

Σ, Ξ のポテンシャルと高密度物質の状態方程式

大西 明

北海道大学大学院理学研究院物理学部門

We investigate hyperon potentials in nuclear matter through hyperon production reactions, and construct several sets of equation of state (EOS) of nuclear matter including hyperons for numerical simulations of core collapse supernovae.

§1. Introduction

原子核物理学の究極の目的の一つに「QCD から原子核を記述すること」がある。標準的な道筋では、QCD からハドロンの性質を記述し、ハドロン自由度 (とクォーク自由度) を用いてハドロン間の相互作用を導き、核内でのパウリ原理を考慮した有効相互作用を作って、これに基づいて多体計算を行うこととなる。こうしたそれぞれの段階での研究をすすめ、また前の段階との関連を評価することにより、原子核物理学は深化してきた。一方で、密度汎関数法の考え方に従うと、QCD から必要な自由度の任意の密度 (分布) におけるエネルギー密度が評価できれば、これを密度汎関数として一体問題を解くことにより核物質、および原子核の基底状態エネルギーが得られるはずである。格子 QCD を有限バリオン密度において厳密に解くことは未だに困難である。しかしながら、例えば強結合極限格子 QCD でカイラル凝縮の関数として求めたエネルギー密度を σ のポテンシャルとして取り入れた RMF により広い質量領域の原子核の性質が説明できる¹⁾等、この「short cut」もあながち夢物語ではないのではないかと期待している。

第一原理計算で現象を記述することは理論家にとって常に理想であるが、理論計算の結果は実験データと照らし合わせて初めて正しく第一原理的であると認識されるのではなからうか?あるいはその第一原理計算の出発点自体への問いかけとなる場合もある。例えば核子多体系における第一原理計算では、実験データと照らし合わせるにより 3 体力等を含むハドロン間相互作用への問題提起を行っている。また電子系では厳密な一様電子ガスでの計算結果に加えて密度の非一様性を微分展開で取り入れることにより、束縛エネルギーや分子中の原子間隔等が説明可能となってから *ab initio* と呼ばれるようになったと理解している。よって第一原理的な理論も real data とは切り離せない。また第一原理的な計算は多くの場合、少数系、一様物質、平衡状態などに限られるため、フットワークの軽い現象論が先行し、その結果を用いることも多い。

このような観点からみるとストレンジネスを含む系や高密度物質は、その性質のおもしろさに加え、異種の自由度や極端な条件の記述を理論の枠組みに要請することにより理論の正しさを判別する機会を与えるという重要な役割を担っている。この講演では、 Σ, Ξ ハイペロンの準自由生成反応の分析を通じて、これらのハイペロンが核物質中で感じるポテンシャルの深さについて分析する研究、およびこれらのポテンシャルに基づいて作った EOS の性質について報告を行った。

§2. Σ の準自由生成反応と核物質中での Σ ポテンシャル

Σ^- ハイペロンは最も軽い負電荷バリオンであり、クォーク数にポテンシャルが比例すると考えて核物質中では Λ と同程度の引力を感じるのと仮定のもと、中性子星コア領域では最初に現れると考えられてきた。²⁾ しかしながらハイペロンの発現密度と高密度で占める割合は、核物質中でハイペロンが感じるポテンシャルに敏感に依存する。³⁾ Σ は核内で $\Sigma + N \rightarrow \Lambda N$ 反応を通じて転換するため一般には幅が広く、束縛状態として見付かっているのは ${}^4_2\text{He}$ ⁴⁾ のみであり、“ポテンシャル”を引き出すには軽すぎる。これに対し、最近 KEK で測定された Σ^- 準自由生成反応⁵⁾ では様々な標的でのスペクトルが観測されているため、ポテンシャルについて有用な情報を含んでいると考えられる。

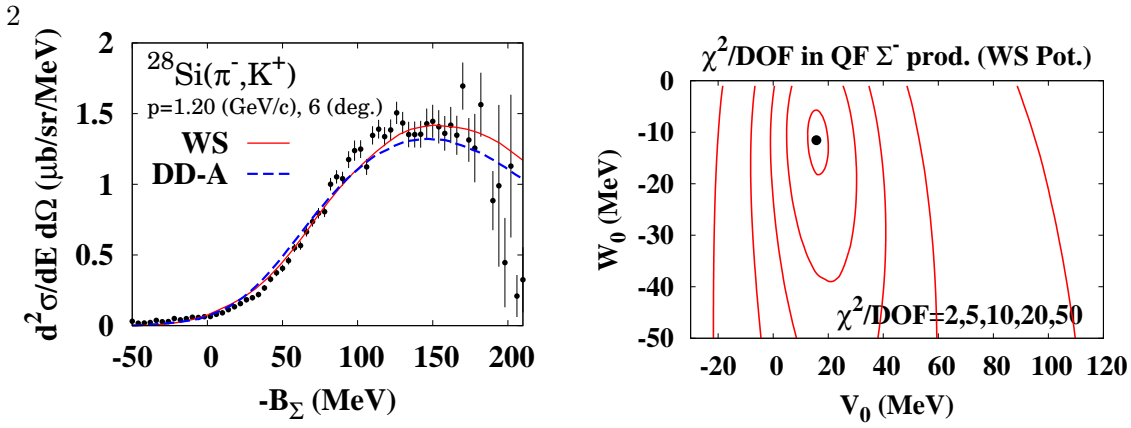


Fig. 1. Σ^- production spectrum (left) and the χ^2 contour map in the Σ^- production spectrum (right).

準自由反応スペクトルを分析する上でも広く用いられてきたのが DWIA である。2重微分断面積は、

$$\frac{d^2\sigma}{dE_K d\Omega_K} = \frac{p_K E_K}{(2\pi)^3 v_\pi} R_Y(E_Y), \quad R_Y(E_Y) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \langle i | \hat{O}^\dagger \hat{t}_q^\dagger \frac{1}{E_Y - \hat{H}_Y + i\varepsilon} \hat{t}_q \hat{O} | i \rangle, \quad (1)$$

と与えられるが、通常は素過程 t -行列を Fermi 平均したものを定数とみなして因子化し、素過程断面積・運動学因子・強度関数の積として表される。最近、準自由生成反応における Fermi 平均において on-shell 条件の重要性が指摘されており⁶⁾、また核子のポテンシャルとハイペロンポテンシャルが大きくことなる場合には、Fermi 平均の反応点依存性も影響を与えるであろう⁷⁾。我々はこれら2つの観点を取り入れた局所最適フェルミ平均 t -行列 (LOFAt) を DWIA のグリーン関数法に取り入れて準自由 Σ^- 生成反応 (π^-, K^+) スペクトルを分析した。^{8),9)} 再フィットした素過程 t -行列と K^+ -核反応の分析により決定した K^+ 光学ポテンシャルを含めて分析した結果、Fig. 1 にあるようにスペクトルの形と絶対値を同時に説明することができることが分かった。Woods-Saxon 型のポテンシャルでは核中心付近で +15 MeV 程度の斥力、 Σ^- 原子のエネルギーシフトまで考慮するとこれ以上の斥力となる。中性子星等の理解に必要となる高密度でのポテンシャルをより精度良く決めるには、RMF 等のモデルを導入して atomic shift¹⁰⁾ と準自由反応スペクトルを同時に分析し、モデルパラメータを決めていくことが必要であろう。

§3. 結合チャネル AMD による Ξ 核構造の研究

Ξ 生成反応では運動量移行が 500 MeV/c 程度と大きいため、準自由生成スペクトルの形は Σ の場合程ポテンシャルの影響を受けない。このため束縛領域でのスペクトルの分析が必要となるが、現時点で使えるデータは分解能・統計ともに限られており、真剣にポテンシャルの深さを決めるには J-PARC の結果を待つ必要がある。ところが束縛領域のスペクトルは原子核の波動関数に大きく依存する。これまでの多くの分析¹¹⁾⁻¹⁴⁾ では「丸い平均場」という描像に基づいており、 Ξ 核が変形している場合にはスペクトルの形・大きさが変化する可能性がある。J-PARC の first data をみてびっくりしないようにするには、変形を取り入れた分析も行っておく必要があるだろう。

形がどうなるか分からない場合に有効な構造モデルとして、クラスターの存在をあらかじめ仮定することなく殻模型的状态とクラスター的状态がともに記述できる AMD は有効な方法である。ここではハイパー核の大きな特徴である「種類の異なる粒子の結合」(Ξ 核の場合には $\Xi^- p \leftrightarrow \Xi^- n$) をあらわに取り入れた結合チャネル AMD を開発し、¹⁵⁾ これを $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応で生成される $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ 、 $^{28}\text{Si}(K^-, K^+)$ 反応で生成される $^{28}_{\Xi}\text{Mg}$ 、に適用した。核力として Brink-Boeker-Okabe 相互作用、 ΞN 相互作用には ESC04d¹⁶⁾ を用いて計算した密度分布を Fig. 2 に示す。BBO 相互作用では原子核が変形しやすいとはいえ、 Ξ 核は必ずしも丸くないことがわかる。学会・研究会において、現時点では波動関数の空間を十分にとっていないことが杉本・肥山らにより指摘され、レベル構造・生成ス

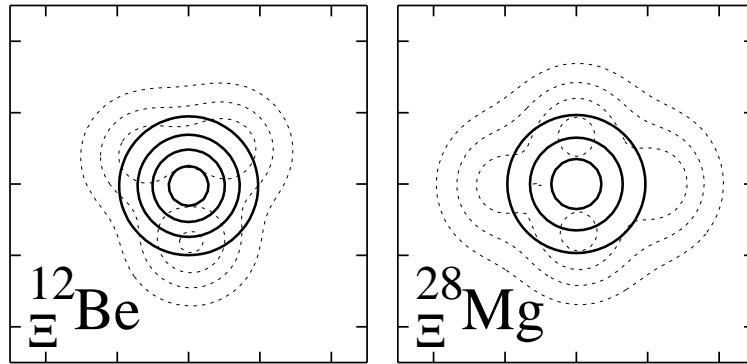


Fig. 2. $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ (左) と $^{28}_{\Xi}\text{Mg}$ (右) の密度分布。点線が核子の分布をあらわし、実線は Ξ の分布を表している。

ベクトルについてはまだ信頼できるものではない。しかしながら軽い核では Ξ によって変形度が大きく変わり、スペクトルの形を変化させる可能性があることは認識しておくべきであろう。

§4. ハイペロンを取り入れた超新星物質状態方程式

中性子星ではコア領域でハイペロン（あるいは他の核子以外のハドロン）が現れることは広く信じられており、その現れ方はポテンシャルに強く依存する。中性子星のかけらを実験室で作り、その性質を明らかにすることはハイパー核物理の大きな柱のひとつであり、前節までで展開した内容を考慮すると中性子星の見え方がどう変化するか調べるのは興味深いことである。この講演では TM1¹⁷⁾ を $SU_f(3)$ に拡張した RMF²⁾

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_{Free}(B, \sigma, \omega_\mu, \vec{R}_\mu, \zeta, \phi_\mu) - U_\sigma(\sigma) + \frac{1}{4} c_\omega (\omega^\mu \omega_\mu)^2 \\ & - \sum_B \bar{\psi}_B \left(g_{\sigma B} \sigma + g_{\omega B} \phi + g_{\rho B} \vec{R} \cdot \vec{t}_B + g_{\zeta B} \zeta - g_{\phi B} \gamma^\mu \phi_\mu \right) \psi_B, \end{aligned} \quad (2)$$

をもとにして、ハイペロンの核物質中でのポテンシャル^{3), 6), 7), 9), 21)}

$$U_\Sigma(\rho_0) \simeq +30 \text{ MeV}, \quad U_\Xi(\rho_0) \simeq -15 \text{ MeV}. \quad (3)$$

を考慮した RMF による分析結果¹⁸⁾ を紹介した。ポテンシャルの違いにより最も大きな影響を受けるのは Σ^- ハイペロンの占める割合である。 $U_\Sigma = -30 \text{ MeV}$ の場合には A よりも早く現れる Σ^- であるが、斥力的な場合には $8\rho_0$ 程度まで現れない。これに代わって比較的低密度で現れるのは Ξ^- である。

それでは超新星爆発ではどうか? 残念ながら、prompt explosion では $(\rho_B, T) = (0.24 \text{ fm}^{-3}, 22 \text{ MeV})$ 程度までしか密度・温度があがらず、¹⁹⁾ ハイペロンはほとんど現れない。しかしながらブラックホール生成過程²⁰⁾ では (計算上) 10 fm^{-3} 程度まで密度が上昇しているようであり、初期中性子冷却過程等の long time evolution とあわせて通常見られない物質の形態が見られるものと考えられる。

§5. まとめ

この報告では Σ 、 Ξ ハイペロンの核物質中でのポテンシャルと、そのコンパクト天体現象への適用について報告した。 Σ については連続領域を分析する上で、反応理論の整備が必要と思われる。また Ξ は π と直接結合するために原子核のスピン・アイソスピン構造を変化させ、原子核の形を変える可能性がある。スペクトルからポテンシャルの深さを引き出すには、こうした影響を考慮することが必要かもしれない。このように引き出されたハイペロンのポテンシャルは中性子星の構成粒子比に大きな影響を与える。超新星の爆発過程でも、long time evolution では十分に影響を与える。J-PARC での成果と、それをもとにした「データに基づく高密度物質研究」が進むことを期待したい。

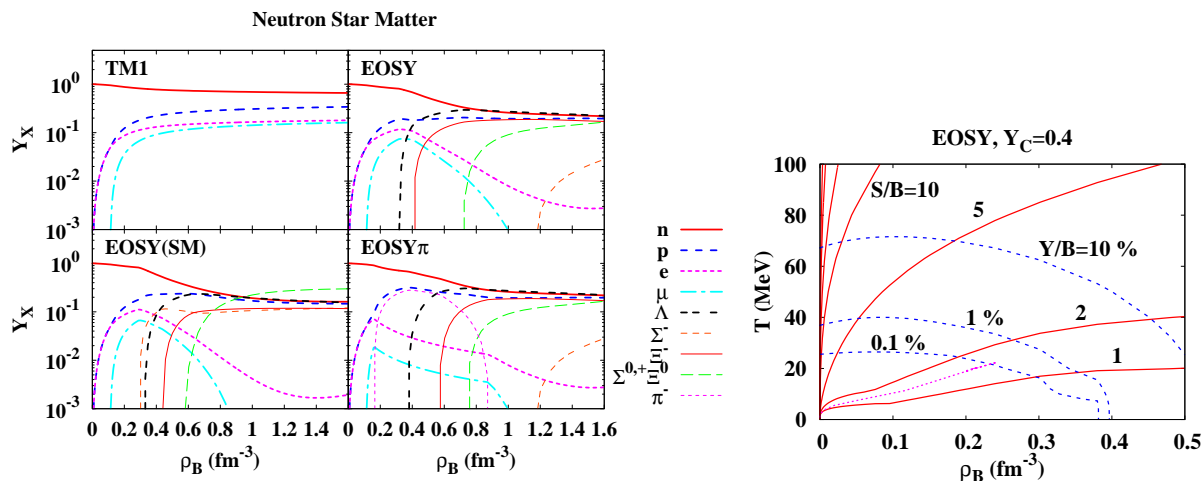


Fig. 3. Particle number fraction as functions of baryon density in neutron star matter.

ここで報告した内容は、前川秀基、椿原康介、松宮浩志、石塚知香子、住吉光介、山田章一、土手昭伸の皆さんとの共同研究に基づいています。This work is supported in part by the Ministry of Education, Science, Sports and Culture, Grant-in-Aid for Scientific Research under the grant numbers, 15540243, 1707005, and 19540252.

References

- 1) K. Tsubakihara and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **117** (2007) 903.
- 2) J. Schaffner, I. Mishustin, Phys. Rev. C **53** (1996), 1416.
- 3) S. Balberg, A. Gal, Nucl. Phys. A **625** (1997), 435.
- 4) T. Nagae *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 1605; T. Harada, S. Shinmura, Y. Akaishi and H. Tanaka, Nucl. Phys. A **507** (1990), 715; T. Harada, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), 5287.
- 5) H. Noumi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 072301 [Erratum: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 049902]; P. K. Saha *et al.*, Phys. Rev. C **70** (2004) 044613.
- 6) T. Harada and Y. Hirabayashi, Nucl. Phys. A **744** (2004), 323; Nucl. Phys. A **759** (2006), 143; Nucl. Phys. A **767** (2006), 206.
- 7) M. Kohno *et al.*, Prog. Theor. Phys. **112** (2004) 895.
- 8) H. Maekawa, K. Tsubakihara, A. Ohnishi, Euro. Phys. J. A **33** (2007), 269.
- 9) H. Maekawa, PhD Thesis, Hokkaido University, March 2008; H. Maekawa, K. Tsubakihara, H. Matsumiya, A. Ohnishi, in preparation.
- 10) K. Tsubakihara, H. Maekawa and A. Ohnishi, Eur. Phys. J. A **33** (2007) 269.
- 11) S. Tadokoro, H. Kobayashi and Y. Akaishi, Phys. Rev. C **51** (1995) 2656.
- 12) H. Maekawa, K. Tsubakihara, H. Matsumiya, A. Ohnishi, [arXiv:0704.3929 (nucl-th)].
- 13) S. Hashimoto, M. Kohno, K. Ogata and M. Kawai, arXiv:nucl-th/0610126.
- 14) S. Sugimoto *et al.*, in this proceedings.
- 15) 松宮浩志、前川秀基、椿原康介、大西明、土手昭伸、原子核三者若手夏の学校研究会報告
- 16) Th.A. Rijken, Y. Yamamoto, arXiv:nucl-th/0608074.
- 17) Y. Sugahara, H. Toki, Nucl. Phys. A **579** (1994), 557.
- 18) A. Ohnishi *et al.*, Proc. of the 10th Int. Symp. on Origin of Matter and Evolution of Galaxies - From the Dawn of Universe to the Formation of Solar System - (OMEG07), Dec. 4-7, Sapporo, Japan, to appear in AIP Conf. Proc.; C. Ishizuka *et al.*, to be submitted.
- 19) K. Sumiyoshi, H. Suzuki, S. Yamada, H. Toki, Nucl. Phys. A **730** (2004), 227.
- 20) K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, S. Chiba, Phys. Rev. Lett. **97** (2006), 091101; K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, Astrophys. J. **667** (2007), 382.
- 21) S. Aoki *et al.*, Phys. Lett. B **355** (1995), 45; T. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. C **58** (1998), 1306; P. Khaustov *et al.*, Phys. Rev. C **61** (2000), 054603.