

(K^-, π^-) production of nuclear \bar{K} bound states in proton rich system

Via Λ^* doorway

1. Introduction

1. Introduction

注) \bar{K} は K^- と \bar{K}^0 を表す。

$\bar{K}N$ interaction is constructed so as to account for

(1) the $\bar{K}N$ scattering lengths

(2) the K^-p atomic shift

(3) the energy and width of $\Lambda(1405)$

低エネルギーの散乱では波動関数を部分波展開した時、 $l=0$ が支配的になり、散乱長 a なるものが散乱振幅と一致する。

陽子の周りに K^- がいるイメージ(K中間子水素)。明らかに、陽子の周りに電子がいる通常の水素からエネルギースペクトルがズレる。

$\bar{K}N$ 相互作用によって上の3つを説明できる

$\Lambda(1405) 1/2^-$ $J^P = 0(\frac{1}{2}^-)$

Mass $m = 1405.1^{+1.3}_{-1.0}$ MeV
Full width $\Gamma = 50.5 \pm 2.0$ MeV
Below $\bar{K}N$ threshold

$\Lambda(1405)$ DECAY MODES	Fraction (Γ_i/Γ)	p (MeV/c)
$\Sigma \pi$	100 %	

155

1. Introduction

- $\bar{K}N^{I=0}$ interaction plays an important role.

$I=0$ は強い引力。深い束縛状態($B = 27\text{MeV}$)を作り、周りの核子を強く引き寄せる。→高密度に。

例：重陽子の結合エネルギー $-B = 2.225\text{MeV}$

重い原子核の核子1個あたりの結合エネルギー $-B = 8\text{MeV}$

水素原子の基底状態の束縛エネルギー -13.6eV

- Since the binding energies are so large that the main decay channel the $I = 0 \bar{K}N$ to $\Sigma + \pi$ is closed energetically, these deeply bound states are expected to have small widths.

~~$\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda + \pi$~~ Forgotten by the isospin selection rule

1. Introduction

- Isospin selection rule ($I = 1$ 同士の合成) Clebsch-Gordan係数

例 (1) $|\Sigma^+\pi^- \rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}|2,0 \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1,0 \rangle + \frac{1}{\sqrt{3}}|0,0 \rangle$

(2) $|\Sigma^0\pi^0 \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}|2,0 \rangle - \frac{1}{\sqrt{3}}|0,0 \rangle$

(3) $|\Sigma^-\pi^+ \rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}|2,0 \rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|1,0 \rangle + \frac{1}{\sqrt{3}}|0,0 \rangle$

$$\rightarrow |0,0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|\Sigma^+\pi^- \rangle + |\Sigma^-\pi^+ \rangle - |\Sigma^0\pi^0 \rangle)$$

だから、 $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma\pi$ はok

一方、 $I = 0$ と $I = 1$ では合成はどう

頑張っても $|0,0 \rangle$ を作れない

↓

$|0,0 \rangle$ からは $I = 0, I = 1$ の組は生まれない。

1. Introduction

- 定義から

例えば ${}^4\text{He}$ (ppnn)に K^- を与えた場合、 ${}^3_{\bar{K}}\text{H}$ と書き、

$${}^3_{\bar{K}}\text{H}(T=0) \equiv K^- \otimes {}^3\text{He} + \bar{K}^0 \otimes {}^3\text{H}(T=0)$$

と定義する。

${}^4\text{He}(e^-, e^-K^+)$ 反応で

$${}^4_{\bar{K}}\text{H} \equiv K^- \otimes {}^4\text{He}$$

ができる。

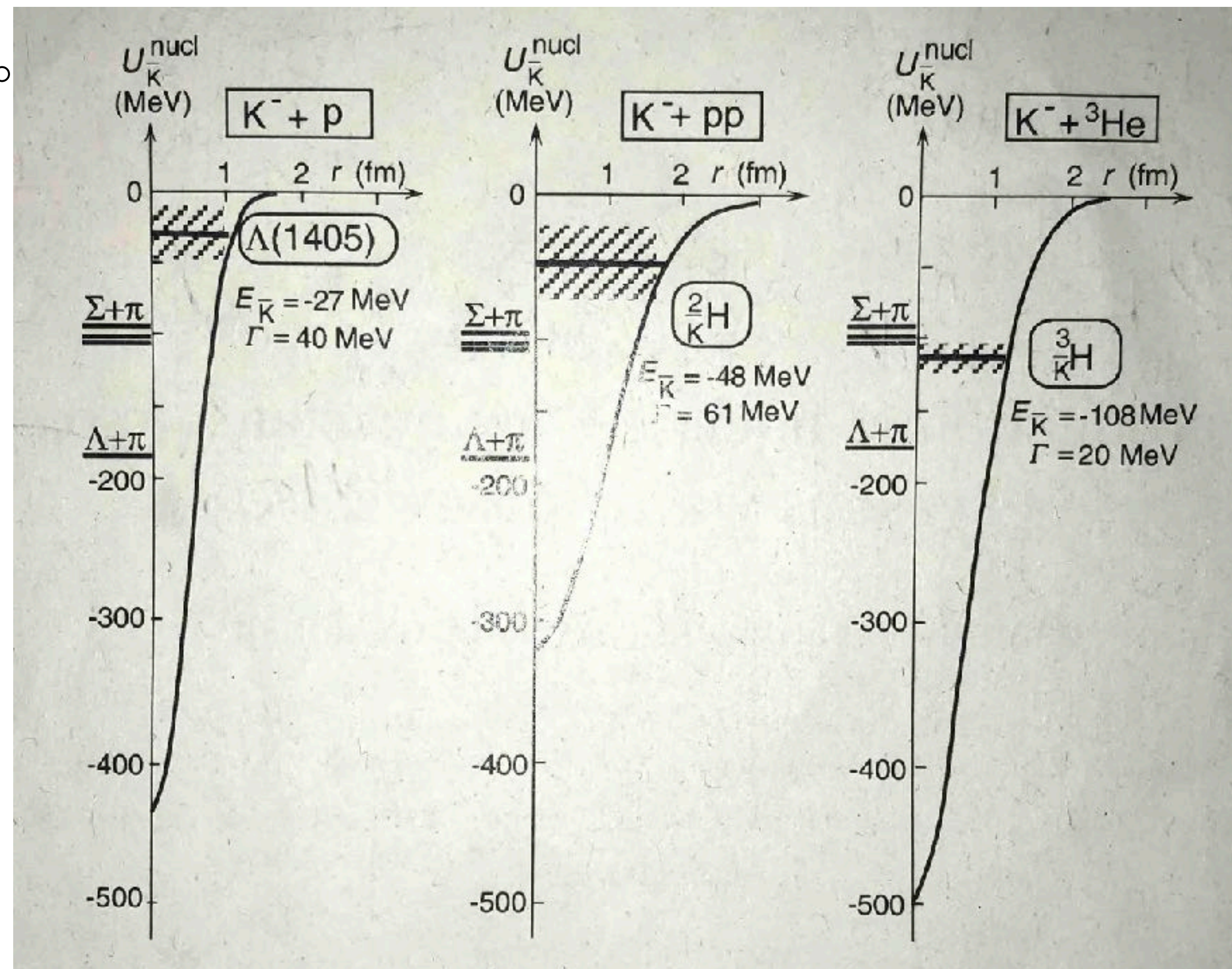
α 粒子が安定すぎてこうなる。

それぞれ束縛エネルギーは108MeV,86MeVと予想される。

1. Introduction

- K^-p ポテンシャルの中に $\Lambda(1405)$ が存在する。
- ならば、他のnuclear \bar{K} system も Λ^* ,つまり $\Lambda(1405)$ のようなものが、そのシステムの原因(doorway)になっているのではないか。

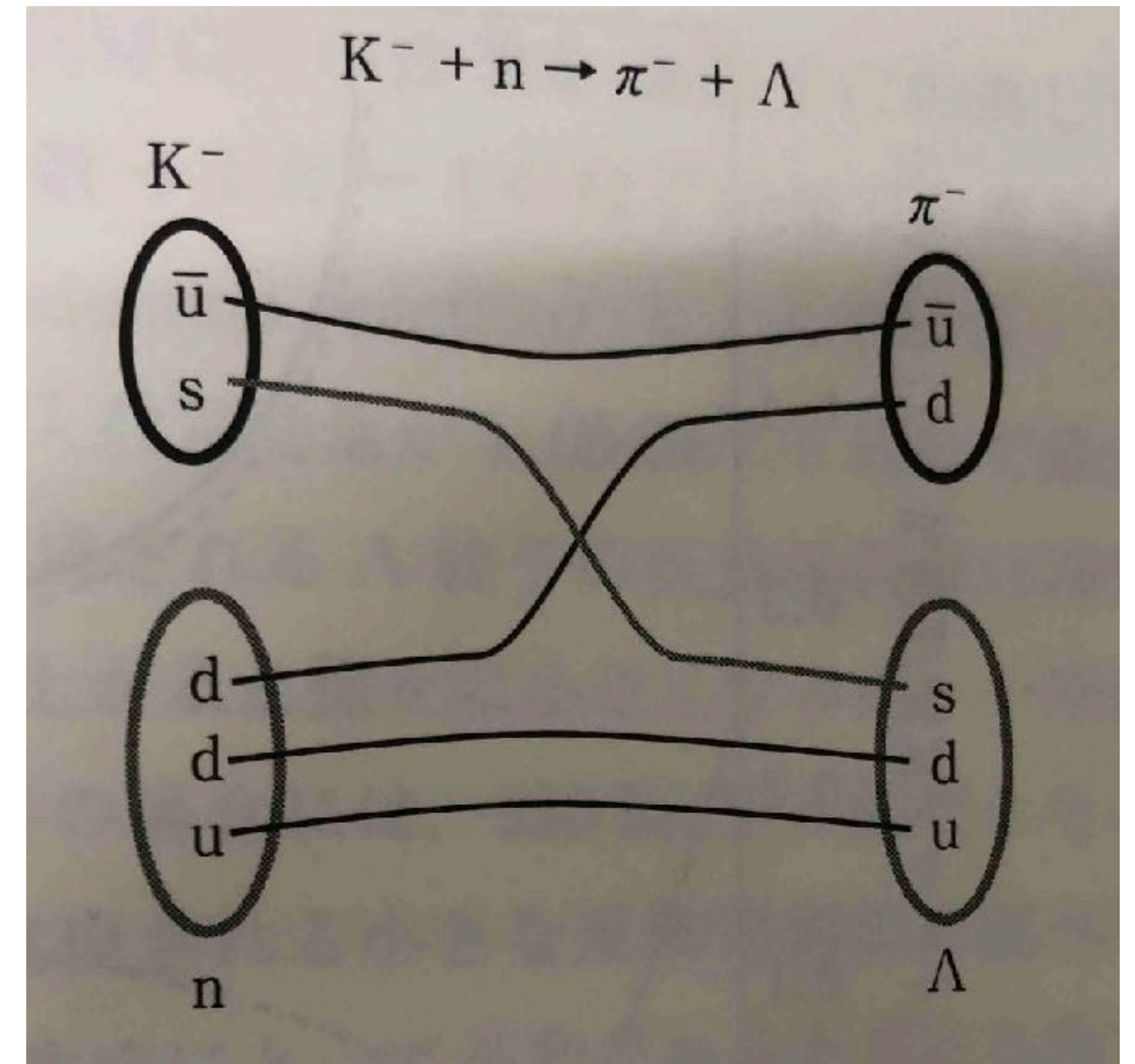
G-matrix methodで計算されたポテンシャルと
束縛エネルギー $B=E_{\bar{K}}$ と幅 $\Gamma \rightarrow$



1. Introduction

- The problem is how to produce Λ^* in a nucleus and how to identify produced \bar{K} bound states.
- ハイパー核の研究でよく用いられてきたストレンジネス交換反応に注目。

この反応のQ値は約 $178\text{MeV} > 0$ なので、静止 K^- 中間子吸収反応 (stopped K^- absorption) も起きる。



ハドロン物理学入門(永江知文著)より

2. Structure of proton-rich \bar{K} bound states

2. Structure of proton-rich \bar{K} bound states

- まず、 \bar{K} 無しではppなどは束縛されない。
つまり \bar{K} 無しでは、重水素pnのようなpp状態は存在しない。
- Doorway statesを次のように書く(定義)。

${}^3_{\bar{K}}He$ のdoorway stateは ${}^3_{\Lambda^*}He$

2. Structure of proton-rich \bar{K} bound states

- The general tendency is that the binding energy increases with an increase in the number of $I = 0$ pairs and decrease in the number of $I = 1$ pairs.

Table 1
Light target nuclei and \bar{K} nuclei to be produced by (K^-, π^-) (and (π^+, K^+)), (K^-, n) and $(e, e'K^+)$ reactions through Λ^* doorways, and calculated binding energies (B in MeV) and widths (Γ in MeV) with and without **nuclear contraction**. Numbers of pairs of $I = 0$ and $I = 1$ $\bar{K}N$ are given as guides

Target	Reaction	Λ^* doorway	\bar{K} nucleus	$\bar{K}N^{I=0}$	$\bar{K}N^{I=1}$	Uncontracted		Contracted		Ref.
						B	Γ	B	Γ	
n	(K^-, π^-)	Λ^*	K^-p	1	0	—	—	27	40	
p	$(e, e'K^+)$	Λ^*	K^-p	1	0	—	—	27	40	
d	(K^-, π^-)	Λ^*p	$\frac{2}{K}H = K^-pp$	3/2	1/2	unbound		48	61	Present
${}^3\text{He}$	$(e, e'K^+)$	Λ^*pn	$\frac{3}{K}H = K^-ppn$	3/2	3/2	76	82	108	20	[3]
${}^4\text{He}$	(K^-, n)	Λ^*pn	$\frac{3}{K}H = K^-ppn$	3/2	3/2	76	82	108	20	[3]
${}^4\text{He}$	$(e, e'K^+)$	Λ^*pnn	$\frac{4}{K}H = K^-ppnn$	1	3	69	66	86	34	[3]
${}^3\text{He}$	(K^-, π^-)	Λ^*pp	$\frac{3}{K}\text{He} = K^-ppp$	2	1	unbound		97	~24	[11]
${}^4\text{He}$	(K^-, π^-)	Λ^*ppn	$\frac{4}{K}\text{He} = K^-pppn$	2	2	unbound		~105	~26	[11]
${}^9\text{Be}$	(K^-, π^-)	$\Lambda^*(p)^4(n)^4$	$\frac{9}{K}\text{Be} = K^-(p)^5(n)^4$			unbound				

2. Structure of proton-rich \bar{K} bound states

- Because the strong $\bar{K}N^{I=0}$ binding force attracts the surrounding nucleons, the calculated binding energies become larger when we allow the freedom of nuclear contraction (shrinkage), which is counterbalanced by large nuclear incompressibility, represented by a hard core part in NN interaction.

近づけすぎると斥力芯にあたり始めるので、たくさん近づけるためには大きい束縛エネルギーが必要。

Table 1
Light target nuclei and \bar{K} nuclei to be produced by (K^-, π^-) (and (π^+, K^+)), (K^-, n) and $(e, e'K^+)$ reactions through Λ^* doorways, and calculated binding energies (B in MeV) and widths (Γ in MeV) with and without nuclear contraction. Numbers of pairs of $I = 0$ and $I = 1$ $\bar{K}N$ are given as guides

Target	Reaction	Λ^* doorway	\bar{K} nucleus	$\bar{K}N^{I=0}$	$\bar{K}N^{I=1}$	Uncontracted		Contracted		Ref.
						B	Γ	B	Γ	
n	(K^-, π^-)	Λ^*	K^-p	1	0	-	-	27	40	
p	$(e, e'K^+)$	Λ^*	K^-p	1	0	-	-	27	40	
d	(K^-, π^-)	Λ^*p	$\frac{2}{K}H = K^-pp$	3/2	1/2	unbound		48	61	Present
3He	$(e, e'K^+)$	Λ^*pn	$\frac{3}{K}H = K^-ppn$	3/2	3/2	76	82	108	20	[3]
4He	(K^-, n)	Λ^*pn	$\frac{3}{K}H = K^-ppn$	3/2	3/2	76	82	108	20	[3]
4He	$(e, e'K^+)$	Λ^*pnn	$\frac{4}{K}H = K^-ppnn$	1	3	69	66	86	34	[3]
3He	(K^-, π^-)	Λ^*pp	$\frac{3}{K}He = K^-ppp$	2	1	unbound		97	~24	[11]
4He	(K^-, π^-)	Λ^*ppn	$\frac{4}{K}He = K^-pppn$	2	2	unbound		~105	~26	[11]
9Be	(K^-, π^-)	$\Lambda^*(p)^4(n)^4$	$\frac{9}{K}Be = K^-(p)^5(n)^4$			unbound				

2. Structure of proton-rich \bar{K} bound states

- (1) $\frac{{}^2\bar{K}H}{\bar{K}}$

$$B = 48\text{MeV}$$

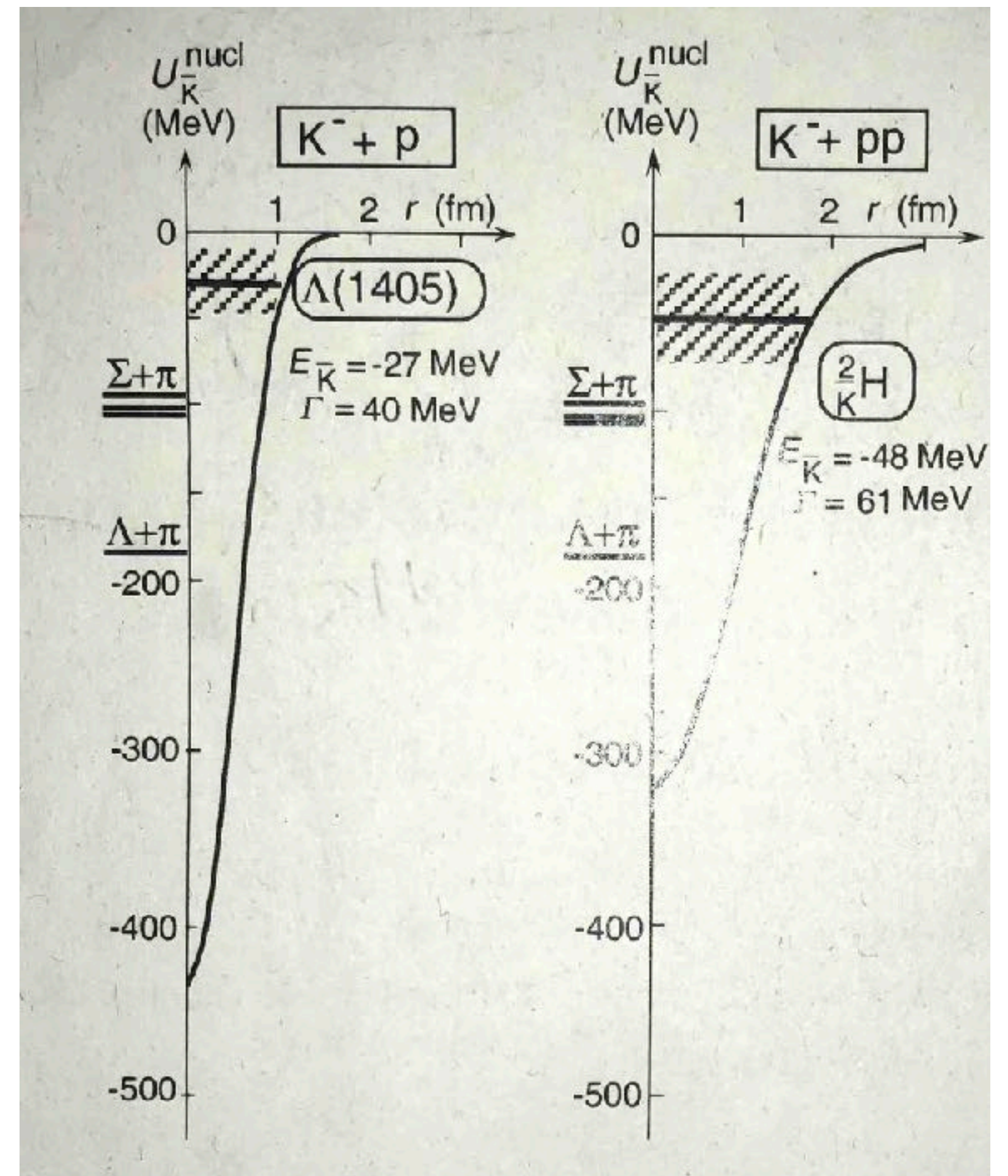
$$\Gamma = 61\text{MeV}$$

can be called a strange dibaryon

The optical potential obtained for the K^-pp system is

$$U^{\text{opt}}(r) = (-300.0 - i70.0) \times \exp[-(r/1.09 \text{ fm})^2] \text{ MeV}, \quad (4)$$

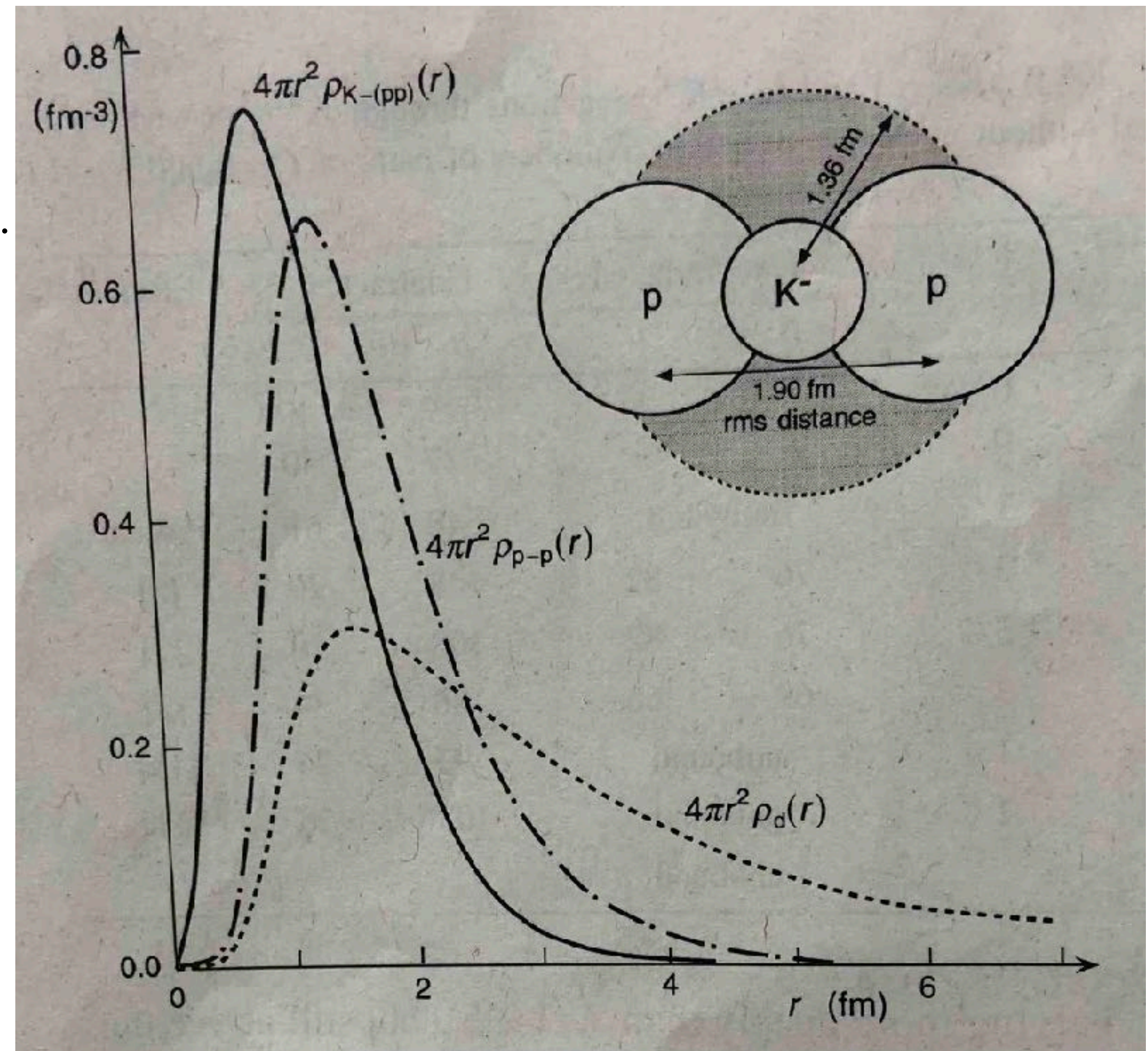
whereas the interaction for K^-p (namely, for $\Lambda(1405)$) is

$$V_{\bar{K}N}^{I=0}(r) = (-595.0 - i83.0) \times \exp[-(r/0.66 \text{ fm})^2] \text{ MeV}. \quad (5)$$


Deeply than $\Lambda(1405)$

2. Structure of proton-rich \bar{K} bound states

- ${}^2_{\bar{K}}H$
 - ← "Root mean square"
- The r.m.s. relative momentum of the K^-p in $\Lambda(1405)$ is $270\text{MeV}/c$.
- The r.m.s. radius of the K^- from the proton is 1.31 fm (0.86 fm from the c.m.).
 - ← "Center of mass"
- 密度はATMSという手法で計算された。
- p-p間の距離は普通の原子核と大体同じ。
だから、**deuteron**よりもかなり小さい。
Distance of p-n in deuteron = 3.90 fm
- 束縛エネルギーは 48MeV
- 他のstrange dibaryonは束縛されない、もしくは束縛エネルギーがとても小さい。



縦軸は密度

2. Structure of proton-rich \bar{K} bound states

- ${}^3_{\bar{K}}H$

- nを入れることでpn相互作用が発動し、束縛エネルギーが大きくなる(108MeV)。

- NN相互作用が $V_{NN}(1S_0)$ から $V_{NN}(3S_1)$ になり、**effective nucleon massが M_N から $1.5M_N$ になると、**
 K^-pp の束縛エネルギーが48MeVから98MeVになることも矛盾していない。

?

S波(L=0)

2核子系のスピン多重度(2S+1)

全角運動量J

- さらにnを入れて ${}^4_{\bar{K}}H$ にすると $I = 0$ の組の数が減るので束縛エネルギーは小さくなる(86MeV)。

2. Structure of proton-rich \bar{K} bound states

- ${}^3_{\bar{K}}\text{He}$

- ${}^3\text{Li}$ は存在しないのに3つの陽子を束縛できてすごい。

- もう一つの陽子を入れた時に引き付けられるのか、反発されるのかは内部の核子の反発に依存する。(研究中)

To form a shell structure

To form a cluster structure

- 束縛エネルギーは97MeV

2. Structure of proton-rich \bar{K} bound states

- ${}^4_{\bar{K}}\text{He}$

- ${}^4\text{Li}$ は存在しないのにpppnを束縛できてすごい。
- pn相互作用がイライラしているpたちを落ち着かせている(束縛エネルギーがやや大きくなり105MeV)。
- pn相互作用は束縛エネルギーを大きくする。

2. Structure of proton-rich \bar{K} bound states

- ${}^9_{\bar{K}}\text{Be}$

- この構造は $K^- + {}^8\text{Be}$ に似ている。
- ${}^8\text{Be}$ に K^- が束縛されると2つの α がもっと近づく。密度は5倍ほどになる。
- Hard coreがあるのにどうやってこんなに高密度になっているのかはまだわかっていない。

3. Production of \bar{K} nuclei via Λ^* formation

3. Production of \bar{K} nuclei via Λ^* formation

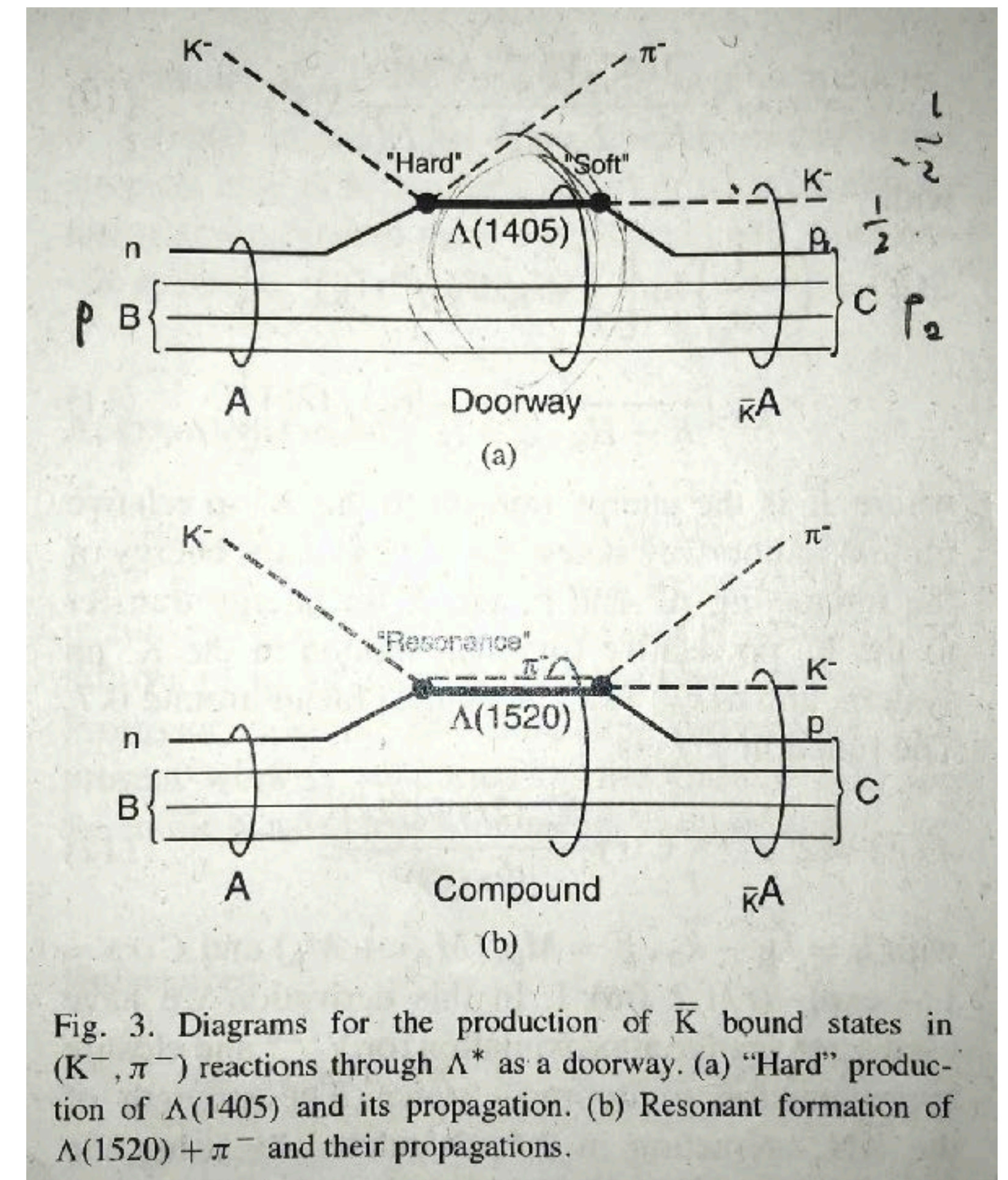
- The study of $K^- + d$ reactions in a deuterium bubble chamber by Hepp, which yielded information on the following elementary processes:



これは $K^- + d \rightarrow (\Sigma\pi)^0 + \pi^- + p_s$ の invariant mass spectra で推論された。

- We consider these elementary production processes to be sources for the production of \bar{K} bound states in **the missing mass** spectra of (K^-, π^-) reactions on nuclear targets.

何が missing mass ?



3. Production of \bar{K} nuclei via Λ^* formation

- $\Lambda(1405)$ や $\Lambda(1520)$ はいろいろな方法で確認されてきた。
- $\Lambda(1405)$ が K^-p の束縛状態だと考えるなら、 **K^- 合体モデル**は豊富な $\Lambda(1405)$ の生成量を説明できない。



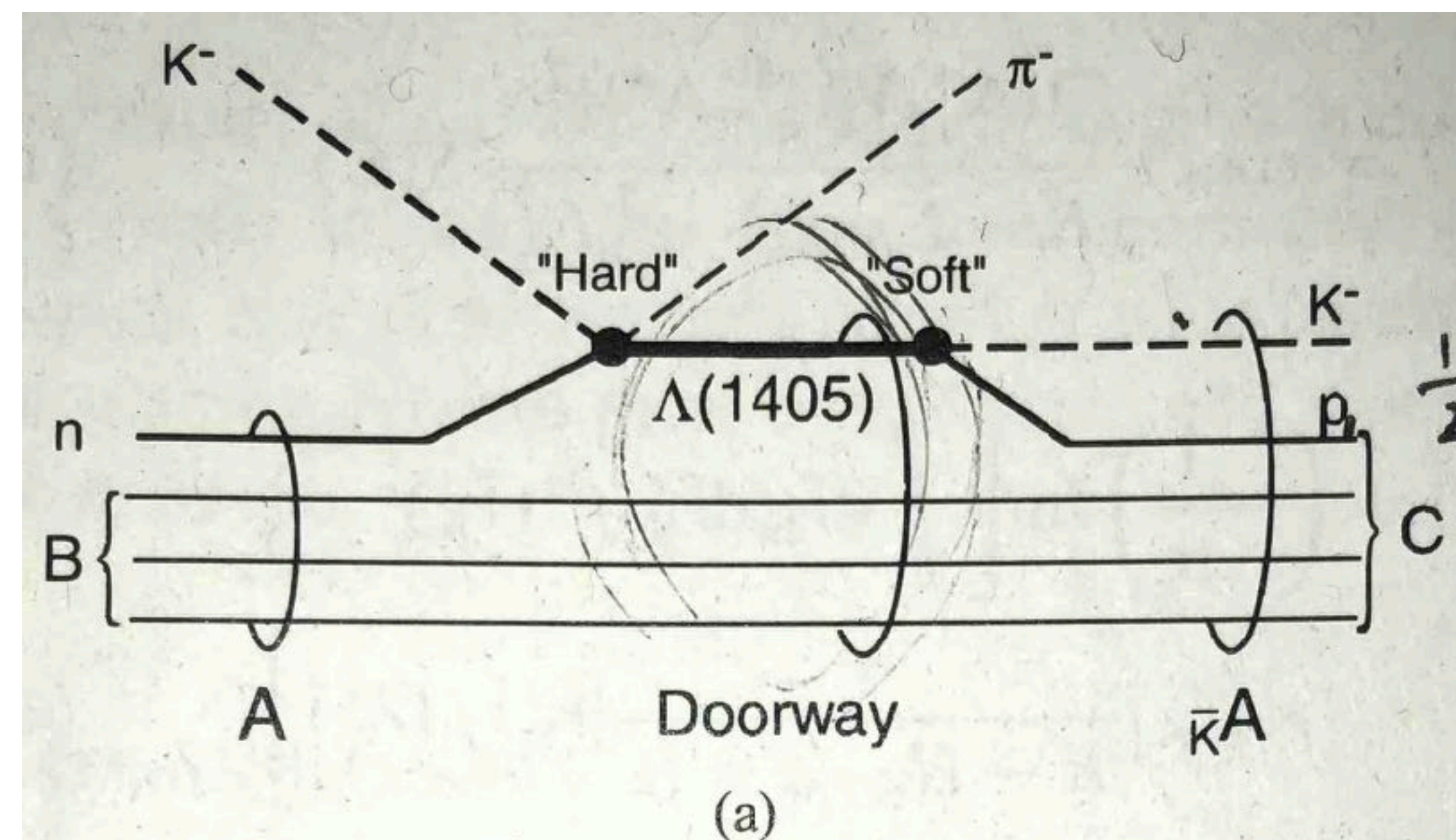
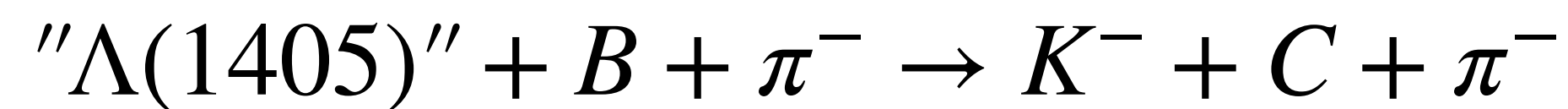
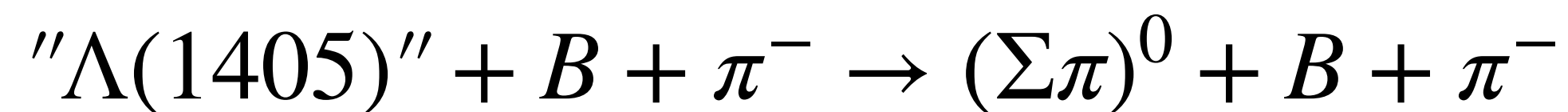
An incident K^- collides with a proton with a large momentum.

- 生成パターンが $\Lambda/\Sigma/\Lambda(1405)/\Lambda(1520)$ で似ている。
- $\Lambda(1405)$ は Λ/Σ のように “elementary particle” の性質を持つ。

3. Production of \bar{K} nuclei via Λ^* formation

- Once a $\Lambda(1405)$ is formed in a nucleus in such a **“hard” process**, it is subject to dissolution into \bar{K} bound states because of its **“soft” character**.

- 2パターンの終状態



3. Production of \bar{K} nuclei via Λ^* formation

- $d(K^-, \pi^-)K^-pp$ 反応において以下を得た

$$F(E) = \frac{d^2\sigma}{dE_\pi d\Omega_\pi} / \frac{d\sigma_{\Lambda^*}^{elem}}{d\Omega_\pi^{(0)}}$$

- 色々計算すると、

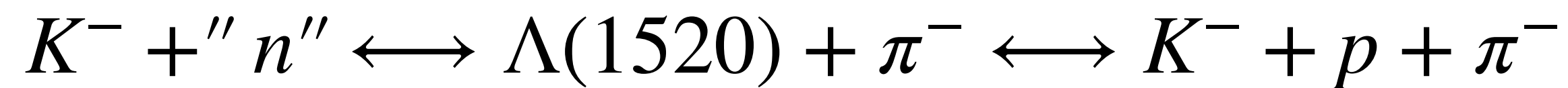
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}[d(K^-, \pi^-)K^-pp] \sim 6 \mu b/sr$$

と見積もれた。

4. Production via $\Lambda(1520)$ formation

4. Production via $\Lambda(1520)$ formation

- 今までは”direct reaction”タイプを説明してきた。
- ”Resonant formation of a compound nucleus”タイプもある。

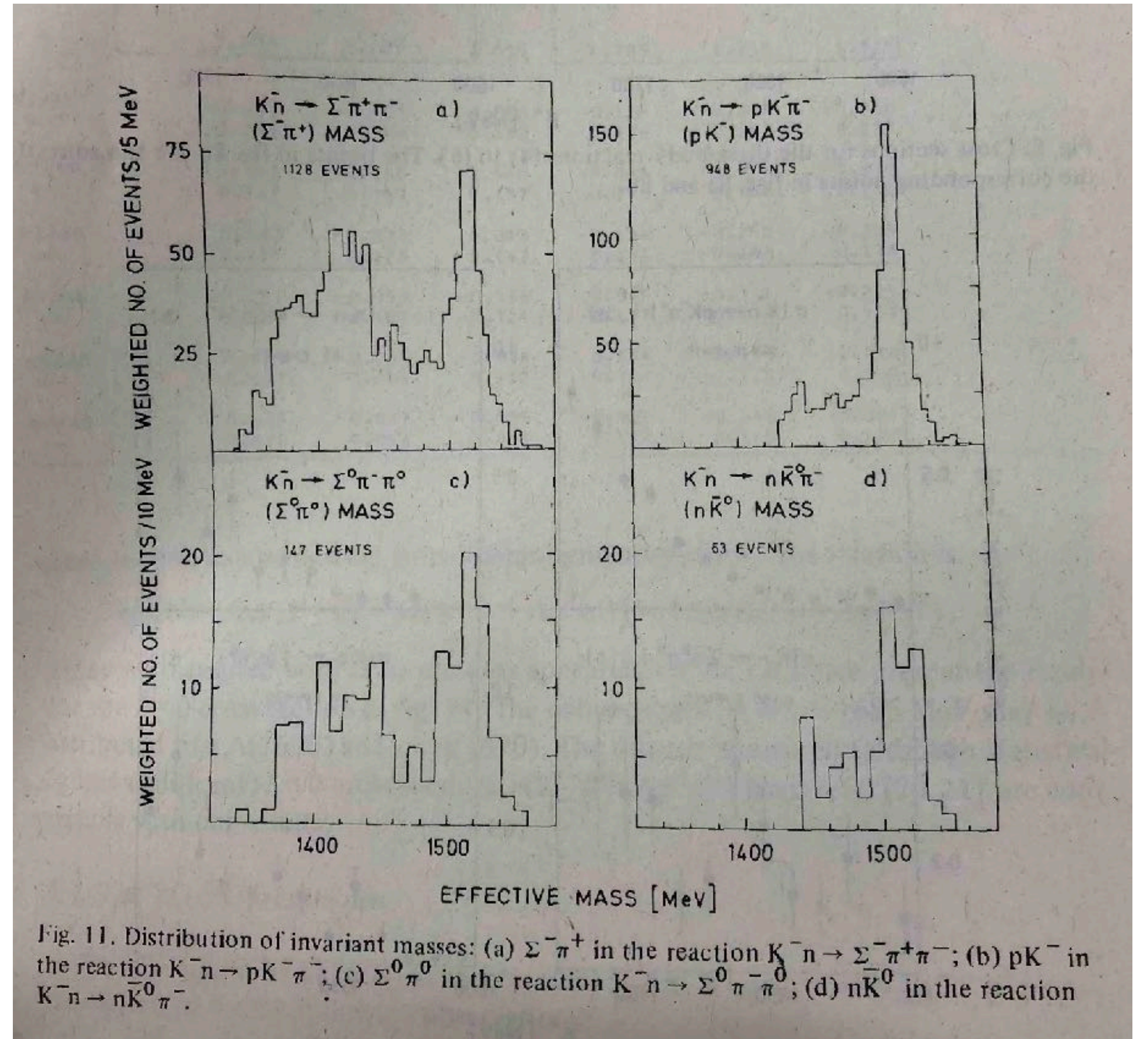


- これも \bar{K} bound state を作る。
- The productions of a free $\Lambda(1405)$ and of a \bar{K} bound state are two competing final channels having the common origin.
- The branching ratio $\sigma[\bar{K} \text{ nucleus}]/\sigma[\Lambda(1405)]$ is expected to be large.

5. Past experiments

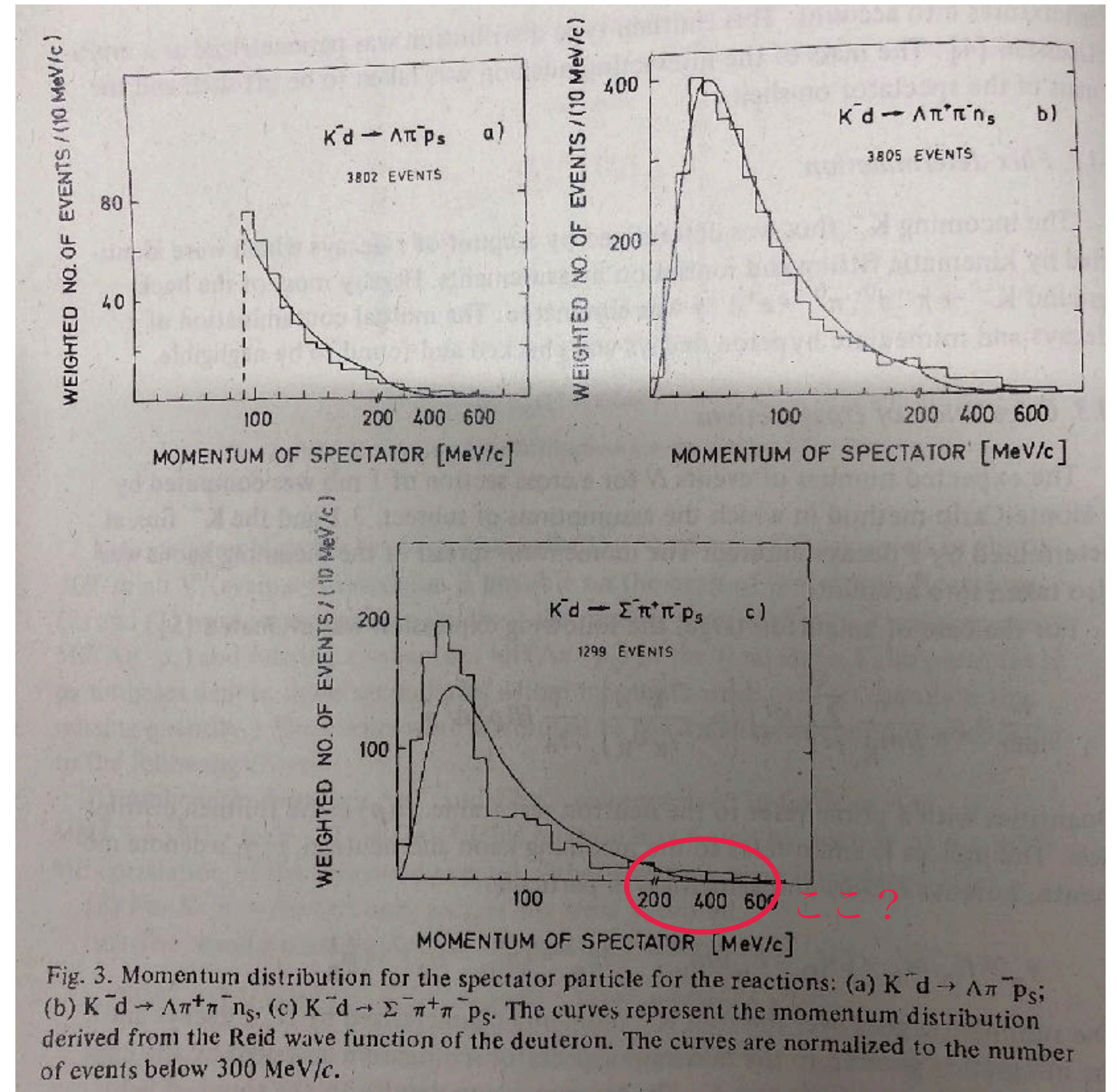
5. Past experiments

- The invariant mass spectra of $(\Sigma\pi)^0$ in the $K^- + d \rightarrow (\Sigma\pi)^0 + \pi^- + p_s$ reaction channel revealed not only $\Sigma(1385)$, $\Lambda(1405)$ and $\Lambda(1520)$ peak but also a substantial continuum, which might be accounted for as due to the three-body final states in the decay of a hypothetical K^-pp bound state, as $K^-pp \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp + p$.



5. Past experiments

- The "spectator proton" spectrum (Fig.3(c) of Ref. [12]) seems to show an extra high momentum component, which might be compatible with the interpretation that those protons with a high momentum ($\sim 400\text{MeV}/c$) were not spectator protons but were "emitted" from the above decay.
- Unfortunately, no missing mass spectrum of $d(K^-, \pi^-)$, which would have contained a direct information on the predicted bound state, has been reported. (2002年時点で)



6. Concluding remarks

- Of particular interest is the possibility that a high density nuclear medium will be created around a K^- .
- Whether or not
 - (1) the K^- and the surrounding nucleons keep their identities
 - (2) they obey the present $\bar{K}N$ interactions at such a high density ($\rho \sim 5 \times \rho_0$)