

第60回 原子核三者若手 夏の学校 原子核パート
(2014 8/4~8/9)

「中間子-原子核系で探る
核内中間子の性質と
強い相互作用の対称性」

2014年8月8日

奈良女子大学理学部 比連崎 悟



1、イントロダクション

= ハドロン原子核物理学とは？ =

『ハドロン(強結合粒子)』の系
(単体 and 多体系)が研究対象

ハドロン： 核子(原子核の構成要素)や核力を媒介する
中間子等の強い相互作用をする粒子の総称

バリオン(重粒子) 陽子・中性子等 およそ130種類

半整数スピン(フェルミ粒子) クォーク3個っぽい

———主には物質を構成している———

メソン(中間子) π 、K 中間子等 およそ160種類

整数スピン(ボーズ粒子) クォーク・反クォーク対っぽい

———相互作用を媒介する事が多い———



1、イントロダクション

= ハドロン原子核物理学とは？ =

『ハドロン(強結合粒子)』の系
(単体 and 多体系)が研究対象

→ 強い相互作用の世界

基本相互作用

強い力	原子核・ハドロン。強くて短距離力。
電磁気力	原子を構成「日常的」。原子核・ハドロンの電磁的な性質。
弱い力	人類が比較的自由に制御出来る唯一の相互作用。
重力	粒子の崩壊に関与する事が多い。 歴史は古く日常的ではあるが。。。。

1、イントロダクション

= ハドロン原子核物理学とは？ =

『ハドロン(強結合粒子)』の系
(単体 and 多体系)が研究対象

→ 強い相互作用の世界

基本相互作用 の典型的な時間

強い力	$\sim 10^{-23}$ S	(ハドロン崩壊、 $\Gamma \sim 100$ MeV)
電磁気力	$\sim 10^{-20}$ S	(Electromagnetic decayなど)

弱い力	$\sim 10^{-10}$ S	(charged pion, n の decay など)
-----	-------------------	------------------------------

1、イントロダクション

= ハドロン原子核物理学とは？ =

『ハドロン(強結合粒子)』の系

(単体 and 多体系)が研究対象

- 陽子、中性子の系 → 原子核

- ハイペロン (Λ , Σ , ...)
 → ハイパー核

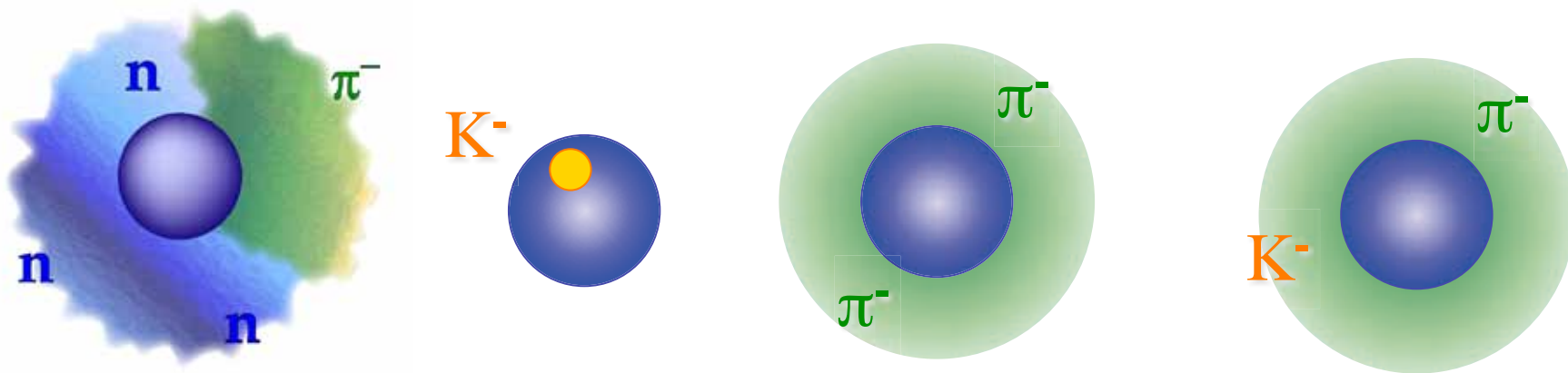
- 中間子 (π , K , η , ω , η' ...) と原子核の系
etc

1、イントロダクション

= ハドロン原子核物理学とは？ =

『ハドロン(強結合粒子)』の系

(単体 and 多体系)が研究対象

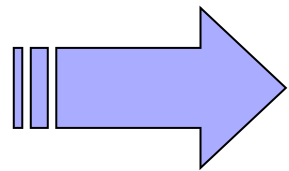


中性子星の内部構造などにも直結。

物理的興味のポイント1つは『多体系の多様性』

単純な要素還元論で済まない。。

- QED(電磁気学の基礎理論)が分かってても、
我々の身の回りの「物質科学」は終わらない。



ハドロンやクォークの多体系

にも同様の多様性 !!

強い相互作用でできた「物質科学」
更に、強い相互作用の「基礎理論自身」
が複雑である！



QCD (クォーク、グルーオンの力学) の特徴

1. カラー閉じ込め …… QCDのみの特殊な性質

単体のクォーク、グルーオンは観測不可能!!

(単に「たたき方が弱い」わけではなくて)

2. 対称性の自発的破れ

(南部陽一郎 氏 (1960's))

➡ 複雑な真空 (= 基底状態) の構造

…… 他の系でも一般的にある現象

3. 漸近的自由性

強結合 (低エネルギー) vs 弱結合 (高エネルギー)



現代ハドロン・原子核物理の課題(個人的。)

■ 基礎科学的テーマ: 2つのMissing Link

□ ハドロン間力(核力等)から、ハドロン多体系(原子核のような物)を理解できるか(構造+反応)?

□ QCD(クォーク・グルーオンの力学)から、クォーク多体系(陽子、中性子等のハドロン)を理解できるか(構造+反応)?

■ 『応用』的テーマ

□ 現在の世の中(宇宙)の元素組成を説明できるか?
(基礎科学的なハドロン・原子核物理の応用) etc etc

□ 素粒子を使った非破壊検査、NMR etc etc

現代ハドロン・原子核物理学のテーマ

- ハドロンの世界をQCD(量子色力学:クォーク、グルーオンの力学)から理解できるか？
- 対称性の破れと回復、(Exotic) Hadron の存在・構造

「物質の質量」～「原子核の質量」

ex.) ^{40}Ca 原子 99.97%

～「陽子・中性子の質量の和」 束縛エネルギーの効果
 $\leq 1\%$

≫ クォークの質量

クォーク質量の和はわずか 2%

身の回りの質量 (visible mass) の起源の理解に
ハドロン $\longleftrightarrow$ クォーク・グルーオンの理解が必要

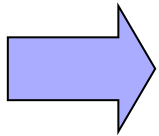


「自発的に破れた対称性」の振る舞いは、

環境に依存している。

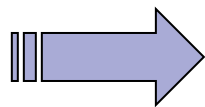
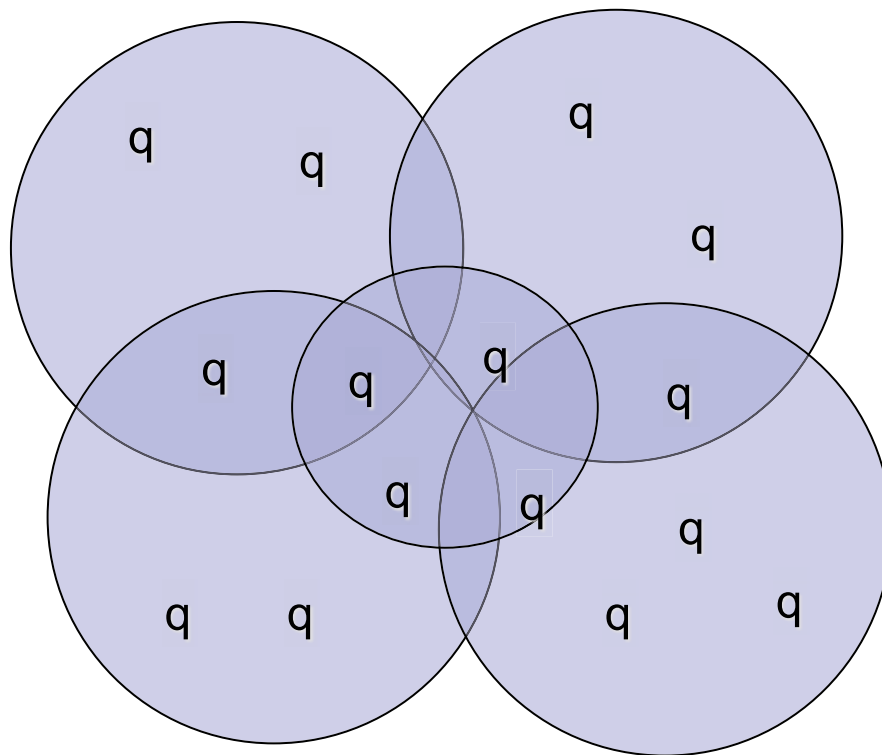
■ ex.) 磁石のキュリー点

「物質の質量」 → 「磁石の強さのようなもの??」



ハドロン系 → クォーク系に近づければ、
「対称性の回復」が見えるのではないか？

高密度 (ハドロン同士を近づける) にしてみよう！



有限密度 (原子核内) における中間子の振る舞いの研究



なので、、中間子一原子核系は

- 明らかにExotic Hadron Many Body system である。
- 有限密度における中間子の性質を反映するはずである。
(相構造の理解に役立つかも)
=>両方の意味で面白いのでは？
- 様々な中間子 & たくさんの核種=>目的によって適切な組み合わせを選べる。
- 実験室での生成もなんとか。。(生成不可能な系も有る)
- ただし相図的には、 $T=0$ 、 $\rho \sim \rho_0$ 限定。
(中間子の存在で ρ がうんと大きくなるという話しも有る。)

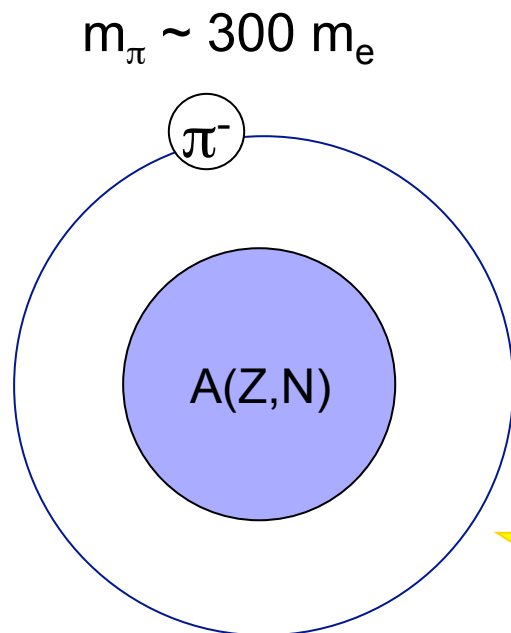
Ex.) π 中間子原子

湯川中間子(通常の電子の300倍重い)

- 大きな束縛エネルギー
- 小さい半径

電磁相互作用

強い相互作用



★「原子」だけれども「強い相互作用をする系」

原子核中で π 中間子の性質が
真空中からどう変化するか見る！



そもそも「原子の分光学的研究」というのは歴史的に色々面白い話題を提供してくれた。

- 1、不連続なX線放射、ボーア模型、量子力学の発展
(前期量子論)
- 2、点電荷クーロン、量子力学の解析解
(学部 of 授業)
- 3、相対論的効果、Dirac 方程式
(高学年、院生くらい)
- 4、陽子電荷分布
- 5、場の理論的効果、高次の効果、QED の検証
(院生以上、研究者まで)

Pion-原子核系も「ほぼ水素様原子」(電子雲の内側に入るので。) Klein-Gordon 方程式、Boson の検証の1つ



現代的なテーマとして発展に必要なものは何か？

(動機、基礎的)

1、QCD → 有効理論、対称性

2、有限密度での中間子の性質(変化)、その意味
(現象論的)

3、束縛系の構造、

4、適切な生成反応の理論的検討、
(実験的)

5、実験実施に向けて「現実的な」提案(施設、Background etc)

すべての点で検討が必要。



2、対称性(ハドロン周りの。。)

■ 対称性

対称性がある……なんか関係がついてる
サイコロだとかボールだとか。

=> 系に何か変換をしても、系が従う法則が変わらない時に、系はその変換に対して対称性を持つ、と言う。(平たく言えば、系の性質が不変とか、物理量間に関係がついてるとか。)

■ 群

対称性を規定する「変換操作」(ちょっとボールを回して置いてみるとか)の集まりが群に成ってる。



2、対称性(ハドロン周りの。。)

- だから対称性が有る場合は「変換」で入れ替わる系を、まとめて扱うのが自然で便利。

(1の面が上を向いているサイコロと3の面が上を向いているサイコロの運動を独立に考察しない。。)

- ハドロン周りで物理で扱う変換操作は、主に「連続群(リー群)」

(例) 厳密なもの

Lorentz、Spin、Gauge 対称性

近似的なもの

アイソスピン(up, down)、フレーバー(u,d,s,)

2、対称性(ハドロン周りの。。)

■ 量子力学でよく見るのは

state vector $|v\rangle$ 、transformation U

new state vector $|v'\rangle = U|v\rangle$

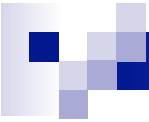
energy of the state

$$E = \langle v|H|v\rangle, \quad E' = \langle v'|H|v'\rangle$$

「The system has the symmetry」

$$\Leftrightarrow E = E' \quad \Leftrightarrow [U, H] = 0$$

『H が U と交換すると、U で移り変わる状態は縮退する。』



2、対称性(ハドロン周りの。。)

『H が U と交換すると、Uで移り変わる状態は縮退する。』

→ハイゼンベルグ方程式の意味で、Uが表す物理量は保存する。

保存則と対称性

並進対称性→運動量保存則

回転対称性→角運動量保存則

etc

2、対称性(ハドロン周りの。。)

■ 例: SU(2) (スピンとかアイソスピン)

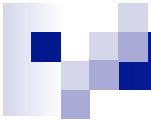
変換操作: 2行2列のユニタリー行列(パウリ行列)を用いて書かれる。spin の向きや flavor の up, down を変える。

$[\vec{s}, H] = 0$ の系では、昇降演算子で移り変わる異なる s_z 固有値の状態

(=同じ既約表現に属する状態)は縮退する。

(定まった s の状態: 既約表現)

(スピンの合成: 既約分解)



2、対称性(ハドロン周りの。。)

- 例: SU(2) (角運動量)

- * 球対称ポテンシャルの場合の、異なる L_z 状態に対するエネルギー縮退 (ポテンシャルの動径方向の形に無関係)

- 例: SU(2) (アイソスピン)

- * 陽子 vs 中性子、 up vs down quark

- ➔ 近似的に等しい質量、アイソスピン2重項

2、QCDの対称性(カイラル対称性)

1フレーバー、 Dirac Fermion $\psi(x)$

$$\psi(x) = \psi_R(x) + \psi_L(x)$$

$$\psi_{R/L}(x) \equiv P_{R/L}\psi(x) = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}\psi(x)$$

$$\gamma_5\psi_{R/L}(x) = \pm\psi_{R/L}(x)$$

$$P_{R/L} \equiv \frac{1 \pm \gamma_5}{2}$$

$$P_{R/L}^2 = P_{R/L} \quad P_R P_L = 0 \quad P_R + P_L = I_4$$

カイラリティ: γ_5 固有値、 Projection Operator P

2、QCDの対称性(カイラル対称性)

カイラル変換: 位相変換、ただし γ_5 入り

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\gamma_5\alpha/2}\psi(x) \sim (1 + i\gamma_5\frac{\alpha}{2} + \dots)\psi(x)$$

→ γ_5 のせいで、RとLを逆に回す。

$$\psi_R(x) \rightarrow e^{i\alpha/2}\psi_R(x)$$

$$\psi_L(x) \rightarrow e^{-i\alpha/2}\psi_L(x)$$

$$\bar{\psi}_R(x) \rightarrow \bar{\psi}_R e^{-i\alpha/2}$$

$$\bar{\psi}_L(x) \rightarrow \bar{\psi}_L e^{i\alpha/2}$$

$$\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x) \text{ 、 } \bar{\psi}(x)i\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) \text{ (運動エネルギー項)} \quad \text{不変}$$

$$\bar{\psi}(x)\psi(x) \text{ (質量項)} \quad \text{不変でない}$$

2、QCDの対称性(カイラル対称性)

ネーターの定理: ラグランジアンが連続変換に対して不変
==> この変換に対応する保存4次元流が存在

$$\mathcal{L}(x) = \bar{\psi}(x)i\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x)$$

カイラル変換に対しては、

$$\partial_\mu \left(\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\gamma^5\psi(x) \right) = 2im\bar{\psi}(x)\gamma^5\psi(x)$$

また、通常有位相変換に対する保存流は、

$$\partial_\mu \left(\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x) \right) = 0$$

m=0 の場合には、両方のカレント (そして charge) が保存する。

$$\begin{aligned} \partial_\mu \left(\bar{\psi}_R(x)\gamma^\mu\psi_R(x) \right) &= 0 & Q_{R/L} &\equiv \int d^3\vec{x}\psi_{R/L}^\dagger(x)\psi_{R/L}(x) \\ \partial_\mu \left(\bar{\psi}_L(x)\gamma^\mu\psi_L(x) \right) &= 0 & Q_V &= Q_R + Q_L, \quad Q_A = Q_R - Q_L \end{aligned}$$

2、QCDの対称性(カイラル対称性)

軽いクォークの部分 ($N_f = 3$) に対する QCD のラグランジアン

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\text{Tr}[G_{\mu\nu}(x)G^{\mu\nu}(x)] + \bar{q}(x)(i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu - M)q(x)$$

$$q(x) \equiv \begin{pmatrix} u(x) \\ d(x) \\ s(x) \end{pmatrix}$$

$$M \equiv \text{diag}(m_u, m_d, m_s)$$

3フレーバーに対するカイラル変換(ユニタリー変換)に対応するカレント

$$V^{a\mu} = J_R^{a\mu} + J_L^{a\mu} = \bar{q}(x)\gamma^\mu\frac{\lambda^a}{2}q(x)$$

※ $M=0$ ならば、 V, A ともに保存
(カイラル極限)

$$A^{a\mu} = J_R^{a\mu} - J_L^{a\mu} = \bar{q}(x)\gamma^\mu\gamma^5\frac{\lambda^a}{2}q(x)$$

※ $M=0$ でなければ、 A は保存しない
 V は、各 m が同じならば保存

$$J_{R/L}^{a\mu} = \bar{q}_{R/L}(x)\gamma^\mu\frac{\lambda^a}{2}q_{R/L}(x)$$

2、QCDの対称性(カイラル対称性) さて、何が言えるか。。。？

2 (or 3) フレーバーでは近似的にクォーク質量=0 (カイラル極限)

→ QCDは、カイラル変換 (V と A) に関して不変

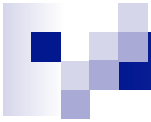
→ 保存電荷の演算子とハミルトニアンが交換

$$[Q_V^a, H] = 0 \quad [Q_A^a, H] = 0$$

→ エネルギー固有値は、ある一定「電荷」を持つ状態で指定される

さらに、 Q_V は、Parity 演算子と可換、 Q_A は反可換

$$PQ_V^aP^{-1} = Q_V^a \quad , \quad PQ_A^aP^{-1} = -Q_A^a$$



2、QCDの対称性(カイラル対称性)

これより

$$P|M, \pi > = \pi|M, \pi >$$

を満たす、質量MのParity の固有状態が存在すれば、

$$\begin{aligned} PQ_A^a|M, \pi > &= PQ_A^a P^{-1} P|M, \pi > \\ &= -\pi Q_A^a|M, \pi > \end{aligned}$$

つまり、もしカイラル対称性が成り立っていると、
ハドロンには同じ質量で反対のパリティを持つカイラルパートナー
がいるはず（スピンも考えると「同じスピンの」パートナー）。
これは Q_A で入れ替わる。

2、QCDの対称性(カイラル対称性)

- 「対称性の自発的破れ」の提案
- * QCD: ほぼカイラル不変
 - * 基底状態: 対称性を破る
 - * スペクトラム: 対称性が現れない
- ex.) 強磁性体における回転対称性(自発磁化の向きが対称性を破る)

「自発的破れ」→「真空が0でない期待値をもつ」

$$Q_A^a(t) \equiv \int \bar{q}(x) \gamma^0 \gamma^5 \frac{\lambda^a}{2} q(x) d^3 \vec{x}$$

$$\phi^b(x) \equiv \bar{q}(x) \gamma^5 \frac{\lambda^b}{2} q(x)$$

$$[Q_A^a(t), \phi^b(t, \vec{x})]_{\text{ET}} = \delta^{ab} \bar{q}(t, \vec{x}) q(t, \vec{x})$$

$$\langle 0 | [Q_A^a, \phi^b(x)] | 0 \rangle = \delta^{ab} \langle \bar{q}(x) q(x) \rangle \neq 0$$

真空の Q_A 固有値が0なら左辺は0

右辺、真空の「クォーク凝縮」、自発的な破れの「オーダーパラメーター」



意味する所は。。。。

ハミルトニアンは群 G の変換の下で不変なのだが、
基底状態は G の部分群 G' の不変性しか持たない
(自発的対称性の破れが起こっている)

このとき、 G と G' の生成子の個数の差と同数の質量0の
励起モード(NG粒子)が存在する事を主張。

→ 軽い疑スカラー粒子(π , K , η)が、NG粒子と考えられている。

実際の研究では、線形 σ 模型や、NJL 模型等、

- * カイラル対称性を、もともとは持つ

- * ある種の条件下で基底状態が対称性を破る

有効模型を使って物理に対する理解が進んで行った。



* 再度、Motivation「原子核中のハドロン」

- 1, 核物理的: 強い相互作用をする(孤立)多体系の研究、Exotic。
- 2, ハドロン物理的: 量子色力学の対称性の様相

現在の理解では、カイラル対称性の自発的破れシナリオは、大変もったもらしい。理由は、

- * カイラルパートナーの縮退が無い
- * 軽い擬スカラー中間子の存在
- * いい感じで成り立つ関係式達 (GT, GOR, , , ,)

などなど



* 再度、Motivation「原子核中のハドロン」

そこで、もともとQCDの持つ対称性を尊重する様な現象／状態を見る事によって、このシナリオを証明できないか？
という興味が生じる（対称性が有る／破れた／元に戻るの三題噺）。

→有限密度でのハドロンの性質の変化を見てみよう。

他のアプローチ

（Heavy Ion collision, lepton pair@KEK/JPARC など）とは相補的

例えば、単純にはカイラルパートナーの縮退の回復などが期待される

* σ 中間子（軽くなり崩壊幅が小さくなる？）（Hatsuda, Kunihiro, Shimizu）

* 核子とN(1535)の質量差の減少（Kim, Jido, Oka, Nagahiro）

ただし背後にある「対称性」が相手だから、個々の案件を見れば
わかると言うよりは、「種々のハドロンの性質が揃ってカイラル対称性の回復を示す様な変化をする」ことを「系統的に」見る必要があるだろう。



Contents lists available at SciVerse ScienceDirect

Physics Reports

journal homepage: www.elsevier.com/locate/physrep



Deeply bound pionic states in heavy nuclei

Toshimitsu Yamazaki^{a,b}, Satoru Hirenzaki^{c,*}, Ryugo S. Hayano^b, Hiroshi Toki^d

^a Nishina Center, RIKEN, Hirosawa 2-1, Wako-shi, Saitama-ken, 351-0198, Japan

^b Department of Physics, School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-0033, Japan

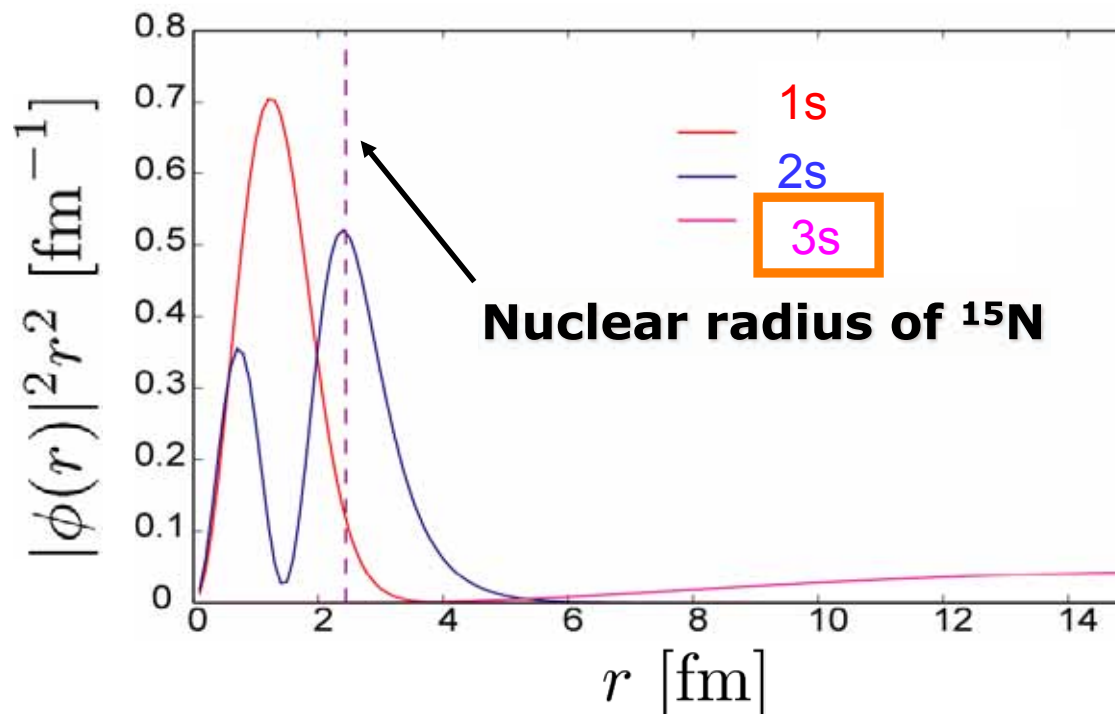
^c Department of Physics, Nara Women's University, Nara 630-8506, Japan

^d Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Ibaraki, Osaka, 567-0047, Japan

1. Introduction and Motivation

➤ Object

- Hadron – Nucleus bound systems.
 - Coulomb + Strong ... Exotic Atoms
(Deeply Bound) π atom, Kaonic Atom, $\bar{p}$ atom ...
 - Strong ... Exotic Nuclei
Mesic Nuclei ($\bar{K}$, η , $\eta(958)$, ω , Φ ...), Hypernuclei, ...



ex.)

Kaonic Atoms

And

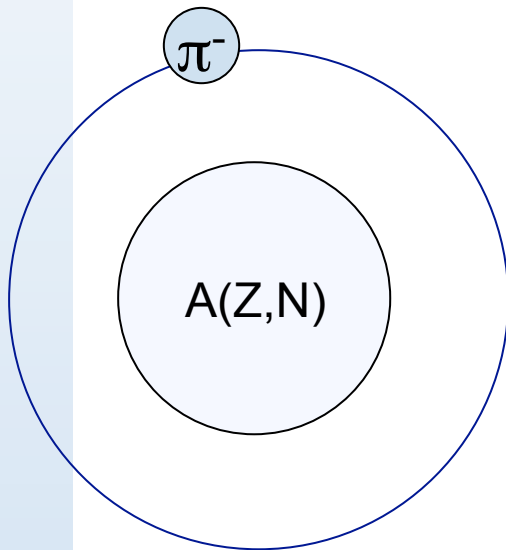
Kaonic Nuclei

By J. Yamagata

Pionic Atom

Meson (Yukawa Particle)

$$m_{\pi} \sim 300 m_e$$



- B.E. $\sim 10^6$ eV

Large !!

- Radius $\sim 10^{-12} \sim 10^{-11}$ cm
($10^{-4} \sim 10^{-3}$ Å)

Small !!

- Electromagnetic

Strong

Interactions

★ Strong Interacting Particle System!

- π 中間子原子の観測(1950年代～)

- X線分光

- eX) C. Batty, E. Friedman, and A. Gal, Phys. Rep. 287(1997)385

- (d, ^3He)反応 重い核の深く束縛された状態を観測

- H. Toki, T. Yamazaki, Phys. Lett. B213(1988)129

- H. Toki, S. Hirenzaki, T. Yamazaki, R. S. Hayano, NPA501(1989)653

- 1996年 Pb標的(2p state)

- S. Hirenzaki, H. Toki, T. Yamazaki, Phys. Rev. C44(1991)2472

- K. Itahashi, et al. , Phys. Rev. C62(2000)025201

- 2001年 Sn標的(1s state)

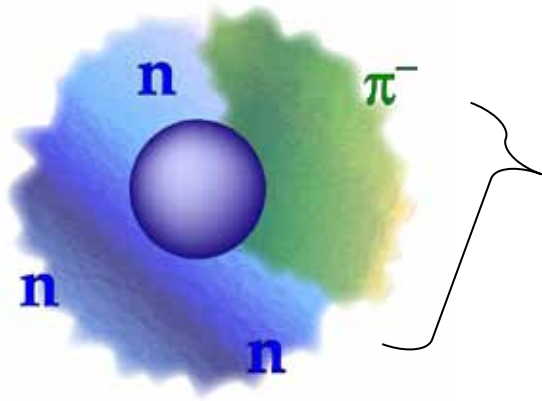
- Y. Umemoto, S. Hirenzaki, K. Kume and H. Toki, PRC62(2000) 024606

- K. Suzuki, et al. , Phys. Lett. 92(2004)072302

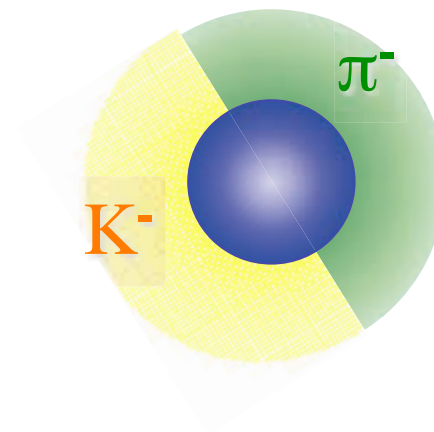
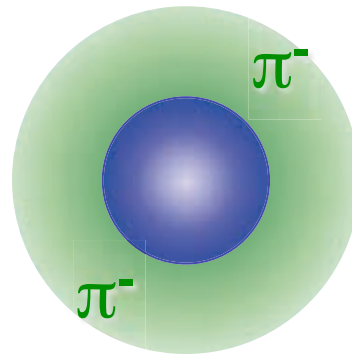
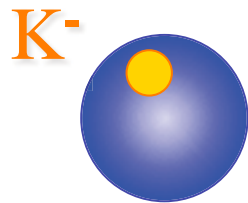
@ドイツGSI

Interests

➤ 1. Exotic Many Body Physics



Exotic few body systems.
(core, fermion, boson)

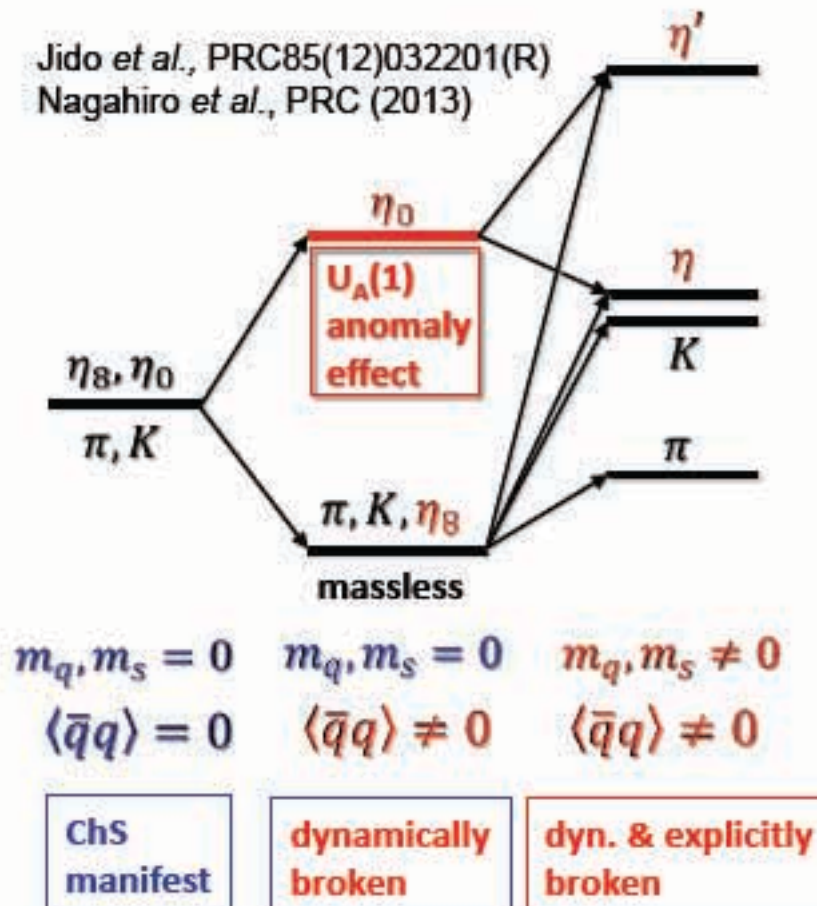


Interest 2; Hadron Physics at finite density

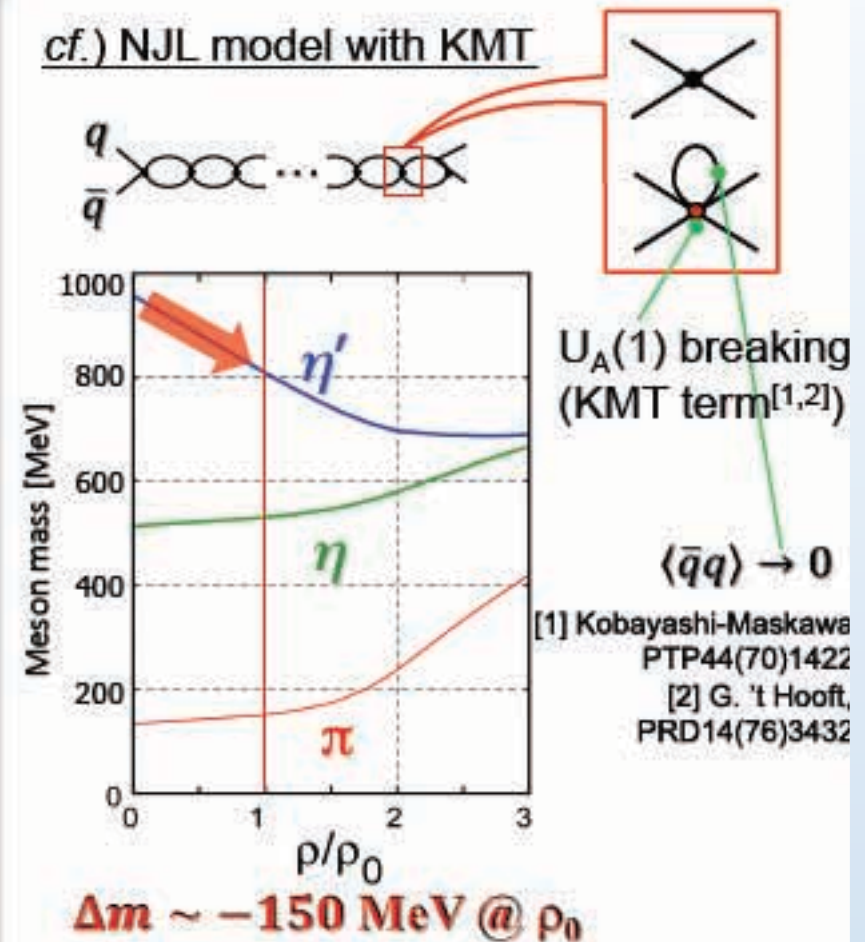
Meson mass spectrum and Symmetry Breaking Pattern (PS)

schematic view of the mass of π, K, η & η'

Jido *et al.*, PRC85(12)032201(R)
Nagahiro *et al.*, PRC (2013)

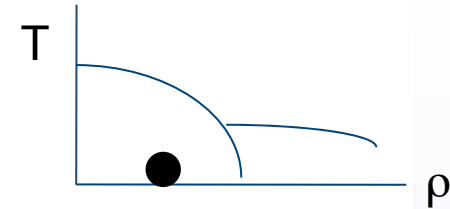


cf.) NJL model with KMT

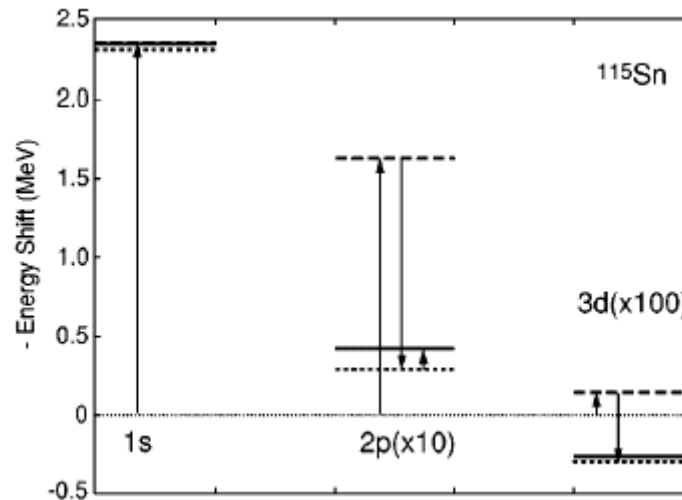


Costa *et al.*, PLB560(03)171,
Nagahiro-Takizawa-Hirenzaki, PRC74(06)045203

- Information on Π at finite $\rho \sim \rho_0$, ($T \sim 0$)



- Eigen state observation $\longleftrightarrow$ Invariant Mass Method
- Quantum number fixed $\Rightarrow$ Selective information



Umemoto et al., PRC62 (2000)

FIG. 1. The binding energies with finite-size Coulomb potential only B_{Coul} and Coulomb plus optical potential B_{full} , are calculated. The energy shifts $B_{\text{Coul}} - B_{\text{full}}$ are shown as the solid bars for pionic $1s$, $2p$, and $3d$ states for ^{115}Sn and ^{207}Pb . The shifts due to the real local terms in the potential are shown by dashed bars. Dotted bars are the results with all real terms (local plus nonlocal) in the optical potential.

$$\begin{aligned}\Pi &= 2\mu V_{\text{opt}} \\ &= -4\pi[b(r) + \varepsilon_2 B_0 \rho^2(r)] \\ &\quad + 4\pi \nabla \cdot [c(r) + \varepsilon_2^{-1} C_0 \rho^2(r)] L(r) \nabla\end{aligned}$$

$$\text{with } b(r) = \varepsilon_1 \{b_0 \rho(r) + \textcolor{red}{b}_1 [\rho_n(r) - \rho_p(r)]\}$$

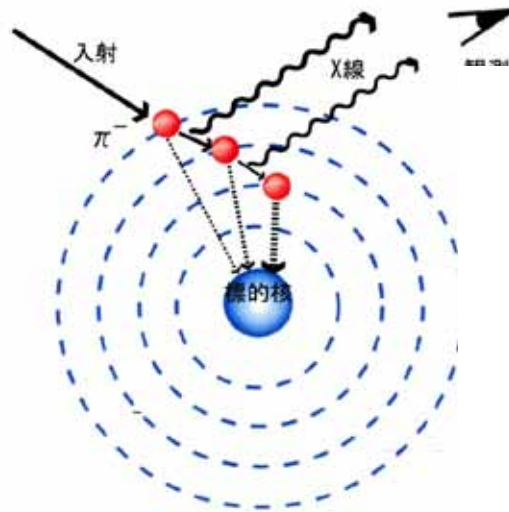
$$c(r) = \varepsilon_1^{-1} \{c_0 \rho(r) + c_1 [\rho_n(r) - \rho_p(r)]\}$$

$$L(r) = \{1 + \frac{4}{3} \pi \lambda [c(r) + \varepsilon_2^{-1} C_0 \rho^2(r)]\}^{-1}$$

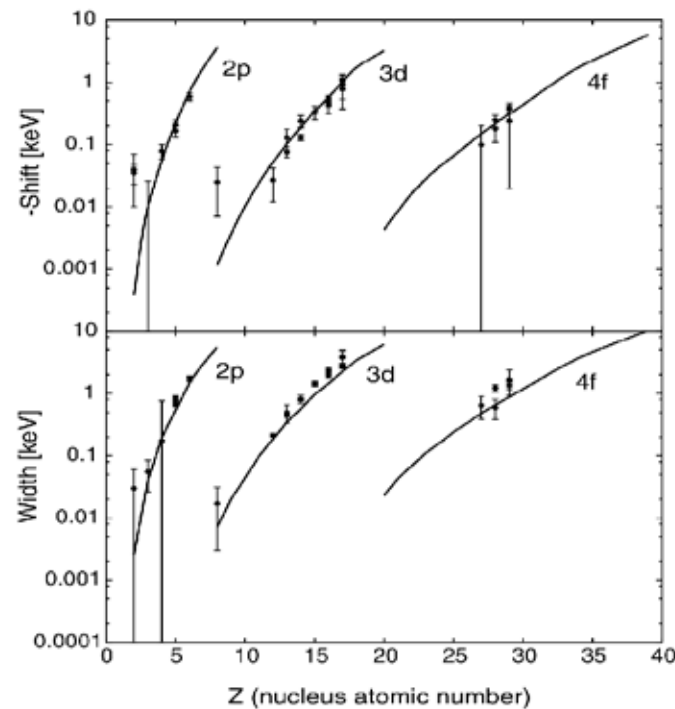
Ericson-Ericson, Ann. Phys. **36** (66) 323

Seki-Masutani, Phys. Rev. **C27**(83)2799

Observation of Mesic Atoms by x-ray



Kaonic Atom data



S. Hirenzaki, Y. Okumura, H. Toki, E. Oset, A. Ramos, Phys.Rev.C61:055205,2000.

Pionic X-ray data

(^{209}Bi)

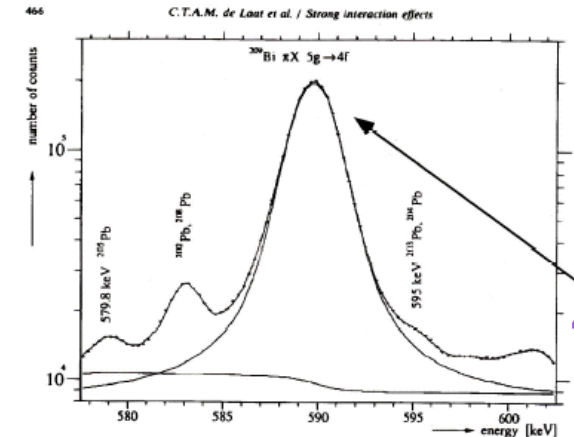


Fig. 5. Part of the pionic X-ray spectrum shown in fig. 4, showing the energy region of the pionic $5g \rightarrow 4f$ hyperfine complex from pions stopped in a ^{209}Bi target. The fit to the experimental data points is represented by the solid line. The background including the step function is also displayed by a solid line in the figure.

(^{209}Bi)

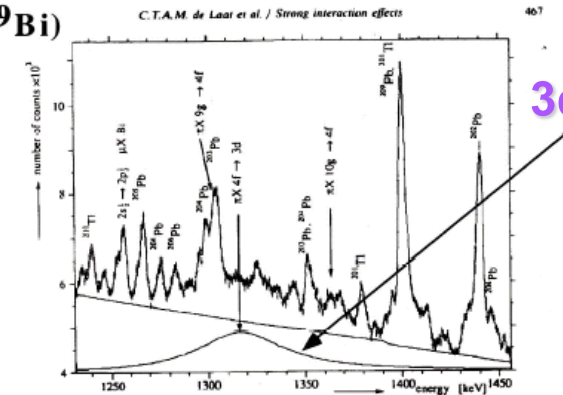


Fig. 6. This figure displays the $4f \rightarrow 3d$ hyperfine complex of the prompt pionic ^{209}Bi X-ray spectrum. The solid line represents the fit to the experimental data points. Also shown are the background (see text) and the resulting $4f \rightarrow 3d$ line. The various γ -rays also included in the fitting procedure have been identified as transitions mainly in Pb isotopes in the mass region $A = 200-208$ as a result of pion and muon capture.

C.T.A.M. De Laat, et al., Nucl.Phys.A523:453-487,1991.

Our theoretical tool: Structure

In-Medium Dispersion Relation

Medium Effects

$$[-\nabla^2 + m^2 + \Pi(\rho(r), \omega)]\phi = \omega^2 \phi$$

Pion – Nucleus Optical Potential

Ericson-Ericson, Ann. Phys. 36 (66) 323
Seki-Masutani, Phys. Rev. C27(83)2799

$$\begin{aligned}\Pi &= 2\mu V_{\text{opt}} \\ &= -4\pi[b(r) + \varepsilon_2 B_0 \rho^2(r)] \\ &\quad + 4\pi \nabla \cdot [c(r) + \varepsilon_2^{-1} C_0 \rho^2(r)] L(r) \nabla\end{aligned}$$

with

$$b(r) = \varepsilon_1 \{b_0 \rho(r) + b_1 [\rho_n(r) - \rho_p(r)]\}$$

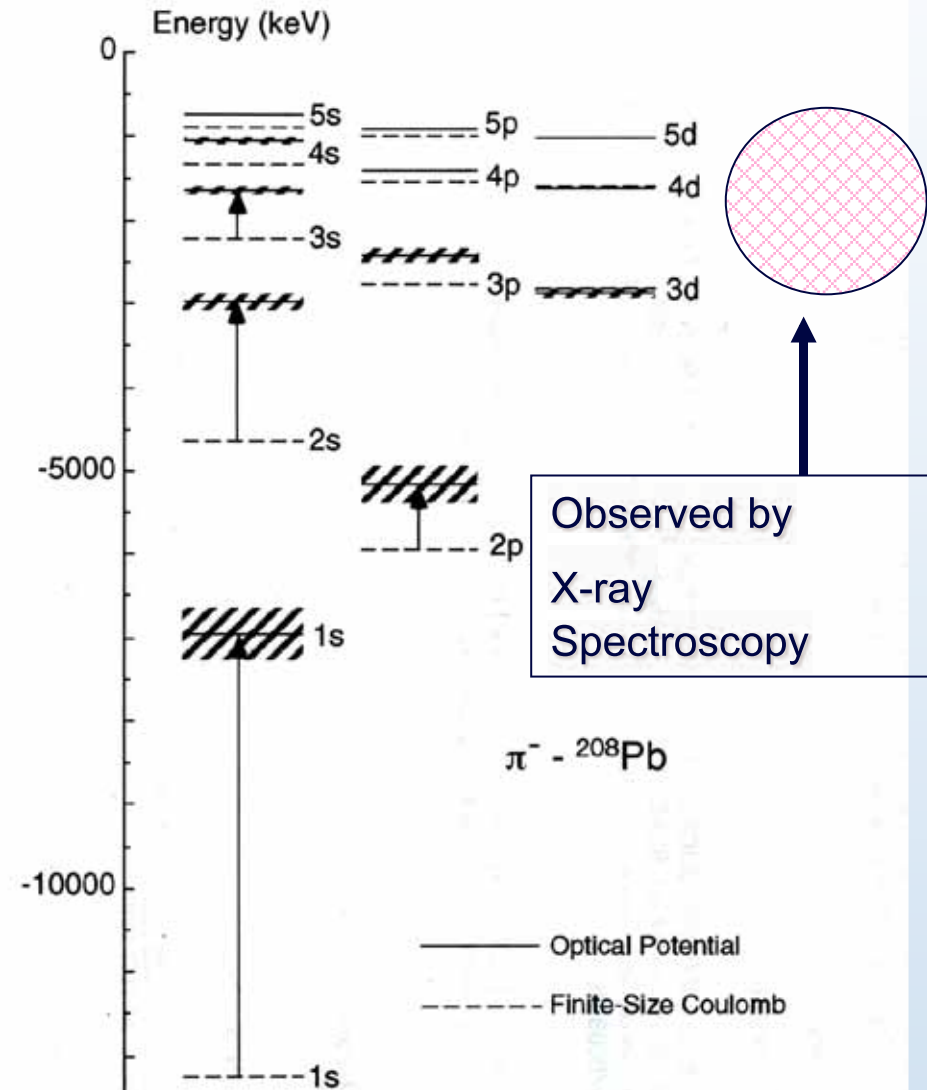
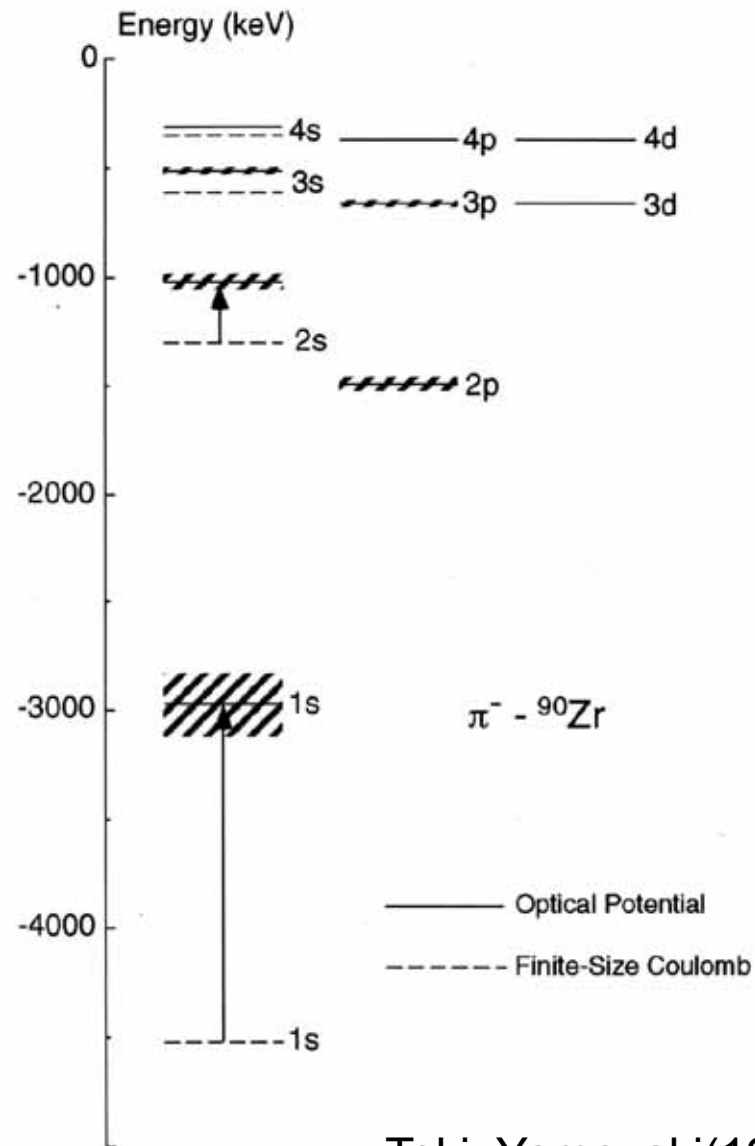
$$c(r) = \varepsilon_1^{-1} \{c_0 \rho(r) + c_1 [\rho_n(r) - \rho_p(r)]\}$$

$$L(r) = \{1 + \frac{4}{3} \pi \lambda [c(r) + \varepsilon_2^{-1} C_0 \rho^2(r)]\}^{-1}$$

Nucleus
Densities

Potential
Parameters

➤ Theoretical Level Structure — How can we observe?



Toki, Yamazaki(1988), Toki, Hirenzaki, Yamazaki, Hayano (1989)

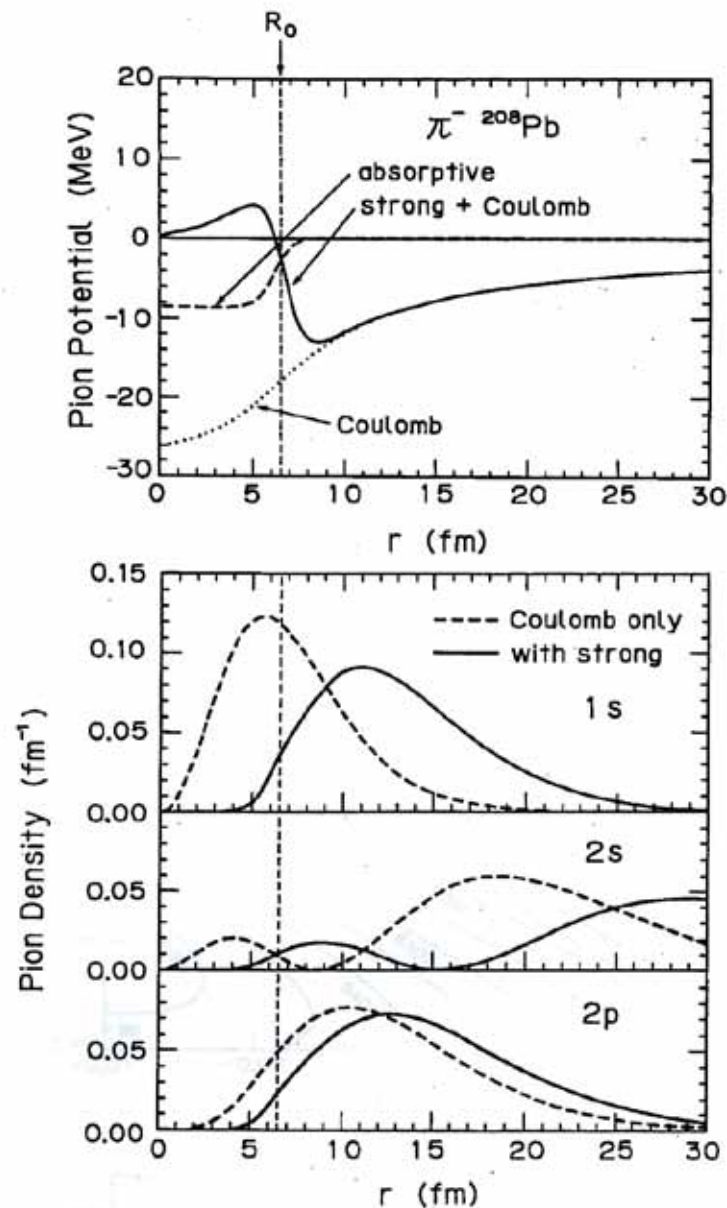
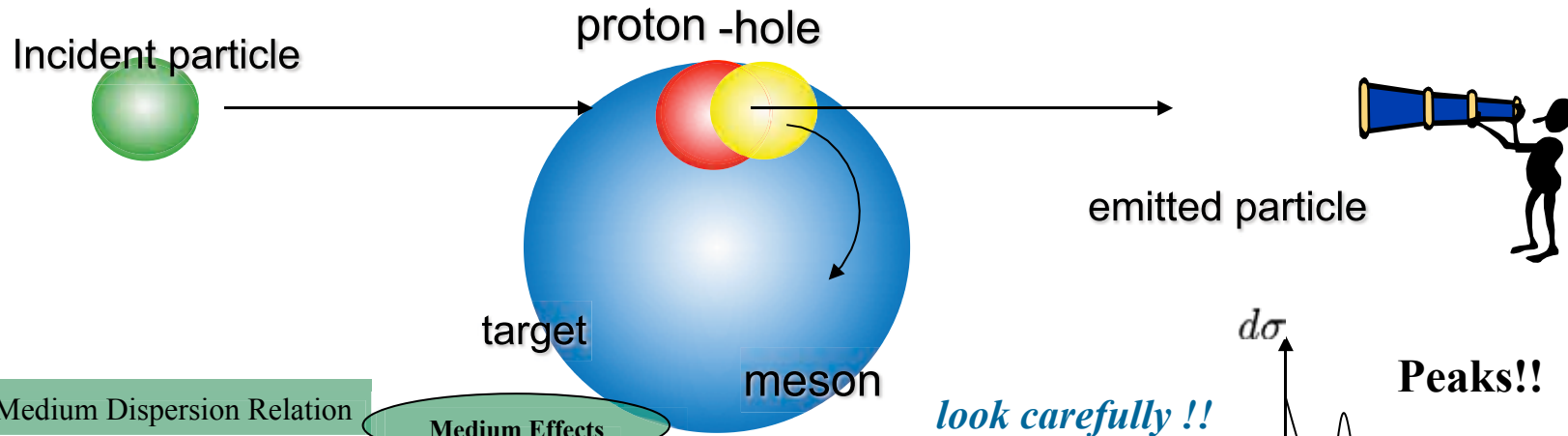


Fig. 2. (Upper) The π^- optical potential (local part) for ^{208}Pb . (Lower) The pionic atom wavefunctions of the 1s, 2s and 2p states in coordinate space; $|r\phi_{nl}(r)|^2$. The broken and solid curves are obtained with the finite-size Coulomb potential and with the optical potential, respectively. The half-density radius R_0 of ^{208}Pb is indicated by the broken line.

Toki,
Hirenzaki,
Yamazaki,
Hayano
(1989)

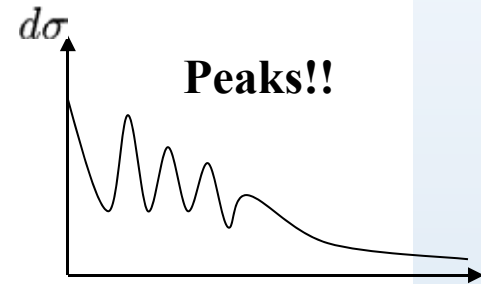
Missing Mass Spectroscopy



In-Medium Dispersion Relation

Medium Effects

$$[-\nabla^2 + m^2 + \Pi(\rho(r), \omega)]\phi = \omega^2 \phi$$



(d,3He)

* π -atom

- theory (S. Hirenzaki, H. Toki, T. Yamazaki, PRC44(91)2472,)
- experiment (K. Itahashi et al., PRC62(00)025202,)

(γ ,p)

- * ω -nucleus (Marco, Weise, PLB502(01)59)
(M. Kaskulov, H. Nagahiro, S. Hirenzaki, E. Oset ; nucl-th/0610085)

- * π -atom (Hirenzaki, Oset, PLB527(02)69)

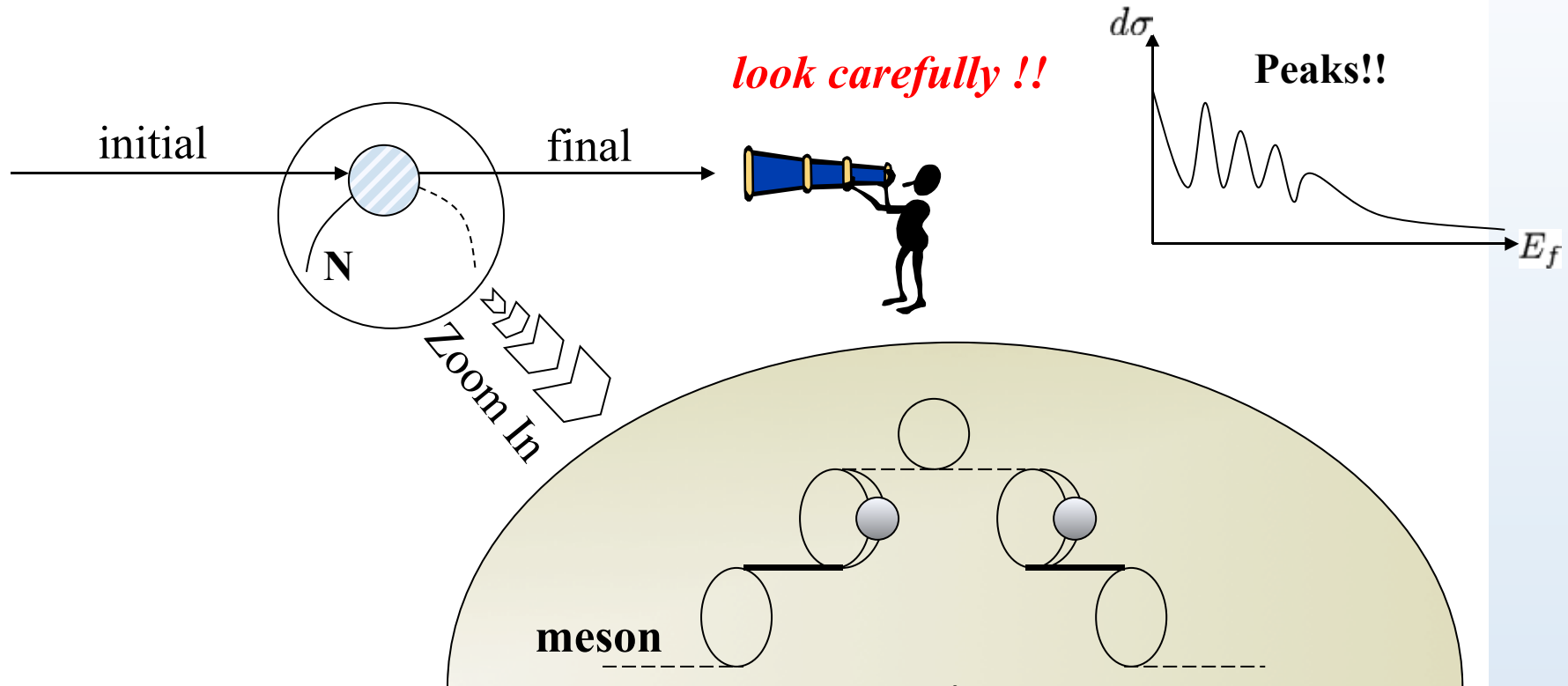
(K,N)

* Kaonic Atoms and Kaonic Nuclei

- J. Yamagata et al., PTP114 (05)301.(Errata:114(05)905)
PRC74(06)014604.

Basic Concepts

: Missing Mass ($\longleftrightarrow$ Invariant Mass)

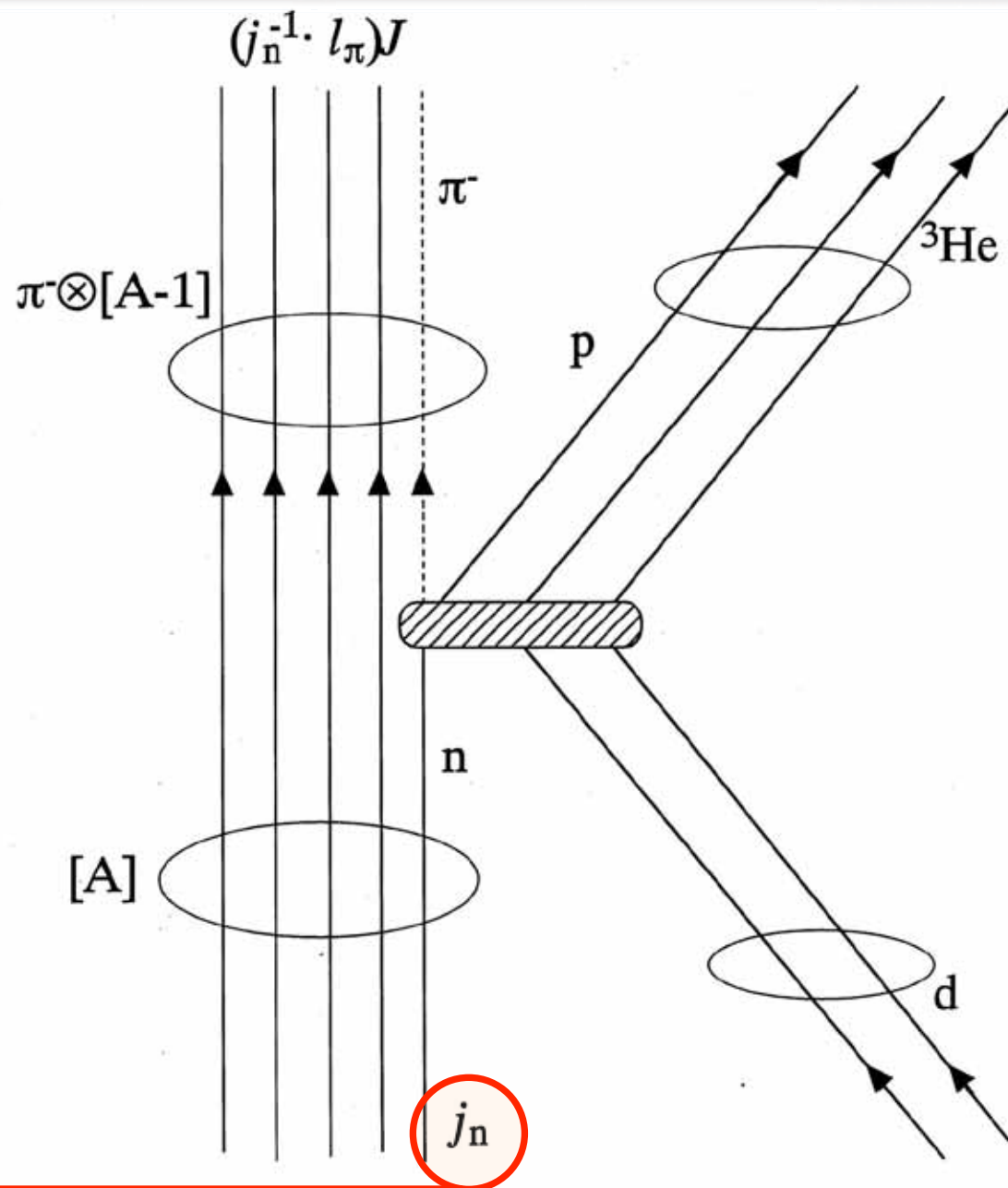
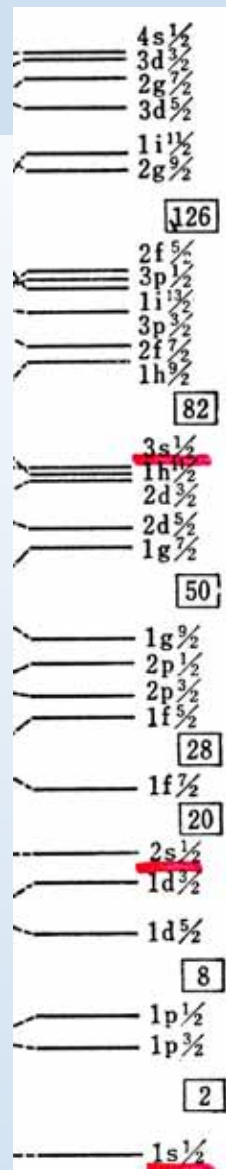


In-Medium Dispersion Relation

Medium Effects

$$[-\nabla^2 + m^2 + \Pi(\rho(r), \omega)]\phi = \omega^2 \phi$$

Pick-up Reaction : $d + \text{Nucleus} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi \text{ atom}$



Formation Cross Section by 'pick-up' reactions, (d,³He), (γ, N), etc.

➤ Effective Number approach

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) N_{\text{eff}} \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(\Delta E)^2 + \Gamma^2/4}$$

Experimental data

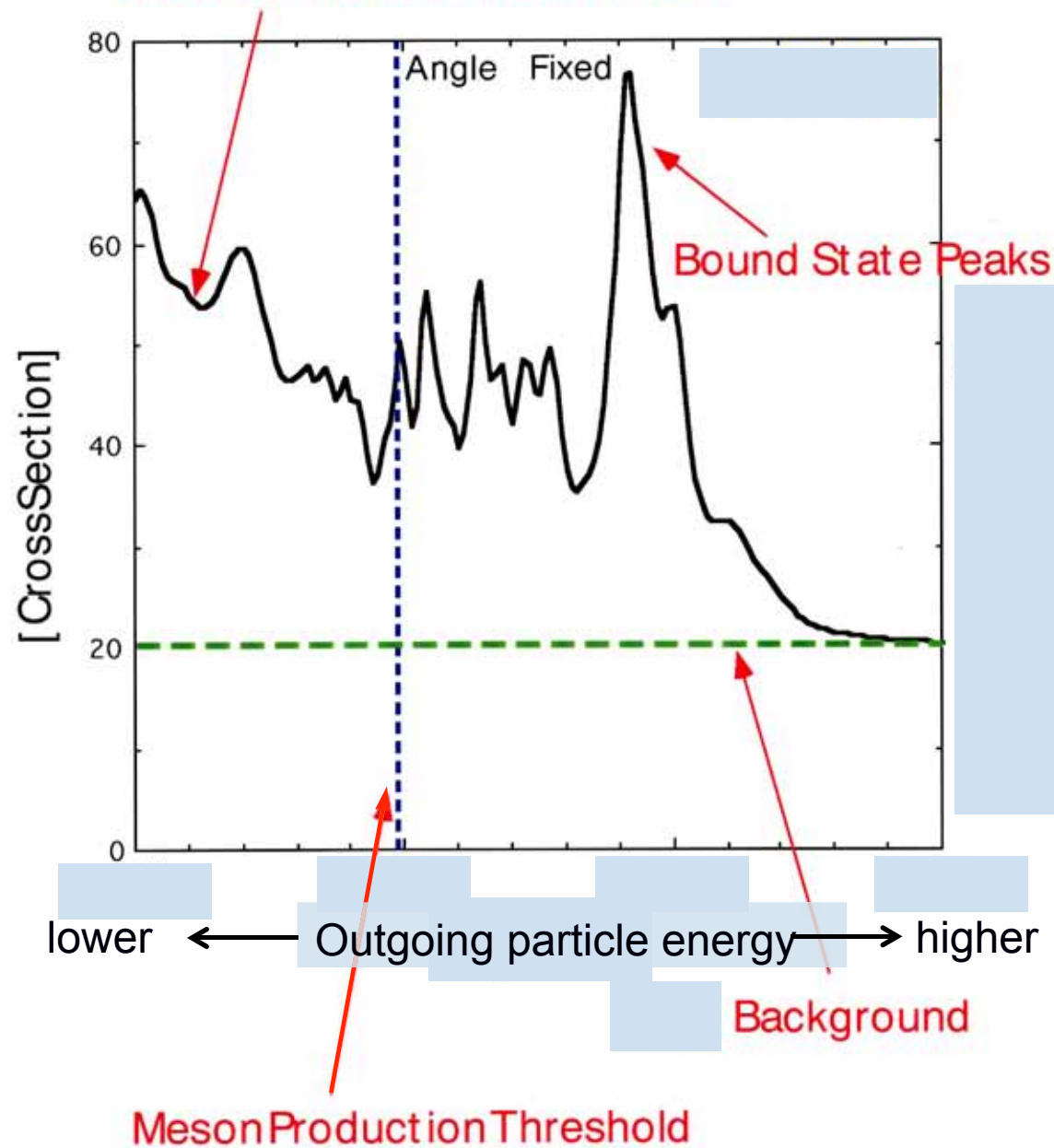
$$\Delta E = Q + \omega_{\text{meson}}^{nl} + S_N$$

$$N_{\text{eff}} = \sum_{M, m_s} \left| \int \chi_f^*(\mathbf{r}) \xi_{\frac{1}{2}, m_s}^*(\sigma) [\phi_l^*(\mathbf{r}) \otimes \psi_j(\mathbf{r}, \sigma)]_{LM} \chi_i(\mathbf{r}) d^3r d\sigma \right|^2$$

- Substitutional States formation
- Various activities, (n,p), (d,²He); (n,d), (p,²He); (π,γ) ...

* Expected Spectrum

Quasi-Elastic Meson Production



Better reaction (d,3He)

- All Charged and Bound particle & recoilless condition

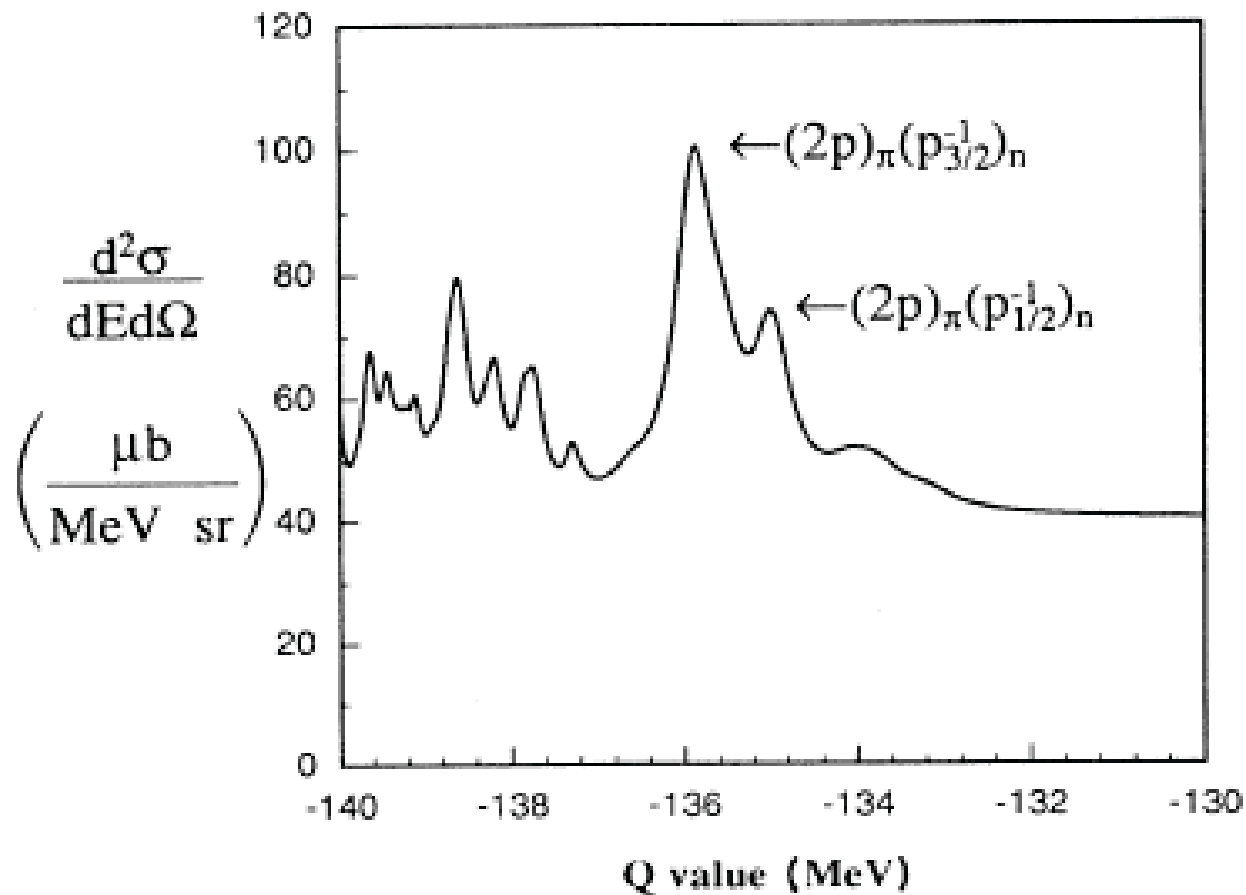
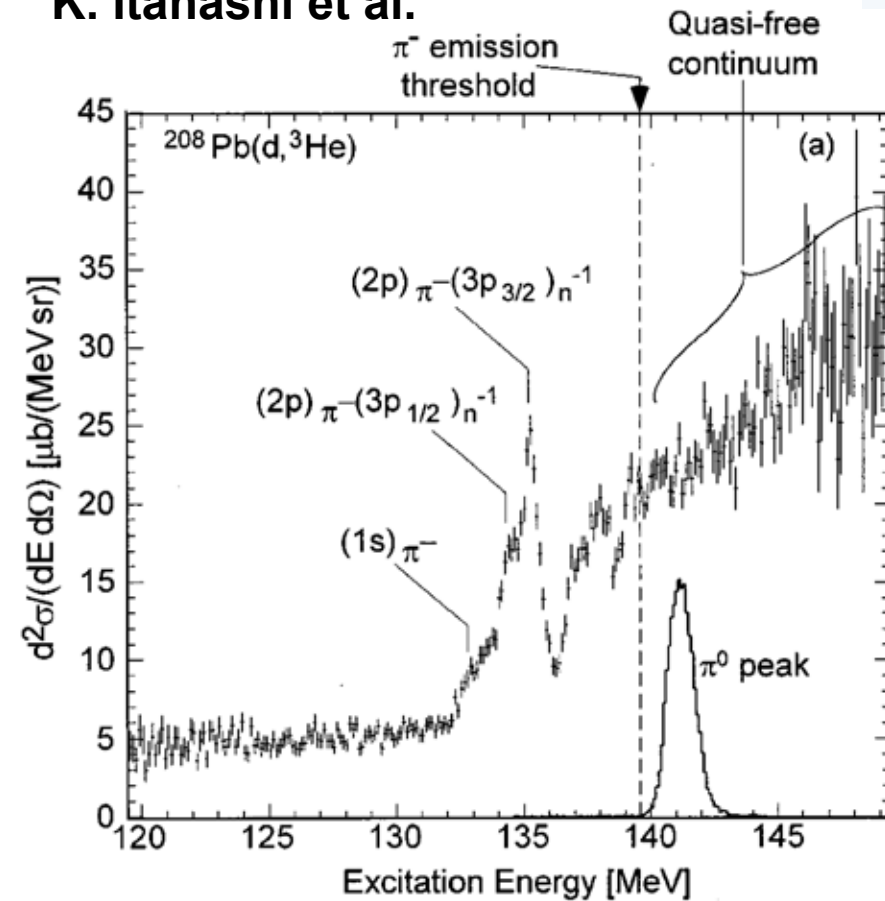
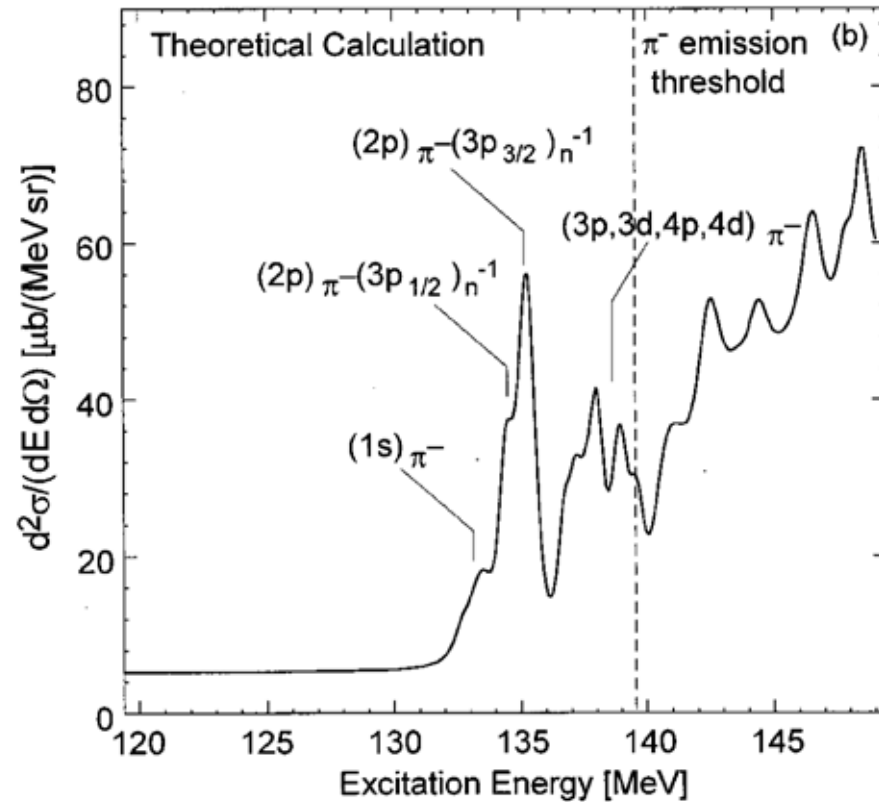


FIG. 8. Expected spectra of the $^{208}\text{Pb}(d, {}^3\text{He})$ reaction at $T_d = 600$ MeV, where all the neutron holes ($p_{1/2}, p_{3/2}, f_{5/2}, i_{13/2}$) are taken into account. An instrumental resolution of 100 keV FWHM and a flat background of 40 $\mu\text{b}/\text{sr MeV}$ are assumed.

Hirezaki, Toki, Yamazaki,
PRC(1991)

Deeply bound π^- states in the $^{208}\text{Pb}(d,^3\text{He})$ reaction

K. Itahashi et al.



PRC62(00)025202

1s の寄与を shoulder ではなくて peak として見たい。

p1/2 neutron の寄与が邪魔。

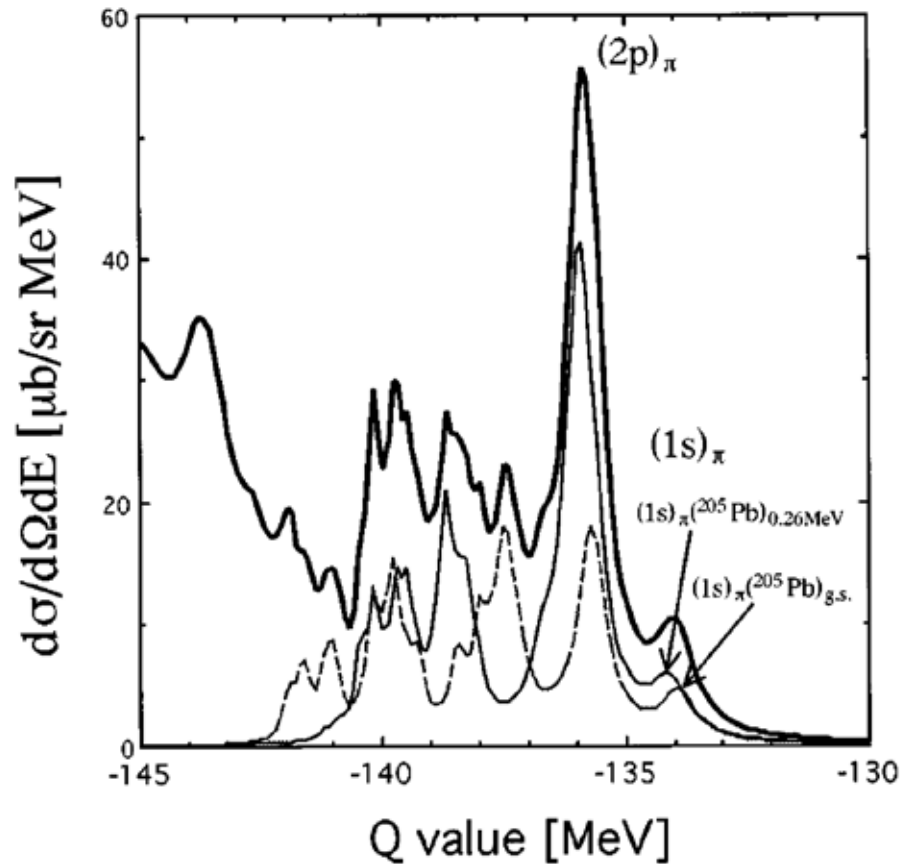
206Pb を使う。核構造の既知の情報を利用。

$$\Psi(^{206}\text{Pb})_{g.s.} = a(2p_{1/2})^{-2} + b(1f_{5/2})^{-2} + c(2p_{3/2})^{-2} + d(0i_{13/2})^{-2}$$

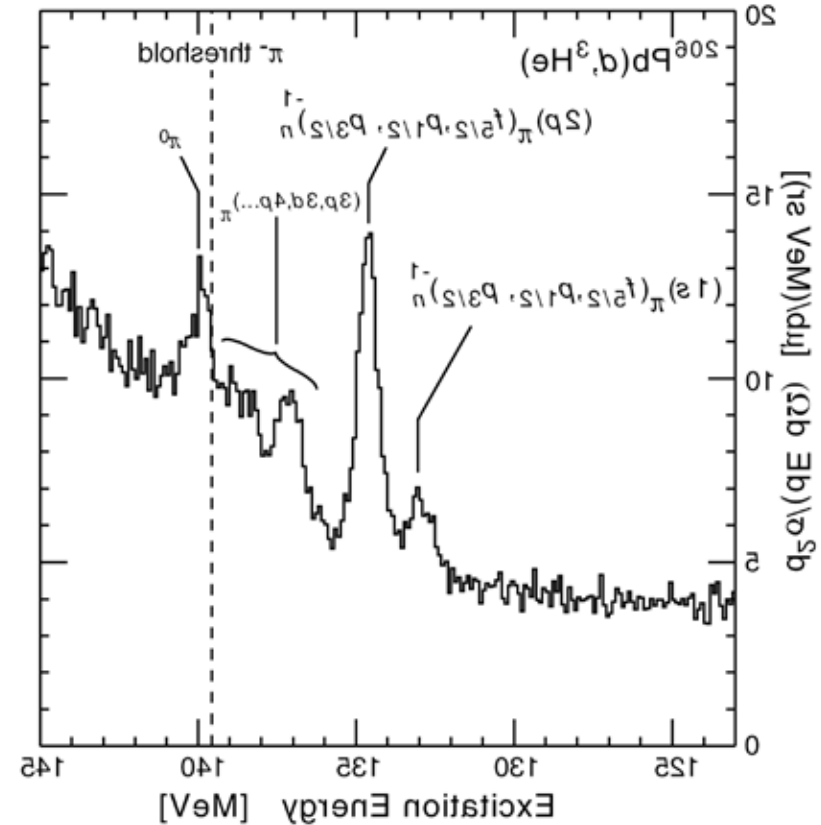
$$a^2 = 0.54, \quad b^2 = 0.20, \quad c^2 = 0.12, \quad d^2 = 0.12$$

Deeply bound 1s and 2p Pionic States in the $^{206}\text{Pb}(d,^3\text{He})$ reaction

Hirenzaki, Toki,



Hirenzaki and Toki, PRC55(97)2719



H. Geissel et al, PRL88(02)122301

更に、1s 状態が「最大 peak」になるようにしたい。

中性子がsd shell にある核を使う。。。n が 82で閉殻の核
(recoilless で s-hole と共に pion s-state が生成する。)

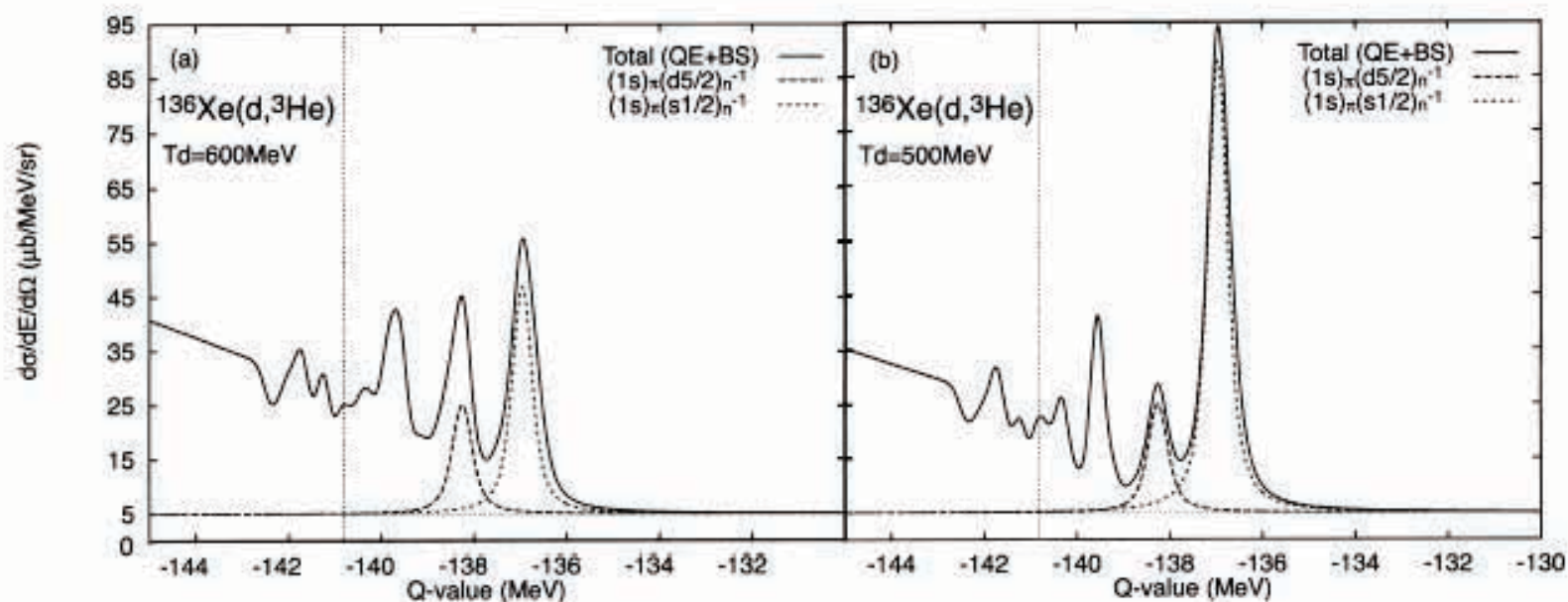


Fig. 5-13. Calculated forward cross sections of $^{136}\text{Xe}(d,^3\text{He})$ reaction at (a) $T_d = 600$ MeV and (b) $T_d = 500$ MeV with 300 keV experimental resolution. The dotted curves show the contribution from the neutron $s_{1/2}$ state, and the dashed ones from the neutron $d_{5/2}$ state. The vertical line shows the π^- production threshold with the ground state of ^{135}Xe at $Q = -140.843$ MeV.

Sn が良さそう。同位体も多いし。

Y. Umemoto et al., PRC(2000)

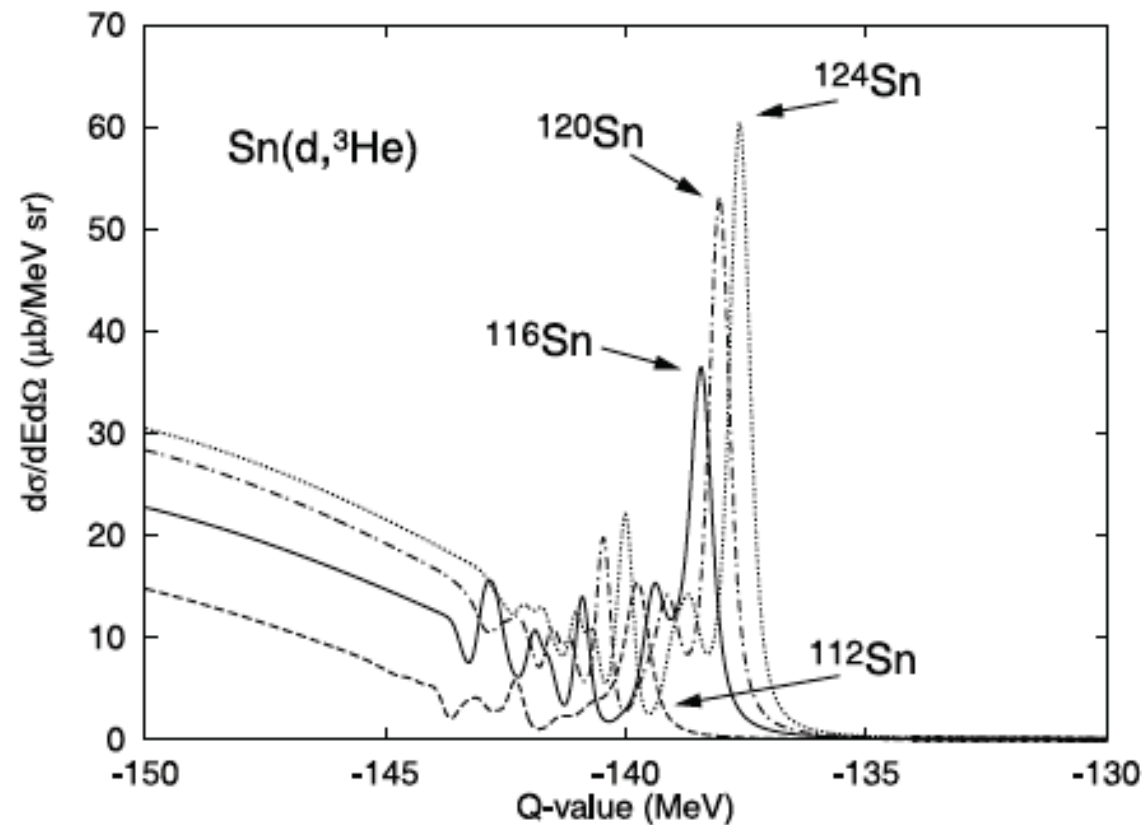
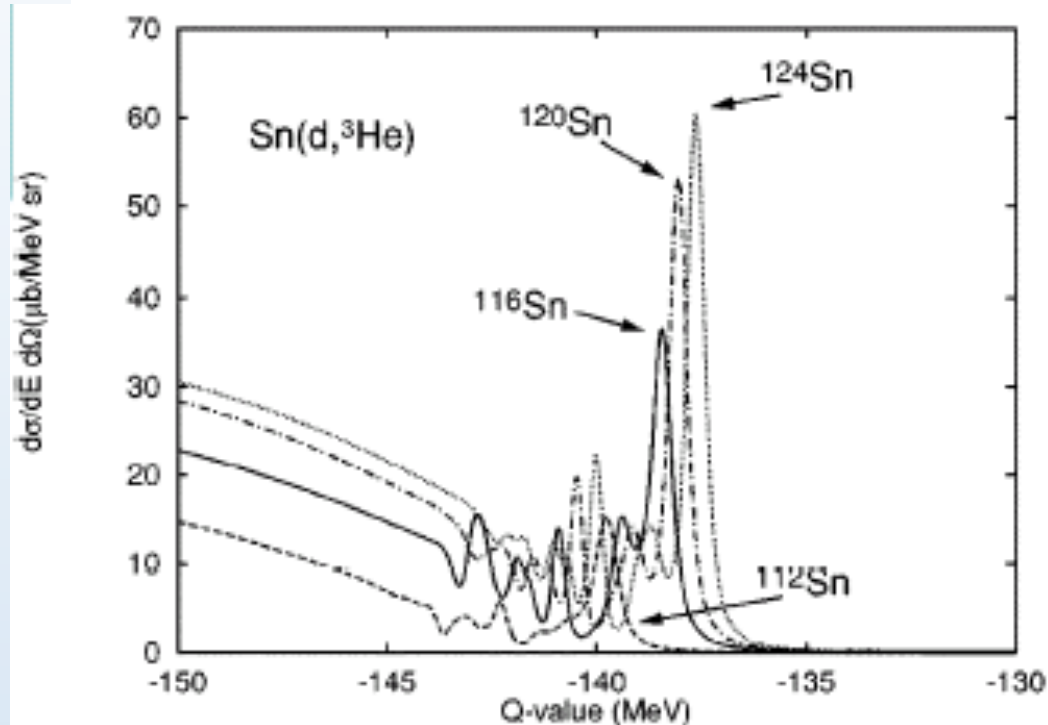


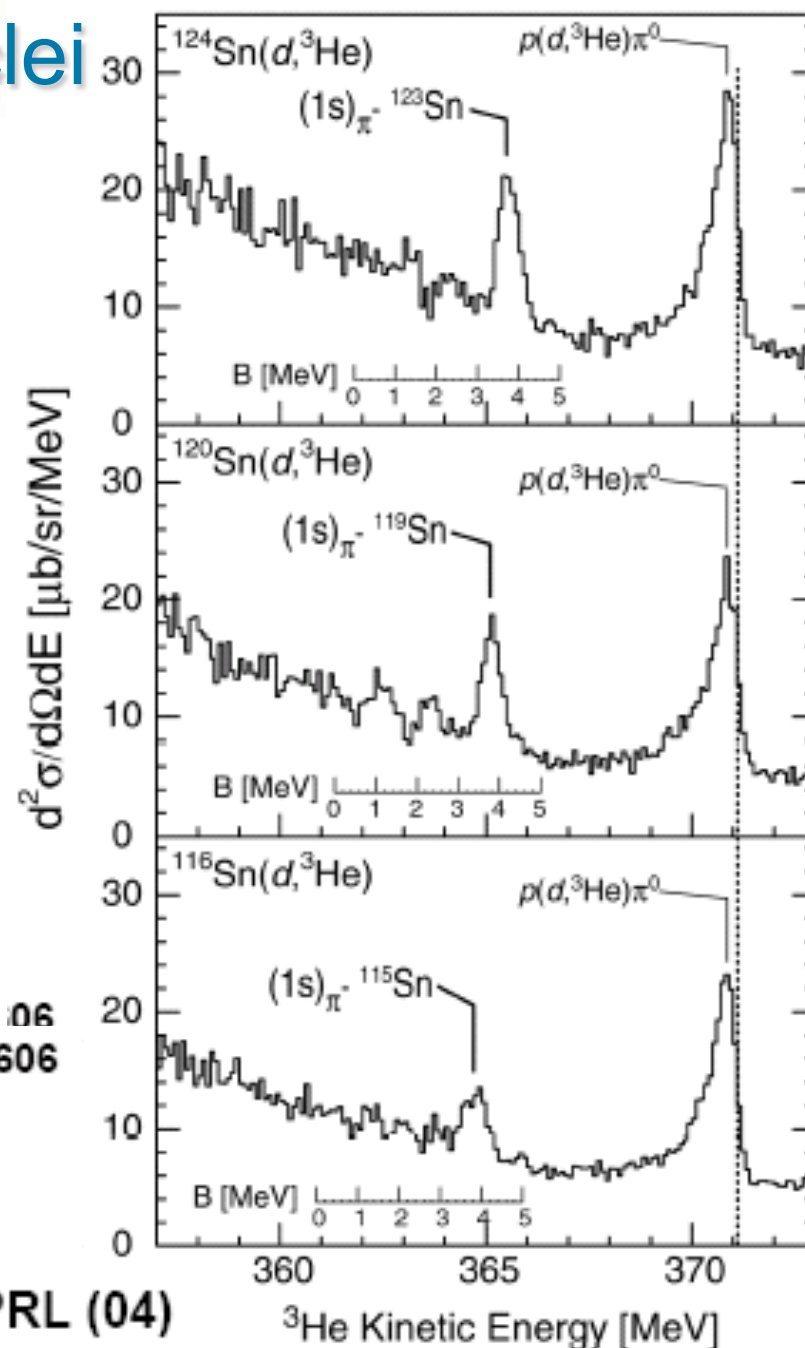
Fig. 5-15. The Sn isotope dependence of total ($d, {}^3\text{He}$) spectrum for the pionic atom formation at $T_d=500$ MeV with 300 keV experimental resolution. The target nucleus is indicated in the figure.

Pionic 1s states of Sn nuclei



Umemoto, Hirenzaki, Kume, Toki

PRC62(00)024606



K. Suzuki *et al.* PRL (04)

➤ Deepest 1s states in Pb and Sn : observed

▣ Nice spectra were obtained.

▣ Theoretical Potentials are classified
as Rank - A, B, C, D

H. Geissel et. al.,
PRL88(02)122301

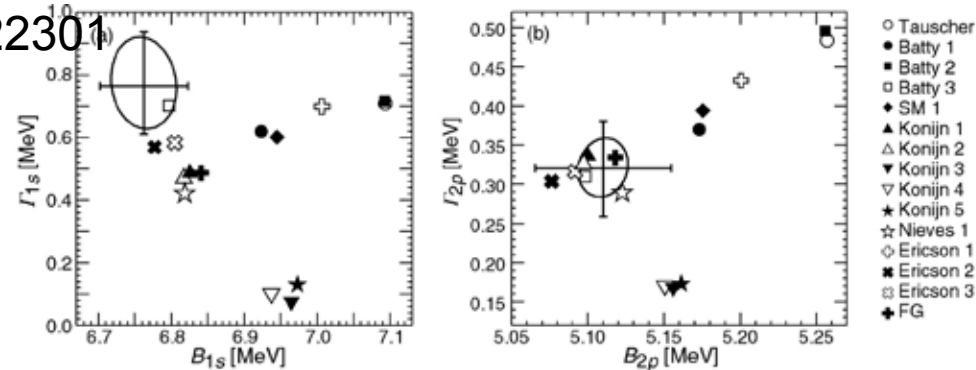


FIG. 3. Comparison of the measured binding energy and width for (a) $(1s)_\pi$ and (b) $(2p)_\pi$ in ^{205}Pb with the corresponding values calculated by using various potential parameter sets (abbreviated as in [4] except for FG [16]). When necessary, an isotope shift of $B_{1s}(^{205}\text{Pb}) \sim B_{1s}(^{207}\text{Pb}) + 40.5 \text{ keV}$ is applied. The small ellipses and the bars show the experimental values with 1σ statistical and total (statistical + systematic) errors, respectively.

Residual Interaction Effects (π)

$(\pi \text{ particle}) \otimes (\text{n-hole}) \text{ states } (\text{Boson} \otimes \text{Fermion-hole})$



Residual Interaction Effects

- For Pb (S wave int. only)

$$\Delta E \sim 0-20\text{keV} \ll \text{Exp. Error}$$

S. Hirenzaki, H. Kaneyasu, K. Kume, H. Toki, Y. Umemoto,

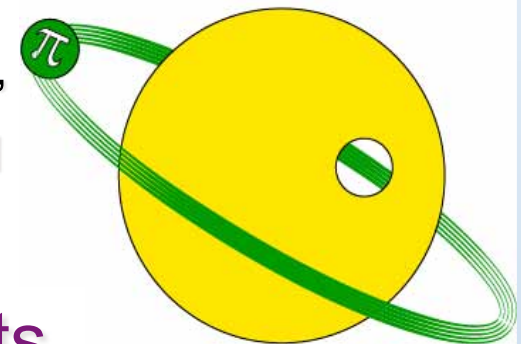
PRC60(99)058202

- For Sn (S+P wave int.)

$$\Delta E \lesssim \text{Exp. Error}$$

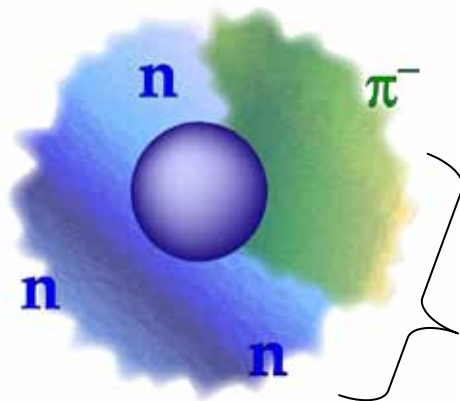
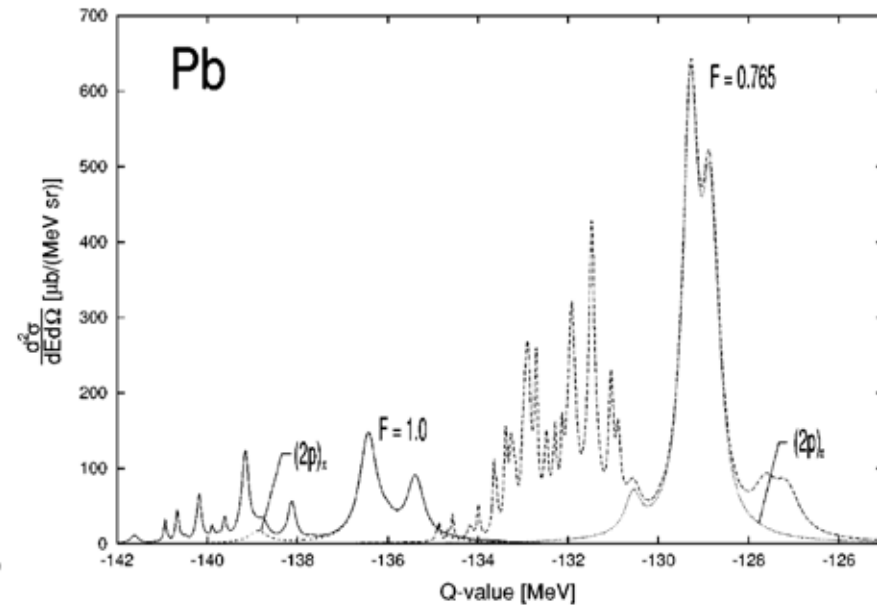
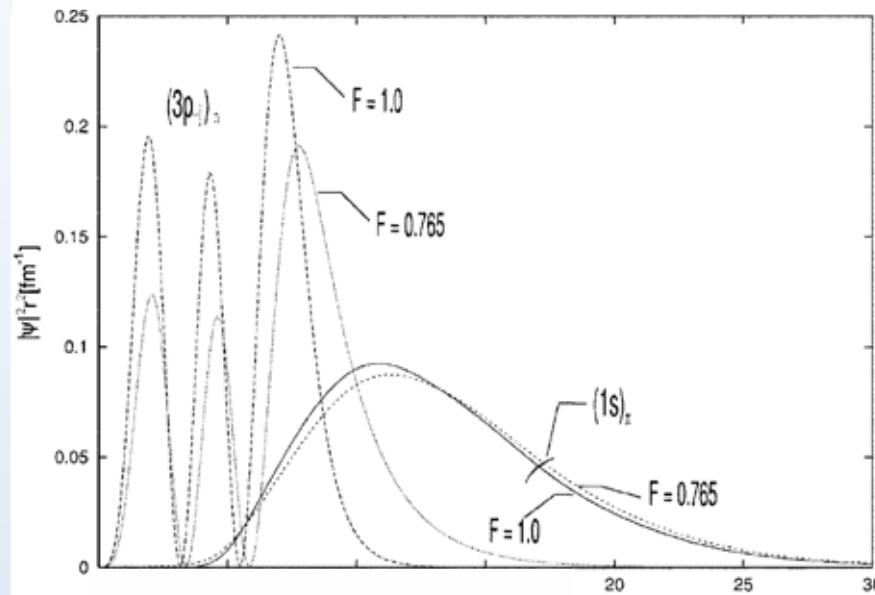
N. Nose-Togawa, H. Nagahiro, S. Hirenzaki, K. Kume,

PRC71(05)061601



Serious in more accurate experiments.

Pionic Atom in Halo Nuclei



M. Fujita, S. Hirenzaki and K. Kume, PRC67 (03) 034605

Existence of halo even in Medium heavy nuclei

J. Meng, P. Ring, PRL80(98)460

Exotic few body systems.
(core, fermion, boson)

Pionic Atom in Halo Nuclei

- M. Fujita, S. Hirenzaki, K. Kume

'Enhancement by halo structure', PRC67(03) 03605

- Y. Umemoto, S. Hirenzaki, K. Kume, H. Toki, I. Tanihata

'Systematic calculation without halo', NPA679(01) 549-562

- K. Itahashi (RIKEN Exp.)

Private Communication *'Feasibility in New facilities ?'*

- P. Kienle, T. Yamazaki, R.S. Hayano, H. Toki

'Inverse Kinematics idea' 91~92

PIONIC ATOMS OF UNSTABLE NUCLEI

S. HIRENZAKI^a, T. KAJINO^a, K.-I. KUBO^a, H. TOKI^a and I. TANIHATA^{a,b}

PHYSICS LETTERS B Volume 194 30 July 1987

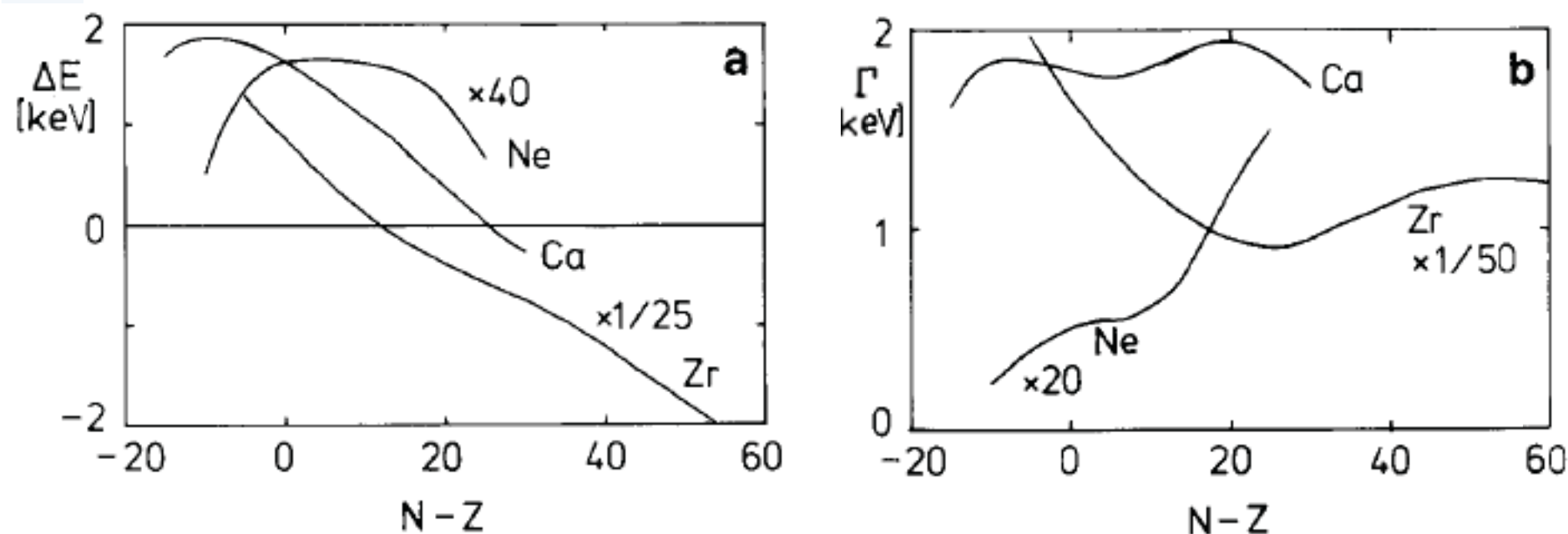


Fig. 1. Calculated energy shifts ΔE (a) and widths Γ (b) of the 2p level as a function of the difference between neutron and proton numbers $N-Z$. The optical potential used is that of Set I.

Pionic Atom, Pionic Molecule

No-Absorption πp systems (Decay $\pi p \rightarrow \pi^0 n$
 $\rightarrow \gamma n$)



Pionic Hydrogen
 ($\Gamma_{1s} \leq 1 \text{ eV}$)

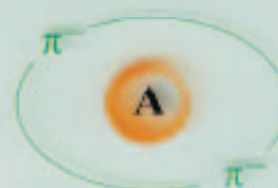


Pionic H_2^+ molecule



Pionic H_2 molecule

c.f. double π atom

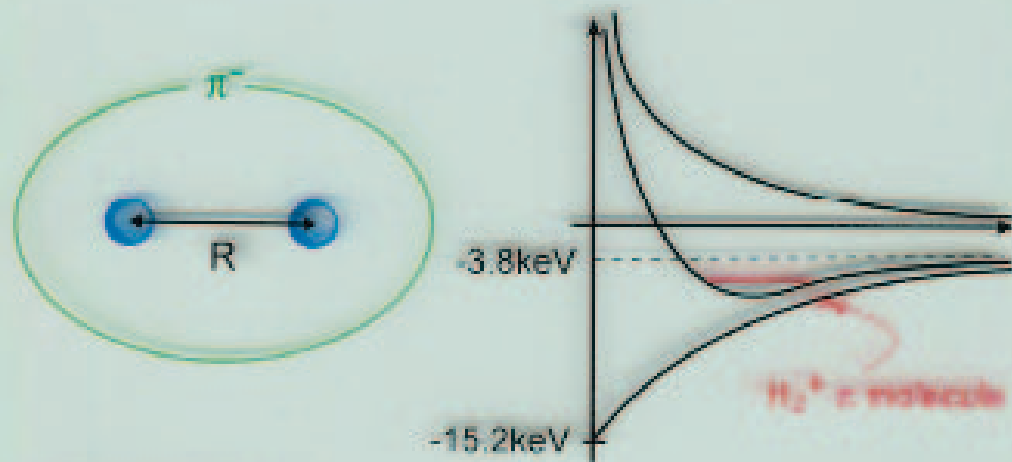


Absorption

Nieves, Oset, Hirenzaki,
 Toki, Vicente-Vacas

(π^-, π^+), Mod. Phys. Lett. A7(92)2991

A 'text book' estimation



variation

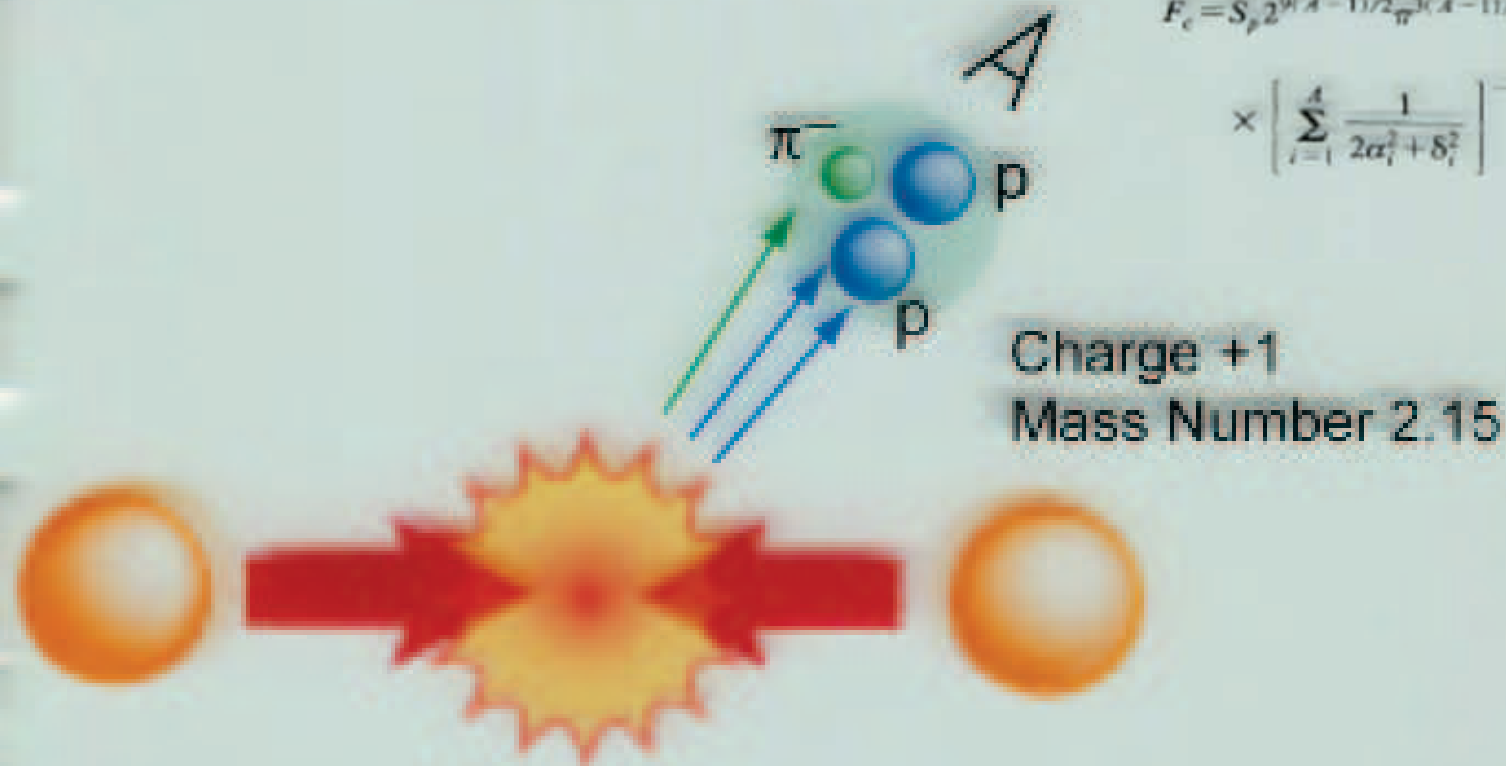
$$\psi_{\text{even/odd}} = C(R) \left[\psi_{1s}(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}) \pm \psi_{1s}(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}) \right]$$

	$\text{H}_2^+ (\pi)$ (cal)	$\text{H}_2^+ (\sigma)$ (cal)	$\text{H}_2^+ (\sigma)$ (data)
R	460 fm	1.3 Å	1.06 Å
E	-490 eV	-1.76 eV	-2.8 eV

Formation by Coalescence Process

$$\frac{\gamma_a}{\sigma_0} \frac{d^3 \sigma_a}{dk_a^3} = F_c \prod_{i=1}^A \left[\frac{\gamma_i}{\sigma_0} \frac{d^3 \sigma_i}{dk_i^3} \right]$$

$$F_c = S_p 2^{9(A-1)/2} \pi^{3(A-1)/2} \left[\prod_{i=1}^A \left[\frac{1}{2\alpha_i^2 + 8\delta_i^2} \right]^{3/2} \right] \times \left[\sum_{i=1}^A \frac{1}{2\alpha_i^2 + 8\delta_i^2} \right]^{-3/2}$$



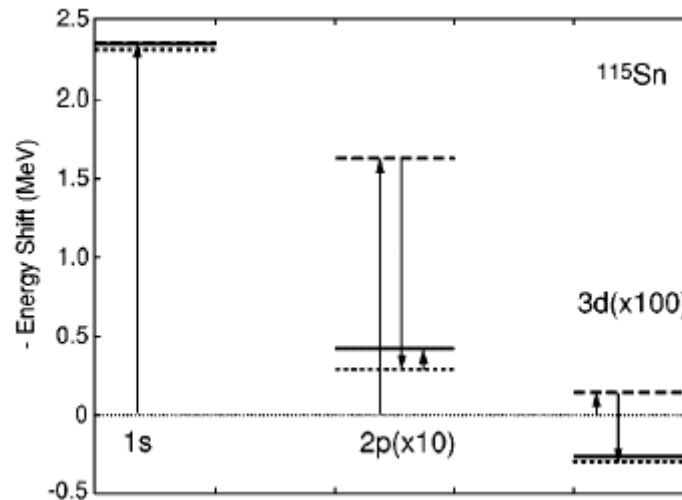
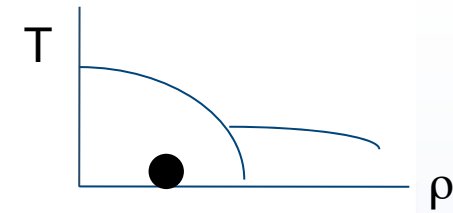
Coalescence Model

(Sato, Yazakim PLB98(1981)153)

(Hirenzaki, Suzuki, Tanihata PRC48(1993)2403)

ハドロン物理としての面白み。

- Information on Π at finite $\rho \sim \rho_0$, ($T \sim 0$)
- Eigen state observation $\longleftrightarrow$ Invariant Mass Method
- Quantum number fixed $\Rightarrow$ Selective information



Umemoto et al., PRC62 (2000)

FIG. 1. The binding energies with finite-size Coulomb potential only B_{Coul} and Coulomb plus optical potential B_{full} , are calculated. The energy shifts $B_{\text{Coul}} - B_{\text{full}}$ are shown as the solid bars for pionic $1s$, $2p$, and $3d$ states for ^{115}Sn and ^{207}Pb . The shifts due to the real local terms in the potential are shown by dashed bars. Dotted bars are the results with all real terms (local plus nonlocal) in the optical potential.

$$\begin{aligned}\Pi &= 2\mu V_{\text{opt}} \\ &= -4\pi[b(r) + \varepsilon_2 B_0 \rho^2(r)] \\ &\quad + 4\pi \nabla \cdot [c(r) + \varepsilon_2^{-1} C_0 \rho^2(r)] L(r) \nabla\end{aligned}$$

with $b(r) = \varepsilon_1 \{b_0 \rho(r) + \textcolor{red}{b}_1 [\rho_n(r) - \rho_p(r)]\}$

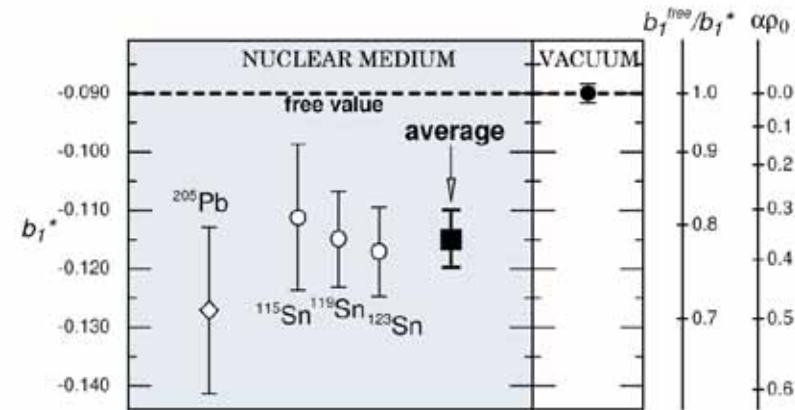
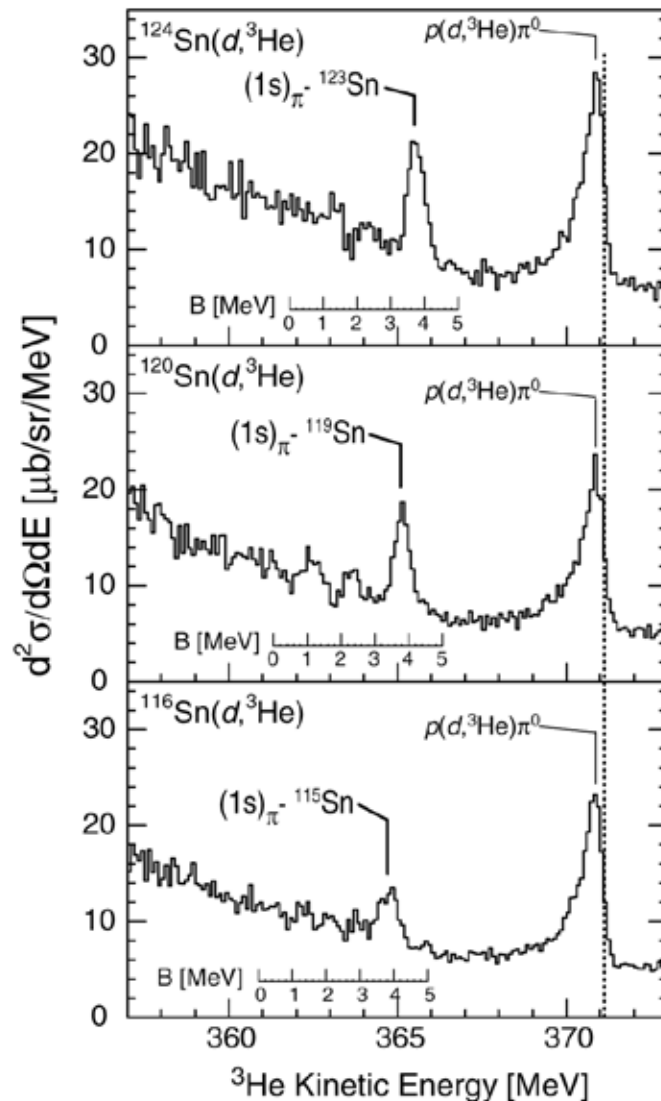
$$c(r) = \varepsilon_1^{-1} \{c_0 \rho(r) + c_1 [\rho_n(r) - \rho_p(r)]\}$$

$$L(r) = \{1 + \frac{4}{3} \pi \lambda [c(r) + \varepsilon_2^{-1} C_0 \rho^2(r)]\}^{-1}$$

Ericson-Ericson, Ann. Phys. **36** (66) 323

Seki-Masutani, Phys. Rev. **C27**(83)2799

Deeply Bound Pionic Atom by (d,³He)



K. Suzuki *et al.*

Phys. Rev. Lett. 92(2004) 072302

GOR relation + Tomozawa-Weinberg Relation

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \simeq \frac{f_\pi^{*2}}{f_\pi^2} \simeq \frac{b_1^{\text{free}}}{b_1^*(\rho)} = 0.78 \pm 0.05 @ \rho \simeq 0.6\rho_0$$

$$\Downarrow$$

$$\sim 0.64 @ \rho = \rho_0$$

References

- **K. Suzuki et al.**, Phys. Rev. Lett. 92(2004)072302 $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ observation
- **Kolomeitsev, Kaiser, Weise**, Phys. Rev. Lett. 90(2003)092501
in two-loop chiral perturbation
 - Energy dependent of Π
 - Gauge coupling of V_c
 - Phenomenological pieces ($B\rho^2$, p-wave terms)
- **Daisuke Jido, Tetsuo Hatsuda, Teiji Kunihiro**, Phys.Lett.B670:109-113,2008.
‘In-medium Pion and Partial Restoration of Chiral Symmetry’
 - Model Independent analysis

Chiral Dynamics of Deeply Bound Pionic Atoms

E. E. Kolomeitsev,¹ N. Kaiser,² and W. Weise^{1,2}

¹*ECT*, Villa Tambosi, I-38050 Villazzano (Trento), Italy*

²*Physik-Department, Technische Universität München, D-85747 Garching, Germany*

We present and discuss a systematic calculation, based on two-loop chiral perturbation theory, of the pion-nuclear s -wave optical potential. A proper treatment of the explicit energy dependence of the off-shell pion self-energy together with (electromagnetic) gauge invariance of the Klein-Gordon equation turns out to be crucial. Accurate data for the binding energies and widths of the $1s$ and $2p$ levels in pionic ^{205}Pb and ^{207}Pb are well reproduced without need for a notorious “missing repulsion” in the pion-nuclear s -wave optical potential. The connection with the in-medium change of the pion decay constant is clarified.

In-medium pion and partial restoration of chiral symmetry

D. Jido^{a,*}, T. Hatsuda^b, T. Kunihiro^{a,c}

Physics Letters B 670 (2008) 109–113

$$\left(\frac{F_{\pi}^t}{F_{\pi}}\right)Z_{\pi}^{*1/2} = \frac{\langle\bar{q}q\rangle^*}{\langle\bar{q}q\rangle}, \quad (17)$$

with the in-medium wave function renormalization $Z_{\pi}^* \equiv G_{\pi}^*/G_{\pi}$. As will be shown in the next section, in-medium change of Z_{π}^* from 1 can be evaluated from the isosinglet pion–nucleon scattering amplitude, while F_{π}^t/F_{π} is related to the pion–nucleus isovector scattering lengths through the in-medium TW relation. Therefore, Eq. (17) gives a direct link between the in-medium modification of the quark condensate and that of the pion decay constant.³

Now, inserting Eqs. (26) and (33) into Eq. (16), we arrive at one of the central results in this work,

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle^*}{\langle \bar{q}q \rangle} \simeq \left(\frac{b_1}{b_1^*} \right)^{1/2} \left(1 - \gamma \frac{\rho}{\rho_0} \right), \quad (34)$$

which directly relates the in-medium quark condensate with the observables related to the pion in nuclei. The deeply bound pionic atom data suggest the repulsive enhancement of b_1^* [1]. The πN scattering data tell that $\gamma > 0$. Thus, Eq. (34) implies that these experimental facts give a direct evidence of the reduction of the quark condensate in nuclear medium. Quantitatively, the experimental value of b_1/b_1^* is obtained as 0.79 ± 0.05 at the effective density $\rho \approx 0.6\rho_0$ in deeply bound pionic atoms [1]. With this value and $\gamma = 0.184$ estimated in Section 4 together with the linear density approximation, we find for the ratio of the quark condensates $\langle \bar{q}q \rangle^*/\langle \bar{q}q \rangle \simeq 1 - 0.37\rho/\rho_0$. We also eval-

η mesic nuclei (Hadronic description)

Satoru Hirenzaki

Nara Women's University

Collaborate with

Hideko Nagahiro (Nara Women's University)

Daisuke Jido (YITP, Kyoto Univ.)

H. Nagahiro, D. Jido, S. Hirenzaki, PRC(09)

Kolomeitsev, Jido, Nagahiro, Hirenzaki, NPA(08)

H.Nagahiro., D.Jido and S.Hirenzaki, NPA761(05)92

H.Nagahiro., D.Jido, S.Hirenzaki, PRC68(03)035205

D.Jido, H.Nagahiro. and S.Hirenzaki, PRC66(02)045202

works for eta-mesic nuclei

- (π^+, p) * Liu, Haider, PRC34(1986)1845
* Chiang, Oset, and Liu, PRC44(1988)738
* Chrien *et al.*, PRL60(1988)2595
- » **(d, ^3He)** * Hayano, Hirenzaki, Giltzer, Eur.Phys.J.A6(1999)99
* D. Jido, H.Nagahiro, S.Hirenzaki PRC66(2002)045202

H. Nagahiro and D. Jido

properties of eta meson

η meson

- $m_\eta = 547.3$ [MeV] □ $I = 0, J^P = 0^-$
- $\Gamma = 1.18$ [keV] ($2\gamma, 3\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0, \dots$)

η -N system

- **Strong Coupling to $N^*(1535)$** , $J^P = \frac{1}{2}^-$
- $\Gamma_{\pi N} \sim \Gamma_{\eta N} \sim 75$ [MeV]

ηNN^* system

- No $I = \frac{3}{2}$ baryon contamination
 - Large coupling constant
 - no suppression at threshold
(s-wave coupling)
- $$\mathcal{L}_{\eta NN^*} = g_\eta \bar{N} \eta N^* + h.c.$$

eta-Nucleus system



Doorway to $N^*(1535)$

Introduction for η -Nucleus system

■ η -mesic nuclei

» works for η -mesic nuclei formation

- › (π^+ ,p) * Liu, Haider, PRC34(1986)1845
* Chiang, Oset, and Liu, PRC44(1988)738
* Chrien *et al.*, PRL60(1988)2595
* Kohno, Tanabe, PLB231(1989)219
- › (d, 3 He) * Hayano, Hirenzaki, Giltzer, EPJ.A6(1999)99
* D. Jido, H.Nagahiro, S. Hirenzaki, PRC66(2002)045202
* Exp. at GSI (talk by Dr. K. Lindberg)
- › (γ ,p) * H.Nagahiro, D.Jido, S.Hirenzaki, NPA761(2005)92
- › η -light-nucleus system : many studies
- › Others (ex. (γ , η) @ Tohoku, Japan, etc ...)

» strong coupling to $N^*(1535)$ resonance

- › Chiral doublet model
 - pocket-like potential, level crossing of η and N^* -hole modes
- › Chiral unitary model

ηNN^* system

- No $I = \frac{3}{2}$ baryon contamination
- Large coupling constant
- no suppression at threshold
(s-wave coupling)

$$\mathcal{L}_{\eta NN^*} = g_{\eta} \bar{N} \eta N^* + h.c.$$

■ formation of η -mesic nuclei induced by meson beam

- » π and K beams are available at J-PARC $\rightarrow$ (π^+ ,p) reaction
 - › kinematics
 - › Calculated spectra in our model
- » Revisit to the “(π^+ ,p) experiment at 1988”

η -Nucleus Interaction: general remark

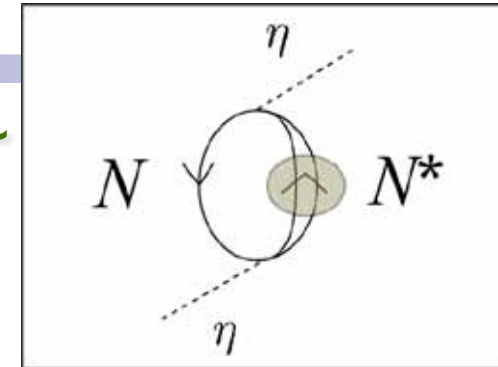
~ N^* dominance model ~

optical potential

$$V_{\text{opt}} = \frac{g_\eta^2}{2\mu} \frac{\rho}{\omega + m_N(\rho) - m_{N^*}(\rho) + i\Gamma_N^*(s; \rho)/2}$$

energy dependence

density-dependence



(Chiang, Oset, Liu PRC44(1991)738)

(D.Jido, H.N., S.Hirenzaki, PRC66(2002)045202)

$$g_\eta \simeq 2.0$$

to reproduce the partial width
 $\Gamma_{N^* \rightarrow \eta N} \simeq 75 \text{ MeV}$
at tree level.

potential nature

In free space ($V \sim t\rho$)

$$\omega + m_N - m_{N^*} < 0 \quad \longrightarrow \quad \text{attractive}$$

($m_\eta + m_N - m_{N^*} \sim -50 \text{ MeV}$)

medium effect

m_N & m_{N^*} change ??

$$\omega + m_N(\rho) - m_{N^*}(\rho) > 0 \quad \longrightarrow \quad \text{Repulsive ??}$$

General feature

N & N^* properties in medium evaluated
by two kinds of **Chiral Models**

Chiral models for N and N* and η -nucleus interaction

Chiral doublet model

DeTar, Kunihiro, PRD39 (89)2805
 Jido, Nemoto, Oka, Hosaka NPA671(00)471
 Jido, Oka, Hosaka, PTP106(01)873
 Jido, Hatsuda, Kunihiro, PRL84(00)3252
 etc

Extended SU(2) Linear Sigma Model
 for N and N*

Lagrangian

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1,2} [\bar{N}_j i \not{\partial} N_j - g_j \bar{N}_j (\sigma + (-)^{j-1} i \gamma_5 \vec{\tau} \cdot \vec{\pi}) N_j] - m_0 (\bar{N}_1 \gamma_5 N_2 - \bar{N}_2 \gamma_5 N_1)$$

Physical fields

$$\begin{pmatrix} N \\ N^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \gamma_5 \sin \theta \\ -\gamma_5 \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix}$$

N* : chiral partner of nucleon

Mass difference

$$m_N^*(\rho) - m_{N^*}^*(\rho) = (1 - C \frac{\rho}{\rho_0})(m_N - m_{N^*})$$

* C~0.2 :the strength of the Chiral restoration at the nuclear saturation density

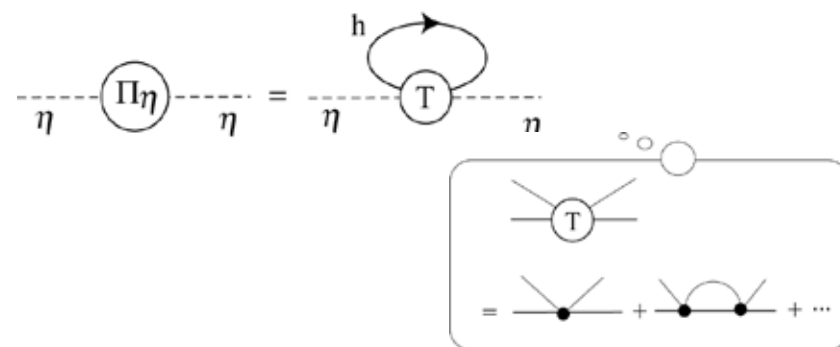
*** reduction of mass difference**

Chiral unitary model

Kaiser, Siegel, Weise, PLB362(95)23
 Waas, Weise, NPA625(97)287
 Garcia-Recio, Nieves, Inoue, Oset, PLB550(02)47
 Inoue, Oset, NPA710(02) 354

A coupled channel Bethe-Salpeter eq.

$$\{\pi^- p, \pi^0 n, \eta n, K^0 \Lambda, K^+ \Sigma^-, K^0 \Sigma^0, \pi^0 \pi^- p, \pi^+ \pi^- n\}$$



* the N* is introduced as **a resonance generated dynamically** from meson-baryon scattering.

*** No mass shift of N* is expected in the nuclear medium.**

* In this study, we directly take the eta-self-energy in the ref.NPA710(02)354

η -nucleus interaction ~ N^* dominance model ~

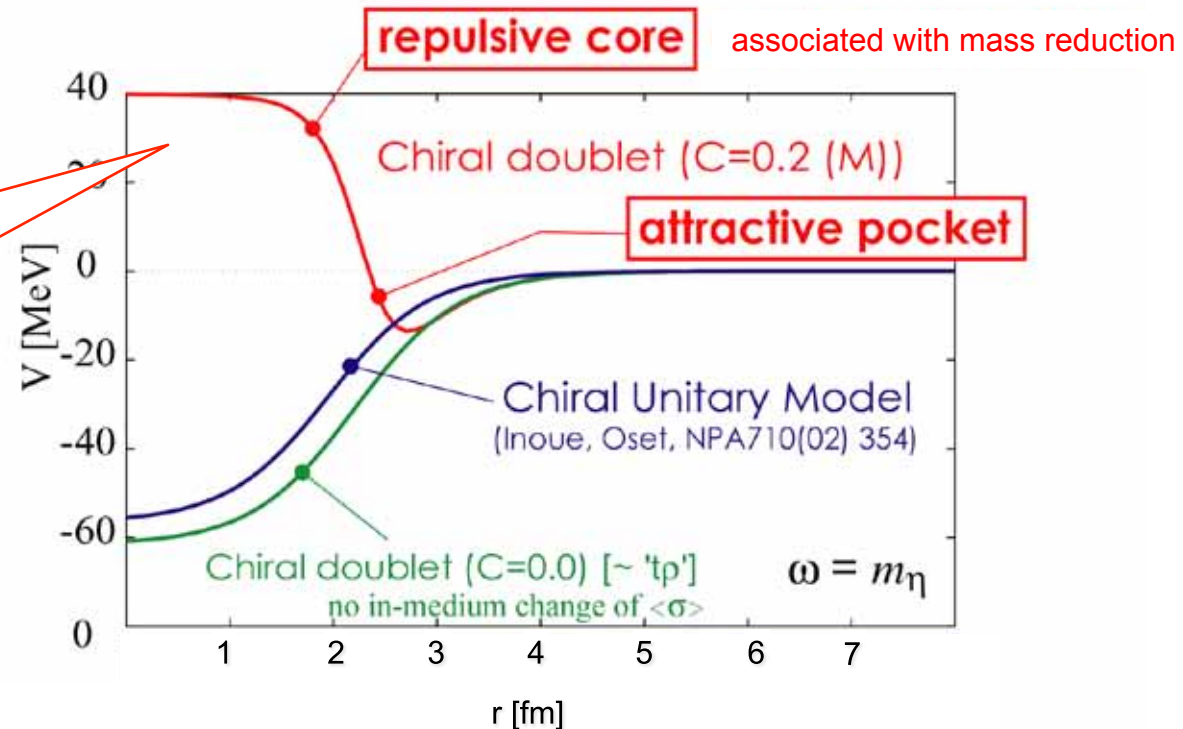
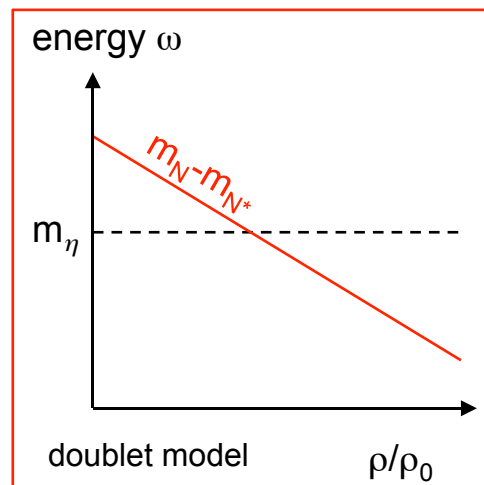
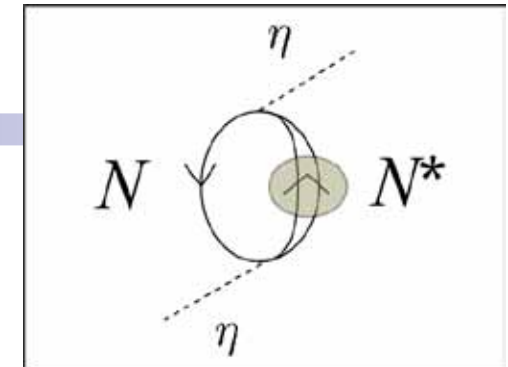
optical potential

$$V_{\text{opt}} = \frac{g_\eta^2}{2\mu} \frac{\rho}{\omega - (m_{N^*}(\rho) - m_N(\rho)) + i\Gamma_N^*(s; \rho)/2}$$

(Chiang, Oset, Liu PRC44(1991)738)

(D.Jido, H.Nagahiro, S.Hirenzaki, PRC66(2002)045202)

$g_\eta \simeq 2.0$ to reproduce the partial width $\Gamma_{N^* \rightarrow \eta N} \simeq 75 \text{ MeV}$ at tree level.



η -nucleus optical potential $\rightarrow$ sensitive to the in-medium properties of N and N^*

Bound State

* Chiral Doublet model with $C=0.0$

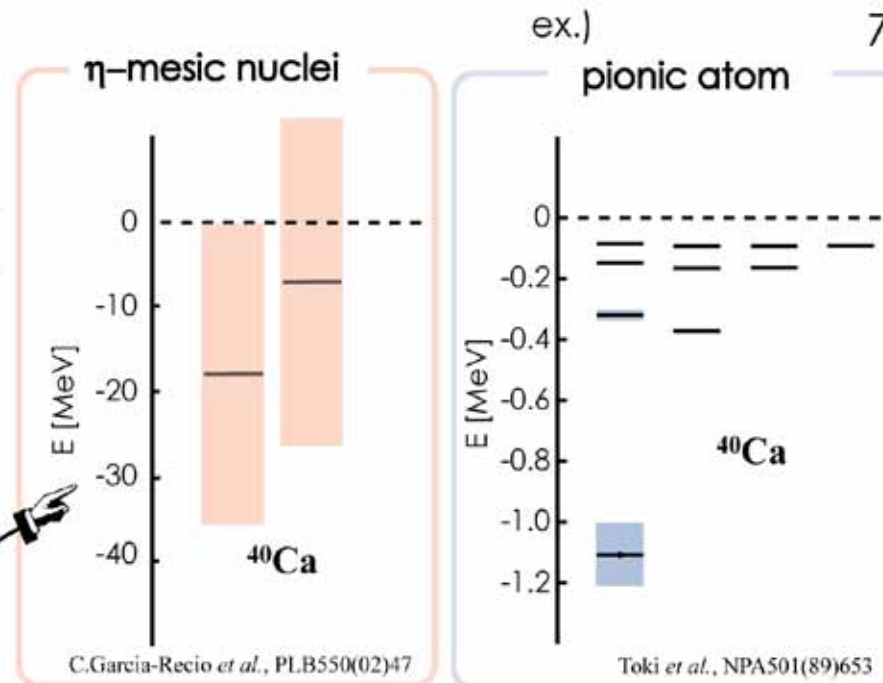
	^{11}B	(B.E., Γ) [MeV]	^{39}K
$0s$	(13.7, 41.5)		(30.3, 42.5)
$0p$	—		(14.6, 50.7)

* Chiral Doublet model with $C=0.2$
no bound state

* Chiral Unitary model

	^{12}C	(B.E., Γ) [MeV]	^{40}Ca
$0s$	(9.71, 35.0)		(17.88, 34.38)
$0p$	—		(7.04, 38.6)

C.García-Recio *et al.*, PLB550(02)47, Table 1.



NOT Discrete

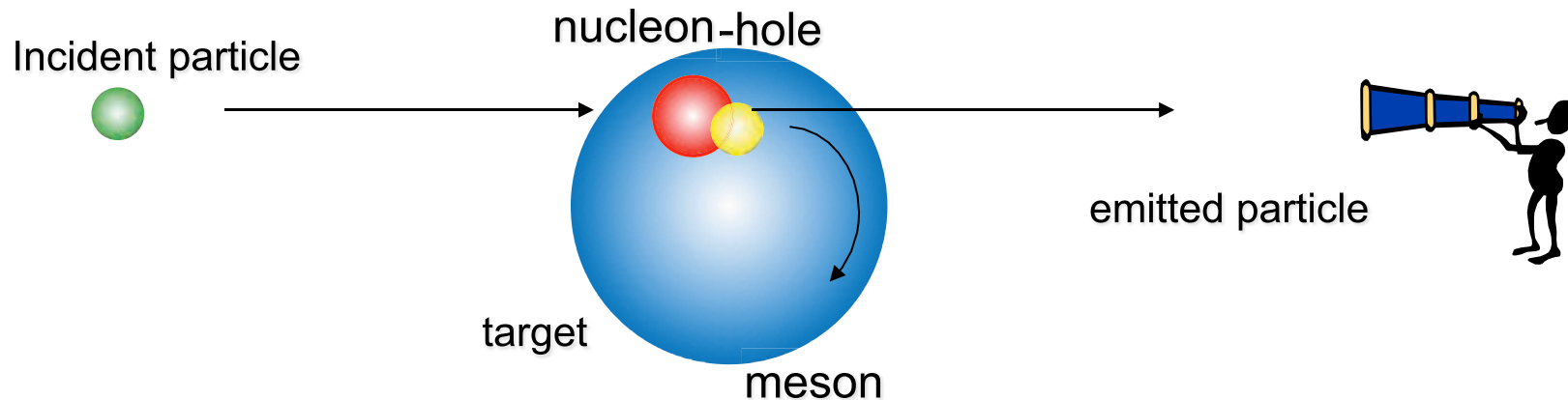
Discrete

Observe (Many) Peaks

We need to observe

- * whole spectral shape
- * a few peaks

Missing mass spectroscopy : one nucleon pick-up



- $(d, {}^3\text{He})$: established for studies of **pionic atom formation**
 - theory ... S.Hirenzaki, H.Toki, T.Yamazaki, PRC44(91)2472, ...
 - experiment ... K.Itahashi et al., PRC62(00)025202, ...
 - › η -mesic nuclei formation : D.Jido, H.Nagahiro, S.Hirenzaki, PRC66(02)045202, H.Nagahiro, D.Jido, S.Hirenzaki, PRC68(03)035205.
- (γ, p) : **smaller distortion effect**
 - ω -nucleus ... Marco, Weise, PLB502(01)59
 - π -atom ... Hirenzaki, Oset, PLB527(02)69
 - › η -mesic nuclei formation : H.Nagahiro, D.Jido, S.Hirenzaki, NPA761(05)92.
- (π, N) : **could be performed at J-PARC ?**
 - › **secondary meson beam, π , K, ...**
 - › In collaboration with K.Itahashi, H. Fujioka (experimentalists)

Our Theoretical Tools

- Bound state by solving Klein-Gordon equation

$$[-\vec{\nabla}^2 + \mu^2 + 2\mu V_{\text{opt}}(r, \omega)]\phi(\vec{r}) = [\omega - V_{\text{coul}}(r)]^2\phi(\vec{r})$$

E. Oset and L. L. Salcedo, J. Comput. Phys. 57 (85) 361

- Formation Spectra in the Green function method

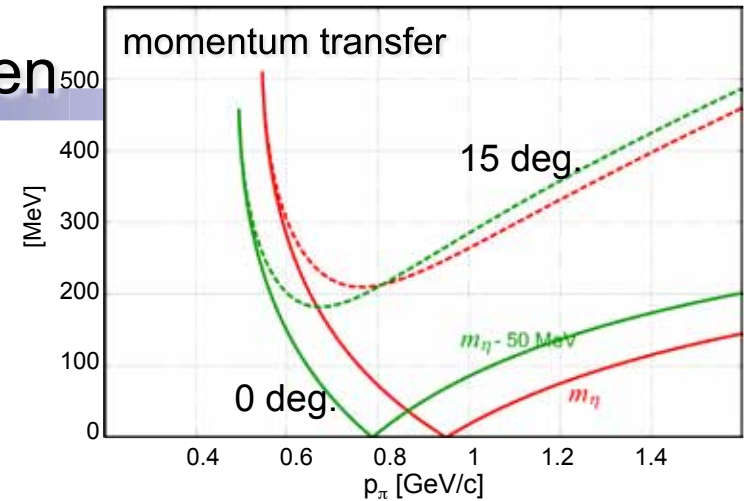
O. Morimatsu, K. Yazaki, NPA435(85)727, NPA483(88)493

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{K^-p \rightarrow pK^-} \sum_{\alpha} -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int d\vec{r} d\vec{r}' f_{\alpha}^*(\vec{r}') G(E; \vec{r}', \vec{r}) f_{\alpha}(\vec{r})$$

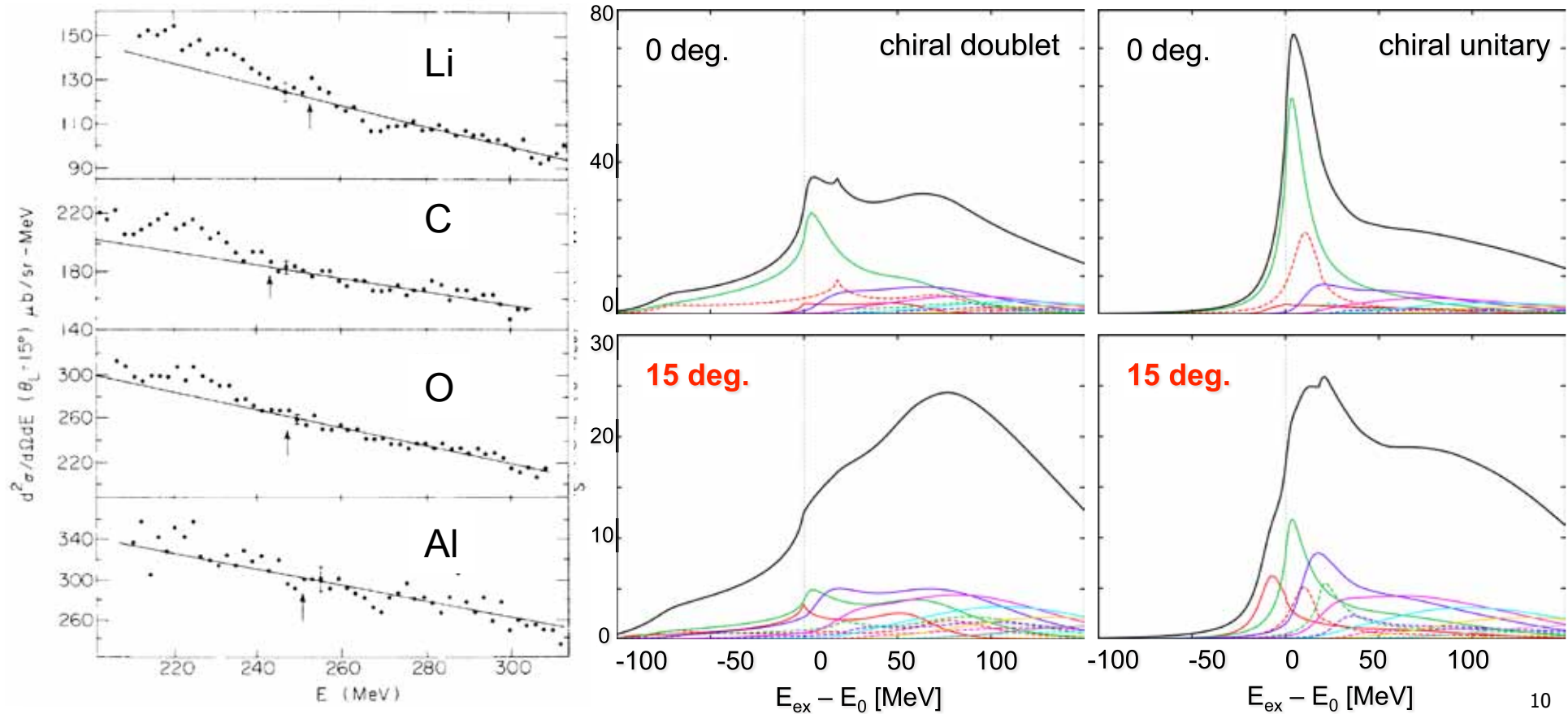
- $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{K^-p \rightarrow pK^-}$: Elementary cross section (Exp. data)
- $G(E; \vec{r}', \vec{r})$: Green function for K interacting with the nucleus
$$(H_{K^-} - E)G(E; \vec{r}', \vec{r}) = \delta^3(\vec{r} - \vec{r}')$$
- $f_{\alpha}(\vec{r}) = \chi_p^*(\vec{r})\chi_K(\vec{r})\langle\alpha|\psi_p(\vec{r})|i\rangle$

(π^+, p) spectra : experiment at Brookhaven

- Chrien et al., PRL60(1988)2595
 - $p_\pi = 800 \text{ MeV/c}$: proton angle : **15 deg. (Lab.)**
 - search for predicted narrow bound state by Liu, Haider, PRC34(86)1845
- negative results (bound state peak was not observed)



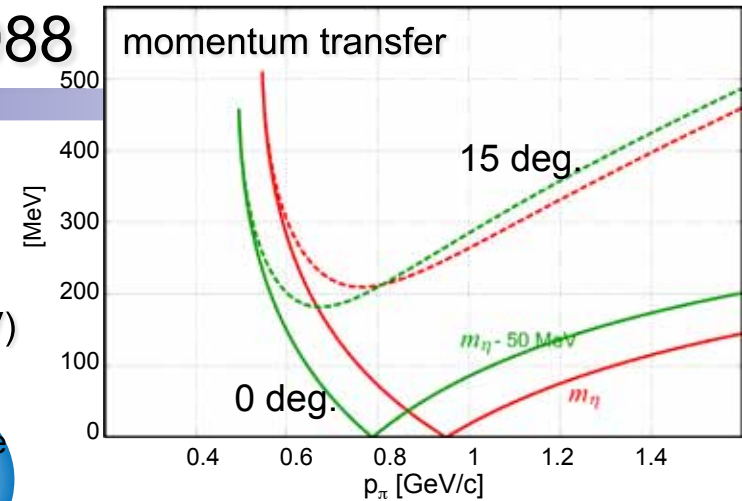
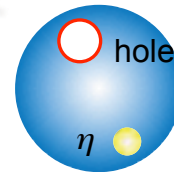
Chrien et al., PRL60(1988)2595, Fig.11



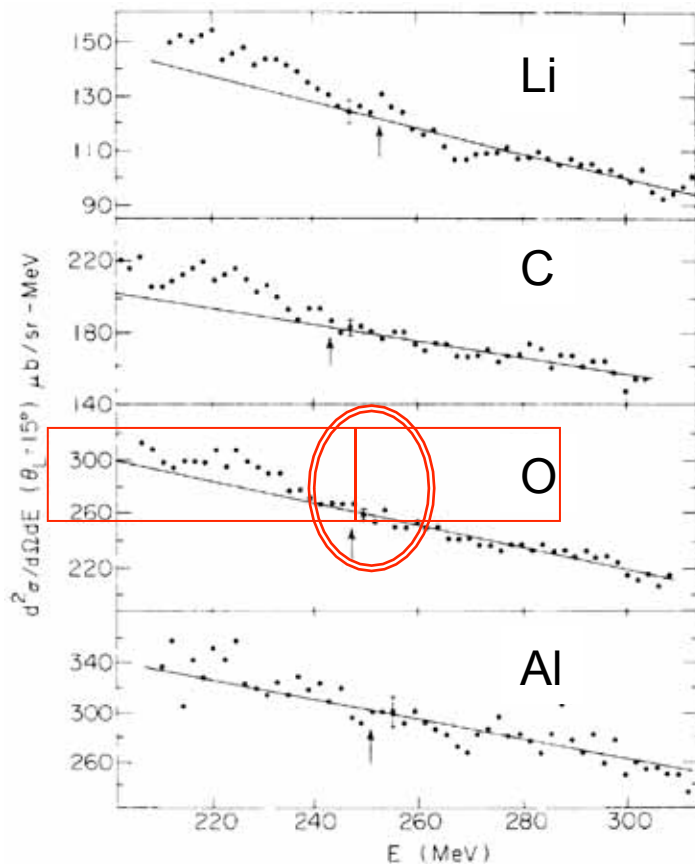
(π^+, p) spectra : past experiment in 1988

Chrien et al., PRL60(1988)2595

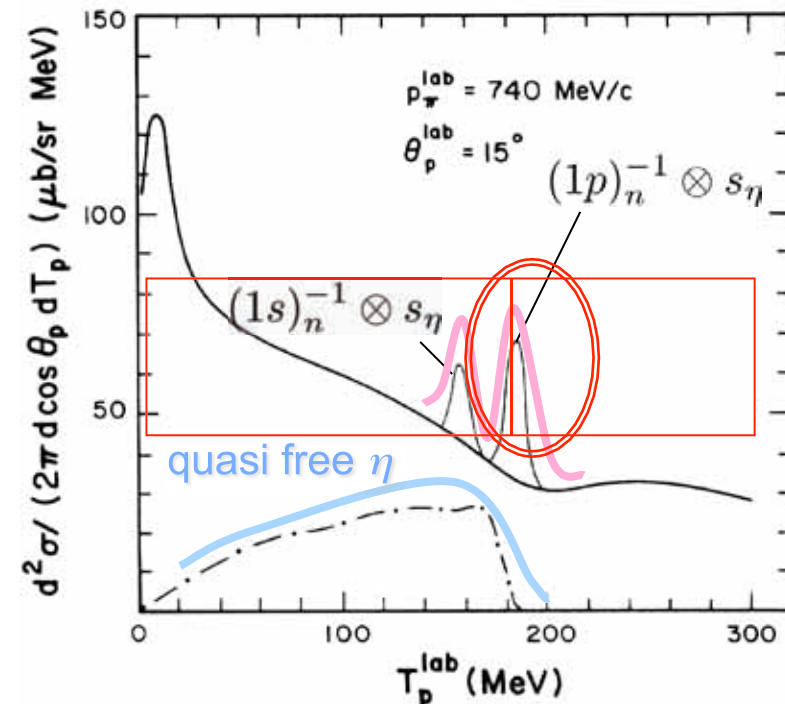
- » $p_\pi = 800 \text{ MeV}/c$
- » proton angle : 15 deg. (Lab.)
- » search for predicted narrow bound state (ex. $\Gamma \sim 10 \text{ MeV}$)
- negative results (bound state was not observed)



Chrien et al., PRL60(88)2595, Fig.1



Liu, Haider, PRC34(86)1845, Fig.7



$$(B.E, \Gamma/2) = (2.65, 4.77) [\text{MeV}]$$