

# ハイパー核データの今後

北海道大学理学部 赤石 義紀

## 1. はじめに

原子核は、有限個の陽子と中性子からなる多体系であり、強い相互作用のもとでおこる様々な現象を我々に提供してくれる。この核にストレンジネスを持ったハイペロン ( $\Lambda, \Sigma, \Xi$ ) が加わったとき、どんな新しい様相が出て来るのであろうか？ハイパー核の研究は、近年急速に進展し、実験的にも理論的にも多くの興味を引きつけてきている。現在、ハイパー核に関する実験データの生産場所は、世界で二ヶ所に限られている。すなわち、USAのブルックヘブン国立研究所 (BNL) と日本の高エネルギー研究所 (KEK) である。この分野のデータ生産に日本が担っている比重は、きわめて大きいものがある。

ハイパー核の最初の発見は、1951年にエマルジョンを用いて図1の様に行われた。そこでは、宇宙線 (約30GeVの陽子) がA点で銀か臭素の原子核に衝突してハイパーフラグメント ( $f$ ) を生成している。そのフラグメントは、 $3 \times 10^{-12}$  秒という核にとっては長い時間生存した後、B点で弱い相互作用によって崩壊している。この現象は、生成と崩壊がハイパー核では切り離し難く結びついていることを示している。

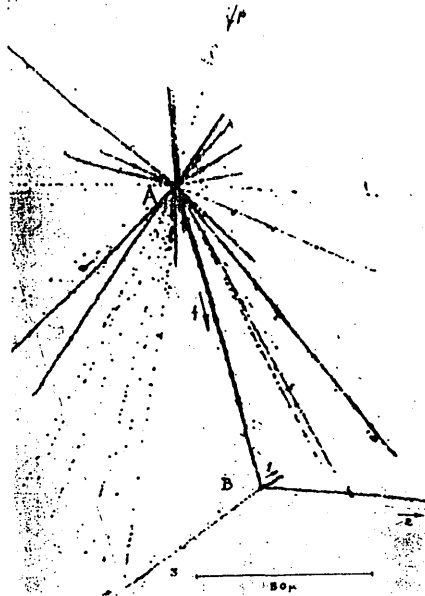


図1

$\Lambda$  ハイパー核の最初の発見。  
M. DANYSZ & J. PNIEWSKI,  
Phil. Mag. Ser. 7, Vol. 44, Pl. 13.

故坂東博士は、生成・構造・崩壊をハイパー核の三つの側面として捉えることの重要性を提唱した。今後ハイパー核に関するデータベースを考える際、この三つの側面を如何に扱うかが、ポイントとなってくる。

1970年代中期になって、ハイパー核の実験に大きな転機が訪れた。かつてのエマルジョンにかわって、カウンターによる  $(K^-, \pi^-)$  反応実験が CERN で行われた。この反応は、発熱反応であるため  $K^-$  を  $0.5 \text{ GeV}/c$  で入射すれば  $\Lambda$  が、 $0.3 \text{ GeV}/c$  で入射すれば  $\Sigma$  が、無反跳で生成されるところに最大の特徴がある。この反応によって、 $\Lambda$  ハイパー核の励起状態のデータが多量に得られるようになってきた。そこでは、ある軌道の核子を同じ軌道のハイペロンに置き換えた状態が選択的に励起される。図2は、その一例である。結合エネルギー  $0 \sim -25 \text{ MeV}$  辺りの三つのピークが  $\Lambda$  ハイパー核の状態である。 $-80 \text{ MeV}$  辺りのピークらしきものは、 $\Sigma$  ハイパー核の状態といわれて当時大きな話題となったが、その真疑は現在も決着していない。

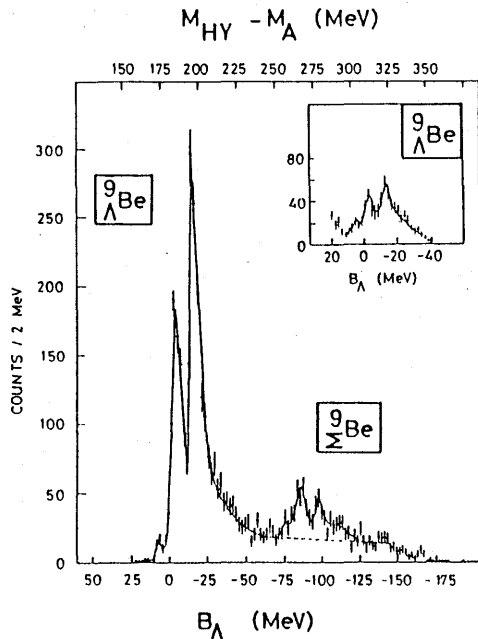
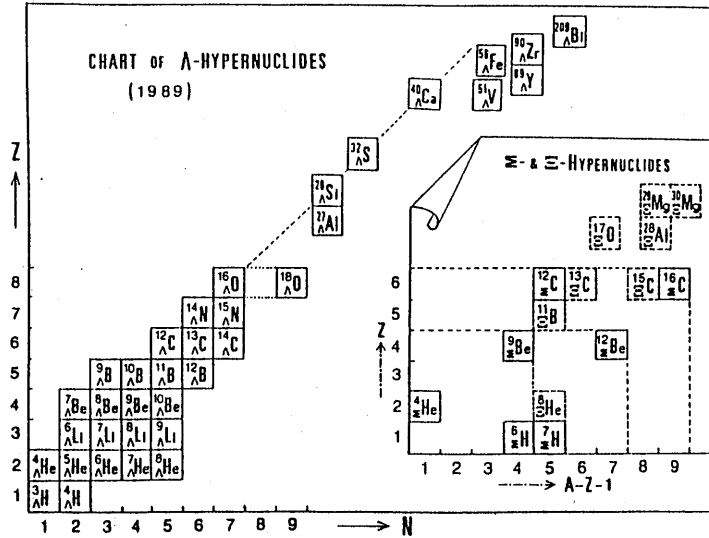


図2  
 ${}^9\text{Be}$  ( $K^-, \pi^-$ ) 反応による  
 ハイパー核の生成。  
 R. Bertini et al.,  
 Phys. Lett. 90B (1980) 375.

その後カウンター実験は、BNLとKEKに引き継がれた。BNLは、 $(\pi^+, K^+)$  の実験を行い、後で述べるように、 $\Lambda$  ハイパー核における一粒子軌道を深いところまで観測するという画期的な成果をあげた。KEKは、(静止  $K^-, \pi^-$ ) 反応を取り上げ、 $\Sigma$  ハイパー核の束縛状態の存在を世界で初めて指摘した。また、KEKのエマルジョンとカウンターのハイブリッド実験は、ダブルハイパー核の第三の事象をおよそ30年ぶりに見つけ出した。これらの話題についても後述する。

これまでに観測されたハイパー核の一覧を、図3に掲げておく。通常の核に比べてまだ数は少ないが、カナダにおけるKAON計画がすでに認められており、将来にはデータが飛躍的に増大するものとおもわれる。日本は、大型ハドロン計画を推進しており、それが実現すればストレンジネスに関わるデータ生産の相補的な中心地の一つとなる。

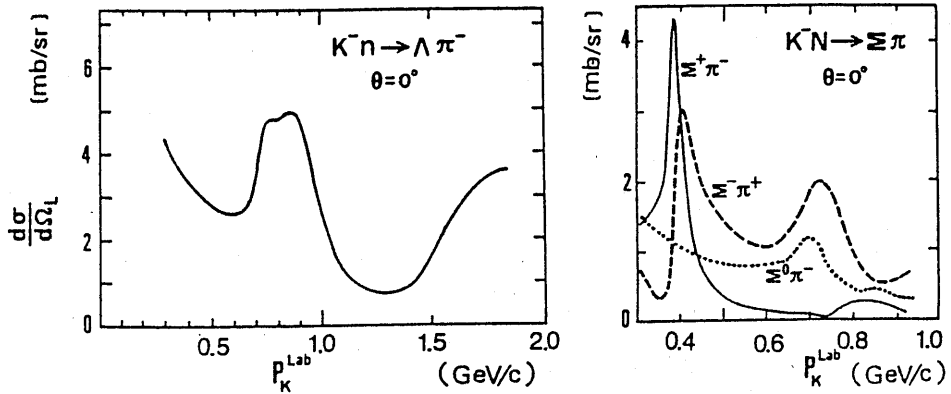
図3。観測されたハイパー核の一覧。ΣおよびΞハイパー核については確定したものではない。 H. Bando, T. Motoba and J. Zofka, Int. J. Mod. Phys. A5 (1990) 4021.



## 2. ハイパー核生成反応の特徴

ハイパー核生成においては、次の二つの要因を考慮することが大切である。その一は、ハイペロン生成の素過程の断面積が大きくなるように入射粒子の運動量を設定することである。その二は、生成されるハイペロンの反跳運動量を核内のフェルミ運動量 270 MeV/c と比較することである。

まず、ハイペロン生成素過程のいくつかを図4に示す。



The forward lab cross sections as a function of the projectile momentum in the  $K^-N \rightarrow Y\pi$  reactions.

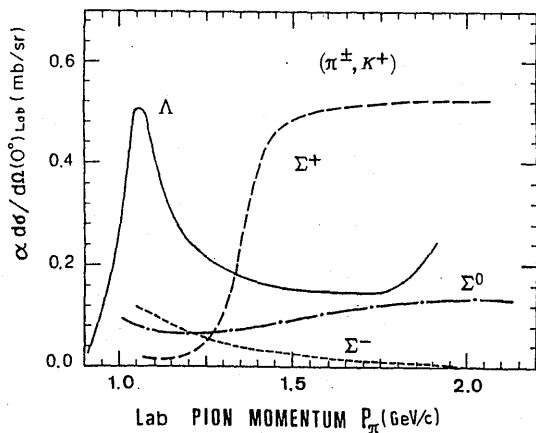


図4  
ハイペロン生成素過程。  
H. Bando, T. Motoba and  
J. Zofka, *ibid.*

次に、生成されるハイペロンの反跳運動量を種々の素過程に対して図5に示す。核内のフェルミ運動量は 270 MeV/c である。もし、反跳運動量がフェルミ運動量よりはるかに大きければ、ハイペロンは核外に飛び出し、ハイパー核生成率は小さくなってしまふ。一方、反跳運動量がゼロであれば、前述の”代入”状態しか、励起されない。ハイパー核の状態の全体を見たい場合には、適当な反跳運動量をもった反応を選ぶ必要がある。

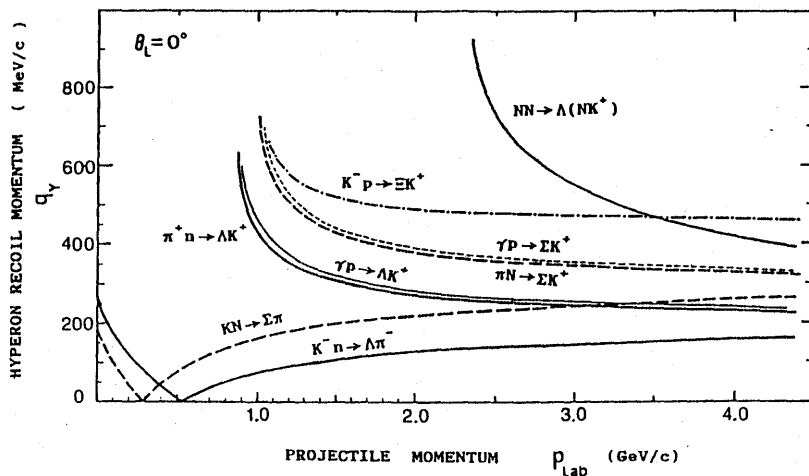


図5。種々の反応で生成されるハイペロンの反跳運動量。

上記の基本を踏まえたうえで、次の節では (K<sup>-</sup>, π<sup>-</sup>) (π<sup>+</sup>, K<sup>+</sup>) (静止 K<sup>-</sup>, π) 反応の具体例を比較・検討してみよう。これらは、現在BNLやKEKで行われている実験であり、それぞれが個性的な特徴をもっている。

### 3. $(K^-, \pi^-)$ $(\pi^+, K^+)$ (静止 $K^-, \pi^-$ ) 反応の比較

これら三つの反応は、ハイパー核の状態をそれぞれ選択的に励起する。以下に、このことを ${}^{12}_{\Lambda}C$ 生成の場合について具体的に見てみよう。まず、比較する反応の条件をまとめておく。

	入射運動量	反跳運動量
$(K^-, \pi^-)$	800 MeV/c	$\sim 70$ MeV/c
$(\pi^+, K^+)$	1040 MeV/c	$\sim 335$ MeV/c
(静止 $K^-, \pi^-$ )	0	$\sim 280$ MeV/c.

フェルミ運動量は 270 MeV/c である。

図6に、実験(左側)と計算(右側)をしめす。計算は、K. Itonaga, T. Motoba and H. Bando, Prog. Theor. Phys. 84 (1990) 291 によるものである。

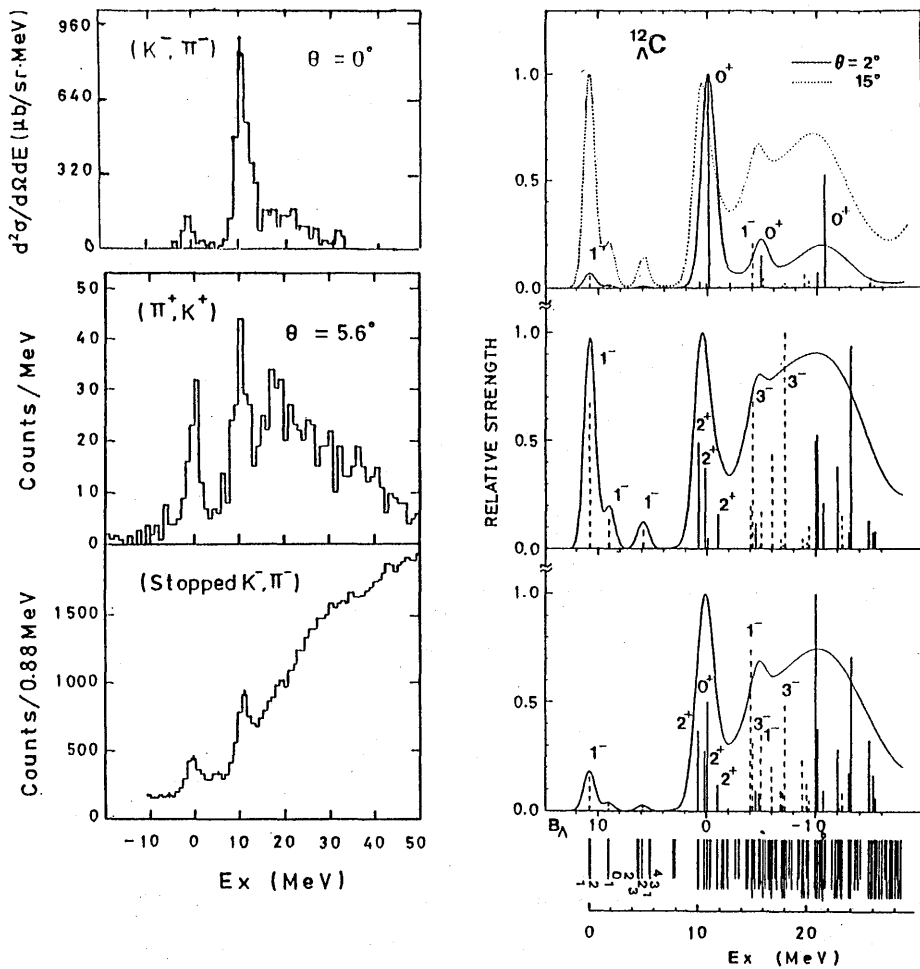


図6。 三つの反応による ${}^{12}_{\Lambda}C$ 状態生成の比較。 $\theta$ は放出粒子の角度。

図6の結果は、きわめて興味ある様相を示している。三つの反応の実験・理論ともに、励起エネルギー  $E_x=10$  MeV 辺りに同じようなピークがあらわれている。しかし、その性格は三つで全く異なっている。(K<sup>-</sup>, π<sup>-</sup>) 反応では、反跳運動量が小さいので  $p_{3/2}$  の核子が  $p_{3/2}$  の  $\Lambda$  にかわった”代入”状態のピークである。(π<sup>+</sup>, K<sup>+</sup>) 反応では、反跳運動量が大きく高い角運動量の状態が励起されている。この場合、 $E_x=0$  の基底状態も強く励起されている。(静止 K<sup>-</sup>, π<sup>-</sup>) 反応では、上の二つの中間の様相がみられる。

重い核での (π<sup>+</sup>, K<sup>+</sup>) 反応が、BNLでおこなわれた。図7はその結果である。ここでは、 $\Lambda$  の一粒子軌道が最も深い s まで見えており、強い相互作用のもとで平均場が形成されていることの確証が得られた画期的なデータである。

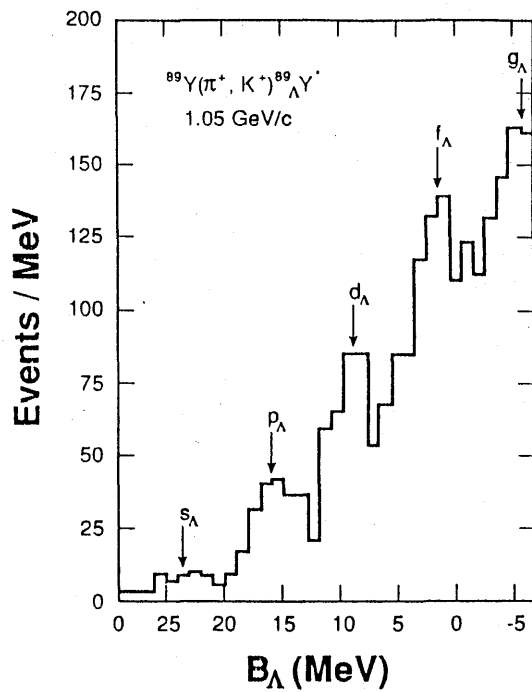


図7。  $^{89}\text{Y}(\pi^+, K^+)^{89}\Lambda\text{Y}$  反応のスペクトル。

R. E. Chrien et al., Nucl. Phys. A478 (1988) 705c.

この実験のスペクトロメータの解像度は 3 MeV で、細かいレベル分岐までは分からないが、将来は小さい LS splitting が観測できるものと期待されている。この種のデータ収集としては、解像度を含めることが必要である。

図8は、これまでに得られた $\Lambda$ の一粒子軌道である。 $\Lambda$ に対する平均場ポテンシャルはWoods-Saxon型で良く表わすことができ、その深さは、核子の場合の2/3の-28 MeVである。

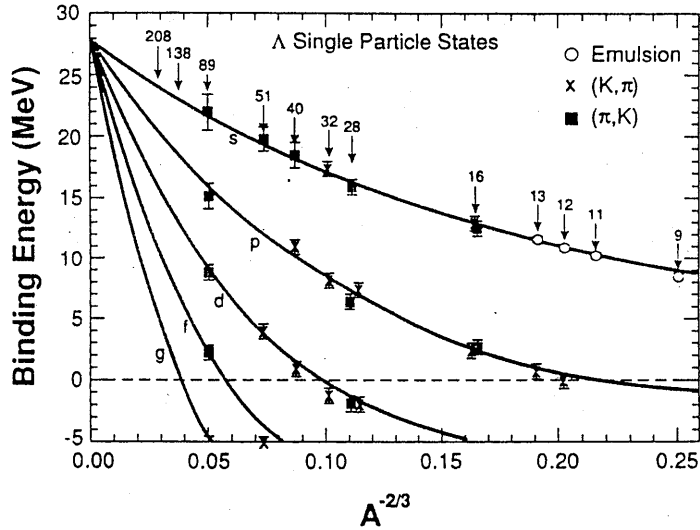


図8。  $\Lambda$ の一粒子軌道。

D. J. Millener, C. B. Dover and A. Gal,  
Phys. Rev. C38 (1988) 2700.

#### 4. おわりに

ハイパー核物理の現状を紹介してきたが、まだ一部であり、多くの重要事項が残ってしまった。いつか、稿を改めて述べることにしたい。

KEKの $(\pi^+, K^+)$ のデータ、特に H. Ejiri et al. の polarization のデータ、は今後重要となるが、我々のデータベースに新たな側面を加えることになるので、次回に検討したい。ハイパー核の弱崩壊も残された大きな課題である。KEKにおける $\Sigma$ ハイパー核については、他にまとめたものを少し修正して、この後に加えておいた。

以上、中途半端ではあるが、ハイパー核データ収集を検討するための素材の一部を提供した。

# FEW-BODY SIGMA HYPERNUCLEI

Yoshinori AKAISHI

Department of Physics, Hokkaido University, Sapporo 060, Japan

## Abstract

The hypernucleus  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$  is a bound state with  $J^{\pi} = 0^{+}$  and  $T \sim 1/2$  (99%), of which binding energy and width are calculated to be  $B(\Sigma^{+}) = 3.7 \sim 4.6$  MeV and  $\Gamma = 4.5 \sim 7.9$  MeV. The nucleus- $\Sigma$  potential derived from the realistic  $\text{EN}$  interaction is characterized by a strong Lane term and inner repulsion, which explain the appearance of the narrow-width bound state  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$ . Three types of the possible existence are discussed for  $\Sigma$ -hypernuclear systems.

## 1. Introduction

In 1980, the observation of narrow peaks due to the  $\Sigma$  production was reported in the strangeness exchange  ${}^9\text{Be}(K^{-}, \pi^{-})$  reaction at CERN [1]. The widths are about 8 MeV, which are unexpectedly narrow compared to anticipating theoretical predictions of 20 ~ 30 MeV. Since then, data of such narrow peaks have been accumulated for  $(K^{-}, \pi^{+})$  reactions [2]: All peaks lie in continuum region above the  $\Sigma$ -emission threshold. In some better-statistics experiments, peak-like structures disappeared in the pion spectra. In spite of many theoretical efforts [2] it still remains a puzzle why such narrow peak structures could exist in the  $\Sigma$ -continuum region. In order to confirm the existence of  $\Sigma$ -hypernuclei, more definitive data must be supplied.

Harada et al. [3] showed theoretically the possible existence of  ${}^4_{\Sigma}\text{H}$  and  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$  below the  $\Sigma$ -emission threshold on the basis of four-body calculations with realistic  $\text{EN}$  potentials (SAP-1,2) which simulate the Nijmegen model-D potential [4]. The  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$  hypernucleus is in a bound state with  $J^{\pi} = 0^{+}$  and  $T \sim 1/2$  (99%). Its binding energy and width are calculated to be 3.7 ~ 4.6 MeV and 4.5 ~ 7.9 MeV, respectively. We use terminology "bound" in the sense that the  $\Sigma$  channel is closed, though the conversion  $\Lambda$  channel is open.

In 1989, Hayano et al. [5] presented an evidence of the bound  $\Sigma$ -hyper-nucleus. As shown in Fig. 1, they observed  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$ , below the  $t+\Sigma^+$  threshold by  $3.2^{+0.4}_{-1.4}$  MeV with a width of  $4.6^{+2.1}_{-1.8}$  MeV, in the  ${}^4\text{He}(\text{stopped } K^-, \pi^-)$  reaction experiment at KEK. The energy and the width are in good agreement with the above theoretical predictions.

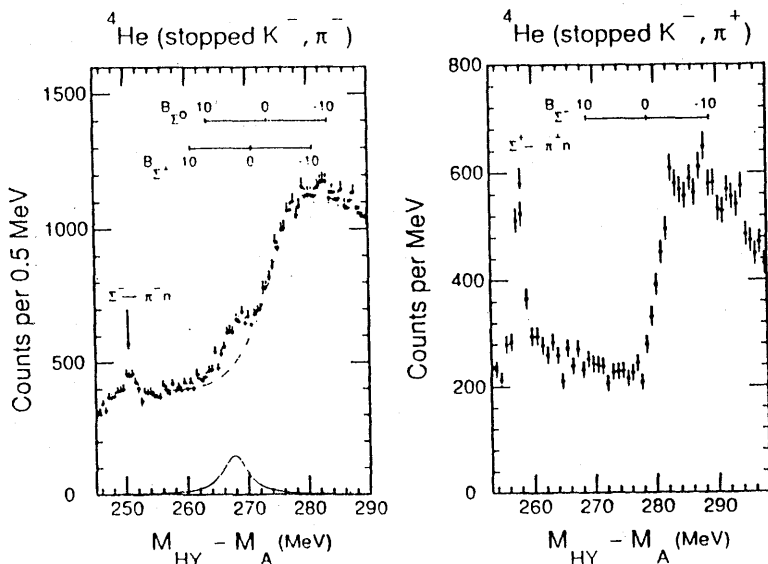


Fig. 1. Experimental spectra of  ${}^4\text{He}(\text{stopped } K^-, \pi)$  reactions.

"Is there a bound  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$ ?" [6] The in-flight  $K^-$  experiment at an incident momentum 450 MeV/c could be presently the best way to definitely answer the above question [7]. Recently the  ${}^4\text{He}(K^-, \pi^-)$  in-flight experiment has been done with 600 MeV/c at BNL by Hayano, Hungerford and others to get a final answer to the existence of  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$ .

## 2. Nucleus- $\Sigma$ Potential

The bound  $\Sigma$ -hypernucleus provides a testing ground for theoretical approaches to the narrow-width problem of the  $N\Sigma \rightarrow N\Lambda$  conversion. The structure of  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$  is investigated on the basis of realistic  $N\Sigma$  interaction by means of the coupling between  ${}^3\text{H} + \Sigma^+$  and  ${}^3\text{He} + \Sigma^0$  channels. The nucleus- $\Sigma$  potential derived from the calculation shows a characteristic feature. It has a repulsive bump at short distances and has a strong coupling term as shown in Fig. 2. The nucleus- $\Sigma$  potential is written as

$$\hat{U}_{\text{nucl-}\Sigma} = U^0 + U^T \vec{T}_C \vec{t}_\Sigma.$$

The first term is repulsive at short distances. The second is the Lane term and is sufficiently strong. The Lane term plays an essential role to make the nucleus- $\Sigma$  system bound. In fact, if the coupling potential coming from the Lane potential is switched off, neither  $h + \Sigma^0$  state nor  $t + \Sigma^+$  state can be bound. Since the conversion width is proportional to the overlap between the imaginary potential and the  $\Sigma$  distribution, the width is reduced to about half by the repulsion at short distance. Thus, the narrowness of the conversion width is due to the appearance of the central repulsion in the real part of the nucleus- $\Sigma$  potential.

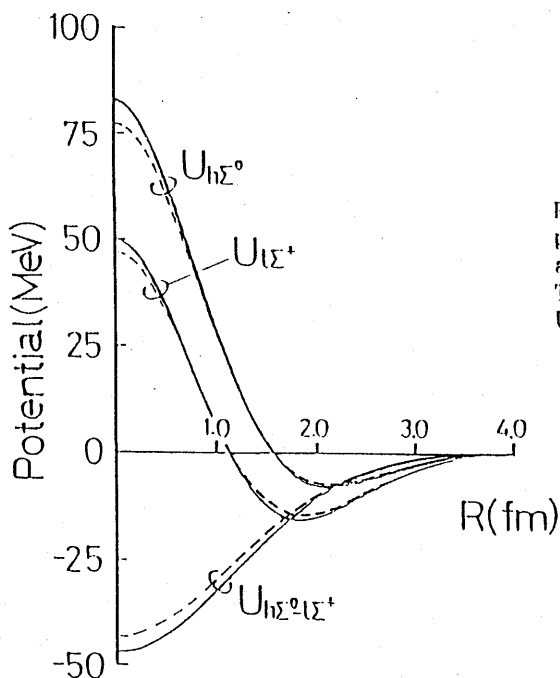


Fig. 2.  
Real parts of the nucleus- $\Sigma$  potential for SAP-1(solid) and for SAP-2(dashed). The Lane term is given by  $U^T = \sqrt{2} U_{h\Sigma-t\Sigma}$ .

Another importance of the Lane term is to recover the isospin symmetry broken due to the threshold difference. The bound  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$  state becomes a  $T \sim 1/2$  good isospin state as a result. The potential for  $T = 3/2$  is strongly repulsive in the real part and is very weak in the imaginary part. Then, the behavior of the  $\pi^+$  spectrum becomes essentially different from that of  $T=1/2$ . Thus, the  ${}^4\text{He}(\text{stopped } K^-, \pi^{\pm})$  data [5] provide rich information on the nucleus- $\Sigma$  potential.

Similar properties of nucleus- $\Sigma$  interaction can be discussed in other light  $\Sigma$ -hypernuclear systems. A strong central repulsion appears in the  $\alpha$ - $\Sigma$  potential  $U^0$ . The  $\alpha$  particle is of isospin 0, and the  $\alpha$ - $\Sigma$  potential has no Lane term which could bring about strong attraction. This explains why there exists no  $\alpha$ - $\Sigma$  bound state. For  ${}^8_{\Sigma}\text{Li}$  ( ${}^8_{\Sigma}\text{Be}$ ), its clustering is

investigated by Okabe et al.[7] and a rotating  $\alpha + \frac{4}{\Sigma}\text{H}$  ( $\alpha + \frac{4}{\Sigma}\text{He}$ ) di-molecular structure is discussed by Langanke et al.[8]

### 3. $\Sigma$ -Hypernuclear States in Continuum Spectrum

In the  $\pi^-$  spectrum of the  ${}^9\text{Be}(\text{K}^-, \pi^-)$  reaction at CERN [1] two peaks were reported in the  $\Sigma$ -continuum region. Ikeda and Yamada [9] proposed the concept of a coupled isotriplet in order to explain the lower peak. The explanation is based on the three  $\Sigma$ -hypernuclear states  ${}^8\text{Li} - \Sigma^+$ ,  ${}^8\text{Be}^* - \Sigma^0$  and  ${}^8\text{B} - \Sigma^-$ , of which core nuclei form the T=1 isotriplet. A strong Lane potential mixes the three states and forms a good-isospin state below the lowest threshold of the three. Thus the escape width is suppressed. This mechanism supposed for the lower peak is recently refined by Richter et al. and is developed to  ${}^7_{\Sigma}\text{Li}$  by Yamada et al. [10]

A possible structure of the second peak was discussed by Khin Swe Myint et al.[11] The Coulomb interaction prepares an atomic bound state in the  ${}^8\text{B} + \Sigma^-$  channel region. In the internal region the Lane term of the strong interaction plays a dominant role and recovers the isospin symmetry broken in the atomic state. Then the internal state is connected to the  ${}^8\text{Be}^* + \Sigma^0$  open channel and gets the escape width. This coupled resonance state is called an atom-nucleus hybrid state.

Unfortunately the statistics of the  ${}^9\text{Be}(\text{K}^-, \pi^-)$  experiment at CERN is very poor and we cannot confirm the existence of the peaks at present. In order to check probable mechanisms of  $\Sigma$ -states in continuum, future reexperiments are requested.

### 4. Concluding Remarks

The nucleus- $\Sigma$  potential derived from the realistic  $\text{EN}$  interaction has a strong Lane term and a short-range repulsion in its real part. We suggest three types of the possible existence of  $\Sigma$ -hypernuclei.

#### 1) Hypernuclear bound state:

It is the case of  $\frac{4}{\Sigma}\text{He}$ . The Lane term of the nucleus- $\Sigma$  potential makes the system bound and does the total isospin almost pure. The short-range repulsion plays an important role in reducing the  $\text{EN} \rightarrow \text{AN}$  conversion width. The present theoretical analysis shows that the  $\frac{4}{\Sigma}\text{He}$  hypernucleus observed at KEK is a bound state with  $J^\pi = 0^+$  and  $T \sim 1/2$  (99%), whose narrow width is due to the central repulsion of the nucleus- $\Sigma$  potential.

#### 2) Coulomb-assisted hybrid bound state:

There is a possibility that  $\Sigma$ -hypernuclear states with narrow widths exist even in heavy nuclei like  ${}^{208}\text{Pb}$  under the cooperation of the strong interaction, the Coulomb interaction and the centrifugal potential. The

Coulomb and the centrifugal potentials close up the surface region of the nucleus, where the peculiar-shaped strong interaction works. The state may be useful for the investigation of  $\Sigma$ -hypernuclear  $\Omega$ s splitting which is proportional to the large angular momentum  $\Omega$ .

3) Coupled-isomultiplet resonance state:

Atom-nucleus hybrid resonance state:

They might be the case of  ${}^9_{\Sigma}\text{Be}$ . The Lane term plays essential roles in forming  $\Sigma$ -resonance states in continuum. In the atom-nucleus hybrid case the Coulomb interaction gives the foundation of the existence and the strong interaction builds up the peculiar characters of the state with escape width.

Lastly, we can conclude that the observation of  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$  at KEK and BNL is a mile stone of the study of rich field of sigma-hypernuclear systems.

#### References

1. Bertini, R., et al.: Phys. Lett. **B90**, 375 (1980)
2. Dover, C.B., Millener, D.J., Gal, A.: Phys. Rep. **184**, 1 (1989)
3. Harada, T., Shimura, S., Akaishi, Y., Tanaka, H.:  
Nucl. Phys. **A507**, 715 (1990)
4. Nagels, M.M., Rijken, T.A., de Swart, J.J.:  
Phys. Rev. **D12**, 744 (1975); **D15**, 2547 (1977); **D20**, 1633 (1979)
5. Hayano, R.S., et al.: Phys. Lett. **B231**, 355 (1989)
6. Dalitz, R.H., Davis, D.H., Deloff, A.: Phys. Lett. **B236**, 76 (1990)
7. Okabe, S., Harada, T., Akaishi, Y.: Nucl. Phys. **A514**, 613 (1990)
8. Grund, B., Langanke, K., Warmann, T.:
9. Ikeda, K., Yamada, T.: Int. J. Mod. Phys. **A3**, 2339 (1988)
10. Richter, O., Yamada, T.: talks at this Symposium
11. Khin Swe Myint, Akaishi, Y.: Prog. Theor. Phys. **79**, 454 (1988)