{ij}(\sqrt{s}) = -\frac{C_{ij}}{4f^2} (2\sqrt{s} - M_i - M_j) \sqrt{\frac{E_i + M_i}{2M_i}} \sqrt{\frac{E_j + M_j}{2M_j}}$$

→ Non Rel. の多体問題に適用すると、別の状態が直交しない

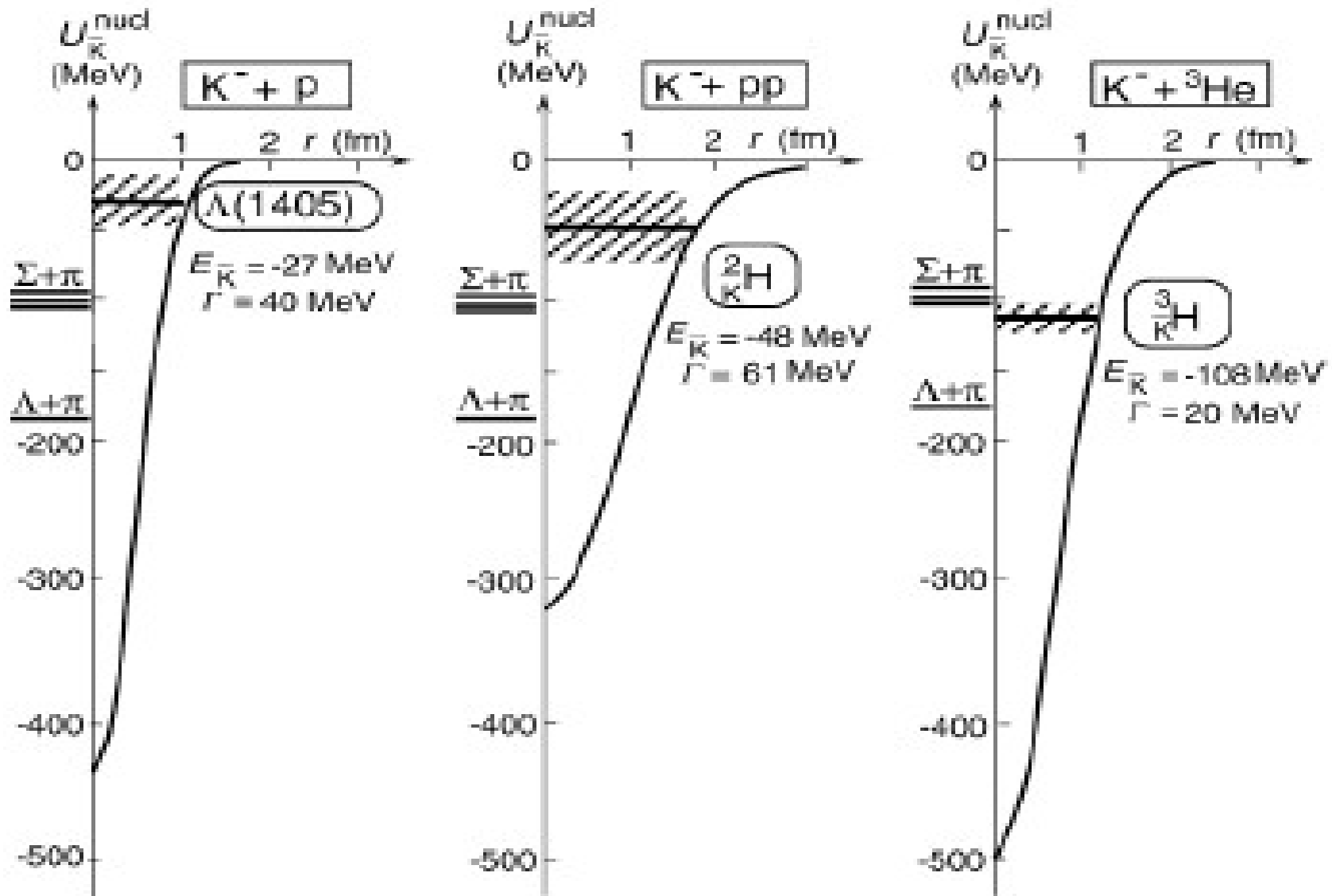
- 核内でのベクトル中間子の質量変化 → 幅の変化との区別が困難

理論的にも難しい問題 → 相互作用の情報が豊富な π, K からつめる

“Hadrons in Nuclei” Session

- K^{bar} N 相互作用
 - Chiral Dynamics (兵藤)、Meson Exchange (佐々木健)
- K^{bar} N 核の構造
 - Chiral Dynamics から得た Single Channel Potential (兵藤)
 - Couple Channel Fadeev (池田)
- K^{bar} N 核生成スペクトル
 - 複素エネルギーポールの影響 (小池)
 - Conversion の影響 (山縣)
- K^{bar} 核探索実験の現状 (鈴木隆)
- π, η 核から何がわかるか？
 - π 中間子原子とカイラル対称性、N(1535) と η 核 (慈道)
 - 核内中間子分光実験 (板橋)
- 複素座標スケーリング法による多体散乱状態の取扱い (明)

深く束縛された K^- 中間子核

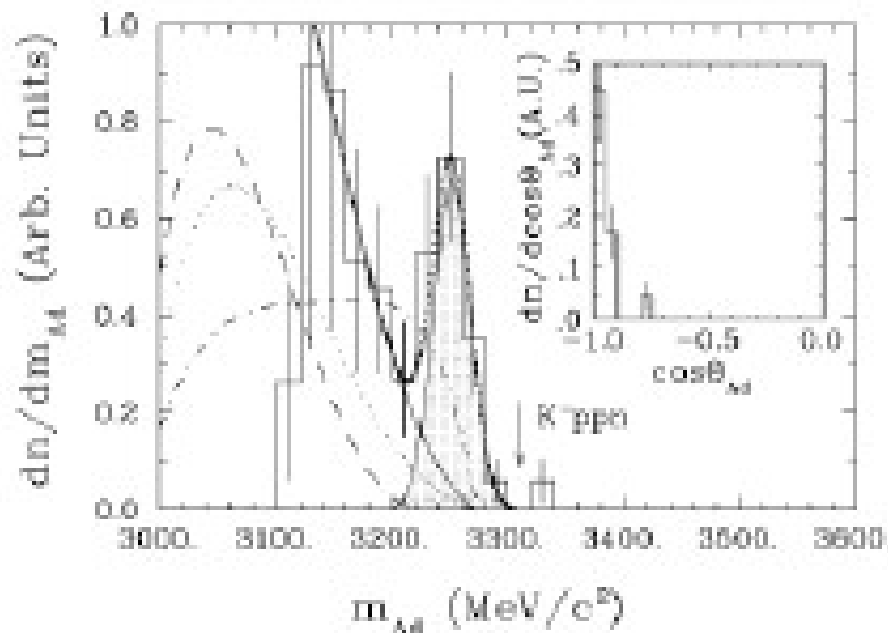
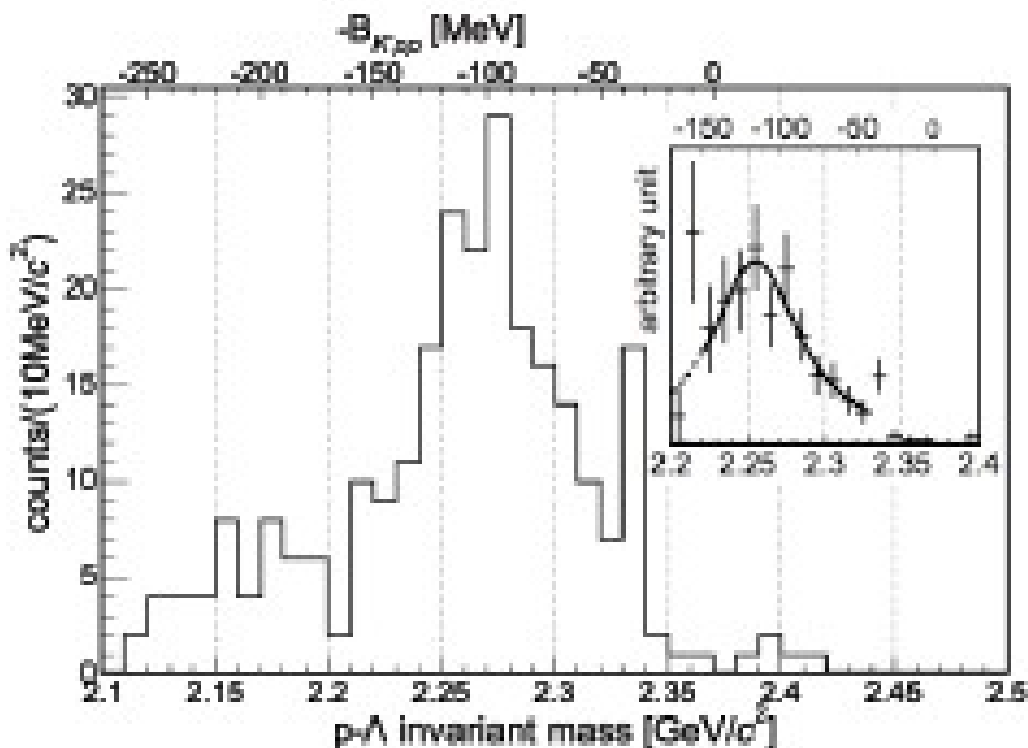


Yamazaki, Akaishi, 2002

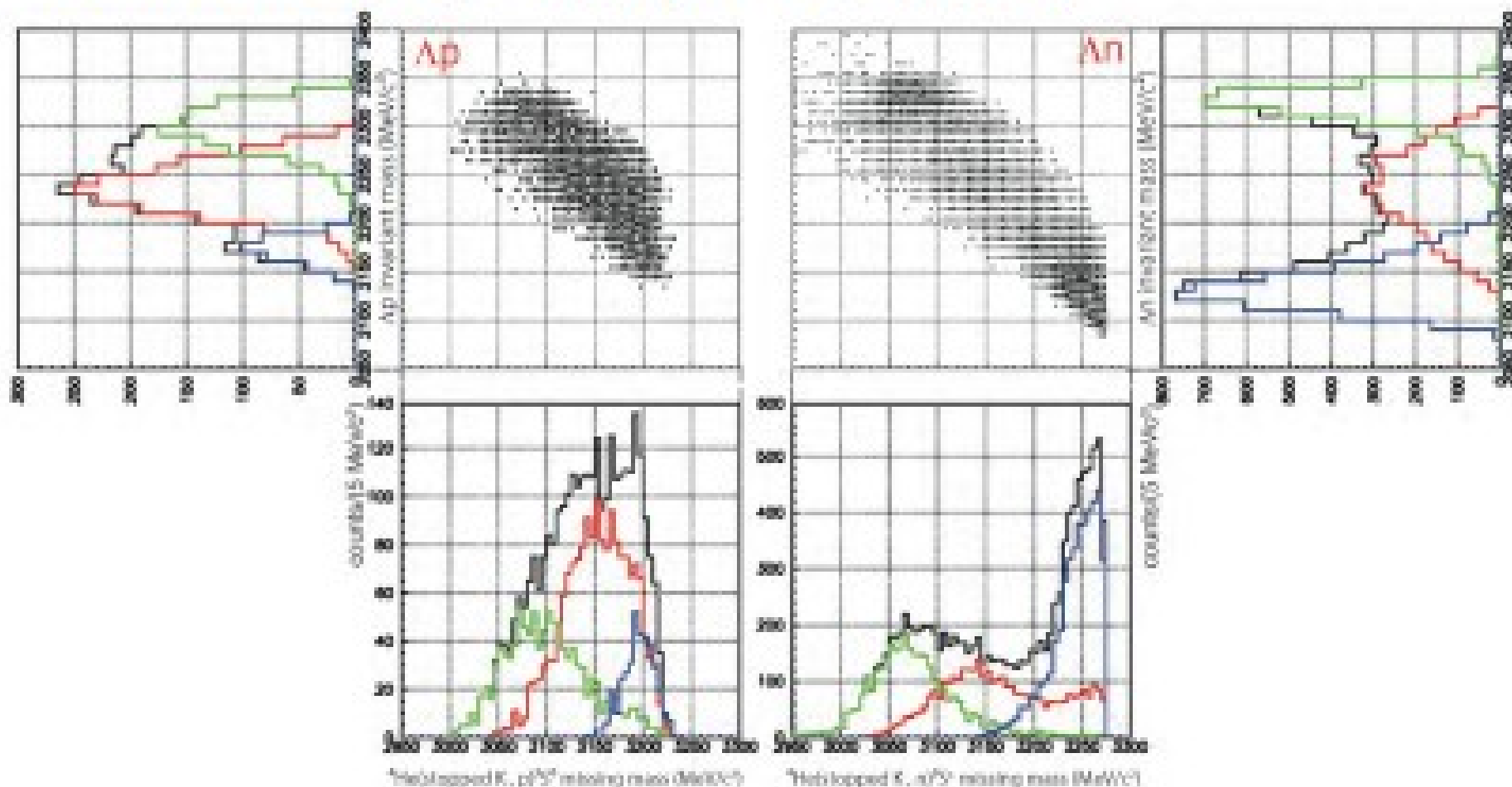
Kbar 核実験のまとめ (鈴木隆)

- Stopped K: FINUDA, KEK-E549
- In-Flight K: BNL-E930, KEK-E548
- 確定した状態は見付かっていない。
- 鈴木さんの個人的意見では 4 体 ($K^{\text{bar}}\text{NNN}$) の存在の方が確からしい？

PRL 94 212303 (2005)



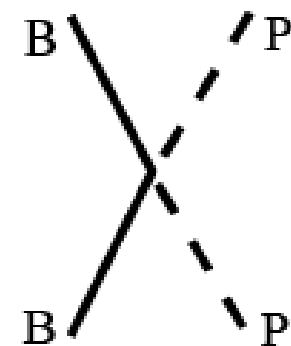
KEK E549実験(ΔN 相関2)



- ✓ $\bar{K}NN$ 的成分は同時に $\bar{K}NNN$ 的成分(3140 MeV/c²)でもある!!
- ✓ 少なくとも Δp 側に関しては $\bar{K}NN$ 解釈が相当困難である。
- ✓ 非MORT的FSI(非弾性散乱)の可能性? →(残核が小さいので)反応断面積的に説明困難(定量的計算を要するが)。完全を期するには ΣN チャンネルの測定が必要。

■ 了解事項

- 低運動量極限では Tomozawa-Weinberg が主要
- $\Lambda(1405)$ は K^{bar} N の束縛状態成分が主要
- $\Lambda(1405) \rightarrow \pi \Sigma$ のピーク位置は見るチャンネル ($\pi^- \Sigma^+$, $\pi^+ \Sigma^-$, $\pi^0 \Sigma^0$ に, $K^- p$ $K^{\text{bar}0} n$) に依存する。



$$\gamma_\mu * (p_f + p_i)^\mu$$

■ K^{bar} N 相互作用の模型化

- Akaishi-Yamazaki potential: 強い引力、E-indep.、single pole
- Chiral, Unitary: K^{bar} N では ΛY より弱い引力、double pole
 $\Lambda(1420) \sim K^{\text{bar}}$ N = Λ_1 , $\Lambda(1405) \sim \pi \Sigma = \Lambda_2$
- Chiral Unitary + Bethe-Salpeter \rightarrow Single Channel Local Pot. (兵藤)
- Meson Exchange (佐々木健):
 Vector meson exch. \rightarrow Non.-Local E-dep. pot, Local E-indep. Pot.
- TW, TW \rightarrow E-indep., TW \rightarrow E-dep.(池田)
 Single pole (TW, E-indep.), Double pole (E-dep.)

Effective interaction based on chiral SU(3) dynamics

Few-body kaonic nuclei in chiral dynamics

- single-channel $\bar{K}N$ potential

Construction of effective single-channel potential

T. Hyodo, W. Weise, Phys. Rev. C 77, 035204 (2008)

1) Coupled-channel \rightarrow single $\bar{K}N$ channel BS equation
incorporation of $\pi\Sigma$ channel (exact)

2) Local potential in Schrödinger equation (approximate)

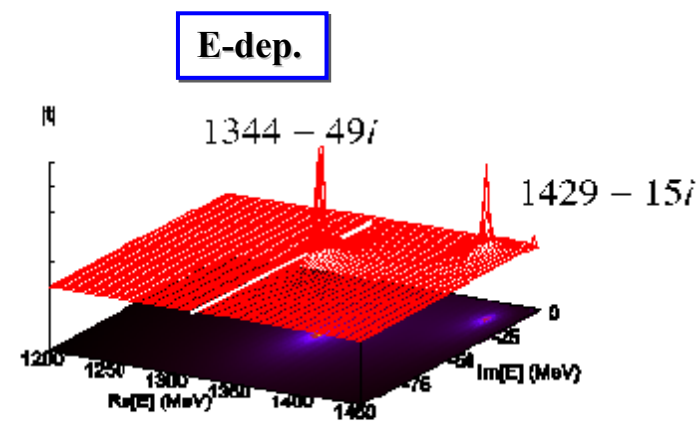
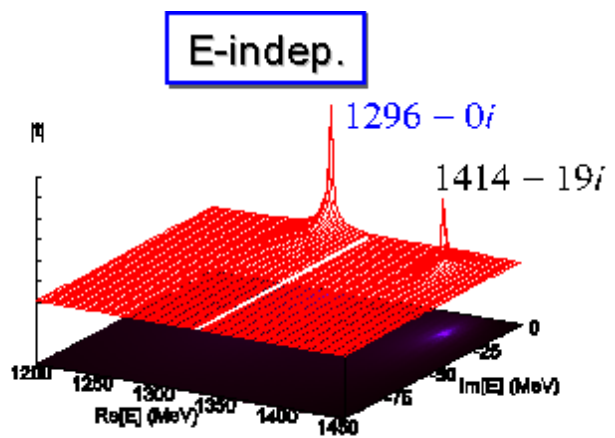
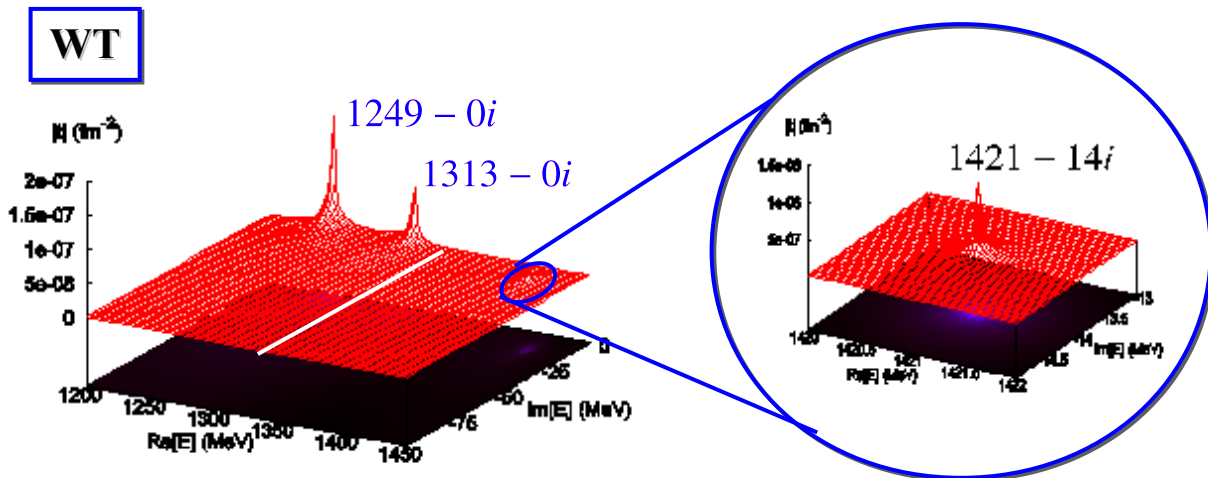
\rightarrow $\bar{K}N$ interaction : attractive, but **weaker than the phenomenological potential.**

Application to K-pp system : bound, but $B \sim 20$ MeV

A. Doté, T. Hyodo, W. Weise, Nucl. Phys. A 804, 197 (2008); Phys. Rev. C 79, 014003 (2009)

Why the interaction is weaker? \rightarrow structure of the $\Lambda(1405)$

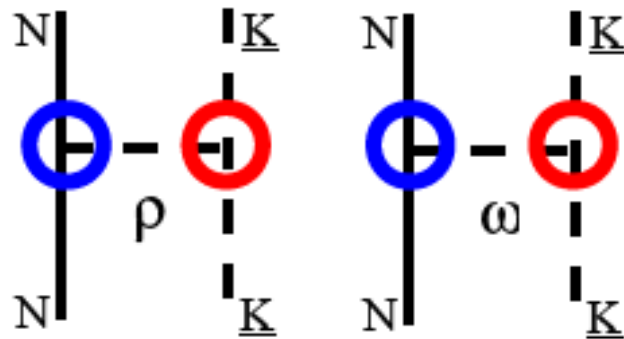
✓ Resonance poles on $K^{\text{bar}}N$ -physical, $\pi \Sigma$ -unphysical sheet



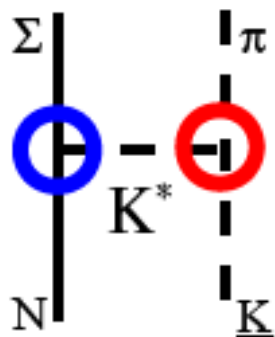
- E-indep. potential model : One resonance pole (similar to WT)
- E-dep. potential model : Two resonance poles

Vector meson exchange potentials

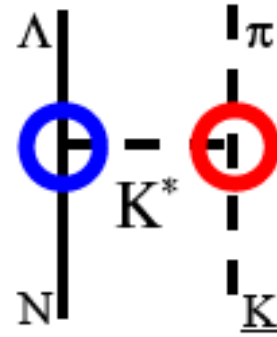
$K^{\text{bar}} N$ to $K^{\text{bar}} N$



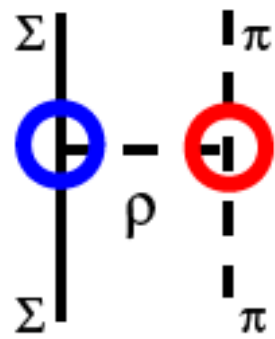
$K^{\text{bar}} N$ to $\pi\Sigma$



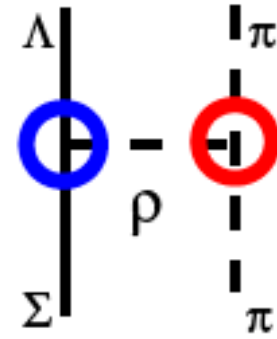
$K^{\text{bar}} N$ to $\pi\Lambda$



$\pi\Sigma$ to $\pi\Sigma$



$\pi\Sigma$ to $\pi\Lambda$



PPV couplings

Cutoff parameters

Λ_{NS} : $P^{\text{bar}} P V_{NS}$ coupling vertices

Λ_S : $K^{\text{bar}} \pi V_S$ coupling vertex

BBV couplings

Cutoff parameters

Λ_{NS} : $BB V_{NS}$ coupling vertices

Λ_S : $NY V_S$ coupling vertices

Monopole or Gaussian form factors are employed

$$F(q^2) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + q^2}$$

$$F(q^2) = \exp\left(\frac{-q^2}{\Lambda^2}\right)$$

■ 合意事項

- $K^{\text{bar}}N$ に $\Lambda(1405)$ を作るような引力があると、 $K^{\text{bar}}NN$ は束縛する

■ 模型に依存する結果

- E-indep. Pot. + Λ^* の質量 = 1405 MeV → 深く束縛 (50-100 MeV)
- E-dep. Pot. + Λ^* の質量 = 1420 MeV → 浅い束縛 (10-30 MeV)

■ 問題: $K^{\text{bar}}N$ での double pole は $K^{\text{bar}}NN$ に現れるか?

- $\Lambda_1(1420)$ ($\sim K^{\text{bar}}N$), $\Lambda_2(1405)$ ($\sim \pi\Sigma$) のそれぞれを主成分とする 2つの状態が “ $K^{\text{bar}}NN$ ” に現れる? (兵藤、池田)

■ K^{bar} 核生成 (小池、山縣)

- 合意事項: $K^{\text{bar}}NN$ に束縛状態があれば、missing mass で見えるだろう
- スペクトルは「複素エネルギーポールからの距離」に依存
→ $\pi\Sigma$ threshold 以上ならポールは見えるが、それ以下なら cusp (小池)
- Conversion の行き先を分解可能 (山縣)

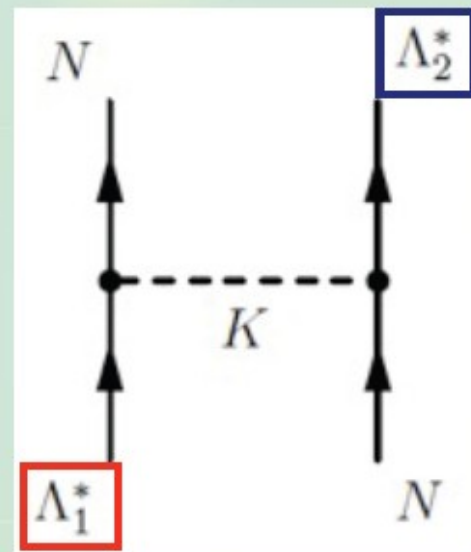
Λ^*N state in chiral model

Chiral dynamics \rightarrow two Λ^* states : Λ^*_1 , Λ^*_2

With sufficient attraction (σ exchange),

\rightarrow two Λ^*N bound states in B=2 system : Λ^*_1N , Λ^*_2N

In addition, mixing of $\Lambda^*_1N \leftrightarrow \Lambda^*_2N$: level repulsion



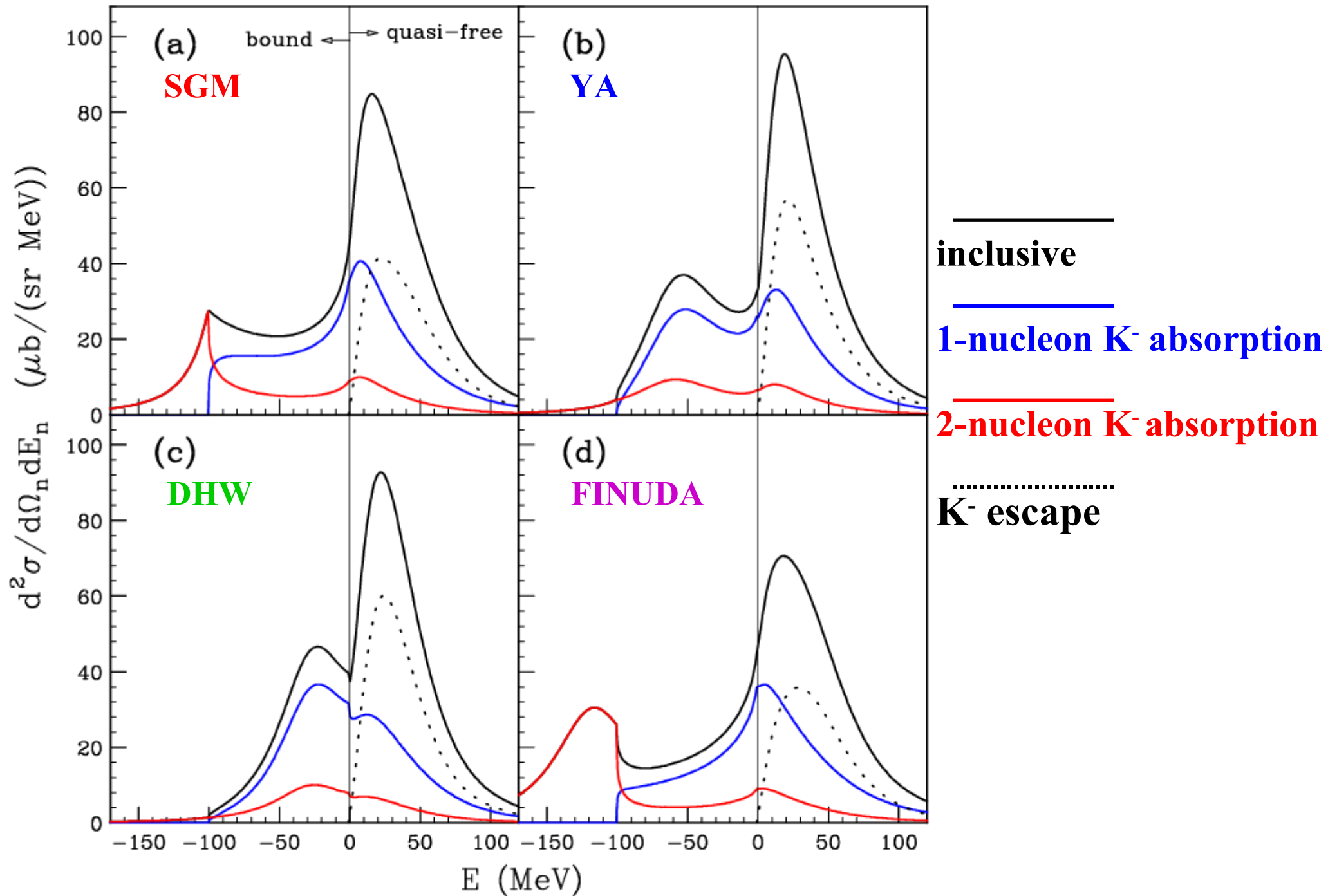
Λ^* coupling constant : unknown

We consider this model simulates the three-body calculation

\rightarrow DHW result = Λ^*_1N

◆ Decomposition into semi-exclusive spectra

Koike



5. Exclusive spectrum

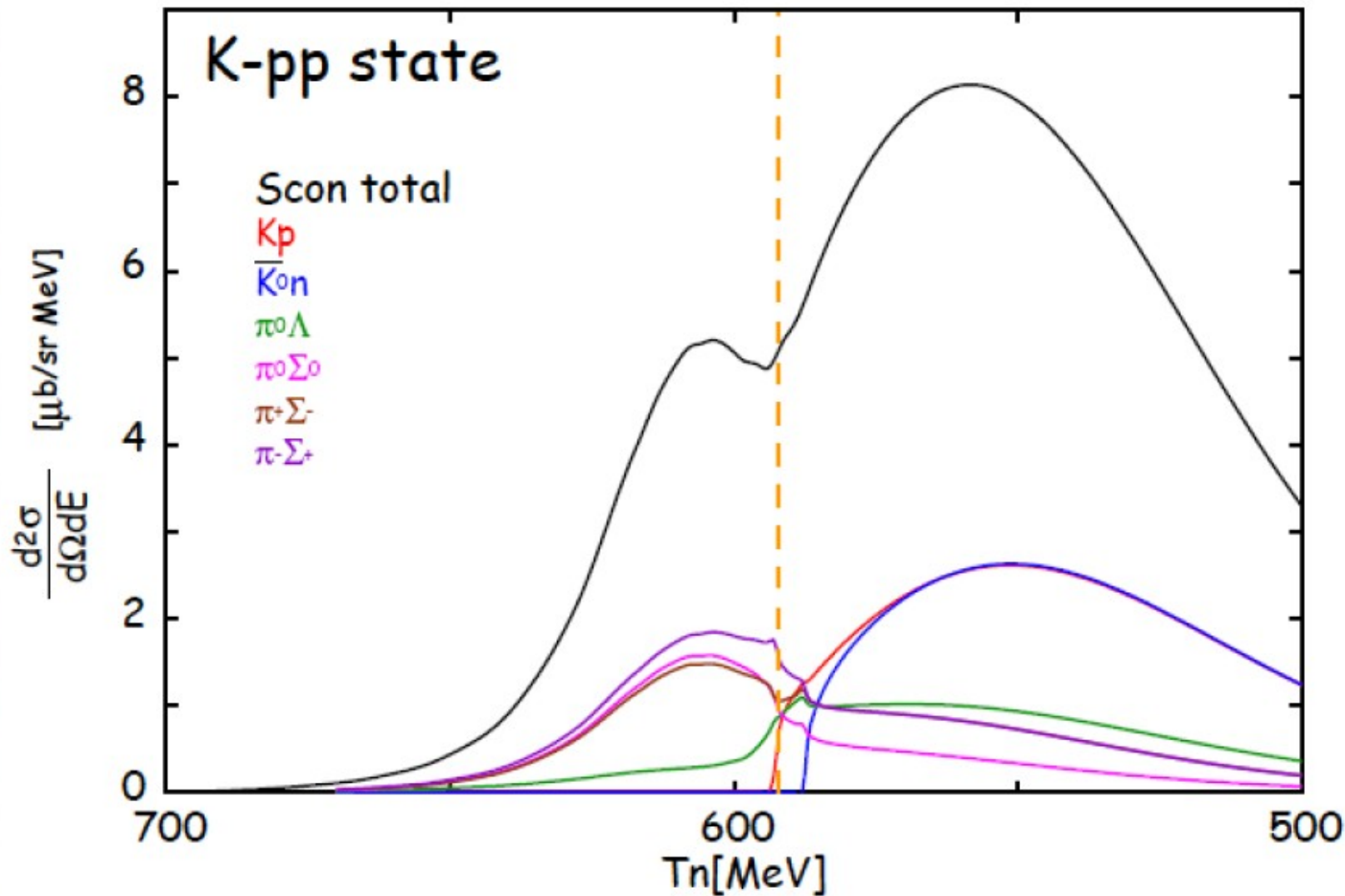
$$\text{Im } T_{\bar{K}N \rightarrow \bar{K}N} = \sum_j T_{\bar{K}N \rightarrow j} \sigma_j T_{j \rightarrow \bar{K}N}^*$$

$$S_{\text{con}}(E) = \sum_j S_{\text{con}}^{(j)}(E)$$

☞ If we can observe contributions from 1 body absorption process...

${}^3\text{He} (K^-, n)$

K⁻pp



Isovector parameter b_1 and Chiral symmetry

$\langle \bar{q}q \rangle$: order parameter of chiral symmetry

Tomozawa-Weinberg relation

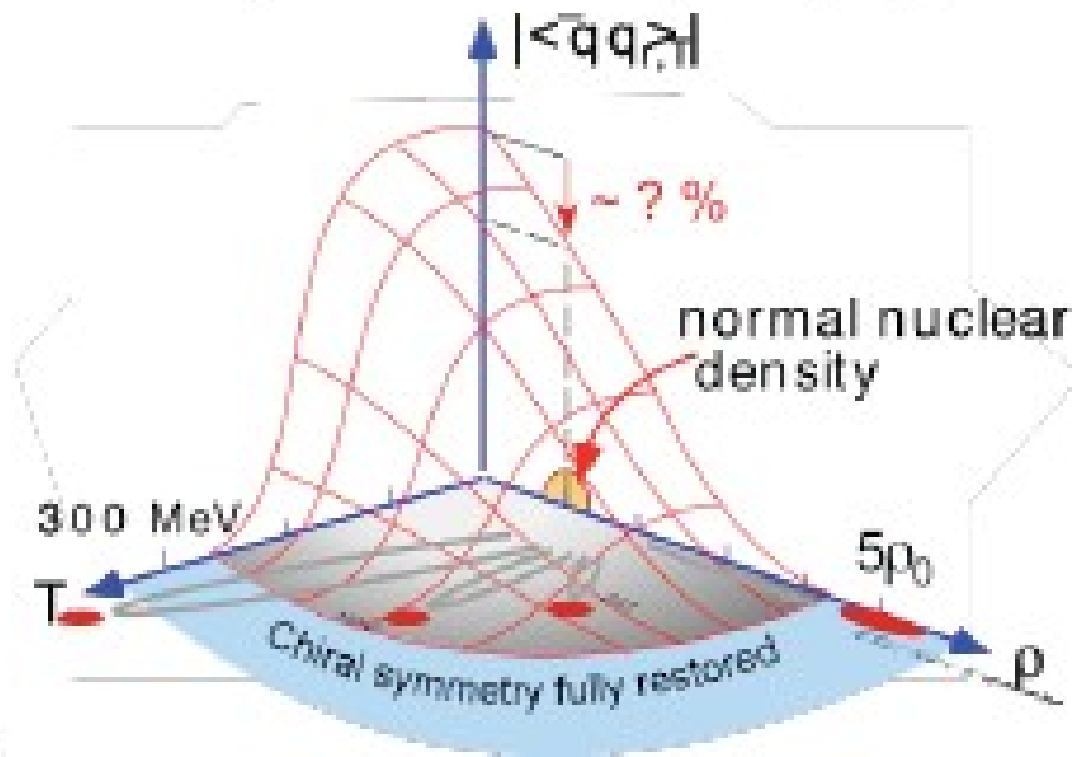
$$-4\pi (1 + m_\pi / M) b_1 = m_\pi / 2 f_\pi^2$$

$$\frac{f_\pi^*(\rho)^2}{f_\pi^2} = \frac{b_1^{\text{free}}}{b_1(\rho)}$$

Gell-mann-Oakes-Renner relation

$$m_\pi^{*2} f_\pi^{*2} = -\frac{m_u + m_d}{2} \langle \bar{q}q \rangle_\rho$$

Order parameter of Chiral symmetry $\langle \bar{q}q \rangle$



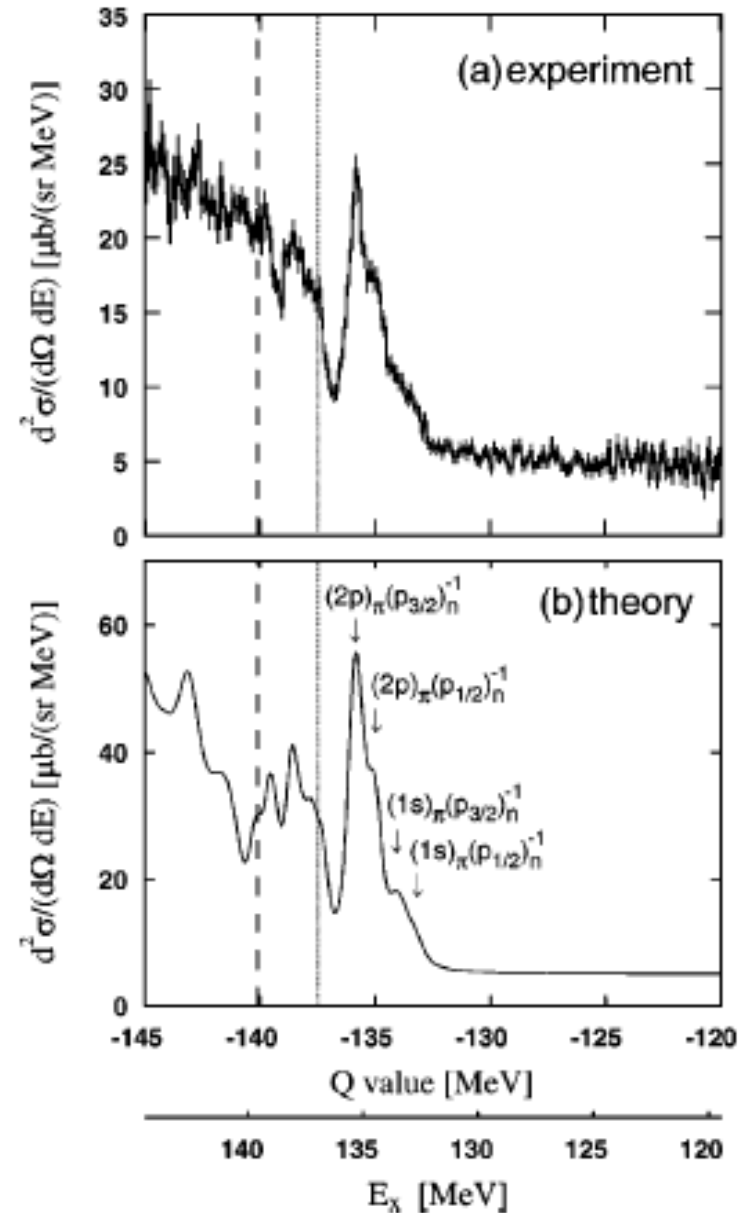
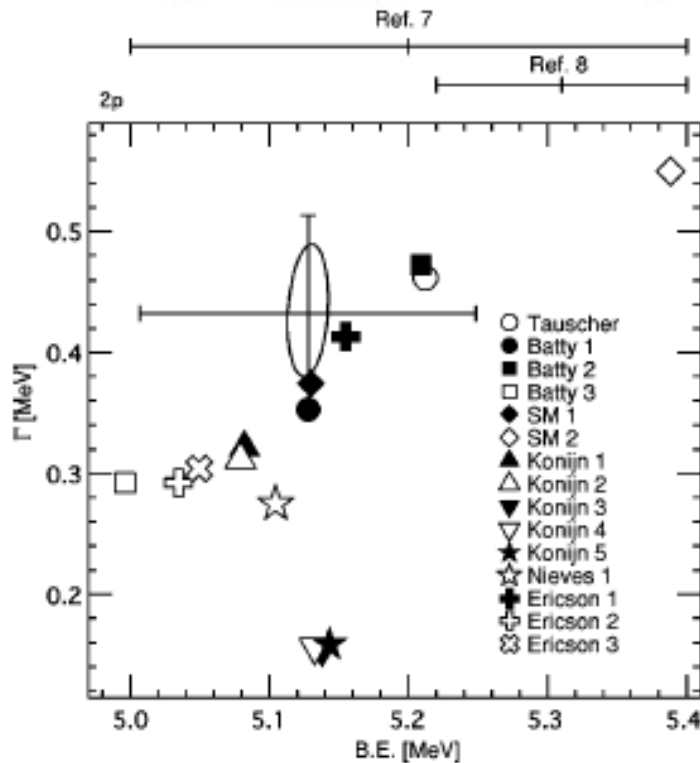
$$b_1^*/b_1 \Leftrightarrow \langle \bar{q}q \rangle$$

Pionic Atom and Pion Potential in Nuclear Matter

■ π -Nucleus Potential

- Pionic Atom (Pb, Sn) and Scattering
 - s-wave π -核ポテンシャルの深さは $\rho \sim 0.6 \rho_0$ においてよく決まってきた

$$U(\pi^-) = -\frac{2\pi}{m_\pi} \left[\left(1 + \frac{m_\pi}{M_N}\right) (b_0 \rho_B + b_1 \delta \rho) + \left(1 + \frac{m_\pi}{2M_N}\right) \text{Re} B_0 \rho_B^2 f(Y_p) \right]$$



Itahashi et al., 2000

π, η 中間子核

- π 中間子原子：核内クォーク凝縮への扉
 - 詳細かつ精密： $b_1^{\text{free}}/b_1=0.78$ ($\rho\sim 0.6\rho_0$)
「核内で chiral symmetry は部分的に回復している」
(慈道、板橋)
 - Tomozawa-Weinberg $b_1 = -\omega/F^2 \rightarrow$ 核内での ChSB
 $(F^*/F) Z^{1/2} = \langle \bar{q}q \rangle^*/\langle \bar{q}q \rangle$, $Z=G^*/G$
 $\rightarrow \pi$ 原子生成スペクトルの高さ
- η 中間子核
 - η 核と $N^*(1535)$ -hole と結合
Chiral Unitary, Chiral Doublet
クォークの芯は大きな質量変化を受ける
- K 核の非中間子崩壊

Exact sum rule for quark condensate in all density

Jido

sum rule in chiral limit

Jido, Hatsuda, Kunihiro, PLB 670 (2008), 109.

$$\sum_{\alpha} \text{Re} \left[(N_{\alpha}^* + F_{\alpha}^*) G_{\alpha}^{*1/2} \right] = -\langle \bar{q}q \rangle^*$$

sum over zero modes with pionic quantum number

In-medium matrix elements

wavefunction normalization $\langle \Omega_{\ell}^b(k) | \phi_5^a(x) | \Omega \rangle = \delta^{ab} G_{\ell}^{*1/2} e^{ik \cdot x},$

axial vector coupling $\langle \Omega | A_{\mu}^a(x) | \Omega_{\ell}^b(k) \rangle = i\delta^{ab} [n_{\mu}(n \cdot k) N_{\ell}^* + k_{\mu} F_{\ell}^*] e^{-ik \cdot x}.$

eigenstates of QCD Hamiltonian with pionic quantum number

$|\Omega_{\ell}^a\rangle$ eigenvalue ε_{ℓ} momentum \vec{k} $J^P = 0^-$ $I = 1$

zero modes $l = \alpha$ $\varepsilon_{\ell} \rightarrow 0$ as $\vec{k} \rightarrow \vec{0}$

non-zero modes $l = \beta$ $\varepsilon_{\ell} \neq 0$ at $\vec{k} = \vec{0}$

Wavefunction renormalization in pionic atom

$$Z_{\pi}^* \equiv G_{\pi}^*/G_{\pi}$$

Matrix elements

$$\langle \Omega_{\ell}^b(k) | \phi_5^a(x) | \Omega \rangle = \delta^{ab} G_{\ell}^{*1/2} e^{ik \cdot x},$$

異なる密度の wavefunction normalization

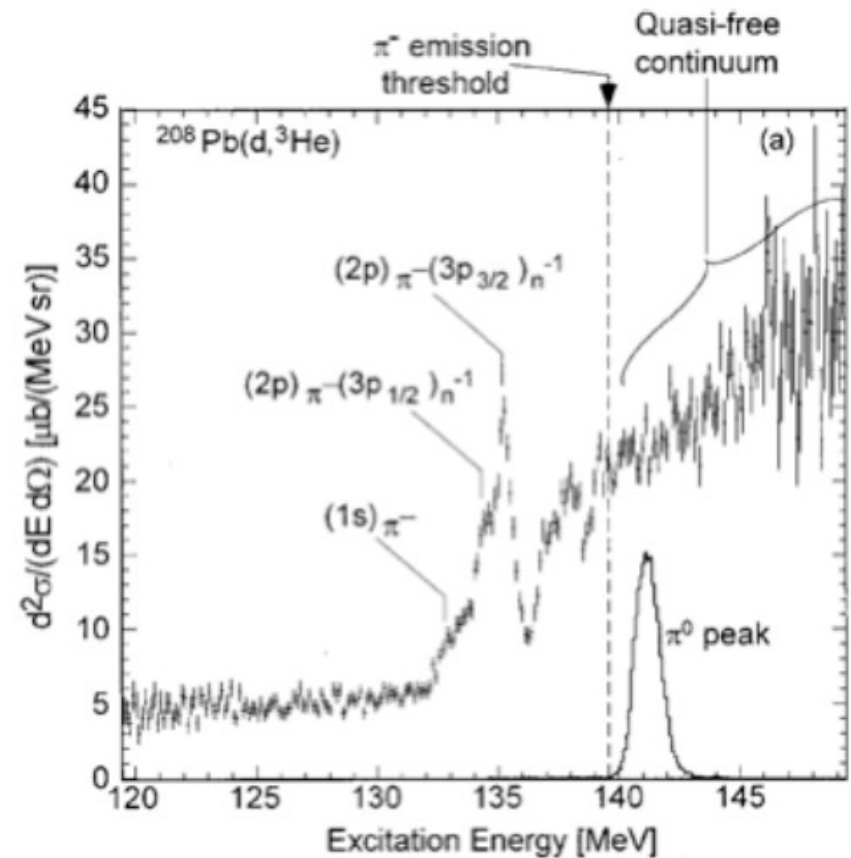
→ 波動関数くりこみ

スペクトラムの高さと関係

核構造からの寄与

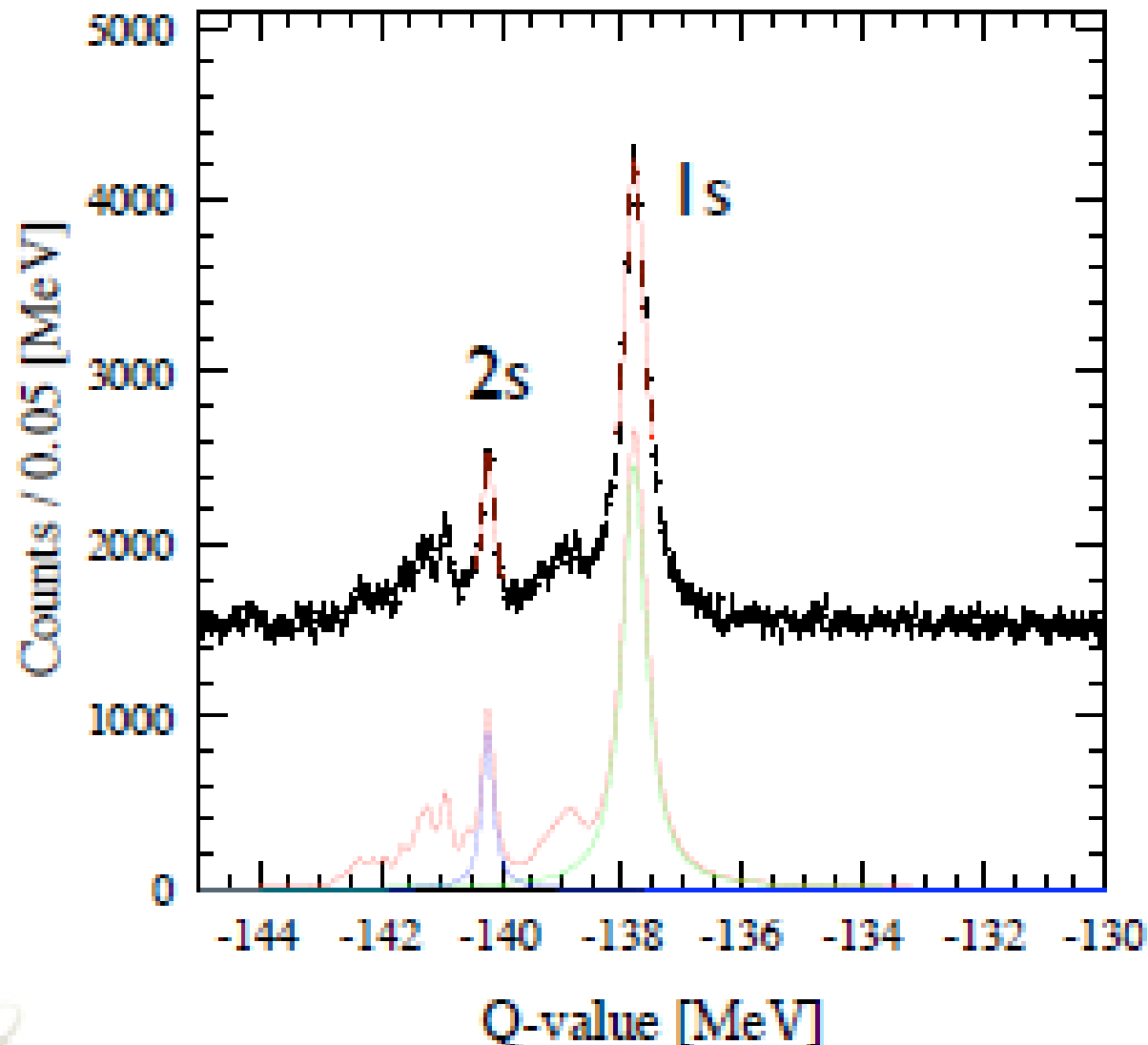
比を取ることで相殺？

異なる束縛状態では感じる
密度が変わる？



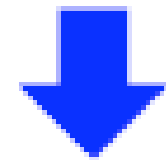
Expected spectrum and precision

$^{122}\text{Sn}(d,^3\text{He})$



Expected spectrum
(w/o q-free)

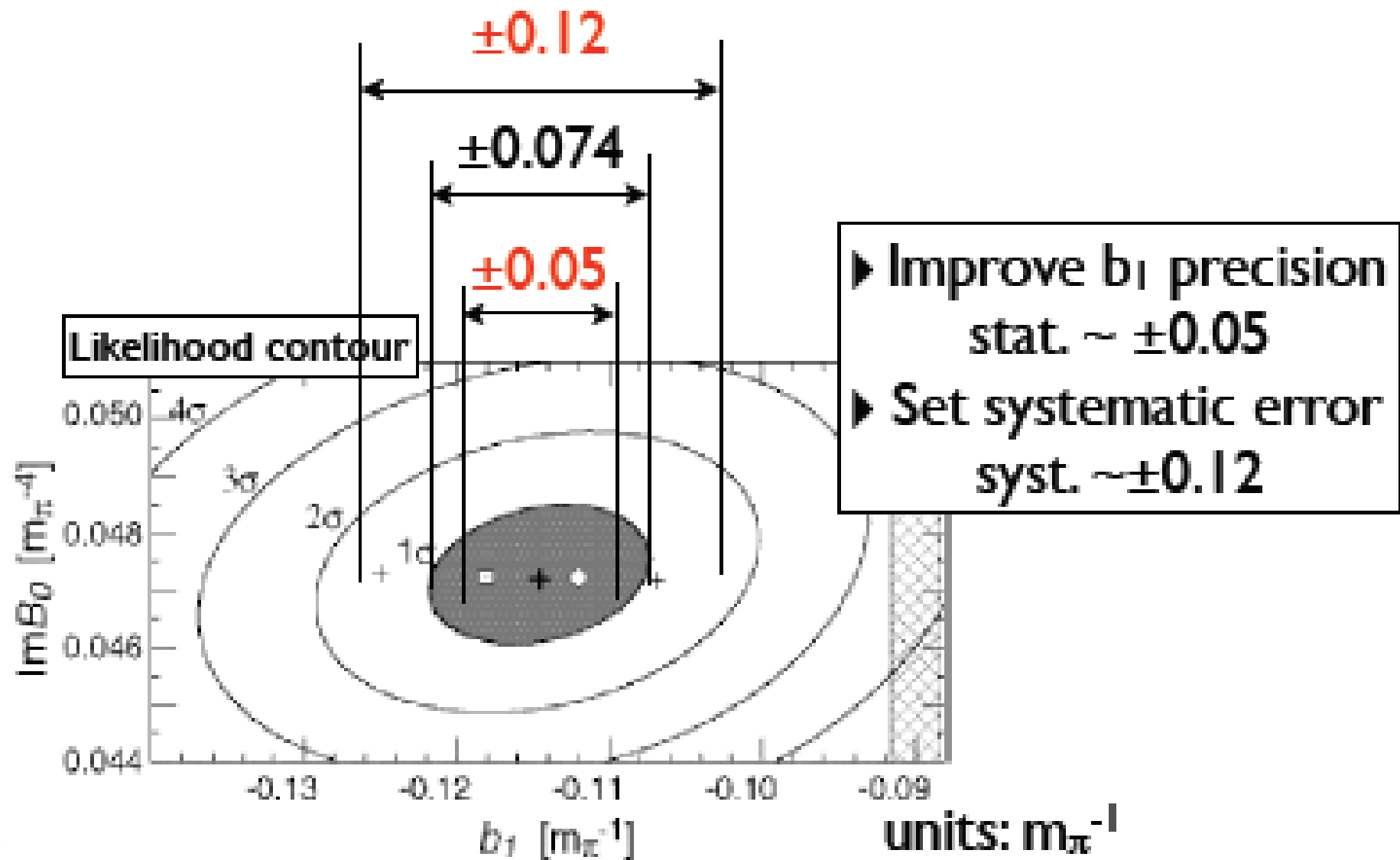
$T_d = 500$ MeV
Exp. Resol. (FWHM)
= 150 keV
(prev. 400 keV)



B.E. ± 9 keV
(prev. 18~24 keV)

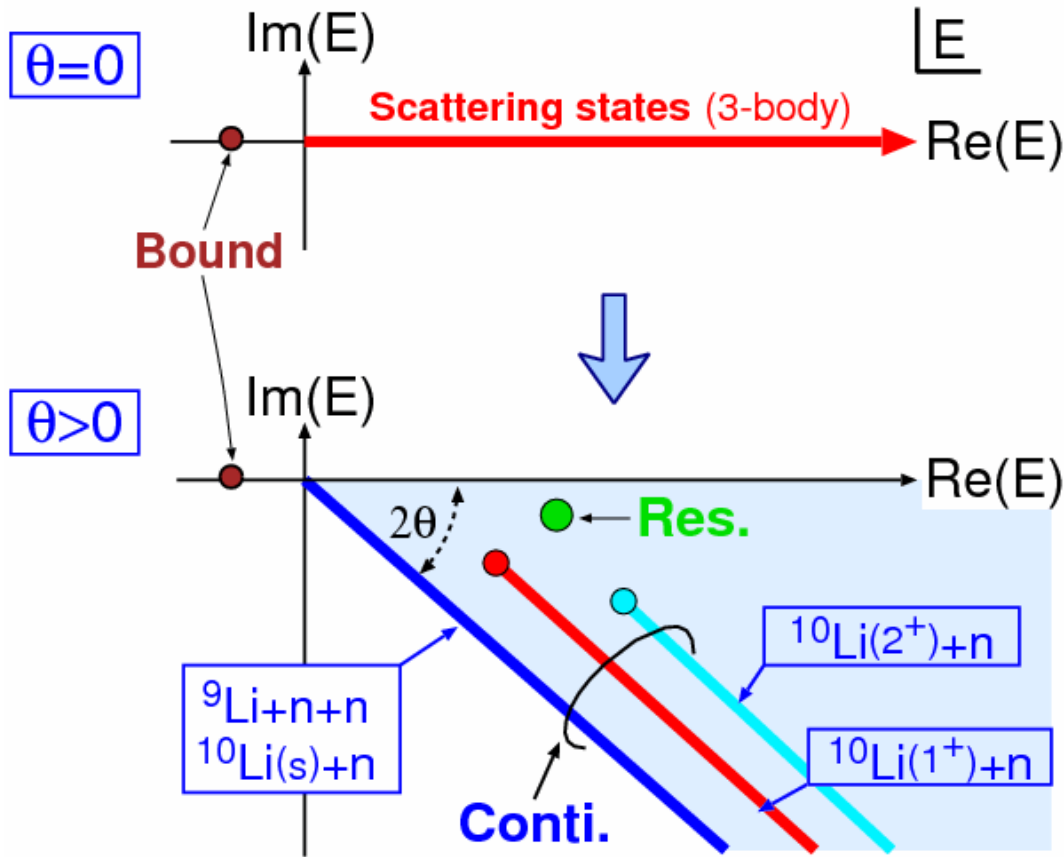
Based on Kimura's prediction

Our first goals



Complex scaling method for 3-body case

$$U(\theta): r \rightarrow r \exp(i\theta), k \rightarrow k \exp(-i\theta)$$



Completeness relation

$$1 = \sum_B |\phi_B\rangle \langle \tilde{\phi}_B| + \sum_S |\phi_S\rangle \langle \tilde{\phi}_S|$$

$$1 = \sum_B |\phi_B\rangle \langle \tilde{\phi}_B| + \sum_R |\phi_R\rangle \langle \tilde{\phi}_R| + \sum_C |\phi_C\rangle \langle \tilde{\phi}_C|$$

(${}^{10}\text{Li}+n, {}^9\text{Li}+n+n$)

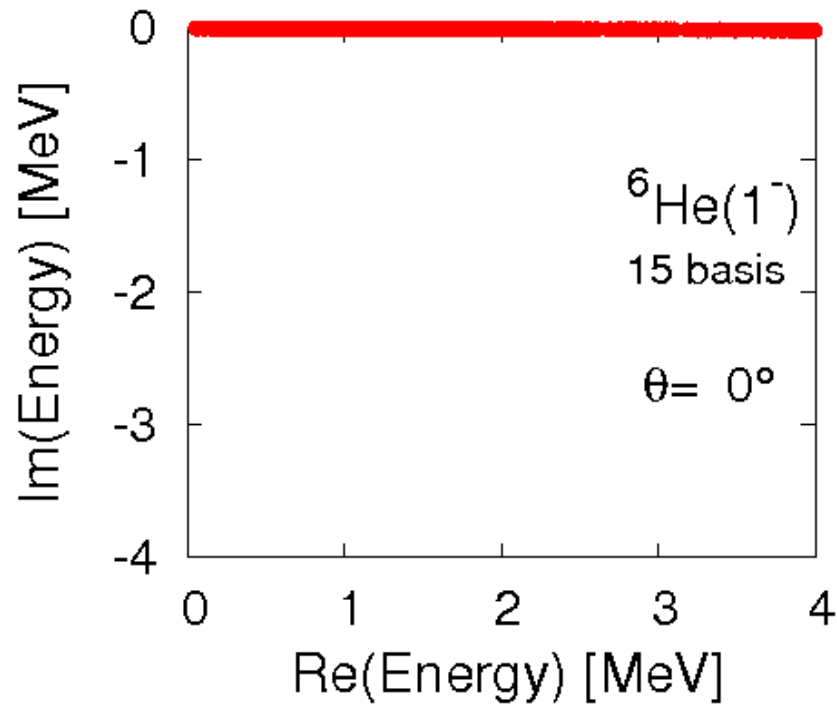
B.G. Giraud, K. Kato, A. Ohnishi
 J. Phys. A 37 ('04)11575

S.Aoyama, TM, K.Kato, K.Ikeda, PTP116(2006)1 (review)
 J.Aguilar and J.M.Combes, Commun. Math. Phys.,22('71)269.
 E.Balslev and J.M.Combes, Commun. Math. Phys.,22('71)280.

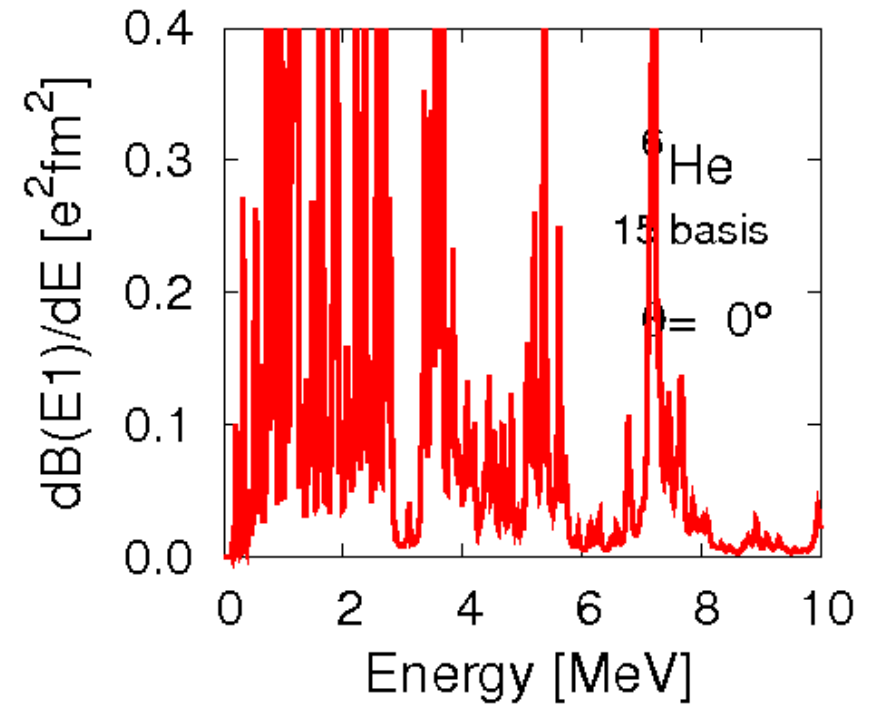
$^4\text{He} + n + n$ system with complex scaling

E1 of $^6\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + n + n$

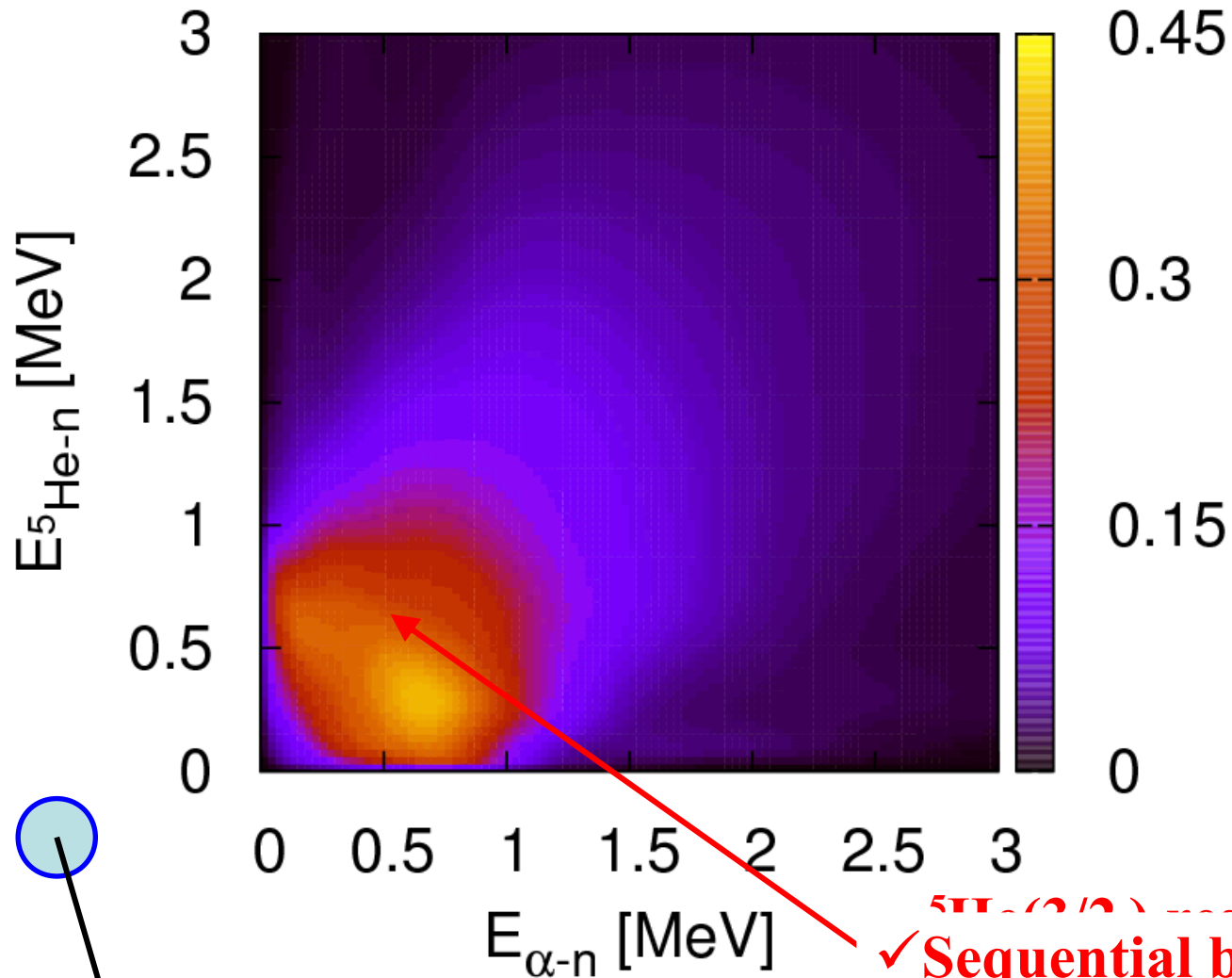
Energy eigenvalues



E1 transition

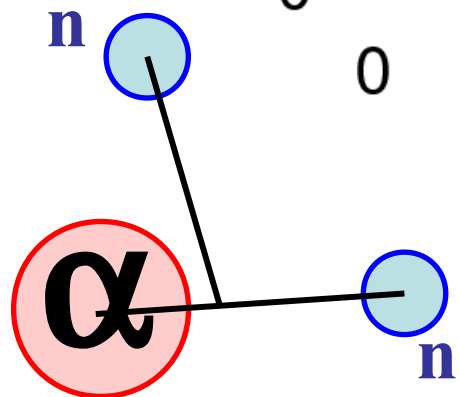


E1 of He into He+n+n : 2-dimensional energy distribution



Kikuchi, TM, Takashina,
Kato, Ikeda,
Submitted to PTP

Complex-scaled
Lippmann-Schwinger
Equation



$5He(2^+)$
✓ Sequential breakup via $^4\text{He} + n$

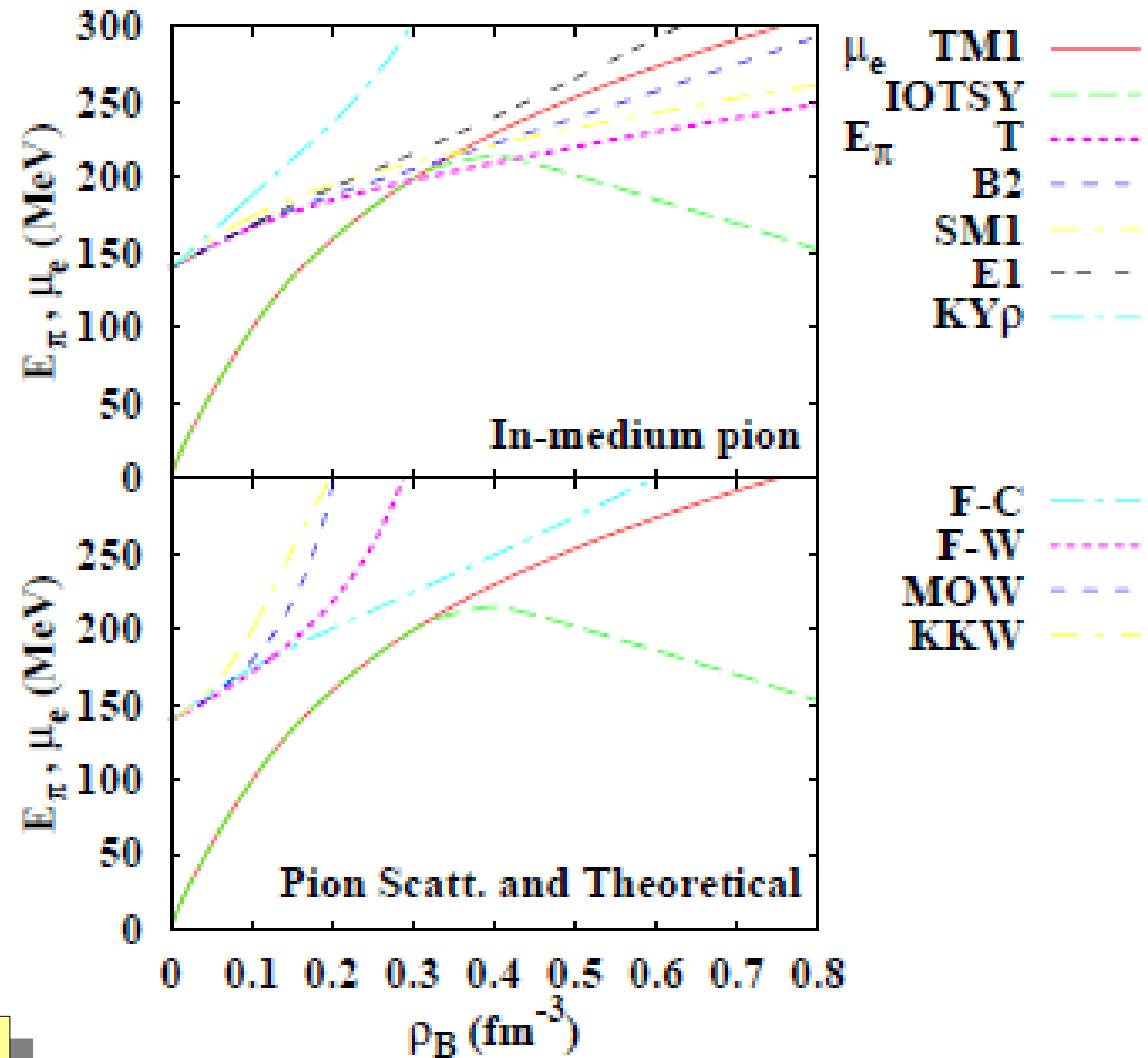
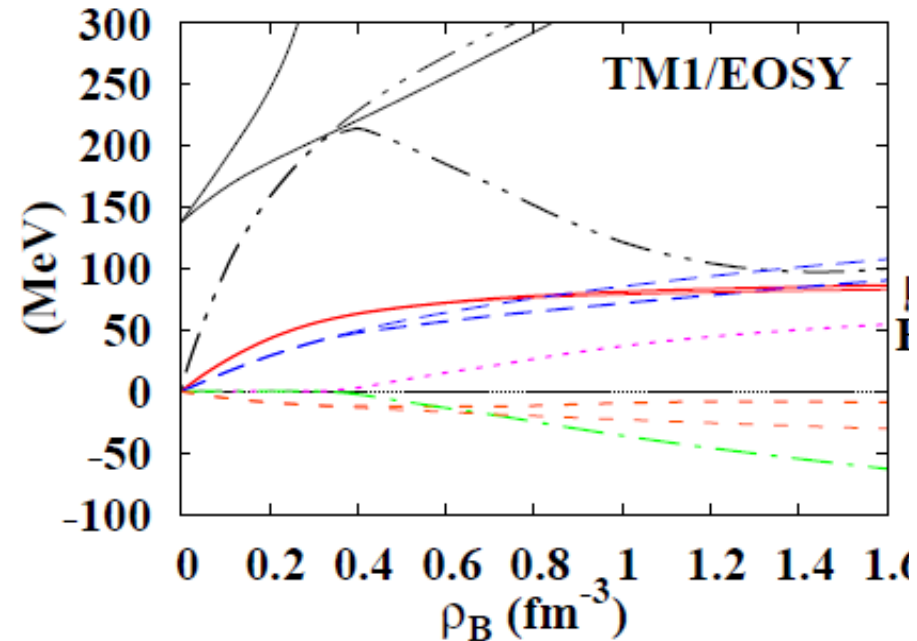
まとめ

- 中間子核研究で分かってきたこと
 - π 中間子原子 → 精密な測定によりクォークの凝縮へ
 - $K^{\text{bar}}N$ 相互作用 → 中間子・バリオン束縛状態としての $\Lambda(1405)$
 - K^{bar} 核、 η 核、vector 中間子の mass shift → Not yet converged
- 中間子核研究はクォークハドロン物理学と多体問題の両側に問題を投げかけている。
 - $K^{\text{bar}}N$ 相互作用 + K^{bar} 核構造
 - 場の理論から得られる振幅を多体問題に適用するにはどうすればよいか？
 - 反応理論
 - Missing Mass, Invariant Mass 分布をともに記述できる手法は？
 - ハドロンを情報を引き出すためには、核多体問題の不定性を取り除くことが必要。
- 高密度物質への影響は？
 - b_1 パラメータの密度依存性 → s-wave pion condensation
 - 核物質中での K^{bar} potential → K^{bar} condensation (TW+KN Σ +Others?)

s-wave π condensation in neutron stars ?

■ 中性子星物質中での π のエネルギー

- Batty et al., 1983
Pb データをほぼ説明
- Kienle-Yamazaki, 2004
Sn isotope データまで説明
Neutron Star Matter



b_1 パラメータの密度依存性
→ No s-wave pion cond.