

研究責任者名 Name	初田哲男		所属機関 Affiliation	理化学研究所
受理番号 Proposal No.	12/13-19	研究課題名 Program title	格子 QCD シミュレーションによるバリオン間力の研究	

研究を終了しましたので、下記の通り報告します。

#### 成果の概要

##### Abstract

(和文) 核力・バリオン間力について、格子 QCD を用いた研究を行った。本研究において用いる HAL QCD method では、Nambu-Bethe-Salpeter 波動関数を格子 QCD で計算し、Schrödinger 方程式を逆解きすることで、散乱位相差に忠実なポテンシャルを、格子上で直接決定する。特に、時間依存型 HAL QCD method により、エネルギー非依存（非局所）ポテンシャルの決定には、波動関数について基底状態への飽和を必要としない枠組みとなっている。さらに、波動関数の計算コストを劇的に削減することができる unified contraction algorithm をハイペロン力にも拡張し、計算速度の大幅上昇を達成した。本年度は、正パリティセクタの核力について、より系統的なポテンシャルフィットによる位相差解析を行うとともに、負パリティセクタについて、スピン軌道力におけるクォーク質量依存性の計算を行った。三体力については、クォーク質量依存性や格子間隔依存性を明らかにする研究を行った。ハイペロン力については、SU(3)の破れも取り入れた結合チャンネル計算を行うことで、正パリティセクタの中心力・テンソル力について、 $S = -1 \sim -4$  の包括的研究を行うとともに、負パリティセクタについても研究を拡張し、SU(3)極限における対称・反対称 LS 力の決定に成功した。

(英文) Nuclear and baryon forces are studied from lattice QCD simulations. In our HAL QCD method, we utilize Nambu-Bethe-Salpeter wave functions and determine potentials through Schrödinger equations, so that potentials are faithful to phase shifts. In particular, energy-independent (non-local) potentials can be extracted without ground state saturation. Computational cost is drastically reduced by our unified contraction algorithm. For nuclear forces in positive parity channel, we study phase shifts by performing a systematic study for the fitting of the potential. In negative parity channel, we study the quark mass dependence of spin-orbit forces. We also calculate three-nucleon forces and investigate the quark mass dependence and lattice cutoff dependence. For hyperon forces, central/tensor forces are studied in  $S = -1 \sim -4$  in positive parity channel with SU(3) breaking effects through the coupled channel study. We also study the negative parity channel, and determine the symmetric and anti-symmetric spin-orbit forces in the SU(3) limit.

研究成果を公開しているホームページアドレス

研究成果の 公表	口頭研究発表 件数	査読つきの 学術論文数	プロシーディング 論文数	その他 (投稿中を含む)
	38	0	8	2

成果の公表リスト（それぞれの枠に番号をつけて記入願います。）

口頭研究発表 Presentations at scientific meetings concerning the program

1. T.~Doi, for HAL QCD Collaboration "Cutoff effects on Lattice Nuclear Forces" Talk given at "The 31st International Symposium on Lattice Field Theory (Lattice 2013)", Mainz, Germany, 29 Jul. - 03 Aug. 2013.
2. T.~Doi, for HAL QCD Collaboration "Cutoff effects on Lattice Nuclear Forces", Talk given at JPS meeting, Hiroshima University, Saijo, Japan, 26-29 Mar. 2013.
3. Sinya Aoki, invited, "Computing Nuclear Force in Lattice Gauge Theory", QCD Structure I, October 7-20, 2012, Central China Normal University, Wuhan, China
4. T.~Doi, for HAL QCD Collaboration "Nucleon-Nucleon Interactions from Lattice QCD", Invited Lectures given at 2nd DST-SERC School on Nuclear Matter Under Extreme Conditions (NUMEC), Variable Energy Cyclotron Center, Kolkata, India, 7-25 Jan. 2013.
5. T.~Doi, for HAL QCD Collaboration "Hadron Interactions on the Lattice", Invited Talk given at International Symposium on "Quarks to Universe in Computational Science (QUCS 2012)", Nara, Japan, 13-16 Dec. 2012.
6. T.~Doi, for HAL QCD Collaboration "Exploring Three-Nucleon Forces on the Lattice", Invited Talk given at International Workshop on "QCD Structure I", Wuhan, China, 7-20 Oct. 2012.
7. Y. Ikeda for HAL QCD Collaboration, "Lattice QCD simulations of s-wave meson-baryon interaction with strangeness", The XI International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2012), Barcelona, Spain, Oct. 1-5, 2012.
8. K. Sasaki for HAL QCD Collaboration "Coupled channel approach to hyperonic interactions from lattice QCD", HYP2012-XI International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Oct.1-5, 2012.
9. K. Sasaki, for HAL QCD Collaboration "Coupled channel approach to  $S=-2$  baryon-baryon system in Lattice QCD", International Symposium on "Quarks to Universe in Computational Science (QUCS 2012)", Nara, Japan, 13-16 Dec. 2012.
10. Tetsuo Hatsuda, invited, "Strangeness Nuclear Physics from Lattice QCD", HYP2012-XI International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Oct.1-5, 2012.
11. T.~Inoue, for HAL QCD Collaboration "Neutron stars from Lattice QCD", Invited Talk given at International Symposium on "Quarks to Universe in Computational Science (QUCS 2012)", Nara, Japan, 13-16 Dec. 2012.
12. 井上貴史 for BBILQCD project 「QCD によるバリオン間相互作用の研究」 「学際計算科学による新たな知の発見・統合・創出」 シンポジウム, 10月25日, 筑波大学
13. Y. Ikeda for HAL QCD Collaboration, "Search for possible bound  $T_{cc}$  and  $T_{cs}$  on the lattice," 31th International Symposium on Lattice Field Theory, Jul. 29 - Aug. 3, 2013, Mainz, Germany.
14. Y. Ikeda for HAL QCD Collaboration, "Hadronic interactions including Strange and Charm with LQCD," Workshop on "Elucidation of New Hadrons with a Variety of Flavors" Mar. 21 - 22, 2013, KEK, Ibaraki, Japan.
15. 池田陽一 for HAL QCD Collaboration, "格子 QCD 計算による heavy Q を含む中間子相互作用の研究 -  $T_{cc}$  および  $T_{cs}$  の探索-" RCNP/九大研究会「ハドロン物理と原子核物理のクロスオーバー」, Sep. 4 - 6, 2013, 九州大学、福岡.
16. 池田陽一, "格子 QCD 計算による heavy Q を含む中間子間相互作用の研究 -  $T_{cc}$  および  $T_{cs}$  の探索--," 原子核媒質中のハドロン研究=魅力と課題, Aug. 5 - 6, 2013, J-PARC、東海村、茨城.
17. K. Murano for HAL QCD Collaboration "Quark mass dependence of Spin-Orbit force in pairy odd NN system from  $N_f=2+1$  flavor QCD", Talk given at "The 31st International Symposium on Lattice Field Theory (Lattice 2013)", Mainz, Germany, 29 Jul. - 03 Aug. 2013.
18. N.Ishii, K.Murano, H.Nemura, K.Sasaki for HAL QCD Coll., "The anti-symmetric LS potential in flavor SU(3) limit from lattice QCD" Talk given at "31st International symposium on Lattice Field Theory (Lattice 2013)", Mainz, Germany, Jul. 29-Aug. 03, 2013.
19. 石井理修、村野啓子、根村英克、佐々木健志 for HAL QCD Coll., "格子 QCD による反対称 LS 力"、日本物理学会（2013年秋季大会）、高知大学、2013年9月20日~23日.
20. 石井理修（招待講演）“時間相関と空間相関”日本物理学会（2013年秋季大会）、高知大学、2013年9月20日~23日.
21. H. Nemura, for HAL QCD Collaboration, "Hyperonic nuclear forces from lattice QCD and toward an application to few-body systems", YITP workshop Nuclear equation of state and hypernuclear physics,

Kyoto, Japan, January 4-31, 2013.

22. H. Nemura, for HAL QCD Collaboration, "Hyperonic nuclear forces from lattice QCD and ab initio approach to s-shell hypernuclear systems", International Conference on Strangeness Nuclear Physics, Mandalay, Myanmar, February 5-9, 2013.

23. H. Nemura, for HAL QCD Collaboration, "Hyperonic Potentials from Lattice QCD and toward an Application to Few-Body Problems", The 5th GCOE International Symposium on Weaving Science Web Beyond Particle-Matter Hierarchy, Sendai, Japan, March 4-6, 2013.

24. H. Nemura, for HAL QCD Collaboration, "Hypernuclei on the Lattice", Forth International Conference on Nuclear Fragmentation (NUFRA2013), Fantasia Deluxe Hotel, Kemer, Antalya, Turkey, September 29 - October 6, 2013.

25. H. Nemura, for HAL QCD Collaboration, "Study of LambdaNucleon-SigmaNucleon Interaction from Lattice QCD", (ポスター発表) Quarks to Universe in Computational Science (QUCS 2012), Nara, Japan, December 13-16, 2012.

26. H. Nemura, for HAL QCD Collaboration, "An Implementation of Hybrid C++ Code for the Four-Point Correlation Function of Various Baryon-Baryon Systems", (ポスター発表) The 31st International Symposium on Lattice Field Theory, Mainz, Germany, July 29 - August 3, 2013.

27. 根村英克 for HAL QCD Collaboration, "格子 QCD による  $\Lambda N$ 、 $\Sigma N$  相互作用と軽いハイパー核への応用に向けて", RCNP 研究会「核子・ハイペロン多体系におけるクラスター現象」, 関東学院大学 KGU 関内メディアセンター, 2013 年 7 月 26 日~27 日.

28. 佐々木健志, for HAL QCD Collaboration "格子 QCD によるハイペロン間ポテンシャルの性質" Talk given at "日本物理学会 2013 年秋季大会(高知大学)", 20 Sep. - 23 Sep. 2013.

29. K.~Sasaki, for HAL QCD Collaboration "Coupled channel approach to baryon-baryon interactions with strangeness on the lattice" Talk given at "EFB22, The 22nd European Conference on Few Body Problems in Physics", Krakow, Poland, 9 Sep. - 13 Sep. 2013.

30. K.~Sasaki, for HAL QCD Collaboration "Studies of multi-strangeness baryon-baryon interactions from lattice QCD" Talk given at "The 31st International Symposium on Lattice Field Theory (Lattice 2013)", Mainz, Germany, 29 Jul. - 03 Aug. 2013.

31. K.~Sasaki, for HAL QCD Collaboration "Lattice QCD approach to the strangeness  $S=-2$  two-baryon system" Talk given at "NSTAR2013, THE 9TH INTERNATIONAL WORKSHOP ON THE PHYSICS OF EXCITED NUCLEONS (May 27-30,2013@Valencia)", Valencia, Spain, 27 May - 30 May 2013.

32. T. Inoue for HAL QCD Collaboration, "Equation of State of Nucleon Matter from Lattice QCD Simulations", The 31st International Symposium on Lattice Field Theory, Mainz, Germany, July 29 - August 3, 2013.

33. M. Yamada for HAL QCD Collaboration, "Omega-Omega interaction on the Lattice" The 31st International Symposium on Lattice Field Theory, Mainz, Germany, July 29 - August 3, 2013.

34. B. Charron "A comparative study of two lattice approaches to two-body systems", The 31st International Symposium on Lattice Field Theory, Mainz, Germany, July 29 - August 3, 2013.

35. S. Aoki, "Nuclear Forces from Quarks and Gluons", YITP Colloquium, Aug.29 2013

36. T. Hatsuda, invited, "Strangeness Nuclear Physics from Lattice QCD", HYP2012, Barcelona, Oct.1-5, 2012

37. T. Hatsuda, invited, "Nuclear Force and Nuclear Matter from Lattice QCD", ECT\* 20th Anniversary Colloquium, Sep.14 2013.

38. T. Inoue, invited, "Nuclear matter and hyperons in medium from lattice QCD" 国際モレキュラー "Nuclear equation of state and hypernuclear physics", YITP, 2013/1/4-31.

査読付きの学術論文(雑誌名等には 巻、頁、発表年を記載) (\*) 不足する場合には追加願います。

Refereed Journal Articles (name of journal, volume, page, year)

I	著者名 Author	
	タイトル title	
	雑誌名 name of journal	
	URL	

プロシーディング論文(雑誌名等には 巻、頁、発表年を記載) (\*) 不足する場合には追加願います。

International Conference Proceedings (name of journal, volume, page, year)

1.	著者名 Author	T. Doi, for HAL QCD Collaboration,
	タイトル title	Nuclear physics from lattice simulations
	雑誌名等 name of journal	PoS LAT2012, 009 (2012)
	URL	<a href="http://arxiv.org/abs/arXiv:1212.1572">http://arxiv.org/abs/arXiv:1212.1572</a>
2.	著者名	T. Doi, for HAL QCD Collaboration
	タイトル	Few-baryon Interactions from Lattice QCD
	雑誌名等	Few Body Syst. 54, 827-833 (2013),
	URL	<a href="http://dx.doi.org/10.1007/s00601-012-0593-x">http://dx.doi.org/10.1007/s00601-012-0593-x</a>
3.	著者名	K. Sasaki, for HAL QCD Collaboration
	タイトル	Coupled channel approach to hyperonic interactions from lattice QCD
	雑誌名等	Nucl.Phys. A914 (2013) 231-237
	URL	<a href="http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.06.003">http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.06.003</a>
4.	著者名	K. Sasaki, for HAL QCD Collaboration
	タイトル	Coupled channel approach to S-wave hyperonic interactions from lattice QCD
	雑誌名等	Few Body Syst. 54 (2013) 1109-1112
	URL	<a href="http://dx.doi.org/10.1007/s00601-013-0672-7">http://dx.doi.org/10.1007/s00601-013-0672-7</a>
5.	著者名	K. Sasaki, for HAL QCD Collaboration
	タイトル	Quark mass dependence of hyperonic interactions from lattice QCD
	雑誌名等	PoS LAT2012, 157 (2012)
	URL	<a href="http://pos.sissa.it/archive/conferences/164/157/Lattice%202012_157.pdf">http://pos.sissa.it/archive/conferences/164/157/Lattice%202012_157.pdf</a>
6.	著者名	H. Nemura, for HAL QCD Collaboration
	タイトル	$\Lambda N$ and $\Sigma N$ interactions from lattice QCD
	雑誌名等	Few Body Syst. 54 (2013) 1223-1226
	URL	<a href="http://dx.doi.org/10.1007/s00601-013-0677-2">http://dx.doi.org/10.1007/s00601-013-0677-2</a>
7.	著者名	H. Nemura, for HAL QCD Collaboration
	タイトル	Lattice calculation of baryon-baryon interaction and few-body systems
	雑誌名等	Genshikaku Kenkyu Suppl. Vol. 57 Suppl. 3 pp. 15-21.
	URL	<a href="http://genshikaku.jp/backnumber.html">http://genshikaku.jp/backnumber.html</a>
8.	著者名	N.Ishii for HAL QCD Collaboration
	タイトル	Baryon-baryon interactions from Lattice QCD
	雑誌名等	PoS CD12 (2013) 025.
	URL	<a href="http://inspirehep.net/record/1249698/files/CD12_025.pdf">http://inspirehep.net/record/1249698/files/CD12_025.pdf</a>
9.	著者名	
	タイトル	
	雑誌名等	
	URL	
その他（学位論文、紀要、投稿中の論文を含む）（URL を記載）		
Others (thesis for a degree, bulletin, papers to be published, etc.)		
1. 土井琢身 ``格子 QCD シミュレーションによるハドロン間相互作用の解明" 原子核研究 第 58 巻 1 号, 109 (2013)		
2. 土井琢身 ``格子 QCD シミュレーションで解き明かす核力の謎" 日本シミュレーション学会誌 第 32 巻 1 号, 16 (2013)		
特記（本研究に関係した、新聞記事・著作、受賞など）（過去に遡っても構いません。）		
Special Notes (newspaper article, literary works, awards, etc. )		
1.(受賞) 青木慎也、石井理修、初田哲男、第 2 3 回つくば賞、2012 年 10 月 17 日。		
2.(受賞) 初田哲男、青木慎也、石井理修、2012 年度仁科記念賞、2012 年 12 月 6 日。		

高エネルギー加速器研究機構  
大型シミュレーション研究実施報告書  
(2012/10 - 2013/09)

## 1 研究組織

- 研究責任者: 初田哲男 (はつだ・てつお)
- 所属機関: 理化学研究所仁科加速器研究センター・主任研究員
- 研究課題名: 格子 QCD シミュレーションによるバリオン間力の研究
- 課題グループ名: SCNFQCD
- 共同研究者
  - 青木慎也 (あおき・しんや): 京都大学基礎物理学研究所・教授
  - 石井理修 (いしい・のりよし): 筑波大学計算科学研究センター・准教授
  - 根村英克 (ねむら・ひでかつ): 筑波大学計算科学研究センター・准教授
  - 村野啓子 (むらの・けいこ): 京都大学基礎物理学研究所・研究員
  - 井上貴史 (いのうえ・たかし): 日本大学生物資源科学部・准教授
  - 土井琢身 (どい・たくみ): 理化学研究所仁科加速器研究センター・研究員
  - 佐々木健志 (ささき・けんじ): 筑波大学計算科学研究センター・研究員
  - 池田陽一 (いけだ・よういち): 理化学研究所仁科加速器研究センター・研究員
  - CHARRON, Bruno(シャロン・ブルーノ): 東京大学理学系研究科・D2
  - 山田真徳 (やまだ・まさのり): 筑波大学数理物質科学研究科・D2
  - Etminan, Faisal (エトミナン・ファイサル): Univ. of Birjand・D4

## 2 イントロダクション

バリオン間力、特に核力は、原子核物理において最も基本的かつ重要な概念である。現代では、核子核子散乱データを再現するように現象論的に求められた核力が利用可能であり、約 40 個ほどのパラメータを用いて、5000 個を超える散乱データを精度良く再現することができる。しかし、これら現象論的核力と、真の基礎理論である量子色力学 (QCD) との関係は、必ずしも明らかではなく、理論的には不満足な状況にあったが、従来はそもそも核力を QCD から決定するための理論的フレームワークが確立しておらず、事実上解決不可能な問題であると認識されていた。

我々のグループはこの問題に対して、格子 QCD を用いて核力を直接求める、全く新しい手法 (HAL QCD method) を提案し、理論面と数値面の双方から研究を進めてきた。この手法では、Nambu-Bethe-Salpeter (NBS) 波動関数に着目し、これが Schrödinger 方程式の解となるという条件から逆解きすることで、ポテンシャルを決定する。得られた核力ポテンシャルは、散乱位相差に忠実であることを、場の理論的に証明することができる。この手法は、格子 QCD で散乱位相差を求める際の標準的な方法である、Luescher の有限体積法の拡張にもなっている。

さらに近年、我々はこの手法をさらに発展させ、NBS 波動関数からポテンシャルを決定する際に、時間依存型の Schrödinger 方程式を用いることで、相関関数に励起状態の情報が混ざっている場合でも、ポテンシャルを精度良く決定できることを示した (time-dependent HAL QCD method)。従来、多バリオン系の格子計算では、励起状態の混合に起因する系統誤差の除去が非常に難しいとされてきたが、この手法はむしろ、基底状態の情報に加え、励起状態の情報をもシグナルとして取り扱うことを可能にするものであり、長年の問題の解決への突破口を与えるものである。

同時に、我々は、計算アルゴリズムについても大きな進展を得た。すなわち、従来は、多バリオン系の格子計算において、相関関数の contraction 部に莫大な計算コストがかかるという問題があったが、unified contraction algorithm と名付けられた新アルゴリズムの開発により、例えば三体系では 192 倍という、劇的な速度向上が達成された。

このような新しい formalism/algorithm を用い、我々は様々なハドロン間相互作用の格子 QCD 計算を行った。中でも、核力ポテンシャルの決定には、原子核物理を QCD から基礎付けるという重要な意義がある。さらに、格子 QCD の意義が真に発揮されるのは、実験では決定困難な相互作用についての予言を与えることであり、その観点で特に重要なのが、三体力と、ハイペロン力の決定である。

核力ポテンシャルについては、まず (1) 「正パリティセクタの核力 (中心

力とテンソル力)の AV18 関数形を用いた同時フィットによる解析」を行った。従来は、ポテンシャル毎にばらばらな関数形を仮定して解析を行ってきたが、より物理的に意味のある関数形で同時フィットを行うことで、将来の物理点計算にも繋がる系統的な解析を初めて行った。さらに、(2)「核子間のスピン軌道力のクォーク質量依存性」の研究を行った。これは、核力ポテンシャル計算を、負パリティセクタへ拡張するものであり、また、核力の微分展開としても、NLO への拡張となっている。また、(3)「三体力」の研究を行ったが、これは、特に三核子間力に関して、クォーク質量依存性や、格子間隔依存性について初めて明らかにした研究である。ハイペロン力に関しては、(4)「結合チャンネル計算によるバリオン間相互作用」において、正パリティセクタの中心力・テンソル力について、 $S = -1 \sim -4$  の包括的研究を行うと共に、(5)「flavor SU(3) limit での対称・反対称 LS 力と負パリティセクタのハイペロン力」へと研究を拡張することに成功した。これらの計算は(特に明記の無い限り) KEK Blue Gene/L、Blue Gene/Q 及び KEK SR16000 を用いて行われたものである。

以下では、それぞれのテーマにおける研究成果について、個別に詳述する。

### 3 正パリティセクタの核力(中心力とテンソル力)の AV18 関数形を用いた同時フィットによる解析

2+1 flavor QCD ゲージ配位を用いて計算した正パリティセクタの核力(中心力とテンソル力)を Fig. 1 にあげる。ここでは、この結果を現実的核力ポテンシャル AV18 の関数形を使って、組織的に行ったフィットを使った解析を紹介する [2, 3]。今回用いるゲージ配位は、PACS-CS collaboration により  $32^3 \times 64$  の格子上で生成された 2+1 flavor QCD のゲージ配位である [1]。RG improved Iwasaki gauge action ( $\beta = 1.9$ ) と、non-perturbatively  $O(a)$  improved Wilson quark action ( $C_{SW} = 1.715$ ) を用い、 $\kappa_{ud} = 0.13700, 0.13727, 0.13754$  と  $\kappa_s = 0.13640$  を採用して生成されたものを用いる。この setup では、lattice spacing は  $a \simeq 0.091$  fm ( $a^{-1} = 2.176(31)$  GeV), lattice extension は  $L = 32a = 2.90$  fm、パイオン質量は  $m_\pi = 701, 570, 411$  MeV、核子質量は  $m_N \simeq 1584, 1412, 1215$  MeV となる。

Fig. 1 は時間依存法 [4] を用いて計算した正パリティセクタの核力の結果を 3 つのパイオン質量  $m_\pi \simeq 701, 570, 411$  MeV で示したものである。(  $m_\pi \simeq 701$  MeV の核力は、KEK の Blue Gene/L を用いて計算されたデータであり、 $m_\pi \simeq 570, 411$  MeV の核力は、筑波大 CCS のスーパーコンピュータ T2K を用いて計算されたデータである ) 左から、spin-singlet 中心力 ( $V_C(r; {}^1S_0)$ )、

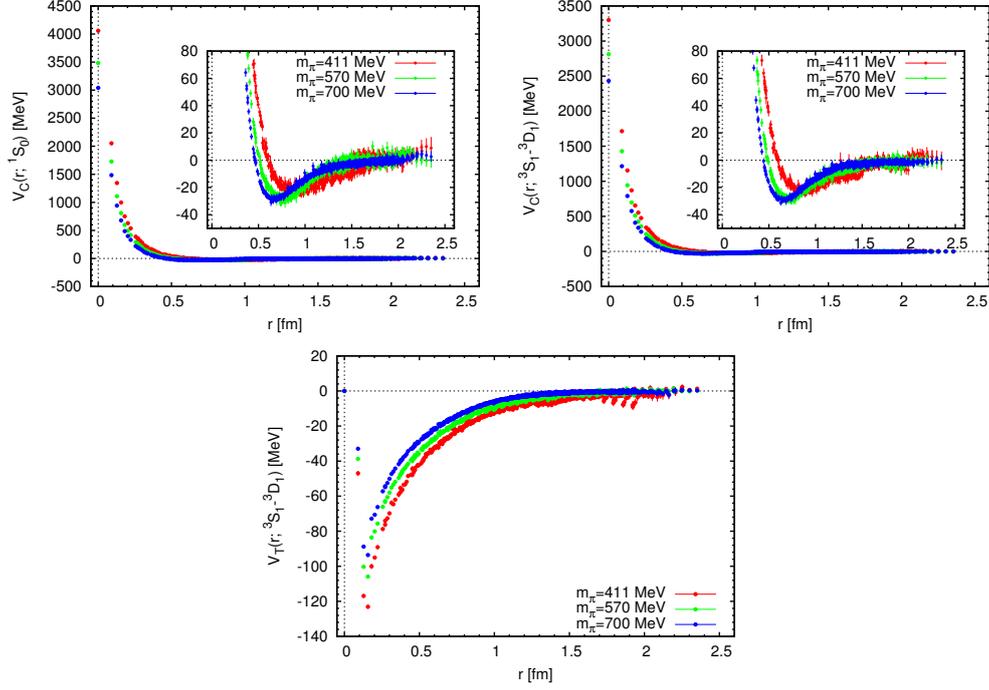


Figure 1: 2+1 flavor QCD による正パリティセクタの核力の結果 ( $m_\pi \simeq 411, 570, 701$  MeV)。spin-singlet 中心力 ( $V_C(r; ^1S_0)$ )、spin-triplet 中心力 ( $V_C(r; ^3S_1 - ^3D_1)$ )、テンソル力 ( $V_T(r; ^3S_1 - ^3D_1)$ )。

spin-triplet 中心力 ( $V_C(r; ^3S_1 - ^3D_1)$ )、テンソル力 ( $V_T(r; ^3S_1 - ^3D_1)$ ) である。現象論的な核力ポテンシャルが共通に持つ性質が見られる。特に、中心力には、近距離に斥力芯が存在し、その回りを弱い引力が取り巻いている。クォーク質量を軽くするに連れて、斥力芯は増大し、斥力芯を取り巻く引力はレンジが広がり、テンソル力は強くなる傾向が見て取れる。

HAL QCD coll. では、これまで、これらのポテンシャルを適当な関数形を設定して、チャンネル毎にバラバラにフィットしてきた。しかしながら、少なくとも長距離部分の関数形に対しては、共通の  $m_\pi$  と  $g_{\pi NN}$  を用いた OPEP (one pion exchange potential) により互いに関連性がある。したがって、これらの関連性を考慮した constraint を課して、同時フィットを行う事が望ましい。こういう観点から、今回は、現象論的核力ポテンシャルで定評のある AV18 型の関数形 [5] を持ちいて、二つの中心力と一つのテンソル力の同時フィットを行う。具体的には次の関数形 (上から、spin-singlet 中心力  $V_C(r; ^1S_0)$ , spin-

triplet 中心力  $V_C(r; {}^3S_1 - {}^3D_1)$ , テンソル力  $V_T(r; {}^3S_1 - {}^3D_1)$  のフィット関数) を用いて、格子 QCD で得られたポテンシャルをフィットする。

$$\begin{aligned} V_{C;10}(r) &= -f^2 m_\pi Y_c(r) + I_{10}^c T_c^2(r) + (P_{10}^c + (m_\pi r) Q_{10}^c + (m_\pi r)^2 R_{10}^c) W_{r_0,a}(r) \\ V_{C;01}(r) &= -f^2 m_\pi Y_c(r) + I_{01}^c T_c^2(r) + (P_{01}^c + (m_\pi r) Q_{01}^c + (m_\pi r)^2 R_{01}^c) W_{r_0,a}(r) \\ V_{T;01}(r) &= -f^2 m_\pi T_c(r) + I_{01}^t T_c^2(r) + (P_{01}^t + (m_\pi r) Q_{01}^t + (m_\pi r)^2 R_{01}^t) W_{r_0,a}(r) \end{aligned}$$

これらは全体で合計 16 個のフィットパラメータ:  $f^2, c, r_0, a, I_{10}^c, P_{10}^c, Q_{10}^c, R_{10}^c, I_{01}^c, P_{01}^c, Q_{01}^c, R_{01}^c, I_{01}^t, P_{01}^t, Q_{01}^t, R_{01}^t$  を持つ。下付添字の “10” と “01” は、それぞれ  $T = 1, S = 0$  及び  $T = 0, S = 1$  に対応する。上付添字の “c” と “t” は、“central” 及び “tensor” に対応する。Eq. (1) の第一項は、長距離の OPEP 部分をパラメトライズするために導入された湯川関数  $Y_c(r)$  とテンソル関数  $T_c(r)$  で、次のように定義される。

$$Y_c(r) \equiv (1 - e^{-cr^2}) \frac{e^{-m_\pi r}}{m_\pi r} \quad (2)$$

$$T_c(r) \equiv (1 - e^{-cr^2})^2 \left( 1 + \frac{3}{m_\pi r} + \frac{3}{(m_\pi r)^2} \right) \frac{e^{-m_\pi r}}{m_\pi r} \quad (3)$$

ここで、これら二つの関数では、近距離における OPEP の特異性に対応するため、Gaussian cut off parameter  $c$  が採用されている。 $m_\pi$  は、パイオン質量で、パイオンの二点関数から決まる値を用いる。第二項のテンソル関数の二乗は中間距離の記述を目的として導入されている。第三項は、近距離の振舞をパラメトライズする事を目的として、次の Woods-Saxon 関数

$$W_{r_0,a}(r) \equiv \frac{1}{1 + e^{(r-r_0)/a}} \quad (4)$$

と二次多項式の積が用いられる。

Fig. 1 において、我々のテンソル力には、 $r = \sqrt{3}a \simeq 0.16$  fm 付近に cusp が存在しており、この近傍において滑らかな関数によるフィットは困難である。問題回避のため、 $r \geq \sqrt{3}a$  をフィット領域とし、 $r < \sqrt{3}a$  は線形近似でパラメトライズする事とする。 $(r < \sqrt{3}a$  の領域は、lattice discretization artifact で、 $a \rightarrow 0$  の極限で消滅する事が期待されるため、フィット関数でまじめに取り扱う必要はない。ここではむしろ、元の lattice data により忠実である事を優先する。)

周期境界条件の効果を取り入れるための試みとして、さらにフィット関数

を次のように変形する。

$$\begin{aligned}\bar{V}_{C;190}(\vec{r}) &\equiv \sum_{\vec{n} \in \mathbb{Z}^3} V_{C;10}(|\vec{r} - L\vec{n}|) \\ \bar{V}_{C;01}(\vec{r}) &\equiv \sum_{\vec{n} \in \mathbb{Z}^3} V_{C;01}(|\vec{r} - L\vec{n}|) \\ \bar{V}_{T;01}(\vec{r}) &\equiv \sum_{\vec{n} \in \mathbb{Z}^3} V_{T;01}(|\vec{r} - L\vec{n}|)\end{aligned}\quad (5)$$

つまり、周期境界条件を満たす torus 上で定義された  $\bar{V}_{C;10}(\vec{r})$ 、 $\bar{V}_{C;01}(\vec{r})$ 、 $\bar{V}_{T;01}(\vec{r})$  により、格子 QCD のポテンシャルデータをフィットする事により、回転対称なポテンシャル  $V_{C;10}(r)$ 、 $V_{C;01}(r)$  and  $V_{T;01}(r)$  を引き出す事が目的である。(テンソル力については、周期境界の影響の取り込み方が不完全である。これは今後の課題としたい。)

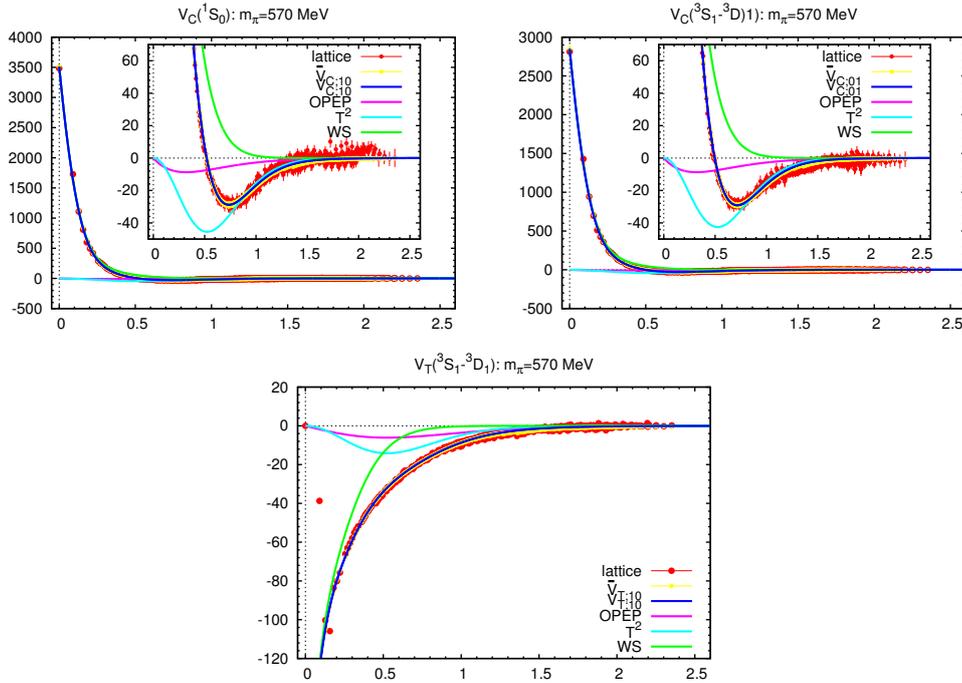


Figure 2:  $m_\pi \simeq 570$  MeV における 3 つのポテンシャルのフィットの結果。

Fig. 2 に、 $m_\pi \simeq 570$  MeV での 3 つのポテンシャルの同時フィットの結果をあげる。AV18 の関数形によって、きれいにパラメトライズできている。

周期境界版の  $\bar{V}$  (黄色) と、回転対称版の  $V$  (青) の違いはあまり見られない。これは、 $m_\pi \simeq 570$  MeV では、 $L \simeq 3$  fm の格子で空間体積が十分である事を示す。 $(m_\pi \simeq 411$  MeV では、この違いが次第に大きくなってくる。)

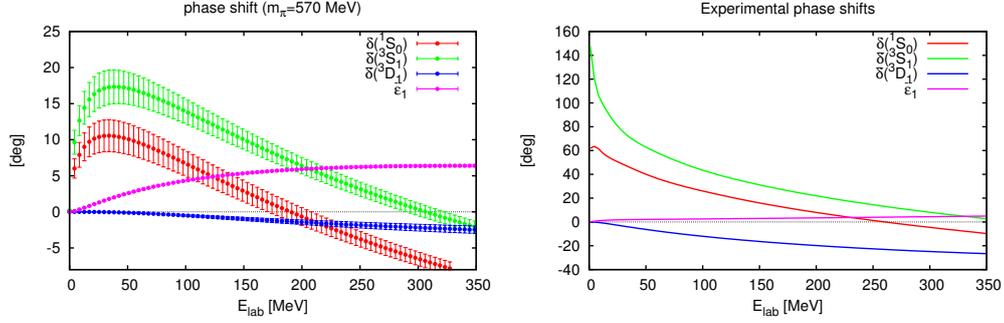


Figure 3: (左) 位相差  $\delta(^1S_0)$ ,  $\bar{\delta}(^3S_1)$ ,  $\bar{\delta}(^3D_1)$  と混合係数  $\bar{\epsilon}_1$  の結果 ( $m_\pi \simeq 570$  MeV)。 (右) 対応する実験値。

Fig. 3 は、フィットの結果を Schrödinger 方程式に代入して、散乱位相差を求めた結果 (左) を実験値 (右) と比較した物である。定性的な振る舞いは非常に合理的であるが、強さがいずれも非常に弱い。 $^1S_0$ ,  $^3S_1$  両チャンネルとも引力的な相互作用であるが、相互作用の強さが弱いために、 $^1S_0$  に加えて  $^3S_1$  においても束縛状態が存在していない。Fig. 4 に、 $\delta(^1S_0)$  と  $\bar{\delta}(^3S_1)$

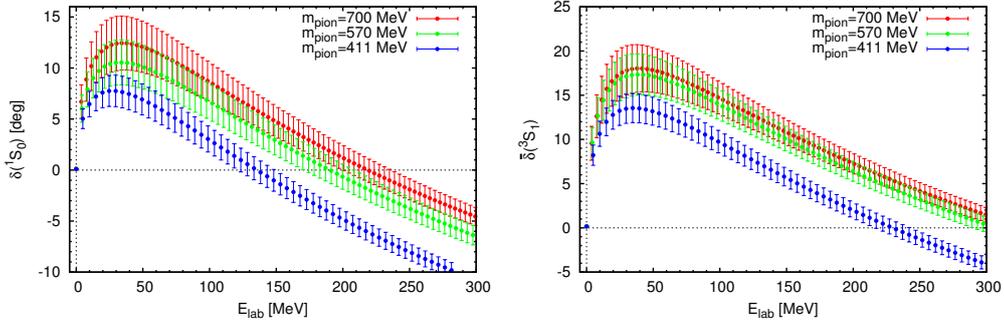


Figure 4: 散乱位相差のクォーク質量依存性。左が  $\delta(^1S_0)$  で、右が  $\bar{\delta}(^3S_1)$ 。

のクォーク依存性の図をあげる。パイオン質量が物理点に近づくに従って、散乱位相差が実験値に近づく様子は見られない。 $(m_\pi \simeq 411$  MeV に至って

は、遠ざかる傾向すら見られる) 核力は、近距離の斥力芯と中間距離から長距離にかけての引力の打ち消し合いのバランスの上に成り立っている。今回使ったクォーク質量領域  $m_\pi \simeq 411 - 700$  MeV では、クォーク質量を減らしていったとき、斥力芯の成長の方が引力の成長の速度を上回ってしまったためと考えられる。現実世界の 2 核子系は、unitary region に存在すると考えられている。結果を実験値に近づけるためには、非常に軽いクォーク質量を採用して、物理点の近くで格子 QCD 計算をやる必要があると思われる。

## References

- [1] S. Aoki *et al.* [PACS-CS Collaboration], Phys. Rev. D **79** (2009) 034503.
- [2] N. Ishii [HAL QCD Collaboration], PoS CD **12** (2013) 025.
- [3] N. Ishii, Few Body Syst. **54** (2013) 1071.
- [4] N. Ishii *et al.* [HAL QCD Collaboration], Phys. Lett. B **712** (2012) 437.
- [5] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **49** (1994) 2950.

## 4 核子間のスピン軌道力のクォーク質量依存性

核子間ポテンシャルは微分展開の 1 次までで 中心力、テンソル力及びスピン軌道力で記述される。特にスピン軌道力は中性子星内部の  ${}^3P_2$  超流動を起こす重要な項である。前年度は中心力及びテンソル力について計算が行われてきたが、本年度はスピン軌道力への拡張を行った。奇パリティの核子間の NBS 波動関数を計算し、点群に基づいて 軌道角運動量、全角運動量について射影を行うことで  ${}^3P_0$ ,  ${}^3P_1$  および  ${}^3P_2$  に対応する NBS 波動関数を得た。得られた NBS 波動関数を用い “Schrödinger 方程式” を解くことで核子間の奇パリティの中心力、テンソル力に加え、スピン軌道力を得ることに成功した。得られたポテンシャルの定性的な振る舞いは、実験的に求められている核子間散乱の位相差の解析から予想される振る舞いと一致した。しかしながら、ポテンシャルを用いて得られる位相差は実験値と比べて小さな値になっており、これは中心力、テンソル力、スピン軌道力それぞれが期待よりも小さいことを示している。この違いの考えられる原因の一つは、重いクォーク質量で計算されていることである。そこで本年度は、KEK Blue Gene/Q を用いて、 $m_\pi = 411, 570, 702$  MeV において核子間のスピン軌道力を計算し、その

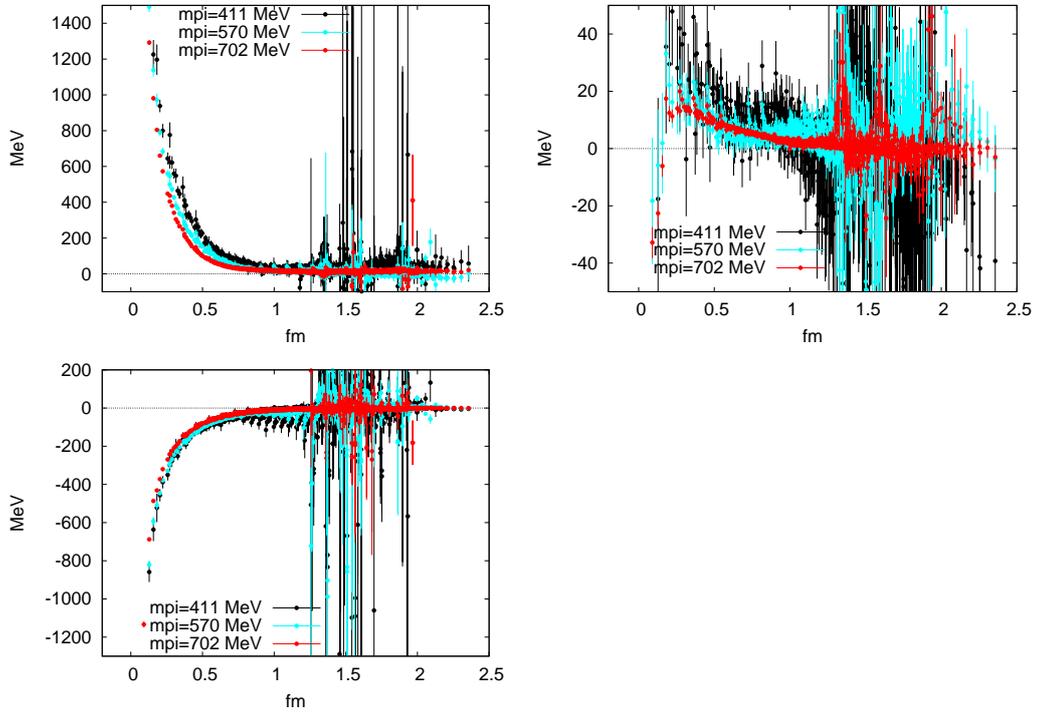


Figure 5: 核子間奇パリティポテンシャルのパイオン質量依存性。黒、水色、赤はそれぞれ、 $m_\pi = 411, 570, 702$  MeV のクォーク質量で計算されている。左上、右上、左下の図はそれぞれ中心力、テンソル力、スピン軌道力を表す。

クォーク質量依存性について調べた。計算は PACS-CS において  $N_f = 2 + 1$  の動的計算から生成された  $32^3 \times 64$ ,  $\beta = 1.90$  ( $a \simeq 0.09$  fm) のゲージ配位を用いた。図 5 に核子間の奇パリティスピン軌道力のパイオン質量依存性を示す。黒、水色、赤はそれぞれ、 $m_\pi = 411, 570, 702$  MeV のクォーク質量で計算されたスピン軌道力である。

クォーク質量が軽くなるほど中心力、テンソル力、スピン軌道力は大きくなっており、予想と一致する振る舞いをしている。一方で、位相差のクォーク質量依存性は非自明な振る舞いをしている。図 6 に得られたポテンシャルから計算した  ${}^3P_2 - {}^3F_2$  位相差を示す。丸、三角はそれぞれ  $m_\pi = 702, 411$  MeV を表す。 ${}^3P_2$  の位相差を  $m_\pi = 702, 411$  で比較すると、予想と反し軽いほうが斥力的にでている。この位相差の非自明なクォーク質量依存性は、ポテンシャルの打ち消し合いにより生じている。特に低エネルギーにおける

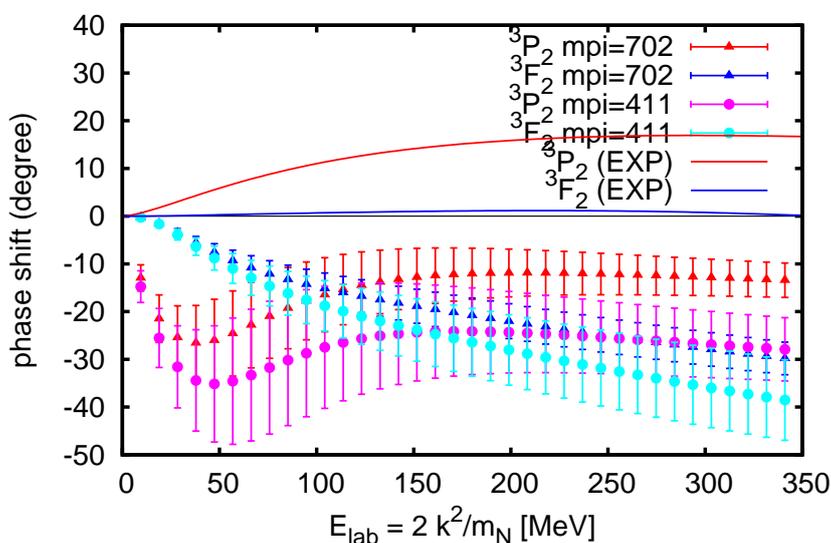


Figure 6: 得られたポテンシャルから計算した  ${}^3P_2 - {}^3F_2$  位相差のクォーク質量に関する比較。丸が  $m_\pi = 411$  MeV、三角が  $m_\pi = 702$  MeV を表す。

${}^3P_2 - {}^3F_2$  の位相差の振る舞いを再現するには、小さなテンソル力と中心力、スピン軌道力の遠距離における絶妙な打ち消し合いを再現する必要がある。これは、物理点でのポテンシャルの直接計算を行うことが重要であることを意味する。

## 5 三体力

現代の原子核物理において、三体力の理解は最も重要な課題の一つとなっている。三体力は、少数核子系における引力効果、核物質系における斥力効果など、多彩な性質を持つと考えられている。最近では、状態方程式を通して超新星爆発や中性子星の性質に及ぼす影響が注目されるなど、宇宙・天体物理においても重要な量となっている。さらに、中性子過剰核でのドリップライン/魔法数への影響も指摘され、宇宙の元素合成とも深く関わると考えられている。しかし、三体力の性質については、モデル描像に基づいた部分的理解にとどまっているのが現状であり、不定性も極めて大きいことから、基本法則たる QCD からの決定が切望されていた。

この問題に対し、我々は Nambu-Bethe-Salpeter (NBS) 波動関数を用いた二体ハドロン間相互作用の計算手法を、三体ハドロン系に拡張することで、

格子 QCD による三体力直接計算を行ってきた。具体的な三体系の計算では、まず次のような六点相関関数を計算する。

$$G_{\alpha\beta\gamma,\alpha'\beta'\gamma'}(\vec{r}, \vec{\rho}, t) = \langle N_\alpha(\vec{x}_1, t + t_0) N_\beta(\vec{x}_2, t + t_0) N_\gamma(\vec{x}_3, t + t_0) \overline{(N'_{\alpha'}(t_0) N'_{\beta'}(t_0) N'_{\gamma'}(t_0))} \rangle. \quad (6)$$

ここで、 $N, N'$  は核子のクォーク内挿場であり、 $\alpha, \beta, \gamma, \alpha', \beta', \gamma'$  はスピン、 $\vec{r} \equiv \vec{x}_1 - \vec{x}_2$ ,  $\vec{\rho} \equiv \vec{x}_3 - (\vec{x}_1 + \vec{x}_2)/2$  はヤコビ座標である。これから得られる NBS 波動関数  $\psi(\vec{r}, \vec{\rho}, t) = G_{\alpha\beta\gamma,\alpha'\beta'\gamma'}(\vec{r}, \vec{\rho}, t)/e^{-3m_N t}$  の情報は、次のような時間依存型 Schrödinger 方程式を用いて、ポテンシャルの情報に焼き直すことが出来る。(これは、time-dependent HAL QCD method であり、基底状態への飽和を必要とせずポテンシャルを決定することができる。また、今年度の成果として、二体以上の一般の多ハドロン NBS 波動関数においても、長距離において散乱位相差に忠実な漸近的振る舞いをするとも (非相対論的近似の元で) 証明された。)

$$\left[ -\frac{1}{2\mu_r} \nabla_r^2 - \frac{1}{2\mu_\rho} \nabla_\rho^2 + \sum_{i < j} V_{2NF,ij}(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + V_{3NF}(\vec{r}, \vec{\rho}) \right] \psi(\vec{r}, \vec{\rho}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, \vec{\rho}, t). \quad (7)$$

ここで、 $V_{2NF,ij}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$  は、 $(i, j)$ -ペアについての二体力であり、 $V_{3NF}(\vec{r}, \vec{\rho})$  が、求めたい三体力である。

上式から明らかなように、三体力を求めるためには、三体系に働く全相互作用から、二体力による寄与を差し引く必要がある。これについては、我々は parity-even の二体力のみを用いて三体力部分を同定する手法を開発してきた。具体的には、波動関数の bra ベクトルとして

$$\psi_S \equiv \frac{1}{\sqrt{6}} \left[ -p_\uparrow n_\uparrow n_\downarrow + p_\uparrow n_\downarrow n_\uparrow - n_\uparrow n_\downarrow p_\uparrow + n_\downarrow n_\uparrow p_\uparrow + n_\uparrow p_\uparrow n_\downarrow - n_\downarrow p_\uparrow n_\uparrow \right], \quad (8)$$

という波動関数を用いる。この波動関数は、任意の二体核子ペアについて、スピン・アイソスピン反対称であるため、空間部分是对称であることが保証され、これによって parity-odd 二体力の情報無しで三体力の効果を取り出せることになる。一般的に、格子 QCD での核力決定においては、parity-odd 二体力は parity-even 二体力に比べてシグナルが悪いため、上記の手法は、三体力を精度良く決定するためには重要となる。

さて、三体力の計算においては、波動関数  $\psi(\vec{r}, \vec{\rho}, t)$  を計算する必要がある。しかし、そのために必要な相関関数の計算には、Wick contraction と、color/spinor contraction という二種類の contraction を計算する必要があり、

その全体の計算コストは、クォークの数が増えるに従い、階乗 × 指数的に増大するため、極めて莫大な計算コストが必要となる。この問題に対しては、前年度において我々が開発した新しいアルゴリズム (unified contraction algorithm) を用いることで、計算コストを削減している。これは、Wick contraction と、color/spinor contraction を、統一的な contraction 空間で取り扱う手法であり、これにより、従来の計算手法では解らなかつた、冗長な計算を近似なしに省略することができ、例えば三体力の計算では、計算コストを  $1/192$  に激減させることができる。ただし、この手法では、プログラムの構造的に、キャッシュミスなどが起こりやすくなり、特に BG/Q などでは計算効率が下がるという問題があった。これに対して、今年度の研究では、計算コードの全面的なリファクタリングを行うことで、キャッシュミスの削減に成功し、BG/Q での計算効率が 10-15% と、前年度の約三倍の高速化に成功した。

格子 QCD 計算のセットアップとしては CP-PACS Collaboration によって生成され、ILDG/JLDG によって公開されている、 $N_f = 2$ ,  $\beta = 1.95$ ,  $1/a = 1.27 \text{ GeV}$ ,  $V = 16^3 \times 32$  ( $L = 2.5 \text{ fm}$ ),  $c_{sw} = 1.53$ ,  $m_\pi = 1.13, 0.93, 0.76 \text{ GeV}$  でのゲージ配位を用いて計算を行った。計算機としては、主として KEK BG/Q を用いたが、一部は KEK SR16000 や、YITP SR16000、T2K 等の計算機も用いた。これまでの我々の三体力計算は、 $m_\pi = 1.13 \text{ GeV}$  一点だけだったので、これによりクォーク質量依存性を調べることが出来る。Coulomb gauge fixing を行った上で、wall source の quark propagator を用いて計算している。今回、unified contraction algorithm の使用により、 $4 \leq (t-t_0)/a \leq 11$  という広い範囲での計算、および time-dependent HAL QCD method の採用が可能となっている点は重要である。三体系の量子数としては、triton channel を対象とし、空間配位については、linear-setup, すなわち、三核子が一直線上に並び、かつ一つの核子が重心の位置にあるような三次元配位での計算を行っている。

図 7 は、得られた三体力を、核子間の距離 (中心の核子から端の核子までの距離  $r_2$ ) に対してプロットしたものである。ここで三体力としては、scalar/isoscalar の形を用いた。 $r_2 \sim 0.3 \text{ fm}$  近傍において、近距離での斥力三体効果が得られていることが解る。また、 $m_\pi = 1.13, 0.93, 0.76 \text{ GeV}$  の結果を比較すると、この範囲では、クォーク質量依存性は弱いことが解る。ここで、従来、高密度核物質系などでは、近距離斥力三体力が、現象論的に必要とされていることを強調したい。

ただし、近距離における格子 QCD の計算結果については、一般に、格子の離散化誤差の影響を検証する必要がある。そのために、先の計算 (のうち、最もクォーク質量が重い場合) とほぼ同じ物理的な格子パラメータで、ただし格子間隔のみ約 50% 細かくした設定 ( $m_\pi = 1.16 \text{ GeV}$ ,  $L = 2.6 \text{ fm}$ ,  $1/a = 1.83 \text{ GeV}$ ) における計算を行った。こうして得られた格子間隔依存性

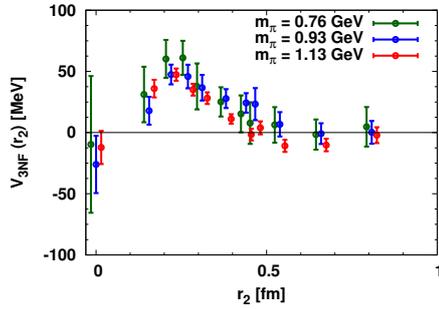


Figure 7: triton channel における scalar/isoscalar 三体力に対する計算結果。 $1/a = 1.27 \text{ GeV}$ ,  $m_\pi = 1.13, 0.93, 0.76 \text{ GeV}$  でのデータをプロット。(preliminary)

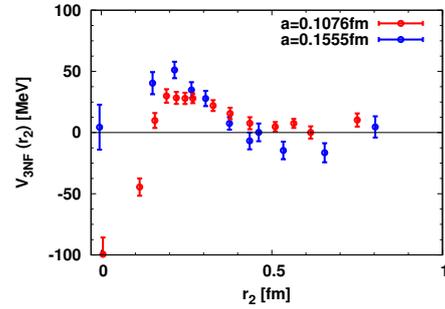


Figure 8: 三体力の格子間隔依存性についての計算結果。 $a = 0.1076 \text{ fm}$  ( $1/a = 1.83 \text{ GeV}$ ) と  $a = 0.1555 \text{ fm}$  ( $1/a = 1.27 \text{ GeV}$ ) のデータをプロット。(preliminary)

をプロットしたのが、図 8 である。(なお、特に  $1/a = 1.83 \text{ GeV}$  の場合で、やや大きな sink time 依存性が見られたので、図 7 に比べ、深い  $t - t_0$  を取っている。) これから、非常に近距離領域 ( $r_2/a \lesssim 1$ ) では、大きな格子間隔依存性が見られ、離散化による系統誤差が大きいことが解った。一方で、 $r_2 \sim 0.3 \text{ fm}$  においては、細かい格子間隔の場合でもやはり近距離斥力三体力が得られていることが解る。

今後は、PACS-CS ゲージ配位を用いることで、より軽いクォーク質量領域 ( $m_\pi = 0.57 - 0.70 \text{ GeV}$ )、より細かい格子間隔 ( $1/a = 2.18 \text{ GeV}$ ) の計算を進めていくことで、クォーク質量依存性・格子間隔依存性の研究を進めると共に、三核子系の空間配位依存性の研究も行っていく予定である。

## 6 結合チャンネル計算によるバリオン間相互作用

本研究の目的は、強い相互作用の基礎理論である QCD に基づきストレンジネス  $S = -1 \sim -4$  を含むバリオン系の相互作用について系統的な研究を行い、バリオン間相互作用の全容を明らかにする事である。Flavor  $SU(3)$  の世界に拡張されたバリオン間相互作用の深い理解は、ハイペロンを含んだ原子核に関する構造の詳細や、中性子星の中心部の構造、超新星爆発に至る天体核物理の一層の理解のために非常に重要である。

このように、バリオン間相互作用の研究は理論核物理の最重要課題であり、さまざまな相互作用モデルが提案されてきたが、基礎理論である QCD から

バリオン間相互作用を直接的に導出する事は困難とされてきた。また、実験的研究でもハイペロンの寿命の短さから直接散乱実験が困難であり、ハイペロン力に関しては未解明な部分が非常に多いという現状である。我々は、格子 QCD により求められる 2 粒子状態の NBS 波動関数の漸近状態が、QCD に基づいた散乱位相差を含む性質を利用し、波動関数から散乱位相差に忠実なポテンシャルを求める事に成功した。この研究は、ハドロン階層とクォーク・グルーオン階層の間のミッシングリンクを埋める重要な役割を果たしている。

本研究では、この手法をストレンジネスを含むバリオン間に拡張し、QCD に基づくバリオン間相互作用を引き出す事を可能にするものである。また、実験的に直接散乱実験が難しい系に関しても本研究により相互作用の導出が可能であり、J-PARC などの大規模実験施設で行われるバリオン散乱実験と相補的な立場になりうる可能性を持っている。

Flavor  $SU(3)$  が厳密な対称性として成り立っている場合、2 粒子系はこの対称性から決まる既約表現によって分類される。基底状態のバリオン (flavor octet) 間の相互作用を調べる際には

$$8 \otimes 8 = \underbrace{1 \oplus 8_s \oplus 27}_{\text{symmetric}} \oplus \underbrace{8_a \oplus 10 \oplus \overline{10}}_{\text{anti-symmetric}} \quad (9)$$

に分解され、バリオン間の相対軌道角運動量を  $S$ -波に限ると、相互作用はこの既約表現で完全に分類されることになる。この中で、 $1, 8_s, 8_a, 10$  が  $SU(3)$  への拡張により現れる表現であり、特に singlet ( $1$ ) は近距離でのパウリ排他律が働かず、強い引力効果により  $H$  ダイバリオンの存在が格子 QCD 計算により確認されている。

この対称性が破れると、それまで縮退していたバリオンやメソンがストレンジネスに特徴付けられる個性を持つ。また、2 粒子系を分類する既約表現間での混合が起こり、バリオン間力はさらに多様に変化し始める。この多様化の一方でバリオン間相互作用の中に flavor  $SU(3)$  対称性に従った関係がどの程度残されるのかという疑問が生じる。

本研究では、粒子基底で得られたバリオン間ポテンシャルに含まれる  $SU(3)$  既約表現基底でのポテンシャルを、ストレンジネス毎に抽出し、それらを比較する事により  $SU(3)$  対称性の破れに伴うポテンシャルの変化について議論を行った。

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 8_s \\ 27 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \Lambda\Lambda \\ N\Xi \\ \Sigma\Sigma \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} V_1 & \cdot & \cdot \\ \cdot & V_8 & \cdot \\ \cdot & \cdot & V_{27} \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} V_{\Lambda\Lambda}^{\Lambda\Lambda} & V_{N\Xi}^{\Lambda\Lambda} & V_{\Sigma\Sigma}^{\Lambda\Lambda} \\ V_{\Lambda\Lambda}^{N\Xi} & V_{N\Xi}^{N\Xi} & V_{\Sigma\Sigma}^{N\Xi} \\ V_{\Lambda\Lambda}^{\Sigma\Sigma} & V_{N\Xi}^{\Sigma\Sigma} & V_{\Sigma\Sigma}^{\Sigma\Sigma} \end{pmatrix} U^\dagger \quad (10)$$

この変換により、SU(3) 対称性の既約表現基底に対するポテンシャルを抽出する事が出来る。また、既約表現基底でのポテンシャル行列における非対角項を見る事により SU(3) 対称性の破れの大きさについても議論が可能となるが、この点については今回の報告では割愛する。

ここでは簡単のため、2つのチャンネルが結合している系の場合に計算概要を紹介する。結合チャンネルの Schödinger 方程式は、non-local ポテンシャルの微分展開で leading order だけを見ると、チャンネル  $\alpha, \beta$  に関する換算質量  $\mu$  と漸近運動量  $p$  を用いて次のように得られる。

$$\begin{pmatrix} V^\alpha_\alpha(\vec{r}) & V^\alpha_\beta(\vec{r})x \\ V^\beta_\alpha(\vec{r})x^{-1} & V^\beta_\beta(\vec{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\frac{\nabla^2}{2\mu_\alpha} - \frac{\partial}{\partial t})R^\alpha_{\mathcal{I}_1}(t, \vec{r}) & (\frac{\nabla^2}{2\mu_\beta} - \frac{\partial}{\partial t})R^\beta_{\mathcal{I}_1}(t, \vec{r}) \\ (\frac{\nabla^2}{2\mu_\alpha} - \frac{\partial}{\partial t})R^\alpha_{\mathcal{I}_2}(t, \vec{r}) & (\frac{\nabla^2}{2\mu_\beta} - \frac{\partial}{\partial t})R^\beta_{\mathcal{I}_2}(t, \vec{r}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R^\alpha_{\mathcal{I}_1}(t, \vec{r}) & R^\alpha_{\mathcal{I}_2}(t, \vec{r}) \\ R^\beta_{\mathcal{I}_1}(t, \vec{r}) & R^\beta_{\mathcal{I}_2}(t, \vec{r}) \end{pmatrix}^{-1} \quad (11)$$

ここで、 $x \equiv \exp(-(m_{\beta_1} + m_{\beta_2})t) / \exp(-(m_{\alpha_1} + m_{\alpha_2})t)$  を用いた。波動関数は、バリオンの局所演算子  $B(\vec{x}) = \epsilon^{abc}(q_a^T(x)C\gamma_5 q_b(x))q_c(x)$  を使って、以下のように定義される  $R$ -相関関数の中に含まれており、

$$R_{\mathcal{I}}^{B_1 B_2}(t, \vec{r}) = \sum_{\vec{x}} \frac{\langle 0 | B_1(t, \vec{x} + \vec{r}) B_2(t, \vec{x}) \bar{\mathcal{I}}(0) | 0 \rangle}{e^{-(m_1 + m_2)t}} \propto A_E \psi^{B_1 B_2}(\vec{r}, E) e^{-\tilde{E}t} \quad (12)$$

$$A_E \equiv \langle E | \bar{\mathcal{I}}(0) | 0 \rangle, \quad \tilde{E} \equiv E - m_1 - m_2 \quad (13)$$

を通じて計算されることになる。

バリオンの flavor 構造は  $u, d, s$  をそれぞれ、up, down, strange クォークとして以下のように定義される。

$$\begin{aligned} (S = 0, I = 1/2) & : p = udu \quad n = udd \\ (S = 1, I = 1) & : \Sigma^+ = -usu \quad \Sigma^0 = -(dsu + usd)/\sqrt{2} \quad \Sigma^- = -dsd \\ (S = 1, I = 0) & : \Lambda = -(dsu + sud - 2uds)/\sqrt{6} \\ (S = 2, I = 1/2) & : \Xi^0 = sus \quad \Xi^- = sds. \end{aligned}$$

この flavor 状態を掛け合わせることによって、求める 2 バリオン状態を作り出すことができる。

今回の研究では、PACS-CS Collaboration により生成された 格子間隔  $a = 0.0889\text{fm}$  ( $1/a = 2.19\text{GeV}$ ),  $V = 32^3 \times 48$  の  $N_f = 2 + 1$  ゲージ配位を用いて計算を行った。計算機としては、KEK BG/Q を用いた。表 6 には、今回計算に使用したゲージ配位に関するパラメータを載せた。実際の計算で

Table 1: 計算に用いたゲージ配位 (Iwasaki gauge action+ $O(a)$  improved Wilson quark action を用いて生成) に関するパラメータ。

Lattice parameters							
$\beta$	$\kappa_{ud}$	$\kappa_s$	$c_{SW}$	lattice size	$a$ [fm]	$L$ [fm]	$m_\pi$
1.90	0.13733	0.13675	1.715	$32^3 \times 48$	0.090	2.878	$\sim 510\text{MeV}$

は、Coulomb ゲージ固定を行った上で、wall source のクォーク伝搬関数を用い、source の位置 ( $t_0$ ) をずらしながら 48 source time slice 分の計算を行った。今回の報告では、このうち 4 source 分の計算結果を報告する。この研究結果から、バリオン相互作用の概観をつかむ事ができ、それらのクォーク質量依存性に関する議論が可能になる。

今回、我々は flavor SU(3) 対称性が破れたゲージ配位においてポテンシャルを計算した。以下では、ストレンジネス毎に  $t - t_0 = 11$  での波動関数を用いて計算された結合チャンネルポテンシャルの結果を示し議論を行う。

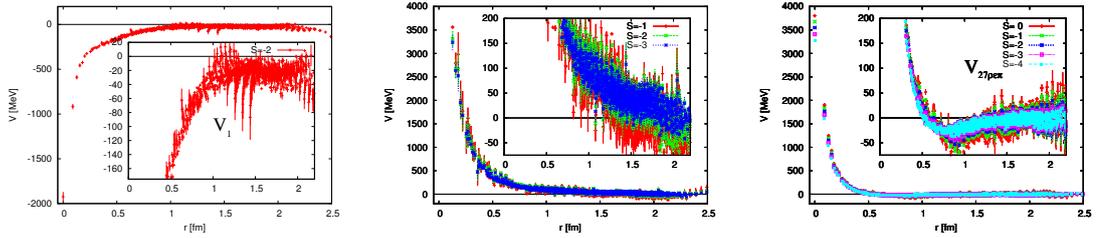


Figure 9: Flavor 対称系のポテンシャル。色の違いはポテンシャルのストレンジネスの違いを示す。

初めに flavor 対称状態のポテンシャルを SU(3) 既約表現基底で議論を行う。この状態は

$$1 \oplus 8_s \oplus 27 \quad (15)$$

で構成され、特に flavor 1 状態は束縛状態を持つほどの強い引力的ポテンシャルになっていると考えられている。一方、flavor  $8_s$  状態は構成子クォークとして見るとパウリ排他状態である事が分かり、この効果により短距離では強い斥力となると考えられている。核力は flavor 27 状態に含まれており、同じ

既約表現に含まれるポテンシャルは近距離で斥力芯を持ち、遠方で引力的に振る舞う性質を有していると考えられている。

実際に、これらのポテンシャルを格子 QCD 計算により導出した結果は図 9 にまとめられている。結果をみると、構成子クォーク模型で予想されたものと同様の振る舞いを示す事が確認できる。更に、これらのポテンシャルをストレンジネス毎に比べてみる。Flavor 1 はストレンジネス  $S = -2$  のみに存在し、これが  $H$  ダイバリオンの議論に関連する事になる。実際、このポテンシャルは束縛状態を持ち、これが  $H$  ダイバリオン状態の種となり  $T$ -行列に極を与える。SU(3) の破れに伴う閾値の変化に対応して、 $T$ -行列の極の位置が変化する事により、現実世界での  $H$  ダイバリオン状態の存在可能性を見る事ができる。Flavor  $8_s$  状態はストレンジネス  $S = -1, -2, -3$  で出現し、導出されたポテンシャルを比較すると、全て共通して強い斥力的な性質を持っている事が確認できる。この斥力の強さが、系のストレンジネスが増える毎に弱くなっている事を見る事ができる。Flavor 27 状態は核力と同様に近距離で斥力、長距離で引力とリウ振る舞いを示している。このポテンシャルのストレンジネス依存性を調べてみると、ストレンジネスが増える毎に近距離斥力が弱くなっていく事を確認する事ができる。一方で、長距離での引力はほとんど変化が見られない。

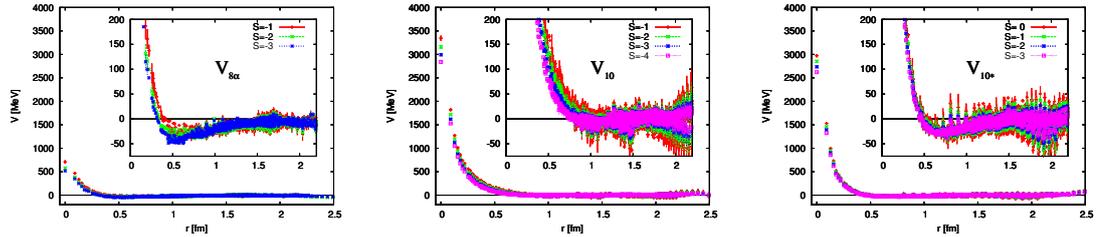


Figure 10: Flavor 反対称系のポテンシャル。色の違いはポテンシャルのストレンジネスの違いを示す。

次に Flavor 反対称状態のポテンシャルを SU(3) 既約表現基底で議論を行う。この状態は

$$8_a \oplus 10 \oplus \bar{10} \quad (16)$$

で構成される。再度、構成子クォーク模型の観点からこの系を見てみると、flavor  $8_a$  状態はパウリ排他律があまり働かず、強く引力的なポテンシャルになると考えられている。また、 $N-\Xi$  の  $I = 1$  状態は flavor  $8_a$  状態に直接対応している事から、非常に強い引力を持ちその束縛状態を作る可能性も議論さ

れている。一方、flavor 10 状態は構成子クォークとしてみると波動関数の大部分がパウリ排他状態である事になり、この効果により短距離では強い斥力であると考えられている。Flavor  $\bar{10}$  状態は核力と対応し、重陽子状態を作る。この類推から、同じ既約表現に属する状態が束縛状態を持つかどうかも議論の争点とされている。

格子 QCD 計算によるこれらのポテンシャルの結果は図 10 にまとめられている。この図から、各既約表現でのポテンシャルは構成子クォーク模型により期待される結果と非常に似ているといえる。まず、flavor  $8_a$  状態のポテンシャルを見ると、近距離での斥力が非常に弱いように見える。更に、引力の深さが flavor 1 状態をのぞいた他のどの既約表現のポテンシャルと比較しても、最も深い事が分かる。このように、強い引力ポテンシャルを持つ事を確認できた訳だが、このポテンシャルによる束縛状態を見つける事は出来なかった。Flavor 10 状態のポテンシャルは描画した全ての領域で斥力的に働いている事が確認できる。この斥力の強さは flavor 対称状態の  $8_s$  の場合と同様に、ストレンジネスの増加とともに弱くなっていく事が分かった。Flavor 10 状態のポテンシャルは、flavor 27 と同程度に深い引力ポケットを持っている事が分かるが、これも束縛状態を作るほど強いものではない事が分かった。

こうして、我々の手法により結合チャンネル方程式から各チャンネル間のポテンシャルの導出に成功したことにより、格子 QCD によるハドロン間力の全容解明へ向けた大きな飛躍であるといえる。

## 7 flavor SU(3) limit での対称・反対称 LS 力と負パリティセクタのハイペロン力

我々はこれまで、様々なハイペロン間相互作用を計算してきた。しかしながら、これらは正パリティの中心力とテンソル力に限られていた。こうなった理由は、これまで我々が使ってきた two-baryon source は、一種類の cubic group 不変な source function を使った計算に限られていたため、中間状態に  $J^P = 0^+$  と  $1^+$  の状態しか励起する事ができなかったためである。最近、NN セクタで、この制限を打ち破り、P-wave やもっと複雑な角運動量を持った状態も励起できるような two-baryon source を開発し、実際にそれを用いて、負パリティセクタの核力や LS 力の計算を開始した。(文献 [1] 参照) 今回は、この方法をハイペロンセクタに応用して、負パリティセクタのハイペロン力、特に対称および反対称 LS 力を求める。一度に計算が複雑化する事を避ける事と、ハイペロン力全体の大局的振舞を概観する事を目的として、今回は flavor SU(3) limit の計算から始める。

今回用いるゲージ配位は、CP-PACS/JLQCD collaboration により  $16^3 \times 32$  の格子上で生成された 2+1 flavor QCD ゲージ配位である [3]。このゲージ配位は、RG improved Iwasaki gauge action ( $\beta = 1.83$ ) と、 $O(a)$  improved Wilson quark action ( $C_{\text{SW}} = 1.761$ ) を用い、 $\kappa_{uds} = 0.1371$  を採用して生成された物である。この setup では、lattice spacing は、 $a = 0.121(2)$  fm ( $a^{-1} = 1630.58$  MeV)、lattice extension  $L \equiv 16a \simeq 1.9$  fm, Pseudo-scalar meson 質量  $m_{\text{PS}} = 1013(1)$  MeV、バリオン質量  $m_{\text{B}} = 2051(3)$  MeV となる。このゲージ配位では、バリオンの相対論的 dispersion relation が破れている。空間運動量  $\vec{k}$  の single baryon のエネルギーを  $E_{\text{B}}(\vec{k}^2)$  とし、 $E_{\text{B}}^2(\vec{k}^2)$  を原点において  $\vec{k}^2$  について滑らかな関数と仮定しよう。 $E_{\text{B}}^2(\vec{k}^2) = m_{\text{B}}^2 + \alpha \vec{k}^2 + O(\vec{k}^4)$  とテーラー展開すると、baryon 2 点関数の計算から  $m_{\text{B}} = 2040(4)$  MeV と  $\alpha = 0.905(16)$  が得られる。これらの値を用い相対論的 dispersion relation の破れに対応した“時間依存法”を用いる事で [2, 1]、ハイペロンポテンシャル逆構成の計算を進める。

スーパーコンピュータ Blue Gene/Q を用いて生成するのは、次の sink/source operator を使った  $4 \times 4$  matrix correlator である。

$$C_{\alpha\beta;\alpha'\beta'}^{i,j}(\vec{x} - \vec{y}, t; \vec{p}) \equiv \langle 0 | T [ O_{\alpha\beta}^{(i)}(\vec{x}, t, \vec{y}, t) \bar{J}_{\alpha'\beta'}^{(j)}(\vec{p}) ] | 0 \rangle. \quad (17)$$

まず、sink 側で用いる  $O^{(i)}(\vec{x}, t, \vec{y}, t)$  は、次のように定義する。

$$\begin{aligned} O_{\alpha\beta}^{(1)}(x, y) &\equiv \epsilon_{c_1 c_2 c_3} [u_{c_1}^T(x) C \gamma_5 d_{c_2}(x)] d_{c_3\alpha}(x) \cdot \epsilon_{c_4 c_5 c_6} [s_{c_4}^T(y) C \gamma_5 u_{c_5}(y)] d_{c_6\beta}(y) \\ O_{\alpha\beta}^{(2)}(x, y) &\equiv \epsilon_{c_1 c_2 c_3} [u_{c_1}^T(x) C \gamma_5 d_{c_2}(x)] u_{c_3\alpha}(x) \cdot \epsilon_{c_4 c_5 c_6} [u_{c_4}^T(y) C \gamma_5 d_{c_5}(y)] s_{c_6\beta}(y) \\ O_{\alpha\beta}^{(3)}(x, y) &\equiv \epsilon_{c_1 c_2 c_3} [u_{c_1}^T(x) C \gamma_5 d_{c_2}(x)] u_{c_3\alpha}(x) \cdot \epsilon_{c_4 c_5 c_6} [d_{c_4}^T(y) C \gamma_5 s_{c_5}(y)] u_{c_6\beta}(y) \\ O_{\alpha\beta}^{(4)}(x, y) &\equiv \epsilon_{c_1 c_2 c_3} [u_{c_1}^T(x) C \gamma_5 d_{c_2}(x)] u_{c_3\alpha}(x) \cdot \epsilon_{c_4 c_5 c_6} [s_{c_4}^T(y) C \gamma_5 u_{c_5}(y)] d_{c_6\beta}(y). \end{aligned}$$

source 側で用いる  $\bar{J}^{(i)}(\vec{p})$  は、次のように定義する。

$$\begin{aligned} \bar{J}_{\alpha\beta}^{(1)}(\vec{p}) &\equiv \sum_{x_1, \dots, x_6} \epsilon_{c_1 c_2 c_3} [\bar{u}_{c_1}(x_1) C \gamma_5 \bar{d}_{c_2}^T(x_2)] \bar{d}_{c_3\alpha}(x_3) \cdot \epsilon_{c_4 c_5 c_6} [\bar{s}_{c_4}(x_4) C \gamma_5 \bar{u}_{c_5}^T(x_5)] \bar{d}_{c_6\beta}(x_6) \cdot e^{i\vec{p} \cdot (\vec{x}_3 - \vec{x}_6)} \\ \bar{J}_{\alpha\beta}^{(2)}(\vec{p}) &\equiv \sum_{x_1, \dots, x_6} \epsilon_{c_1 c_2 c_3} [\bar{u}_{c_1}(x_1) C \gamma_5 \bar{d}_{c_2}^T(x_2)] \bar{u}_{c_3\alpha}(x_3) \cdot \epsilon_{c_4 c_5 c_6} [\bar{u}_{c_4}(x_4) C \gamma_5 \bar{d}_{c_5}^T(x_5)] \bar{s}_{c_6\beta}(x_6) \cdot e^{i\vec{p} \cdot (\vec{x}_3 - \vec{x}_6)} \\ \bar{J}_{\alpha\beta}^{(3)}(\vec{p}) &\equiv \sum_{x_1, \dots, x_6} \epsilon_{c_1 c_2 c_3} [\bar{u}_{c_1}(x_1) C \gamma_5 \bar{d}_{c_2}^T(x_2)] \bar{u}_{c_3\alpha}(x_3) \cdot \epsilon_{c_4 c_5 c_6} [\bar{d}_{c_4}(x_4) C \gamma_5 \bar{s}_{c_5}^T(x_5)] \bar{u}_{c_6\beta}(x_6) \cdot e^{i\vec{p} \cdot (\vec{x}_3 - \vec{x}_6)} \\ \bar{J}_{\alpha\beta}^{(4)}(\vec{p}) &\equiv \sum_{x_1, \dots, x_6} \epsilon_{c_1 c_2 c_3} [\bar{u}_{c_1}(x_1) C \gamma_5 \bar{d}_{c_2}^T(x_2)] \bar{u}_{c_3\alpha}(x_3) \cdot \epsilon_{c_4 c_5 c_6} [\bar{s}_{c_4}(x_4) C \gamma_5 \bar{u}_{c_5}^T(x_5)] \bar{d}_{c_6\beta}(x_6) \cdot e^{i\vec{p} \cdot (\vec{x}_3 - \vec{x}_6)}, \end{aligned}$$

ここで、空間運動量  $\vec{p}$  は、座標軸に平行・反平行な 6 つを使う。これにより、 $J^P = 0^-, 1^-, 2^-$  に対応する cubic group の既約表現に対応する角運動量

を励起する事が可能である。flavor 既約表現では、flavor 1 を除くすべての既約表現  $27 \oplus 10 \oplus 10^* \oplus 8$  を調べる事ができる。スーパーコンピュータ上で、 $4 \times 4$  matrix correlator を生成しておけば、これらのすべての既約表現に対応する baryon 4 点関数を workstation 上で生成できる。(ルートダイアグラムで、 $I_z = 0, Y = 0$  に対応する点で、sink/source operator を作ると、flavor 1 表現まで含めて、すべてを調べる事ができた。しかしながら、計算量が倍になるため、今回に限っては結果に到達する速度を優先し、flavor 1 セクタは見送った。今後の体積を広げた計算において、これらすべての flavor 既約表現でのハイペロンポテンシャルを求める予定である。)

Fig. 11 に、逆構成された負パリティセクタのハイペロンポテンシャルを載せる。

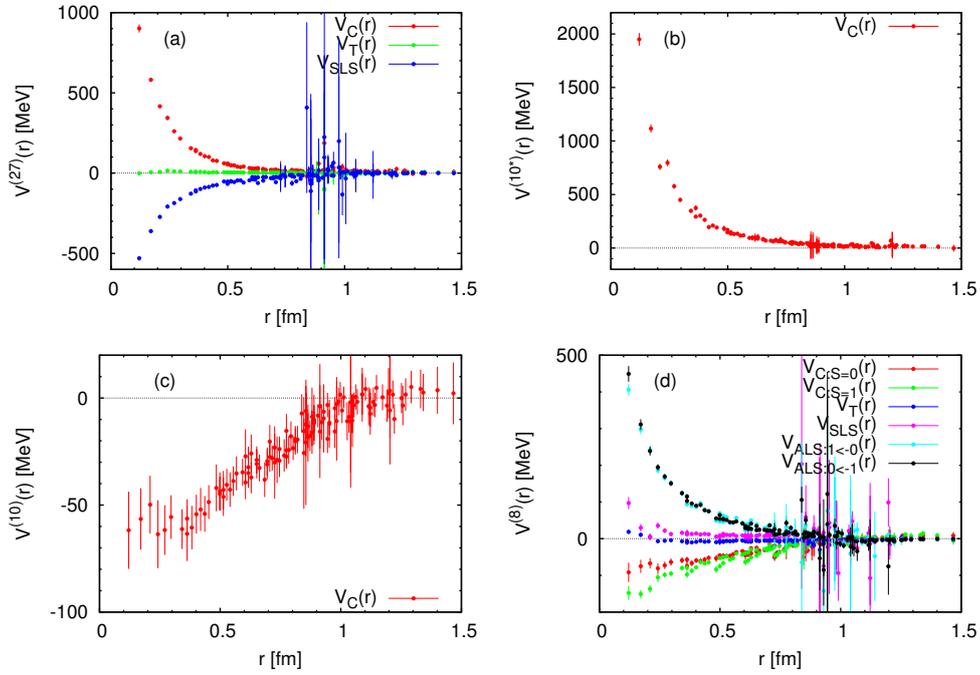


Figure 11: 各 flavor 既約表現での負パリティハイペロンポテンシャル。(a) 27, (b)  $10^*$ , (c) 10 and (d) 8.

最初に、flavor 既約表現 27 を見てみよう。このチャンネルの負パリティセクタは、spin triplet 成分のみからなる。微分展開 1 次までのポテンシャルは次のように表される。

$$V^{(27)}(\vec{r}, \vec{\nabla}) \simeq V_{C;S=1}^{(27)}(r) \mathbb{P}^{(S=1)} + V_T^{(27)}(r) S_{12} + V_{SLS}^{(27)}(r) \vec{L} \cdot \vec{S}_+ \quad (19)$$

ここで、 $\mathbb{P}^{(S=1)} \equiv (3 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)/4$  は、spin-triplet セクタへの projection operator であり、 $S_{12} \equiv 3(\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_1)(\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_2) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$  は通称 tensor operator であり、 $\vec{S}_+ \equiv (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)/2$  は total spin operator である。これらのポテンシャルを、 $J^P(2S+1L_J) = 0^-(^3P_0), 1^-(^3P_1), 2^-(^3P_2)$  に対応する two-baryon source を用いて計算して求める。flavor 27 セクタ (負パリティ) は、spin triplet の核力 (負パリティ) に対応する事に注意しよう。結果は Fig. 11(a) である。文献 [1] に見られるのと定性的におなじ振るまいが見られる。(1) 中心力は近距離で斥力芯を持つ。(2) テンソル力の符号は正であり、その強さは弱い。(3) LS 力の符号は負であり、その強さは非常に強い。

次に、flavor 既約表現  $10^*$  and  $10$  を見てみよう。このチャンネルの負パリティセクタは、spin singlet 成分のみからなる。微分展開 1 次までのポテンシャルは次のように表される。

$$V^{(R)}(\vec{r}, \vec{\nabla}) \simeq V_{C;S=0}^{(R)}(r) \mathbb{P}^{(S=0)} \quad \text{for} \quad R = 10^*, 10 \quad (20)$$

ここで、 $\mathbb{P}^{(S=0)} \equiv (1 - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)/4$  は、spin-singlet セクタへの projection operator である。このポテンシャルを、 $J^P(2S+1L_J) = 1^-(^1P_1)$  に対応する two-baryon source を用いて計算して求める。flavor 既約表現  $10^*$  の結果は Fig. 11(b) に、flavor 規約表現  $10$  の結果は Fig. 11(c) に載せた。flavor 規約表現  $10^*$  (負パリティ) は、spin-singlet の核力 (負パリティ) に対応する。中心力は近距離で斥力芯を持っている。flavor 規約表現  $10$  (負パリティ) は、負パリティの  $\Sigma N(I=3/2)$  ポテンシャルに対応する。この中心力は、近距離の斥力芯を持っていない。これは quark 模型による予言と consistent である。

最後に flavor 規約表現  $8$  を見てみよう。このチャンネルは、spin singlet 成分と triplet 成分の両方からなり、この二つが反対称 LS 力により結合するという興味深いチャンネルである。微分展開 1 次までのポテンシャルは次のように表される。

$$V^{(8)}(\vec{r}, \vec{\nabla}) \quad (21)$$

$$\simeq V_{C;S=0}^{(8)}(r) \mathbb{P}^{(S=0)} + V_{C;S=1}^{(8)}(r) \mathbb{P}^{(S=1)} + V_T^{(8)}(r) S_{12}(\hat{r}) + V_{SLS}^{(8)}(r) \vec{L} \cdot \vec{S}_+ + V_{ALS}^{(8)}(r) \vec{L} \cdot \vec{S}_-,$$

ここで、 $\vec{S}_- \equiv (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2)/2$  を導入した。 $V_{SLS}^{(8)}(r)$  は、対称 LS ポテンシャルであり、 $V_{ALS}^{(8)}(r)$  は、反対称 LS ポテンシャルである。これらのポテンシャルを、 $J^P(2S+1L_J) = 0^-(^3P_0), 1^-(^3P_1), 1^-(^1P_1), 2^-(^3P_2)$  に対応する two-baryon source を使って計算して求める。結果は Fig. 11(d) にある。(1) 中心力は二つとも (spin-singlet と spin-triplet)、斥力芯を持たない。これは quark 模型による予言と consistent である。(2) 対称 LS 力とテンソル力は弱い。(3) 反対称 LS 力は、かなり強く、flavor 27 表現の LS 力に匹敵する強さを持つ。

負パリティセクタの  $\Lambda N$  間ポテンシャルは、flavor 規約表現 27、 $10^*$ 、8 のポテンシャルを次の要領で線形結合を取る事により得られる。

$$V_{\Lambda N} = \left( \frac{1}{2} V_{C;S=0}^{(10^*)}(r) + \frac{1}{2} V_{C;S=0}^{(8)}(r) \right) \mathbb{P}^{(S=0)} + \left( \frac{9}{10} V_{C;S=1}^{(27)}(r) + \frac{1}{10} V_{C;S=1}^{(8)}(r) \right) \mathbb{P}^{(S=1)} \quad (22)$$

$$+ \left( \frac{9}{10} V_T^{(27)}(r) + \frac{1}{10} V_T^{(8)}(r) \right) S_{12} + \left( \frac{9}{10} V_{SLS}^{(27)}(r) + \frac{1}{10} V_{SLS}^{(8)}(r) \right) \vec{L} \cdot \vec{S}_+ + \frac{1}{2\sqrt{5}} V_{ALS}^{(8)}(r) \vec{L} \cdot \vec{S}_-$$

結果を Fig. 12 にあげる。対称 LS 力の符号は負であり、その強さは強い。

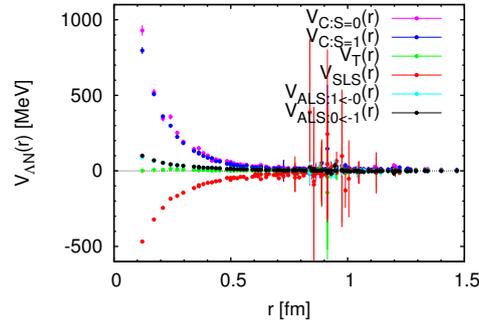


Figure 12:  $\Lambda N$  potential

flavor 規約表現 27 の対称 LS 力が 90% を構成しており、これはほぼ NN セクタの LS 力であるため、当然の結果といえる。これに対して、反対称 LS 力の符号は正であるが、その強さは弱い。反対称 LS 力は 100% flavor 規約表現 8 から来た物で、元々は NN セクタの LS 力並みの強さを持っていたのだが、 $\Lambda N$  セクタに変換した際の Clebsch-Gordan factor  $\frac{1}{2\sqrt{5}}$  によって、著しく弱められた物である。現象論的に、負パリティセクタの  $\Lambda N$  間ポテンシャルにおいて、対称 LS 力と反対称 LS 力の相殺が、ハイパー核の励起スペクトルから期待されている。(文献 [4, 5, 6] 参照) 我々の結果はそのまま解釈すると、対称 LS 力と反対称 LS 力で、符号は相殺する方向にでているが、相殺の強さは弱いという結論になる。ここで、flavor SU(3) limit の世界と、flavor SU(3) の対称性が破れた世界では、相当に状況が異なり得る事に注意すべきである。 $\Sigma N$  間の反対称 LS 力は、 $\Lambda N$  間の物の 3 倍の強さがあるが、flavor SU(3) limit では、これらが等価に効いてくる。 $\Sigma N$  の方に流れた強さを“取り戻す”ような可能性について現在考察中である。今後の進展に期待して欲しい。

## References

- [1] K. Murano, N. Ishii, S. Aoki, T. Doi, T. Hatsuda, Y. Ikeda, T. Inoue and H. Nemura *et al.*, arXiv:1305.2293 [hep-lat].
- [2] N. Ishii *et al.* [HAL QCD Collaboration], Phys. Lett. B **712** (2012) 437.
- [3] T. Ishikawa *et al.* [JLQCD Collaboration], Phys. Rev. D **78** (2008) 011502.
- [4] H. Akikawa, S. Ajimura, R. E. Chrien, P. M. Eugenio, G. B. Franklin, J. Franz, L. Gang and K. Imai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 082501.
- [5] S. Takeuchi, O. Morimatsu, Y. Tani and M. Oka, Prog. Theor. Phys. Suppl. **137** (2000) 83.
- [6] T. A. Rijken, V. G. J. Stoks and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **59** (1999) 21.