



Title	格子QCD計算によるハドロン間相互作用およびハドロン構造の解明にむけて
Author(s)	池田, 陽一
Citation	サイバーメディアHPCジャーナル. 2014, 4, p. 23-25
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/70479
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

格子QCD計算によるハドロン間相互作用およびハドロン構造の解明にむけて

池田 陽一

理化学研究所 仁科加速器研究センター

1 QCDとハドロン間相互作用

原子核・ハドロン物理の素粒子基礎理論は強い相互作用を記述する量子色力学 (QCD) であると考えられている。強い相互作用ならびに、電磁気力、弱い相互作用を含めた素粒子標準模型はこれまで多くの成功を収めている。一方で、素粒子より大きなスケールの世界において、これらの力が一体どのように示現しているのかという問いは、現在でも非常に大きな謎として残っている。例えば、原子核物理の礎を与える核力は、これまで現象論的に実験で得られた散乱位相差を再現するように構築されてきた。遠方 ($r \simeq 2\text{fm}$) における湯川のパイオン交換力、中間距離 ($r \simeq 1\text{fm}$) におけるパイオンより重たい中間子交換力、近距離 ($r \simeq 0.5\text{fm}$) の斥力というように決められてきた。

しかしながら、現代的な視点では、核子やハドロンはそもそも素粒子ではなく、クォーク・グルーオンの複合粒子であることが分かっており、QCD を基礎としてどのように核力が理解されるかという問いに答える必要がある。さらに、ストレンジおよびチャームクォークを含む系では実験データが足りない、または存在しないことがあり、現象論的核力のような相互作用の決定方法は困難となるため、QCD からハドロン間の相互作用を導出することは、今後の原子核・ハドロン物理に大きなインパクトをもたらすとともに、急務の課題と言える。

本稿では、大阪大学核物理研究センターの全国共同利用における、大規模数値計算によって大きな進展をとげている格子 QCD シミュレーションを用いたハドロン間相互作用ならびにハドロン構造を解明するための試みについて紹介する。上に述べたように、QCD 第一原理計算によるハドロン間相互作用の決定は、原子核・ハドロン物理に対して素粒子標準模型からの基礎付けを与えることになる。これらの研究の最新の成果について紹介すると共に、今後の展望についての解説も行う。

2 ハドロン間“ポテンシャル”の定式化

QCD から厳密にハドロン間相互作用を計算するにはどうすればよいであろうか。ここでそもそも問題となるのが、ハドロン間相互作用をどう定義すれば良いか解らないという点である。QCD のような場の量子論においては、仮想的な粒子・反粒子の対生成・消滅が無限に起こっており、通常、相互作用を定義する時に必要な、ハドロン間の距離といった類の概念が明確に定義できないためである。この問題に対する解決方法は、石井・青木・初田によって与えられ [1]、その後の発展と共に HAL QCD 法¹と名付けられた [2]。この方法では、ポテンシャルを直接定義するのではなく、まず散乱問題を考え、相互作用を特徴付ける散乱位相差を通して、ハドロン間相互作用を“ポテンシャル”の形で定義するというものである。散乱位相差そのものは観測量なので、場の量子論でも明確に定義できることがポイントである。以下、実際にどのようにしてポテンシャルを定義するのか、具体的に見ていく。

定式化のスタート地点は同時刻の Nambu-Bethe-Salpeter (NBS) 波動関数である：

$$\psi_k(\vec{r}, t) = \langle 0 | \phi_1(\vec{r}/2, t) \phi_2(-\vec{r}/2, t) | W_k \rangle . \quad (1)$$

ここで、 $\langle 0 |$ 、 $| W_k \rangle$ はそれぞれ QCD の真空と相対論的エネルギー W_k (運動量が $\vec{k}$) の二粒子の散乱状態を表す。この NBS 波動関数は、相互作用が無視できるほど小さくなるような、二粒子間の距離が大きくなる領域においてヘルムホルツ方程式を満たす。このため、軌道角運動量 l の NBS 波動関数は次の漸近形を持つことが示される：

$$\psi_k^{(l)}(r, t) \propto \frac{\sin(kr - l\pi/2 + \delta(W_k))}{kr} \cdot e^{-iW_k t} . \quad (2)$$

$\delta(W_k)$ はエネルギー W_k での散乱位相差である。つまり、場の理論で定義される NBS 波動関数は、量子力学

¹Hadron to Atomic nuclei from Lattice QCD collaboration の略称。

の波動関数と形式的に全く同様の形になっており、場の理論における散乱位相差の情報をもつNBS波動関数を介して、ポテンシャルが決定できることを示している。実際、エネルギーに依らないポテンシャル $U(\vec{r}, \vec{r}')$ は Schrödinger 方程式

$$2\mu \int d\vec{r}' U(\vec{r}, \vec{r}') \psi_k(\vec{r}', t) = (\nabla^2 + \vec{k}^2) \psi_k(\vec{r}, t) , \quad (3)$$

により決定される。ここで $\mu = (m_1 + m_2)/m_1 m_2$ は二粒子の換算質量である。

格子 QCD シミュレーションにおいては、ポテンシャルを求める際の系統誤差などをうまくコントロールするために、 $R(\vec{r}, t) \equiv \sum_k \psi_k(\vec{r}, t) / \exp[-(m_1 + m_2)t]$ を定義し、時間依存型の Schrödinger 方程式

$$\int d\vec{r}' U(\vec{r}, \vec{r}') R(\vec{r}', t) \simeq \left(-\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\nabla^2}{2\mu}\right) R(\vec{r}, t) , \quad (4)$$

から決定される [3]²。一般に QCD により定義されるポテンシャル $U(\vec{r}, \vec{r}')$ は非局所形をしている。この非局所ポテンシャルを微分展開することで、中心力、テンソル力、スピン・軌道力などを順次決定していくことができる。

3 チャーム・クォーク物理への応用

HAL QCD 法を用いたチャーム・クォークを含む物理系への応用について解説する。チャーム・クォークの物理は、J-PARC、Belle などの日本の加速器実験ならびに BES、GSI など世界の加速器実験でも調べられるハドロン物理学の主要なテーマである。特に、クォーク模型で良く再現される通常のハドロンとは異なるエキゾチック・ハドロンが実験的に報告される事例が多々あり、こうしたエキゾチック・ハドロンの構造の計算や未知の粒子の予言は急務の理論的課題となっている。ここでは、チャーム・クォークを含むクォーク四個が最低含まれるようなテトラクォーク T_{cc} の格子 QCD シミュレーションを用いた解析を紹介する。

T_{cc} はチャーム・クォークを二個含み軽い $\bar{u}$ 、 $\bar{d}$ 反クォークを最低二個含むようなエキゾチック・ハドロンの候補である。 T_{cc} はクォーク模型のより予言され [4]、強い相互作用によって DD および DD^* といった中間子の閾値への崩壊が許されない束縛状態となることが期待されている。未だ実験研究により確認はされていないが、もし存在すれば、チャーム・クォークのスペクトルとロスコピーに非常にインパクトをもたらすものである。特に、クォーク模型の予言では、 $\bar{u}\bar{d}$ のア

イソスピン 0 ($I = 0$) のスカラー・ダイクォークに強い引力が働くとされており、ハドロン内部のカラー自由度ならびに相互作用を T_{cc} の構造から解析できる可能性がある。一方、 $\bar{u}\bar{d}$ の $I = 1$ は斥力であるために、 T_{cc} が存在するのであれば、 $I = 0$ であるとされている [5]。本研究では、 T_{cc} の存在の可能性を、 $I = 0$ 、1 の DD および DD^* の数値散乱実験を格子 QCD により行い、ポテンシャルを導出することで探った [6]。

図 1 に $I = 0$ チャンネルの S 波の DD^* (スピン・パリティ $J^\pi = 1^+$ チャンネル) のポテンシャルを、本研究で用いられたパイオン質量 $M_\pi = 410, 570, 700 \text{ MeV}$ の場合において示す。格子 QCD シミュレーションにおいても、クォーク模型の予言と同じくして、強い引力のポテンシャルが得られた。

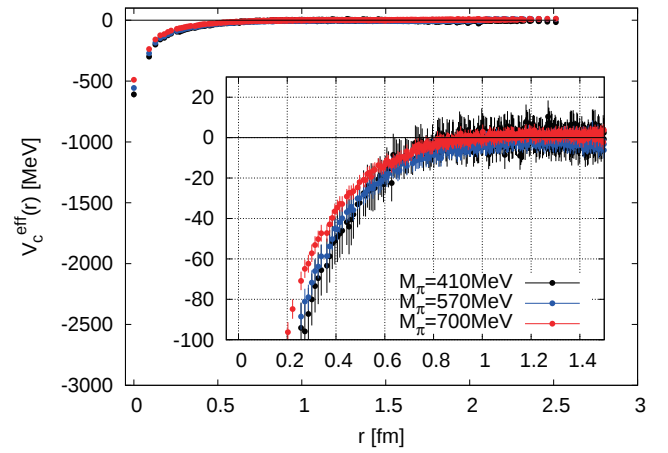


図 1: $I = 0$ チャンネルにおける S 波 DD^* ポテンシャル。シミュレーションに用いられたパイオン質量の依存性もともに示す。

図 2 に $I = 1$ チャンネルの S 波の DD と DD^* (スピン・パリティ $J^\pi = 0, 1^+$ チャンネル) のポテンシャルを示す。 $I = 1$ のチャンネルにおいても、クォーク模型の予言のように斥力のポテンシャルが得られた。以上から、格子 QCD シミュレーションの結果は $\bar{u}\bar{d}$ のダイクォークの相関により理解されると言える。

$I = 0$ チャンネルは引力ポテンシャルのため、束縛状態 (T_{cc}) が存在するかどうかを調べるのは興味深い。既に、ポテンシャルが格子 QCD により計算されているので、このポテンシャルを用いて Schrödinger 方程式を解くことで散乱位相差の計算ができる。束縛状態が存在する場合には、準位反発のため散乱位相差が引力ポテンシャルであっても斥力的に見える。図 3 に散乱位相差の計算結果を示す。図 3 は明らかに散乱位相差が正の値となっていることを示している。これは、散乱位相差が引力的であることの証拠であり、束縛状態の T_{cc} が存在していないことを意味する。

²相対論的な補正項に関しては無視した。

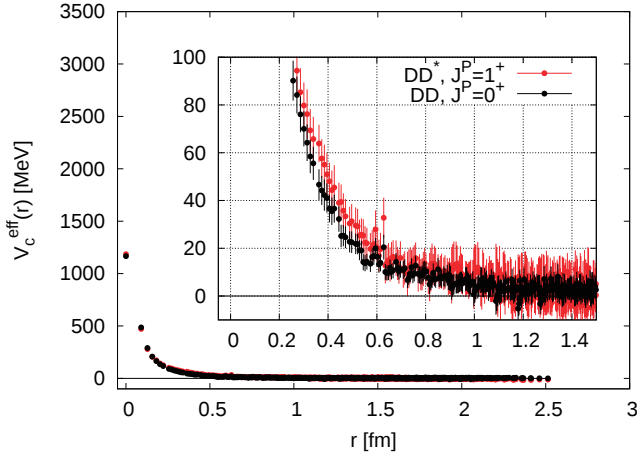


図 2: $I = 0$ チャンネルにおける S 波 DD^* ポテンシャル。パイオン質量が $M_\pi = 410\text{MeV}$ の結果を示す。

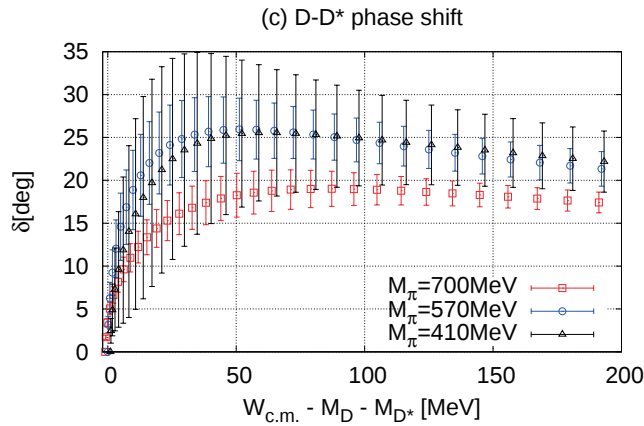


図 3: $I = 0$ チャンネルにおける S 波 DD^* 散乱位相差の散乱エネルギー依存性。シミュレーションに用いられたパイオン質量の依存性もともに示す。

本研究から、クォーク模型により予言されるダイクォーク相関が QCD の予言と定性的に一致していることが理解された。しかし一方で、格子 QCD シミュレーションから T_{cc} の存在は確認されなかった。 T_{cc} が本当に存在するかを決定するには、クォーク質量が現実的な格子 QCD シミュレーションが必要であり、今後の課題である。

4 おわりに

本稿で大阪大学核物理研究センターの全国共同利用におけるスーパーコンピュータ SX を用いた、格子 QCD シミュレーションを用いたエキゾチック・ハドロンの解析方法を紹介してきた。現在、格子 QCD シミュレーションは新たな局面を迎えている。一つには、大阪大学核物理研究センターは Japan Lattice Data

Grid(JLDG)[7] のフロントエンドとして機能しており、JLDG に登録すれば、誰でも格子 QCD シミュレーションを始めることが可能であり、初学者でも利用しやすい環境にある。さらに、近年の格子 QCD シミュレーションのアルゴリズムの発展にともない、現実的クォーク質量での計算が可能となりつつある。

大阪大学核物理研究センターの全国共同利用におけるスーパーコンピュータ SX は、比較的自由に使用することが可能である。特に、研究成果をあらかじめ予想することが難しい新しい発想を見いだす研究の計算において、自由に利用できる環境が日本にあることは大変好ましく、著者自身も非常に有り難く感じる。また、今後 SX-ACE が導入され計算パフォーマンスの大幅な向上も期待され、現実的なクォーク質量での格子 QCD シミュレーションも可能となることもうれしい限りである。さらに、外川浩章氏からの利用者に対するお知らせやメンテナンス、問題があった際の迅速な対応とともに、信頼できる使用環境を構築して頂いていることにも感謝したい。今後も、新しい研究を促すことのできる、現在のような運用をして下さることを切に希望している。

参考文献

- [1] N. Ishii, S. Aoki and T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 022001; S. Aoki, T. Hatsuda and N. Ishii, Prog. Theor. Phys. **123** (2010) 89.
- [2] S. Aoki *et al.* [HAL QCD Collaboration], PTEP **2012** (2012) 01A105.
- [3] N. Ishii *et al.* [HAL QCD Collaboration], Phys. Lett. B **712** (2012) 437.
- [4] H.J. Lipkin, Phys. Lett. **B 172** (1986) 242; S. Zouzou, B. Silvestre-Brac, C. Gignoux and J. M. Richard, Z. Phys. C **30** (1986) 457.
- [5] S. H. Lee and S. Yasui, Eur. Phys. J. C **64** (2009) 283; T. F. Carames, A. Valcarce and J. Vijande, Phys. Lett. B **699** (2011) 291.
- [6] Y. Ikeda *et al.* [HAL QCD Collaboration], Phys. Lett. B **729** (2014) 85.
- [7] Japan Lattice Data Grid, <http://www.jldg.org>