クォーク模型バリオン相互作用と少数粒子系物理

京都大学大学院理学研究科　藤原義和[1]

Abstract: 近年発見されたペンタ・クォークと思われる状態の崩壊幅について議論したのち、現実的クォーク模型バリオン間相互作用を用いた三体 Faddeev 計算の最近の進展について述べる。

1. ペンタ・クォークについて

一般にバリオンの基底状態と言われるものは三粒子対称な S 波空間波動函数とスピン・フレイバー波動函数、及び三粒子反対称なカラー波動函数の積からなる $3q$ 状態であるが、従来広く用いられて来たバリオン間相互作用を記述する中間子 (メソン) も $q\bar{q}$ の束縛状態であり、中間子交換模型は QCD の低エネルギー極限における有効模型であると解釈される。こうした単純なクォーク描像が、今や高度に精密化しているバリオン間相互作用の理解とどの様に結びついているのか、という疑問はいまだ十分に解明されていない。更に、近年 $3q$ や $q\bar{q}$ 状態以外に $q^4\bar{q}$ 配位をもつペンタ・クォークと呼ばれる状態が実験的に見つかった [1] というニュースによって、現在一般に受け入れられている強い相互作用の基本的理解が本当に正しいのかどうかという問題に再び大きな光があてられている。

我々は、この 10 年近くにわたって、単純なクォーク描像に基く自然で精密なバリオン間相互作用の記述を目指して研究を進めて来たが、それがペンタ・クォーク状態の存在によってどの様な影響を受けるかは大いに興味のあるところである。そこで、もしペンタ・クォークが存在するとすれば、それが現在のバリオン・メソン構造の理解にどの様な影響を与えるかをグルオンの効果をクォーク間のポテンシャルの形で取り込んだ構成子クォーク模型の枠内で考えてみたい。

まず、ここで言うペンタ・クォークとは Jaffe-Wilczek [2] が言うところの $(ud)^2\bar{s}$ P-波、かつ positive parity の exotic baryon 状態であると定義しておく。その様な状態が存在可能な事はクォーク模型提唱のはじめから言われており、岩波物理学選書にある、小川・沢田・中川による「素粒子の複合模型」という書物にも exotics として紹介されている。exotics とは $3q$, $q\bar{q}$ 以外の color singlet 状態をいう。長年探索が続いている H 粒子もある特殊な量子数を持つ q^6 状態の exotics であるし、一時流行となった di-baryon 状態や、存在するとすれば compact な陽子・反陽子束縛状態 $(q^3\bar{q}^3)$、あるいはスカラー中間子の主要な成分であると思われる $(q\bar{q})^2$ 状態も exotics である。その様な状態は現在の standard model の枠内で当然許される状態であり、その意味で、これまで知られていた $3q$, $q\bar{q}$ 以外の新しいタイプのクォーク束縛状態が見つかったとすれば大変喜ばしい事である。しかしながら、その様な状態が現在の素朴な構成子クォーク模型の枠内で議論することが出来るかどうかは全く自明の事ではない。問題の根底には、我々がクォーク多体系を記述するハミルトニアンを実は知らないという深刻な問題が存在する。それは、例え QCD Lagrangian を知っていても重陽子や原子核の性質を正確に予言できないという事と似ている。従って、例えこれまでのバリオンやメソンの大まかな性質を記述する有効ハ

[1]E-mail address: fujiwara@ruby.scphys.kyoto-u.ac.jp

ミルトニアンがあったとしても、それを $(ud)^2\bar{s}$ 系に適用して正確に解きさえすればよいというものでもない。そのような有効ハミルトニアンは実は無数に存在するからである。また、従来のバリオンやメソンの記述も構成子クォーク模型で説明できないものもまだ数多くある。更に例えそれが出来たとしても、こうした強い相互作用をする系の動力学は考えうるすべてのバリオン-メソン配位との結合を考慮に入れて初めて現実的な記述が可能なことは、原子核研究の長い歴史のなかで我々が学んできた教訓である。

ペンタ・クォークの問題を構成子クォーク模型の枠内で考えると、1) 1540 MeV という低い位置にある positive parity 状態であること、2) nK^+ への崩壊幅が 20 MeV 以下と小さいこと、が難題である。もしそれが $(3q)(q\bar{q})$ の S-波状態であるとしたら、negative parity 状態でなければならないし、そうすれば nK^+ チャンネルへの崩壊幅は強い相互作用に典型的な 100 MeV 以上の幅を持つ筈である。その様な状態はバリオンと中間子の分子的共鳴状態であって exotic baryon とは呼べない。Jaffe-Wilczek の $(ud)^2\bar{s}$ P-波、かつ positive parity という構造は魅力的ではあるが、それは di-quark picture の仮定に基づいており、スピンゼロ、アイソスピンゼロという (ud) クラスターは、Jaffe 自身が認めるようにハドロン内でのクォークの一体場運動という描像からは自然には出てこない。また、適当なクォーク間ポテンシャルの選択により、例えその様なクラスター配位が実現されたとしても $(3q)(q\bar{q})$ 配位との overlap は決して小くはなく (上記の配位に含まれる KN 的 $(3q)(q\bar{q})$ 成分の大きさを示す spectroscopic factor は $S_1^2 = ((1/4)\sqrt{5/3})^2 = 5/48 \sim 0.1$ である)、閾値から 100 MeV 高い所からの nK^+ チャンネルへの崩壊幅が、観測されている様な小さい値になるかどうかは詳細な検討が必要である。

我々は、最近の研究により Jaffe-Wilczek のペンタ・クォーク状態が 1) の 1540 MeV という低い位置に再現できると仮定するとその nK^+ チャンネルへの崩壊幅は 7 - 15 MeV となるということを示した。この結論はペンタ・クォーク状態に含まれる $(3q)(q\bar{q})$ 成分の大きさが約 10 % であるということが本質的であり、それはもとを正せばペンタ・クォークの di-quark 仮説により二つの di-quark の間の相対運動が P-波であるという性質に関係している。我々が用いた方法は 1) 軽い原子核のクラスター構造研究に用いられるクラスター換算幅を用いる方法 (Kapur-Peierls の理論)、および、2) Feshbach の projection method による coupling Hamiltonian を用いる方法である。前者では崩壊幅の最大値を見積る目的で換算幅の最大値を再現する様なチャンネル半径を採用したが、こうして決定した換算幅からの崩壊幅は自然な $3q$ baryon の拡がりを $b \sim 0.6$ fm と仮定する限り大変安定していることがわかった。2) の Feshbach の projection method による方法では、P を $(3q)(q\bar{q})$ で表されるクォーク自由度について正確に反対称化したバリオン-メソン配位への projection operator と考え、$Q = 1 - P$ をペンタ・クォーク状態を main に含む空間への projection operator と考える。この枠組では、Hamiltonian を仮定することが必要であるが、クォーク間の中間子交換力は長距離力であるからそれがあまり寄与しない様にその枠組を整備することが出来る。その結果、quark Hamiltonian としては従来の構成子クォーク模型の Hamiltonian をとることが出来る。勿論、その様な選択は唯一つの可能性にすぎないのではあるが、まずはじめの試みとして通常の Fermi-Breit interaction の color-magnetic term を採用した。その強さは通常の様に核子と Δ-粒子の mass splitting により決定した。この様に、全く異なる二つの方法で近い値が再現出来た事は、構成子クォーク模型の枠組での崩壊幅の検討がかなり信頼出来ることを示していると考えられる。しかしながら、ここで採用した Hamiltonian がペンタ・クォーク状態を 1540 MeV と低いエネルギー位置に再現出来る可能性は低く、更なる工夫が必要であると思われる。また、Jaffe-Wilczek のペンタ・クォークの解釈にはスピン 3/2 状態の出現やいまだ見つかっていない同じ多重項の発見等、まだ多くの課題が残されている。$(udd)(u\bar{s})$ 配位と $(ud)^2\bar{s}$ 配位を完全に含んだ模型空間の中で、実験のエネルギー位置と幅を同時に再現する様な

Hamiltonian を見つけることが出来るかどうかは今後の課題である。

低エネルギー現象にはペンタ・クォーク以外にも構成子クォーク模型では単純に説明出来ない現象が数多く存在する。一つの問題は他の問題と密接に関係しており、互いに無関係ではありえない。例えば、Jaffe-Wilczek の anti-decuplet 表現によるペンタ・クォークの説明では、Roper resonance はその多重項に属している。それが、di-quark や quark の short-range correlation だけで説明出来るのか、あるいはまだ何か我々の気付いてない重要な要因があるのかは大いに興味のあるところである。

2. バリオン間相互作用の SU_6 クォーク模型 fss2 および FSS

クォーク模型によるバリオン間相互作用の研究の目的は、現在確立しているバリオンと中間子の単純な $3q$、$q\bar{q}$ 構造の理解に基づいて、自然でかつ正確な核力を含むバリオン間の基本的相互作用の記述を実現することにある。我々の基本的な考え方は、ハイペロン-核子 (YN) 相互作用やハイペロン-ハイペロン (YY) 相互作用等、核力を含む基本的バリオン間相互作用は、強い相互作用に対するクォーク・グルオン描像に基づいて、統一的、かつ整合的に記述されてこそ意味があるという立場である。例えば、クォーク模型では、核子やハイペロンはともにスピン・フレイバー SU_6 超多重項の 56 次元表現に属するバリオン 8 重項 (B_8) のメンバーである。従って、核力と YN 相互作用の研究は YY 相互作用や H-ダイバリオンを含むより一般的な B_8-B_8 相互作用のフレイバー依存性を明らかにすることと位置付けられる。実際、相互作用の近距離をクォーク自由度の動力学として記述し、中間領域の引力や遠距離部分で重要なパイ中間子交換効果を取り込んだクォーク共鳴群模型による核力の記述は、幾多の改良ののち、現在、現象論的一中間子交換模型 (OBEP) に劣らない精度に達しており [3]、それを用いた三核子系の束縛状態では、実験との比較においてOBEP を凌ぐ結果が得られている [4, 5]。この模型の枠内では、YN 相互作用や YY 相互作用はフレィバー自由度の単なる拡張として自然に得られ、我々のクォーク模型 fss2 [3, 6] は豊富な核力の実験データと少数の YN 散乱データ、及び近年新しく発見されたダブル Λ-ハイパー核である ${}^{\ 6}_{\Lambda\Lambda}$He (長良イベント [7]) をすべて同時に再現する。その意味で fss2 は十分現実的クォーク模型バリオン間相互作用と呼びうる模型である。この模型は、更にいまだ実験データの全く存在しない、ストレンジネス $S = -3,\ -4$ の系である、ΞN 相互作用や ΞΞ 相互作用に対しても、対称性に裏付けされた信頼のおける相互作用を提供している。これらのバリオン間相互作用の詳細については原論文 [3, 6] やレビュー論文 [8] を参照して頂きたい。fss2 [3, 6] とそのもとになった模型 FSS [9] について、任意の B_8B_8 相互作用の位相差と散乱断面積、スピン偏極量が完全なチャンネル結合のもとで計算できる。fssG というこのコンピュータプログラムは、QMPACK homepage として web 上で公開されている。[http://ruby2.scphys.kyoto-u.ac.jp/person/fujiwara/QMPACK/index.html]

3. クォーク模型バリオン間相互作用を用いた Faddeev formalism による少数多体系の研究

fss2 を初めとするクォーク模型バリオン間相互作用はすべて非局所で、RGM 方程式特有のエネルギー依存性を持っている。更に、いくつかの 二体バリオン状態ではクォークレベルでのパウリ禁止状態が存在し、それを正しく扱う事はクォーク模型バリオン間相互作用を用いた少数多体系の計算では必須である。近年、これらのすべての点で大きな進展が得られた。すなわち、二体相対運動にパウリ禁止状態がある場合の、二体クラスター RGM kernel を用いた三体クラスター方程式と、それに完全に等価な Faddeev 方程式が確立した。[10] 最終的に得られた三体クラスター方程式は対直交条件 — pairwise orthogonality condition — を備えた三体直交条件模型と同じ構造をしているが、 RGM

kernel 固有のパウリ禁止状態に関係するエネルギー依存性を自己無撞着に扱う事が大変重要である。この直交性のおかげで、この三体クラスター方程式は、RGM kernel から導かれる T-行列の singular part を除いたもの (RGM T-matrix) を使った Faddeev 方程式と完全に同値である。このことは、$3d'$ 系と 3α 系の双方について数値的にも確かめられた。$6 \sim 7$ MeV 程度以上の結合エネルギーを持つ場合には、この三体方程式を並進不変な調和振動子函数を用いて変分法で解いた結果と Faddeev formalism による結果は、1 keV の精度で完全に一致している。[10, 11] ここで確立した二体 RGM kernel を直接用いた三体 Faddeev 方程式の定式化は、以下のように様々な系に適用され、いずれも興味深い結果が得られている。これらはいずれも既に論文として発表されているので、ここでは紙面の都合上参考文献をあげるだけにとどめる。

1. クォーク模型 NN 相互作用を用いた三核子系の束縛状態の研究 [4, 5]
2. クォーク模型 NN, YN 相互作用を用いた hypertriton の研究 [12]
3. $\alpha\alpha$ RGM kernel を用いた $\alpha\alpha\Lambda$ クラスター模型による ${}^{9}_{\Lambda}\mathrm{Be}$ の Faddeev 計算 [13]
4. クォーク模型 YY 相互作用を用いた $\Lambda\Lambda\alpha$ クラスター模型による ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He}$ (長良イベント) の Faddeev 計算 [14]
5. クォーク模型バリオン間相互作用を用いた ${}^{9}_{\Lambda}\mathrm{Be}$ の励起 $5/2^+,\ 3/2^+$ 状態の spin-orbit splitting の検討 [15]

4. まとめ

この小論では、まずはじめに Jaffe-Wilczek のペンタ・クォークについてその NK 崩壊幅について議論したのち、バリオン間相互作用の SU_6 クォーク模型模型とその少数バリオン系の Faddeev 計算への応用について最近の進展を紹介した。

SU_6 クォーク模型と共鳴群模型によるバリオン間相互作用の研究は、単純なバリオンの $3q$ 構造の理解に立脚しているが、そこで基本的なカラー自由度とクォークの反対称化を正確に取り扱うことにより、実験的によく知られた核子間力とハイペロン-核子相互作用 (YN 相互作用) やハイペロン-ハイペロン相互作用 (YY 相互作用) を同じ枠組のもとに不確定さなしに取り扱うことが出来るという利点を持つ。fss2 [3, 6] や FSS [9] は、バリオン 8 重項からなる全てのバリオン間相互作用を現存する全ての実験データと矛盾なく決定しようとする試みである。これらのバリオン間相互作用を少数バリオン系の Faddeev 計算に用いるためには共鳴群模型に特有な非局所相互作用のエネルギー依存性とクォークレベルでのパウリ禁止状態の存在を正しく取り扱うことが必要であった。少なくとも束縛状態に関する限りこれらは、多くの例を通じて正しく取り扱われていることが実証された。同じ Hamiltonian を採る限り、十分広い模型空間では Faddeev formalism による解法と変分法が同じ結果を与えることは最低限必要なことである。これによりバリオン間相互作用と軽いハイパー核の理解が進むと同時に、信頼のおける相互作用を用いた十分広い模型空間での量子力学的少数多体系の研究が大きく前進することを期待している。

謝辞

この研究は日本学術振興会科学研究費補助金 (基盤研究 (C)(2)、研究課題番号 15540270) を得て行われています。この報告は、次の皆様方との長年に渡る共同研究の成果に基づいています。ここに心から感謝するとともに、更なるご協力をお願い致します。(敬称略) 鈴木宜之、仲本朝基、河野通郎、宮川和也、Jean-Marc Sparenberg、Daniel Baye。また、ペンタ・クォークについては仁禮真嗣氏との共同研究に基づいています。

参考文献

1. T. Nakano *et al.* (LEPS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 012002 (2003).
2. R. Jaffe and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91**, 232003 (2003).
3. Y. Fujiwara, T. Fujita, M. Kohno, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **65**, 014002 (2002).
4. Y. Fujiwara, K. Miyagawa, M. Kohno, Y. Suzuki and H. Nemura, Phys. Rev. C **66**, 021001 (2001).
5. Y. Fujiwara, K. Miyagawa, Y. Suzuki, M. Kohno and H. Nemura, Nucl. Phys. **A721** (2003), 983c.
6. Y. Fujiwara, M. Kohno, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **64**, 054001 (2001).
7. H. Takahashi *et al.* (KEK-PS E373 collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 212502 (2001).
8. Y. Fujiwara, C. Nakamoto, Y. Suzuki, M. Kohno and K. Miyagawa, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 156 (2004), 17.
9. Y. Fujiwara, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Phys. Rev. Lett. **76**, 2242 (1996); Phys. Rev. C **54**, 2180 (1996).
10. Y. Fujiwara, H. Nemura, Y. Suzuki, K. Miyagawa and M. Kohno, Prog. Theor. Phys. **107** (2002), 745.
11. Y. Fujiwara, Y. Suzuki, K. Miyagawa, M. Kohno and H. Nemura, Prog. Theor. Phys. **107** (2002), 993.
12. Y. Fujiwara, K. Miyagawa, M. Kohno and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **70**, 024001 (2004).
13. Y. Fujiwara, K. Miyagawa, M. Kohno, Y. Suzuki, D. Baye and J.-M. Sparenberg, Phys. Rev. C **70**, 024002 (2004).
14. Y. Fujiwara, M. Kohno, K. Miyagawa, Y. Suzuki and J.-M. Sparenberg, Phys. Rev. C **70**, 037001 (2004).
15. Y. Fujiwara, M. Kohno, K. Miyagawa and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **70**, 047002 (2004).