バリオン-バリオン相互作用

京都大学大学院理学研究科　藤原義和[1]
岡山理科大学理学部応用物理学科　宮川和也
九州歯科大学歯学部物理学教室　河野通郎
新潟大学理学部物理学教室　鈴木宜之
鈴鹿工業高等専門学校　仲本朝基

1. はじめに —ペンタ・クォークについて—

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 (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) 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。

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、岩波物理學選書にある、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・クォークは現在の平均場描像

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

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。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。

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 を議論するためには、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 の成分とからめて問題とする。$(3q)$-$(3q)$ 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不毛である。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。

高運動量領域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、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。しかしながら、これらの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。[4] 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。[5] 例外的にうまくいかないのは $\Lambda(1405)$ 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 $(3q)(q\bar{q})$ 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 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、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ためには何らかの特殊事情が必要である。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。

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。[6] 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。

この様に、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

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。勿論、QCD に基いて第一原理からバリオン間相互作用を理解することが重要なことは言うまでもないが、その様な研究によって現在原子核物理で用いられているバリオン間相互作用を導く事は容易ではない。それは、ハドロン物理学のかかわる低エネルギー領域では QCD のもつ非摂動論的様相が強く出現することによる。一方、80 年代初頭から現れる非相対論的クォーク模型をはじめとする QCD の特徴を具現した低エネルギー有効模型による研究は、模型の各段階で現実的な記述から示される種々の要因を確かめつつ、次の段階に進むことが出来る点で有利であり、精力的な研究により大きな成果を得て来た。例えば、従来の中間子交換模型による核力の記述においては純粋に現象論であった斥力芯の起源を明らかにするとともに、クォーク模型と中間子交換ポテンシャルの関係について重要な知見が数多く得られた。90 年代に入って、ハイペロンを含む原子核であるハイパー核や、H-ダイバリオン、ストレンジ物質等、ストレンジネス自由度を含む量子多体系の多様な存在形態への関心が急速に高まった。これにともない、クォーク模型による核力での成果をストレンジネスを含んだ系にまで拡張する試みがいくつかなされたが、それらは、中心力斥力の効果や、スピン軌道力の効果、更には Δ を始めとするバリオン 10 重項間の相互作用の概要、また、後述する H 粒子の存在に関する理論的分析等、断片的であり、ストレンジネスを含む二体バリオン間相互作用全般に対する総合的理解を得るためには、甚だしく不十分であった。こうした状況の背景には、現在のところ核子 - 核子散乱実験に匹敵する

ようなハイペロン-核子散乱実験やハイペロン-ハイペロン散乱実験は実現不可能であり、これらの相互作用を知るためにはハイペロンを含む原子核であるハイパー核の実験データに頼らざるを得ない現実がある。60 - 70 年代のバブルチェインバー内の飛跡をとらえた低エネルギー YN 散乱データは、量的にも非常に限られており、しかも大きな誤差棒を持っている。近年、シンチレーティング・ファイバー・ターゲットを用いた新しい YN 散乱実験が高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われ、新しく中間エネルギー領域での YN 散乱断面積の値や、ハイペロンの散乱偏極量が測られつつある。また、ハイブリッド・エマルジョン法によるダブル・ストレンジネス核の探索実験が KEK やブルックヘブン国立研究所 (BNL) で行われ大きな成果が得られている。理論面では、核力の 1 中間子交換模型 (OBEP) を拡張した Nijmegen 模型や Jülich ポテンシャルが提出されたが、これらにも実験データの絶対的不足による大きな不定性が存在する。ハイパー核の束縛エネルギーも YN 相互作用に密接に関わるが、今のところまだ YN、YY 相互作用を確定する様な明確な成果は得られていない。

我々の基本的な考え方は、YN, 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、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。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、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 ${}^{\ 6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He}$ (長良イベント [7]) をすべて同時に再現する模型は fss2 [8, 9] と呼ばれる我々のクォーク模型相互作用以外には無い。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 $\Xi\Xi$ 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。

3. fss2 と FSS による B_8B_8 相互作用

fss2 やその古い version である FSS という模型の詳細とその性質については 2000 年に「素粒子論研究」に発表した和文解説 [10, 11] や原著論文 [8, 9, 12, 13, 14] を参照して頂くとして、ここではそれらの特徴と何が明らかになったかという点に話しを絞って紹介する。

我々は、FSS、RGM-H [12, 13] と呼ばれる模型から、QCD の非摂動論的運動力学の一つの現れとしての中間子交換効果を、有効中間子交換ポテンシャル (EMEP) としてクォーク間のポテンシャルのかたちで取り込む方法を採用している。FSS を発展させた fss2 [8, 9] では、それまでのスカラー中間子と擬スカラー中間子に加えて、ベクトル中間子も取り込んで、一般的な OBEP の項にまで拡張した NN と YN の新しい模型を完成した。この模型は、強すぎるパイ中間子テンソル力を弱める効果としてベクトル中間子の QLS 項を強く利かせていること、及び、スカラー

中間子とベクトル中間子の運動量依存項が入っている点が特徴的である。これにより、NN については位相差解析との合いが大きく改善し、OBEP に匹敵する精度となった。YN の現存する実験データとの合いも改善した。また、新しく導入された運動量依存項に関連して、高い運動量領域での G-行列計算で一粒子ポテンシャルが FSS の様にもう一回大きく引力的になるという問題点はなくなった。これ以外にも、fss2 では RGM に現れる交換積分核 (quark exchange kernel) を直接用いた G-行列方程式の詳細な分析から得られた、RGM 方程式でパウリ原理を損なうことなく実験の閾値エネルギーや二体バリオン系の換算質量を正確に扱える様にする手法等、様々な工夫が施されている。[15] 現在 RGM 方程式は、運動量表示の Lippmann Schwinger 方程式のかたちで精度よく解かれており [16]、これによりクォーク交換積分核を直接用いた G-行列計算や、Faddeev 計算が可能になった。

次に、これまでのクォーク模型による核子間力とハイペロン-核子相互作用の研究を拡張して、一般のバリオン 8 重項 (B_8) のすべてのバリオンに関して、それらの間の相互作用に対する模型を fss2 と FSS の双方について完成した。[9] これらは、近年研究が進んでいるストレンジネス $S = -2$ の領域のみならず、今だ実験が難しい $S = -3, -4$ の領域のバリオン間相互作用をも完全に含むものである。それにより、理論的には全ての B_8B_8 相互作用を核子間力と同じ精度で議論できる様になり、多様な核物質のほとんどすべての場合について、飽和性の研究やハイペロンの混在、一粒子ポテンシャルの検討等が可能になった。fss2 と FSS について、任意の B_8B_8 系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、近い将来 web 上で自由に使えるよう現在その準備を進めている。

これらの模型では、パラメータは NN, YN の実験データを合わせる様に既に決められているので、 $S = -2, -3, -4$ の結果は全てその模型の prediction である。詳しい分析はまだ完全には終わっていないが、FSS と fss2 は定量的にはかなり違っている事が明らかになっている。しかし、その様な差が出るメカニズムは完全にたどっていく事が出来、結局は、まだ明らかになっていない幾つかの YN 相互作用の不定性に起因している。 $\Sigma N(I = 1/2)\ ^3S$ 中心力の強さ、反対称 LS 力の強さ等、更なる実験的情報が絶対に必要である。これらの事を加味すると、クォーク模型による B_8B_8 相互作用の特徴は、定性的には fss2 も FSS も同じであるということが明らかになる。すなわち、Hamiltonian の 近似的 SU_3 スカラー性と spin-flavor SU_6 自由度におけるクォークパウリ原理の重要な役割、パイ中間子の効果の変化とフレイバー対称性の破れの効果等である。

我々がもっともらしいと考えている fss2 による prediction として顕著なものは

1. B_8B_8 系には重陽子以外、束縛状態はない。(H 粒子は $\Lambda\Lambda$ 閾値以下には束縛状態として存在しない。)
2. $\Xi\Xi$ 弾性散乱の散乱断面積は NN 程大きくはない。
3. ΞN 相互作用も ΣN 相互作用と同様、顕著なアイソスピン依存性を持つ。従って、粒子チャンネルにおけるチャンネル結合効果は、ストレンジネス $S = -2$ でも非常に重要である。
4. $\Xi^-\Sigma^-$ ($\Xi\Sigma(I = 3/2)$) 相互作用はかなり引力的である。

等である。とくに、近年注目されている $\Lambda\Lambda$ 相互作用はこれまで言われていた程引力的でなく、位相差の持ち上がりは、高々 $17^\circ \sim 20^\circ$ 程度である。これは、近年相次いで発見された、「出町柳イベント」、「長良イベント」という double Λ hyper 核

の示す $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ の値、1.01 ± 0.20 MeV ($^{\ 6}_{\Lambda\Lambda}$He の値) [7] と consistent である。ここに、$\Delta B_{\Lambda\Lambda} = B_{\Lambda\Lambda}(^{\ 6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He}) - 2B_{\Lambda}(^{\ 5}_{\Lambda}\mathrm{He})$ である。

ストレンジネス $S = -2$ をもつまた別の系である ΞN 系に関しても fss2 と FSS は、玉川、福田たちによって得られた BNL-E906 実験 [17, 18] と consistent な結果を与える。そこでは、アイソスピン $I = 1$ 状態で可能な $\Sigma\Lambda$ channel との channel coupling を正しく考慮した ΞN 散乱断面積の検討が重要であることが示されている。[19] この channel coupling の特徴は、$I = 0$ 状態と違って、one-gluon exchange interaction と EMEP の寄与が同じ符号で利く事である。その結果、ΞN single channel でパウリ原理の効果から大きく斥力的であった S 波の相互作用が、ほとんどゼロ ($^1S_0$ 状態)、あるいは、顕著な cusp 構造を持ち ($^3S_1$ 状態)、中間エネルギー領域における $\Xi^- n$ 全散乱断面積に大きな影響を与える。このことは、$\Sigma\Lambda$ channel を考慮していないこれまでの計算による結果は全て再考を要する事を示している。

4. *G*-行列計算と核物質、有限核の一粒子ポテンシャル

クォーク模型バリオン間相互作用を直接用いた G-行列計算に基く核物質やハドロン物質の研究は相互作用の非局所性を何ら近似することなく物質内での相互作用の性質を直接調べることが出来る点で大変興味深い。[20] G-行列計算には、その構成段階で自己無撞着に決定した一粒子ポテンシャルが現れるが、その成分を詳細に調べてみると、相互作用の各部分波ごとの寄与や性質が如実に反映されていることがわかる。更に、核物質中の G-行列や一粒子ポテンシャルは有限の原子核の一体場や一粒子エネルギーを微視的に導くための出発点ともなる。

対称核物質の飽和曲線の検討には、中間状態のエネルギースペクトルの取扱の違いにより QTQ と呼ばれる処方や continuous choice と呼ばれる処方があるが、いずれの場合にもクォーク模型バリオン間相互作用は従来の中間子交換模型とあまり変らない結果が得られる。continuous choice による FSS と fss2 の飽和曲線は Bonn-B の与える飽和曲線に非常によく似ている。このことは、非相対論的 Brueckner 理論から得られる, テンソル力と飽和点についての相関を与える Coester line からのずれを意味せず、実験との差は依然存在するが、Bonn-B ポテンシャルが弱過ぎるテンソル力を持つことを考えると、その様なポテンシャルでなくとも十分大きな一粒子当りの結合エネルギーを出せる点で意義深い。中性子物質の飽和曲線についても、fss2 は標準密度の 4 倍位までは Bonn-B や Nijmegen NSC97 模型等と似た結果を与える。それ以上の密度では、多少ソフトな振舞いを示すが、それはクォーク模型バリオン間相互作用の単距離部分での非局所積分核による斥力芯の表現に関係していると予想される。

核子以外のハイペロンや Ξ-粒子の対称核物質における一粒子ポテンシャルは Nijmegen の多くのポテンシャルとは定性的にかなり違った様相を示す。すなわち、continuous choice の計算では fss2 の Λ-粒子の一粒子ポテンシャルは 40 MeV を越す深さの引力、Σ は 10 MeV 程度の斥力、Ξ は 10 MeV 程度の引力である。これは、 normal density に対応する $k_F = 1.35$ fm^{-1} における値であるが、有限核への適用を念頭において normal density の半分の $k_F = 1.07$ fm^{-1} の場合を計算すると、Λ の一粒子ポテンシャルは 30 MeV 程度と Λ-ハイパー核の実験値に近い値となる。実際、^{40}Ca 核や ^{90}Zr の Hartree-Fock 計算に基づいて Thomas-Fermi 近似でこれらの核の一粒子ポテンシャルを計算してみると、核子で $-50 \sim -60$ MeV, Λ で $-20 \sim -30$ MeV, Σ で $30 \sim 40$ MeV 近い斥力となる。Σ-粒子の一粒子ポテンシャルは、Σ-ハイパー核が $^{\ 4}_{\Sigma}$He 以外には見つかっていないことからその符号さえ定かで

ないが、^{28}Si をターゲットとした (π^-, K^+) inclusive 反応のエネルギースペクトルから強い斥力ではないかと予想されている。[21] 半古典的歪曲波近似を用いた最近の解析では、fss2 が予言する 30 MeV 程度の斥力の Σ-粒子の一粒子ポテンシャルが望ましいことが示されている。[22] この斥力の起源は、アイソスピン $I = 3/2$ の ΣN 相互作用に現れる $^3S_1$ 状態の斥力であり、それにはクォークレベルでのパウリ原理が大きな役割りを果している。

5. クォーク模型バリオン間相互作用を直接用いた Faddeev 計算

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 2 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、それらをどの様に扱うかは前もって考えておく必要がある。近年、これらのすべての点で大きな進展が見られた。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。[23] 結論として得られた三体クラスター方程式は、堀内の意味での対直交条件 — 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。[23, 24] Faddeev formalism を用いて、3α 系の励起 0_2^+ 状態の計算も行ったが、そこでは 2α 部分系のエネルギー期待値についての自己無撞着性と基底状態との直交性を同時に扱う事が重要である。他の角運動量状態の計算も Faddeev formalism では可能である。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。

i) クォーク模型 NN 相互作用を用いた三核子系の研究 [25]

核子間力の位相差や実験データを正確に再現する現実的中間子交換模型を用いて三核子系の ^{3}H の結合エネルギーを計算すると、二体力の範囲にとどまる限り 0.5 MeV 以上結合エネルギーが不足する。この傾向は、重陽子の D-波成分 P_D が大きい核力の模型では特に顕著である。例えば $P_D = 6.5$ % である Reid soft core potential (RSC) の与える ^{3}H の結合エネルギーは $B_t = 7.35$ MeV であり、実験値 $B_t^{\rm exp} = 8.48$ MeV に比べて 1 MeV 以上不足している。クォーク模型相互作用は、短距離部分の記述が中間子交換模型と大きく異なっているため、この系統性から大きく外れた結果が出たとしても全く不思議ではない。実際 fss2 や FSS のクォーク交換積分核を用いて上の定式化に従って Faddeev 計算を行うと (NN 系では、クォークレベルでのパウリ禁止状態は存在しない)、実験値に非常に近い値が得られる。例えば fss2 では、アイソスピン基底での (np 相互作用を用いた) 計算値は full 50 channel 計算で、-8.519 MeV [26] であり、核力の荷電依存性 0.19 MeV を考慮すると実験値との差は 150 keV にすぎない。すなわち我々の fss2 は重陽子の D-波成分を $P_D = 5.49\%$ と大きく保ったままで、従来の伝統的中間子交換模型よりもはるかに

実験値に近い ^{3}H の結合エネルギーを与える。クーロン力の入った Faddeev 計算はまだ出来ないが、^{3}H と ^{3}He の荷電平均二乗半径の値もほどよく再現される。ここでは、バリオン間相互作用の短距離部分の記述の違いから来る、短距離相関の取り扱いの差が大きく関係している可能性が強い。これは、従来中間子交換ポテンシャルや現象論的ポテンシャルによって受け継がれてきた、大きな斥力芯と中間領域引力の相殺という伝統的な短距離相関の取扱いに変更を迫るものであるかもしれない。

ii) クォーク模型 NN, YN 相互作用を用いた hypertriton の研究 [27]

ここでは、現存する全ての NN、YN 散乱データを再現する fss2 や、多少不十分であるが FSS を使うことが本質的である。fss2 と FSS では ΛN 相互作用の $^1S_0$ と $^3S_1$ 位相差の振舞が大きく異なっている。FSS では $^1S_0$ 状態が大きく引力的になっており、それは hypertriton $^3_\Lambda$H の Λ 結合エネルギーの実験値 $B_\Lambda = 130 \pm 50$ keV を再現するには不都合である。実際、計算結果は、fss2 では $B_\Lambda = 289$ keV, FSS では $B_\Lambda = 878$ keV と、FSS では二つの S-状態の引力の差が大き過ぎる事を示している。この結果から、望ましい $^1S_0$ 状態と $^3S_1$ 状態の位相差を外挿すると、$0^\circ \sim 2^\circ$ という結果が得られる。これは、 Nijmegen simulated potential を用いた根村達の結果 [28] と一致している。

fss2 の κ-meson mass を大きくとると、$^1S_0$ 位相差は小く、$^3S_1$ 位相差は大きくなるので、これにより ΛN total cross section の値をあまり変えないで、hypertriton の実験値を再現するようにすることが出来る。fss2 元来の値 936 MeV を 1,000 MeV に変更して、再度計算を試みると $B_\Lambda = 145$ keV を得た。この時、ΣNN 成分の値は $P_\Sigma = 0.53\,\%$ であり、$^1S_0$ 位相差の最大値は $^3S_1$ 位相差のそれより 1.3° 大きいだけである。この時の ΛN 相互作用の有効距離パラメータは $a_s = -2.15$ fm, $r_s = 3.05$ fm, $a_t = -1.80$ fm, $r_t = 2.87$ fm である。しかし、κ-meson mass を変えると、$\Sigma^- p$ cross secion 等に影響が出るので、バリオン間相互作用のパラメータの値を全体として再度調節仕直す必要がある。

この系では Λ の分離エネルギーが極端に小さいため、Λ hyperon は重陽子の周りを大きな距離を隔てて回っているという描像がよく成り立っていると考えられる。これは、bare な ΛN, ΣN 相互作用を調べる最適の場所である。また、Σ の自由度を正確に取り扱ったこの計算では、一つの Λ (or Σ) 粒子がつけ加わったことによる重陽子の偏極の効果や、ΛN-ΣN 結合の原子核中での変化を手に取るように見ることが出来る。三体エネルギーの内訳や自己無撞着に決定した NN、YN 二体部分系のエネルギー期待値の、運動エネルギー項とポテンシャル項への内訳を詳細に分析すると、fss2 の結果は Nijmegen NSC89 模型の結果と非常によく似ていることがわかる。しかし、$(S+D)$-波以上の高い部分波の寄与は大きく異っており、NSC89 では 20 - 30 keV 程度であるのに対して、fss2 では 90 keV 近くある。これが、どの様なメカニズムによるのか、現在検討を進めている。

iii) $\alpha\alpha$ RGM kernel を用いた $\alpha\alpha\Lambda$ 模型による $^9_\Lambda$Be の Faddeev 計算 [29]

この研究の主な目的は、i) 二体クラスター RGM kernel を用いた三体 Faddeev formalism で、2 同種粒子系の場合の典型例、ii) $\Lambda\alpha$ 相互作用 (T-matrix) の作成、iii) 現在の YN 相互作用は $^9_\Lambda$Be 等のハイパー核を正しく記述できるか？という 3 点である $\alpha\alpha$ 間には $\alpha\alpha$ RGM kernel を直接用い (Minnesota 3-range force, $u = 0.9469$, $\nu = 0.257$ fm^{-2}) 、$\Lambda\alpha$ 間には種々の ΛN ポテンシャルを α-クラスター波動函数で folding したものを用いる。有効 ΛN ポテンシャルとしては、肥山・山本達 [30] によ

る種々の Nijmegen ポテンシャルの G-行列計算に基づくもの以外に、fss2 の予言する ΛN 位相差をあたかも実験値のごとく見なし、Sparenberg と Baye [31] によって開発された量子力学的 supersymmetric transformation によって phase-shift equivalent な局所有効ポテンシャルをまず求め、更にそれを two-range Gaussian で近似したもの (SB ポテンシャル) を用いる。これを、簡単な $(0s)^4$ の殻模型 α 波動函數で folding して得られる $\Lambda\alpha$ ポテンシャルはよく知られた ${}^{5}_{\Lambda}$He の overbinding problem [32] を引き起こすから、これを避けるために ${}^3S$ 状態の引力部分を約 10% (0.8923 倍) 弱めて使う。今のところ、${}^1S$ と ${}^3S$ 状態だけで odd 状態のポテンシャルはなく、pure Serber force である。部分波は $\ell_{\alpha\alpha} = 6$ まで、クーロンは $R_c = 10 \sim 14$ fm の cut-off クーロンで、計算精度は 1-2 keV である。(3α の場合と同様、cut-off Coulomb の取り扱いが大きな問題となる。) 我々の場合、二つの α クラスターの間の相対波動関数はパウリ禁止状態に関係した node を持つので、G-波までの部分波は最低限必要である。計算結果は、SB ポテンシャルは約 200 keV 基底状態を overbind し、基底 0^+ 状態と 励起 2^+ 状態の間隔は約 100 keV ほど不足する。すなわち、我々の計算における 2^+ の励起エネルギーは 2.91 - 2.94 MeV で実験値の 3.04 MeV と比較すると 100 - 130 keV 小さすぎる。実験精度が $\pm$40 keV 以下であるから、これは有意な差である。クォーク模型相互作用の予言する LS 力により、$5/2^+$ - $3/2^+$ の ℓs splitting が正しく再現されるかどうか現在検討中である。

iv) $\Lambda\Lambda\alpha$ 模型による ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}$He (長良イベント) の Faddeev 計算 [33]

この研究では $\Lambda\alpha$ 相互作用は、iii) で求めた T-行列をそのまま用いる。問題は $\Lambda\Lambda$ 相互作用であるが、簡単な two-range あるいは three-range Gaussian ポテンシャルを用いる以上の計算で十分信頼できるものは今だ存在しない。ここでは、我々の三体クラスター Faddeev formalism の定式化のもとで、fss2 と FSS の RGM kernel を直接用いて $\Lambda\Lambda$ 間の T-行列を構成する。この際、H-particel channel であるストレンジネス $S = -2$、アイソスピン $I = 0$ 状態にあるクォークレベルでのパウリ禁止状態を正確に扱うことが重要で、そのためには $\Lambda\Lambda$-ΞN-$\Sigma\Sigma$ チャンネル結合方程式を正しく解く必要がある。$\Lambda\alpha$ T-行列として SB ポテンシャルを用い FSS の $\Lambda\Lambda$ T-行列を用いた Faddeev 計算は、three-range Gaussian の $\Lambda\Lambda$ ポテンシャル (肥山ポテンシャル [30]) を使った計算と同様、$\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ の値を大きく overestimate し 3.6 MeV 程度の値を与える。これは、いずれの相互作用も最大 40° 近い大きな $\Lambda\Lambda$ 位相差を与える事による自然な帰結である。一方、 fss2 ではこの値は 17° 程度であり、$\Delta B_{\Lambda\Lambda} = 1.41$ MeV となる。$\Lambda\Lambda$-ΞN-$\Sigma\Sigma$ full coupled channel ではなく $\Lambda\Lambda$ single-channel 計算で T-行列を生成すると、この値は $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = 1.14$ MeV となる。また、ΛN 相互作用の時の様に、fss2 の phase shift を用いて等価局所ポテンシャルをつくり、それを two-range Gaussian で近似して、簡単な S-波だけの Faddeev 計算を行うと $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = 1.91$ MeV となる。この系では、Λ 以外の自由度を入れない限り高い部分波の寄与は小さく、高々 $35 \sim -50$ keV 程度である。P-波の斥力が強い場合は、高い部分波の寄与は斥力的にきく。これらの値は、いずれも「長良イベント」の示す実験値 $\Delta B^{\rm exp}_{\Lambda\Lambda} = 1.01 \pm 0.20$ MeV [7] に比べると大きいように見えるが、実際にはそうではなく、まだ考慮されていない色々な効果を考えると、fss2 は適当な大きさの値を出していることがわかる。

まず初めに、fss2 の $\Lambda\Lambda$ T-matrix を直接用いた計算では、$\Lambda\Lambda\alpha$ 以外に $\Xi N\alpha$ チャンネルや $\Sigma\Sigma\alpha$ チャンネルの効果を入れる必要がある。この効果は引力的であり、数百 keV はあると考えられる。一方、G-行列理論に基いて、坂東・下田屋 [34] によって提起された α クラスターの Brueckner rearrangement effect が詳しく調べら

れた。すなわち、我々は G-matrix 行列要素の starting-energy dependence と Pauli blocking effect を正確に取り扱うことにより、Brueckner 理論に基づく多体論的観点から、${}^{5}_{\Lambda}$He と ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}$He における Brueckner rearrangement effect を model independent な形で導出することに成功した。[35] それによると、これらの系における Brueckner rearrangement effect はそれぞれ、2 MeV、及び 1 MeV の斥力と estimate されている。更に、鈴木・根村 [36] によって調べられた、クォークレベルでのパウリ原理の効果が 100 keV - 200 keV 程度はあると考えられる。要するに、簡単な $\Lambda\Lambda\alpha$ 三体系の Faddeev 計算で $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = 1$ MeV を出したのではだめで、$\Lambda\Lambda$ 相対波動函数による $\Lambda\Lambda$ 相互作用が、2 MeV 近くなければならないというのが正しい理解である。このことは、bare なバリオン間相互作用から出発して、${}^{6}_{\Lambda\Lambda}$He 系の正しい理解を得るためには、単純なクラスター模型以上の効果を十分考慮する必要があることを示しており、従来の単純な有効相互作用と単純なクラスター波動函数を用いた軽い原子核の理解に、また新しい視点を導入することになると考えられる。

6. まとめ

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 や FSS 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。実際には理論面での進展と実験面での進展は常に位相が揃うわけではなく、理論面では容易に達成することが可能であっても、実験的には難しい場合は多いにありうる。また逆に、実験データが得られても、それを説明する十分な理論が種々の多体問題的困難により容易に達成出来無い場合も数多くある。これまでの数年間は、長い間嘱望されて来た、YN, YY 相互作用の理解に役立つハイパー核のデータが長い準備期間の後、堰を切って大量に出始めた時期であるといえる。これらの実験的成果は、数年後に実験が始まる 50 GeV 大強度陽子加速器施設 (J-PARC) でのストレンジネス物理の実験にとって必要欠くべからざる第一歩となるであろう。

理論面での将来の課題としては、既に得られている現実的クォーク模型バリオン間相互作用 fss2 を用いて軽いハイパー核の Faddeev 計算や Brueckner 理論に基づく詳細な G-行列計算を更に進展させる。その結果をハイパー核や YN 相互作用の新しい実験データと比較検討することにより、より正確な YN 相互作用や YY 相互作用の理解を得ると同時に、Λ, Σ, Ξ 粒子の一体ポテンシャルや有限核における ΛN-ΣN 結合、$\Lambda\Lambda$-ΞN-$\Sigma\Sigma$ 結合の振舞いを詳しく調べる。現在の所、fss2 を用いた物理量の計算で大きく実験事実と違うという結果はどこにも見られない。これらの研究を通じて、坂東を始めとする我が国のハイパー核研究の先駆者達が目指したハイパー核の生成と消滅、構造と反応過程の全ての分野で核力を含む強い相互作用で結びついたバリオン多体系の理解が飛躍的に進展することを期待したい。

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, 15540284, 15540292) を得て行われています。

参考文献

1. T. Nakano *et al.* (LEPS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91** (2003), 012002.
2. R. Jaffe and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91** (2003), 232003.
3. 小川・沢田・中川、「素粒子の複合模型」(岩波物理學選書) (1980).
4. 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.
5. Y. Fujiwara, Prog. Theor. Phys. **90** (1993), 105.
6. 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.
7. H. Takahashi *et al.* (KEK-PS E373 collaboration), Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 212502.
8. Y. Fujiwara, T. Fujita, M. Kohno, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **65** (2002), 014002.
9. Y. Fujiwara, M. Kohno, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **64** (2001), 054001.
10. 藤原・藤田・河野・仲本・鈴木、「素粒子論研究」 101 巻 5 号 2000 年、E8.
11. 藤田・藤原・仲本・鈴木・河野、「素粒子論研究」 101 巻 5 号 2000 年、E49.
12. Y. Fujiwara, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 2242.
13. Y. Fujiwara, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **54** (1996), 2180.
14. T. Fujita, Y. Fujiwara, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **100** (1998), 931.
15. Y. Fujiwara, M. Kohno, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **104** (2000), 1025.
16. Y. Fujiwara, M. Kohno, T. Fujita, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **103** (2000), 755.
17. T. Tamagawa *et al.* (BNL-E906 collaboration), Nucl. Phys. **A691** (2001), 234c.
18. Y. Yamamaoto, T. Tamagawa, T. Fukuda and T. Motoba, Prog. Theor. Phys. **106** (2001), 363.
19. C. Nakamoto, Y. Fujiwara and Y. Suzuki, Nucl. Phys. **A691** (2001), 238c.
20. M. Kohno, Y. Fujiwara, T. Fujita, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Nucl. Phys. **A674** (2000), 229.

21. H. Noumi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 072301.

22. M. Kohno, Y. Fujiwara, Y. Watanabe, K. Ogata and M. Kawai, submitted to Phys. Rev. Lett.

23. Y. Fujiwara, H. Nemura, Y. Suzuki, K. Miyagawa and M. Kohno, Prog. Theor. Phys. **107** (2002), 745.

24. Y. Fujiwara, Y. Suzuki, K. Miyagawa, M. Kohno and H. Nemura, Prog. Theor. Phys. **107** (2002), 993.

25. Y. Fujiwara, K. Miyagawa, M. Kohno, Y. Suzuki and H. Nemura, Phys. Rev. C **66** (2001), 021001 (R).

26. Y. Fujiwara, K. Miyagawa, Y. Suzuki, M. Kohno and H. Nemura, Nucl. Phys. **A721** (2003), 983c.

27. Y. Fujiwara, K. Miyagawa, M. Kohno and Y. Suzuki, KUNS-1907, nucl-th/0404010, submitted to Phys. Rev. C.

28. H. Nemura, Y. Akaishi and Y. Suzuki, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 142504.

29. Y. Fujiwara, K. Miyagawa, M. Kohno, Y. Suzuki, D. Baye and J.-M. Sparenberg, KUNS-1910, nucl-th/0404071, submitted to Phys. Rev. C.

30. E. Hiyama, M. Kamimura, T. Motoba, T. Yamada and Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. **97** (1997), 881.

31. J.-M. Sparenberg and D. Baye, Phys. Rev. C **55** (1997), 2175.

32. R. H. Dalitz, R. C. Herndon and Y. C. Tang, Nucl. Phys. **B47** (1972), 109.

33. Y. Fujiwara, M. Kohno, K. Miyagawa, Y. Suzuki and J.-M. Sparenberg, KUNS-1920, nucl-th/0405056, submitted to Phys. Rev. C.

34. H. Bando and I. Shimodaya, Prog. Theor. Phys. **63** (1980), 1812.

35. M. Kohno, Y. Fujiwara and Y. Akaishi, Phys. Rev. C **68** (2003), 034302.

36. Y. Suzuki and H. Nemura, Prog. Theor. Phys. **102** (1999), 203.