— 学問の流れ —

Exotic Baryon とバリオン間相互作用

原子核理論研究室　藤原義和 [1]

1. はじめに

湯川の中間子論に始まる核力の研究は、人類が最も多くのマンパワーを費した基本的課題の一つであると言われている。量子色力学 (QCD) の確立した現代的視点から言えば、核力はより基本的な構成要素であるクォークとグルオンの複雑な非摂動論的動力学の結果として生じた複合粒子間相互作用であり、その意味ではハイペロンやカスケードと呼ばれる Ξ 粒子の関与したハイペロン-核子相互作用やハイペロン-ハイペロン相互作用もその成因においては核力と何ら変るところがない。一般にバリオンの基底状態と言われるのは三粒子対称な 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。

2. Exotic Baryon とは何か ?

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」[3] という書物にも exotics として紹介されている。exotics とは単体ハドロンで $3q$, $q\bar{q}$ 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ことは驚きであり、喜びであり、クォーク模型の勝利であると言わなければならない。しかし、その喜びは (特に理論家にとっては) すぐに大きな悩みと変る。それは、Jaffe も言う様に、ペンタ・クォークは現在の

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

平均場描像によるクォークの動力学のもとでは、何とも処理し難いものだからである。以下では構成子クォーク模型の枠内で議論するが、そこで注意しておきたいことは、模型というものは物事の一面だけを強調したものであって、それにより全ての現象を理解できることを期待すべきではないということである。パートン模型をバリオンの静的な性質を理解する為に用いるべきではないし、また逆に核子のスピン構造を理解する為には、構成子クォーク模型はあまりにも単純である。ハドロン内部でのクォークの運動は非相対論的ではありえないし、構成子クォーク模型で記述出来無い重要な現象も数多くある。しかしながら、模型の限界を見極めたうえでも、ペンタ・クォークは低エネルギー現象で初めて構成子クォーク模型で説明できない、あるいは、言い逃れできない例であると言える。それを説明するために hadron spectroscopy における、構成子クォーク模型のこれまでの問題点を整理する。

3. 構成子クォーク模型のこれまでの問題点

まずはじめにバリオンの励起状態の大きな問題として、positive parity states と negative parity states とのアンバランスの問題がある。もし三つのクォークの広がりを簡単な調和振動子型波動函数 $(0s)^3$ で記述するとするとその平均二乗半径はその広がりパラメータ b と同じになる。そこで、一般に受け入れられている $b = 0.6$ fm の値を用いてそれを作る調和振動子ポテンシャルを confinement ポテンシャルとして仮定すると、構成子クォークの質量を 300 MeV 程度だと仮定して、その $\hbar\omega$ の値は 300 - 400 MeV 程度となる。そうすると、$(0s)^2(0p)$ や $(0s)(0p)^2$ 配位の P-波バリオン状態や positive parity 状態はそれぞれ 1,240 - 1,340 MeV 領域と 1,540 - 1,740 MeV 領域に出てくる筈であるが、実験的事実はそうはなっていない。negative parity の核子励起状態は 1,500 - 1,600 MeV 領域に現れており、最低の positive parity 状態は negative parity 状態よりもむしろ低い 1,440 MeV のいわゆる Roper resonance である。すなわち, P-波バリオン状態を基準にとれば、Roper resonance は大変低いところに出ていることになる。Roper resonance の素性については、$3q$ の振動モードであるとか大きな変形状態であるとか言われているが、まだ良くわかっていない。Glozman の Goldstone-boson exchange によるクォーク間相互作用はこの状態を低く出すことが出来ることが知られている。一方、P-波バリオン状態は $(0s)^2(0p)$ 配位の $3q$ 状態以外に S-波の $(3q)(q\bar{q})$ 配位によっても表せるので ($\bar{q}$ は q と逆の内部パリティーを持つ)、これを $(0s)^5$ と仮定すると丁度クォーク二つ分の質量が $940 + 2 \times 300 = 1,540$ MeV 程度の質量を出すことになり、P-波バリオンのエネルギー領域に一致する。しかし、この場合は $\hbar\omega = 600$ MeV 程度を仮定しなければならなくなり、positive parity state である P-波の $(3q)(q\bar{q})$ 状態は 2 GeV 以上の高い位置に出るし、Ropper resonance の理解も到底おぼつかない。一般には color generator の積 $(\lambda_1 \cdot \lambda_2)$ をもつ現象論的 r^2 (or linear) confinement potential でもってこの様な大きな $\hbar\omega$ の値を出しているが、そこから b の値を逆算すると $b \sim 0.4$ fm 位となり非常に compact な $3q$ 配位を仮定しなければならない。すなわち、Hamiltonian を仮定しての非相対論的枠組では quark dynamics はすでに破綻しているのである。従って非相対論的クォーク模型で dynamics を議論することは難しく、波動函数を固定したままで Hamiltonian の期待値を議論する perturbative な取り扱いしか出来ないというのが現状である。例えば、構成子クォーク模型では、エネルギーの絶対値は問題とせず、エネルギーの相対値や非中心力による mass splitting だけを、Hamiltonian の残留相互作用の成分とからめて問題とする。例えば、バリオンの基底状態については、近年実験データの蓄積が著しいチャームセクターのスペクトロスコピーまで含めて単純な模型で説明がつく。(最近 Selex で発見された

double charm baryon Ξ_{cc}^{++} [4] については 100 - 200 MeV 程度多少低い位置にでているが、これ以外の多くの double charm baryon の発見が待たれる。) $(3q)$-$(3q)$ 模型でバリオン間相互作用を議論する時にも現象論的 confinement potential の持つ color charge に起因する color van der Waals force の問題や confinement mechanism がいまだ解明されていないという事実から、$(3q)$ クラスター波動函数を改善する努力は実り多いものとは思われない。共鳴群模型の枠組みで $(3q)$-$(3q)$ 間の相対運動だけが dynamic に扱われる。こうした問題を解決しようとして, flip-flop 模型による confinement potential の改良や instanton induced interaction、Goldstone-boson exchange interaction などによるクォーク間ポテンシャルの改良が行われたが、一つの枠組みでバリオンの基底状態と励起状態を統一的に記述する試みはいまだ成功していない。

構成子クォーク模型での残留相互作用として one gluon exchange potential を非相対論的近似した Fermi-Breit 相互作用が $(\lambda_1 \cdot \lambda_2)$ を掛けてよく使われるが (特に、そこに含まれる spin-spin term を color-magnetic 相互作用という)、幾つかの現象の説明には非常に成功しているものもあるが、うまくいかない例も少くない。上記の現象論的クォーク間ポテンシャルはそれらの解決を大きな motivation としているが、問題点の一つに missing LS force の問題といわれるものがある。これは 1,500 - 1,700 MeV 領域に現れる P-波バリオンのエネルギースペクトルの計算で、単純な $(0s)^2(0p)$ の $3q$ 状態でエネルギー準位の分類と Fermi-Breit 相互作用の spin-spin term、および tensor term の level splitting は非常にうまくいくのに、LS 力だけはなぜかうまくいかないという問題である。これらの状態は、全体的には spin-flavor SU_6 の [21]-symmetric の状態で (strangeness sector では同定が難しい準位もいくつかあるが) 過不足なく説明できる。しかし、SU_6 の内部量子数を spin と flavor SU_3 の量子数で $S(\lambda\mu)$ と表示して、$S(\lambda\mu) = 1/2(11)$ と $3/2(11)$ に属する核子の励起状態だけは、Fermi-Breit 相互作用の持つ大きな LS 力があたかも存在しない様に見える。よく知られている Isgur-Karl の論文 [5] では、現象論的解析の結果としてこの LS 成分を手で落しているが、一方、核力を始めとするバリオン間相互作用ではこの大きな LS 力は伝統的なベクトル中間子交換ポテンシャルと同じスピン・フレィバー依存性を与える重要な相互作用成分である。しかしながら、これらの P-波状態はほとんどがバリオン・メソン連続状態に埋め込まれた共鳴状態であり、$(3q)(q\bar{q})$ 配位との結合を無視できない。この様な効果は unitary effect と呼ばれており、すでに多くの研究がある。[6] 我々は P-波バリオンの共鳴状態を $(3q)(q\bar{q})$ 連続状態に埋め込まれた $3q$ 状態として Feshbach の projection method によって取扱い、完全な Fermi-Breit 相互作用を使ったままでも、小さな N^* 状態の LS splitting を説明出来ることを示した。[7] 例外的にうまくいかないのは $\Lambda(1405)$ (とそれの LS パートナーである $\Lambda(1520)$) だけで、それは $N\bar{K}$ 閾値から 30 MeV 下に位置しており、近年の実験的、理論的研究から $N\bar{K}$ の分子共鳴的色彩が強いとされている。いずれにしても、これら P-波バリオンの問題では、これらが強い相互作用によってまた別のバリオンと中間子に崩壊することから、共鳴のエネルギー位置と崩壊の branching ratio を正しく再現することが重要である。最近の Lutz 氏や慈道氏達の計算では、これらの記述にはカイラルラグランジアンのフレイバー対称性と散乱振幅の unitary 性の正しい取扱いが大変重要であることが示されている。

ここで注目したいのは、最近 KEK で観測され、新聞報道もなされた岩崎グループによるストレンジ・トライバリオン $\mathrm{S}^0(3115)$ の発見 [8] である。彼らは強い引力的 $\bar{K}N$ 相互作用に基いて高密度原子核 $ppnK^-$ の存在を予言する赤石・土手・山崎の理論に触発され、^{4}He(stopped K^-, p) 反応の陽子エネルギー分布を観測し、$pnnK^-$

配位を持つアイソスピン 1 の compact なストレンジネス原子核 $\mathrm{S}^0(3115)$ を発見したと報告した。もしこの状態が存在するとすると、K^- は ^{3}H の中で 200 MeV 近くも深く束縛されていることになり、現在一番軽いハイパー核として知られているハイパートライトン $^3_\Lambda$H の作る $^3_\Lambda\mathrm{H}+\pi^0$ threshold よりも 17 MeV 下となる。本当に深く束縛された $\bar{K}$ 中間子による高密度のバリオン状態であるかどうかについての実験的証拠は何もないが、もしその様な状態が存在するとするとクォーク描像による自然な理解が不可欠となる。もともと、フレイバー singlet の P-波バリオンである $\Lambda(1405)$ の理解そのものが $(3q)$ 状態か $(3q)(q\bar{q})$ 状態かで大きく揺いでおり、バリオン・メソン間の相互作用を正しく取り入れたクォーク描像による統一的な理解が強く望まれる。

一方、中間子セクターに目を向ければ、構成子クォーク模型は多くの問題点をかかえている。$q\bar{q}$ の二体問題に限れば Bethe-Salpeter 方程式による完全に相対論的な記述が可能であるが、問題はまた別の所にある。擬スカラー中間子、特にパイ中間子は南部-Goldstone boson であり単純な $q\bar{q}$ ではない。現象的にはパイ中間子は多分に elementary な振舞いをする。また、η' 中間子は multi-gluon effect である $U_A(1)$ anomaly により、異常に大きな mass をもっている。instanton induced interaction は、この異常を baryon sector にも持ち込もうとする試みである。一方、ベクトル中間子はかなり $q\bar{q}$ 的であると考えられている。しかしながら、中間子の励起状態になると、再び構成子クォーク模型の限界が露呈する。空間励起を含む P-波中間子は $q\bar{q}$ で作れるが、核力やハイペロン-核子相互作用に使われるスカラー中間子はむしろ S-波の $(q\bar{q})^2$ 的色彩が強い様である。[9] 例えば flavor singlet の σ 中間子は $\pi\pi$ 散乱に現れる幅の広い S-波共鳴に対応するが、その quark 描像による理解はまだ十分でなく、chiral 対称性の自発的破れの現象と関係してパイ中間子の構造と同時に議論されている。近年、重いクォークの系で $(q\bar{q})^2$ ではないかと言われる状態が見つかっているが、それを手掛りとして $q\bar{q}$ と $(q\bar{q})^2$ との関係が明かになることを期待したい。

4. Jaffe-Wilczek の diquark 仮説

ここでペンタ・クォークの問題に移ると、構成子クォーク模型の枠内では 1) 1,540 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 S-波の $(3q)(q\bar{q})$ 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 diquark 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、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。また、この解釈にはスピン 3/2 状態の出現やいまだ見つかっていない同じ多重項に属する粒子の発見等、まだ多くの課題が残されている。こういう訳で、$(udd)(u\bar{s})$ 配位と $(ud)^2\bar{s}$ 配位を完全に含んだ模型空間の中で、上記の 1), 2) の性質を出すのは単純な構成子クォーク模型では至難のわざである。

こうした困難があるものの Jaffe-Wilczek の diquark 仮説に基く correlated quark model は検討に値する多くの利点を含んでいる。この模型で主役を演じるのは空間 S-波、スピン・フレイバー対称、カラー反対称の 2 種類の diquark である。クォークの反対称性の要請からスピン・フレイバー量子数 $S(\lambda\mu)$ は $0(01)$ (反対称・反対称) か $1(20)$ (対称・対称) かのいずれかになるが、前者を good diquark、後者を bad diquark と呼んでいる。この由来はクォーク間の残留相互作用として単純な color-magnetic 相互作用を用いた時に、簡単なスピン行列要素の関係から good diquark (ud クォークと仮定する) は約 -150 MeV, bad diquark は約 $+50$ MeV, 内部エネルギーをかせぐ事に起因する。 200 MeV というエネルギー gain は大きいものではないが、spectroscopy でエネルギー差だけを議論する場合には重要となる。反対称性の要請から good diquark は二つの異なる種類のクォークだけからしか出来ない事が重要である。good diquark はスピンの値が 0 か $1/2$ かだけの違いで

$$[ud] \leftrightarrow \bar{s} \quad , \qquad [ds] \leftrightarrow \bar{u} \quad , \qquad [su] \leftrightarrow \bar{d} \tag{1}$$

の対応により antiquark のスピン、フレイバー、カラー量子数と関係している。(ただし、mass の関係は逆になり $[ud]$ diquark が一番軽くなる。) diquark の存在を示唆する実験的事実はいくつもあるが、その中で低エネルギーハドロン現象として一番顕著なものはスカラー中間子についてのものである。すなわち、$[ud][\bar{u}\bar{d}]$ 配位を $f_0(600)$ に、$[ud][\bar{d}\bar{s}]$ 等を $\kappa(800)$ に、$[su][\bar{d}\bar{s}]$ 等を $a_0(800)$ および $f_0(980)$ に対応させる。これらはいずれも同種の quark-antiquark 対の消滅の可能性を含んでおり、真の exotics ではないが、いわゆる" 地下室" の (隠れた) cryptoexotics と言われる。この様な状態は、先に述べたスピン 0 の P-波 $(q\bar{q})$ meson と couple する。

ペンタ・クォーク $\Theta^+(1540)$ は二つの ud diquark $[ud]$ に $\bar{s}$ を組合せて作られる。この際、二つの diquark の間の相対運動は Pauli 原理の要請から $(0s)$ 状態は許されず、$(0p)$ 状態から始まる事が重要である。その結果、空間配位 $(0s)^4(0p)$ とフレイバー量子数 $(\lambda\mu)YII_z = (03)200$ を持つ $[ud]^2\bar{s}$ 配位は同じ量子数をもつ $(3q)(q\bar{q})$ の KN 配位と 10% の確率で overlap を持つことになる。我々はもしこの様な状態が 1540 MeV の領域に存在するとすれば、この overlap の大きさは実験で推測されている崩壊幅 ~ 20 MeV を十分再現できる事を示した。[10] しかしながらエネルギーが問題である。先程の簡単な color-magnetic interaction だけを用い、フレイバー対称性の破れを無視して標準的なパラメータを用いると $\Theta^+(1540)$ のエネルギーは 1757 MeV と 200 MeV 以上大きすぎる。実際には $(3q) + (q\bar{q})$ threshold からの差を議論すべきで、その値は 461 MeV と実験値の 100 MeV には比較すべくもない。この内訳は kinetic energy term からの寄与が 365 MeV あり、それは quark-antiquark 間の相対自由度が一つ増えた事による零点エネルギーと P-波励起へのエネルギーとから来ている。また color-magnetic interaction からの寄与も 147 MeV あり、これは $(q\bar{q})$ 中間子内の寄与が qq 間の寄与の 2 倍ある事と関係している。

こうした困難にもかかわらず、confinement 部分に現象論を持ち込んでペンタ・クォークの属する antidicuplet $(\lambda\mu) = (03)$ 多重項のメンバーの mass splitting を検討してみることにする。この多重項は $[ud]^2\bar{d}$ を始めとする cryptoexotic な nucleon 配位を含んでいる。真に exotic なのは antidicuplet の三角形の残りの二つの頂点に位置する $\Phi^+_{3/2}([us]^2\bar{d})$ と $\Phi^{--}_{3/2}([ds]^2\bar{u})$ だけである。残りは二つの diquark と antiquark から作られるもう一つの P-波 (positive parity) 状態である octet 多重項と couple する。Hamiltonian の mass term だけを採用すると、この coupling は ideal mixing となる。これ以外の coupling を全て無視して、$[ud]^2\bar{d}$ nucleon 配位を Roper resonance $N(1440)$, ペンタ・クォーク を $\Theta^+(1540)$ とすると、幾つかの positive baryon

states を assign できる。この際用いる ud-s quark の mass の比は $m_s/m_{ud} \sim 1.5$ と通常の値に近い値が得られる。こうして得られる状態と実験との対応は、例えば $\Lambda,\ \Sigma \leftrightarrow \Lambda(1600)P_{01},\ \Sigma(1660)P_{11},\ N_s \leftrightarrow N(1710)P_{11}$ が考えられる。低い部分波を持つ 2 GeV 以下の positive parity 状態で、まだ assign 出来ていないものとしては、$N(1720)P_{13},\ \Lambda(1810)P_{01},\ \Lambda(1890)P_{03},\ \Delta(1600)P_{33},\ \Delta(1910)P_{31},\ \Delta(1920)P_{33}$ 等がある。NA49 collaboration で報告されている $\Xi_{1/2}$ と $\Phi_{3/2}$ はこの模型では同じ mass に出るが計算値は 1710 MeV であり、実験値 1862 MeV [11] と比べて 100 MeV 以上小さい。

5. まとめ

ここで議論した様に、QCD の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。その理由が明確に理解されているものは別として、理論的整合性から理解できないものはやはり問題である。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、P-波バリオンの理解にはバリオン・メソン連続状態との coupling が重要であるし、それを知るためには中間子構造とバリオン・メソン相互作用の理解が不可欠である。また基底バリオン以外の positive parity state の理解はまだほとんど出来ていない。Jaffe-Wilczek の antidecuplet 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、diquark 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。

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. 小川・沢田・中川、「素粒子の複合模型」(岩波物理學選書) (1980).
4. M. Mattson *et al.* (SELEX Collaboration) Phys. Rev. Lett. 89, 112001 (2002).
5. N. Isgur and G. Karl, Phys. Lett. **72B** (1977), 109; Phys. Rev. **D18**, 4187 (1978).
6. 例えば、N. A. Törnqvist and P. Żenczykowski, Phys. Rev. **D29**, 2139 (1984); W. Blask, M. G. Huber and B. Metsch, Z. Phys. **A326** (1987), 413.
7. Y. Fujiwara, Prog. Theor. Phys. **90** (1993), 105.
8. T. Suzuki *et al.* , Phys. Letters **B597** (2004), 263.
9. J. J. de Swart, P. M. M. Maessen and Th. A. Rijken, *Properties and Interactions of Hyperons*, ed. Benjamin F. Gibson, Peter D. Barnes and Kozi Nakai (World Scientific, Singapore, 1994), p. 37.
10. 仁禮 真嗣、修士論文 (2005).
11. C. Alt *et al.* (NA49 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 042003 (2004).