

少数粒子反応と最近の話題

Reaction in Few-Body System and Recent Topics

九州工業大学工学部基礎科学研究系 鎌田裕之

概要

少数核子系、特に3核子系散乱問題の最近のトピックスとして、カイラル有効場理論による3体力、並びに3核子系における相対論的な取扱いについて紹介する。多くの項を含むNNNLOバージョンのカイラル3体力の計算は進み、それを用いた3体散乱計算が待たれている。一方、相対論的計算についてはTucson-Melbourneの3体力を含めた3体散乱計算がなされている。

1 はじめに

素粒子物理学は、小林・益川理論に見られるように、万物の統一理論を目指して対称性とその破れについて考えてゆき、統一的な一筋の道があるよう見える。それに対して、原子核物理学の研究には、ボーア＝モッテルソンの古い教科書を見ても明らかのように、独立粒子模型や集団運動模型など多くの模型があり、またそれらの模型についての方法論にも多岐にわたっている。

原子核物理学の土台としているものは核力であるが、果たして原子核物理学は核力自体を研究の対象としているだろうか？いわゆる、現実的核力ポテンシャルとは、湯川理論に沿った中間子交換型のもので表わされ、実験室系のエネルギーで350 MeVまでの核子・核子散乱実験で得られる位相差などのオブザーバブルについて χ^2 フィッティングが1になっているものを指す。こう言った条件を満たす核子ポテンシャル（2体力）として、ボン[1]やアルゴンヌV18[2]、ナイメーヘン[3]を挙げることができる。残念ながら、軽い原子核、中重核、そして重イオンの原子核物理学のアプローチに用いられている方法論的な制約のために、その多くの場合、現実的核力ポテンシャルは使われていない。

方法論的な制約であると一方的な決め付け方をしたけれども、現実的ポテンシャルが「信じられない」ことが大きな原因の一つにあるからかもしれない。少数多体系の問題として、まさにこの問題を解決すべく、現実的ポテンシャルを直接用いての厳密計算を3核子系の3重水素（トリトン）の結合エネルギーについて計算が行われて久しいが、残念ながら実験値8.48MeVに対して0.5?1MeV程度のエネルギーが欠如する結果になっていることが知られている。この状況では、とても3核子系を越える多核子系としての原子核の計算に現実的ポテンシャルを採用する気運が起こらないかもしれない。そして、多核子系への応用に現実的ポテンシャルを使うことを薦められない。しかしながら、確固たる核力もない状況のままでは、原子核模型の土台が揺らいでしまいかねない。

勿論、こういった困難を解決すべく、3体力を登場させことを考えているわけであるが、傍から見れば2体力も確定しないのに3体力を議論すれば、尚更問題は、迷宮入りだと思われてもしかたがない。まして、2体力で説明できない部分の多くは、いわゆる残留相互作用とよばれ、3体力もこの部類に含まれかねない。実際、様々な現実的2体力に共通に作用する3体力は存在していない。ad hocな3体力が多く考案されてきた。

悲観的な議論をしてきたが、1967年にWeinbergが提唱したカイラル摂動理論に新しいパラダイムの発端が見出された。これはハミルトン形式からラグランジアン形式への移行であり、すなわち、多体力を一つずつ発掘していくやり方から、2体力だけでなく全ての多体力を一

括して決めていくことを考えている。そのラグランジアンは、カイラル対称性を軸に作られるが、接触項とよばれるダイアグラムを再認識して、高精度の核力ポテンシャルを確立する。カイラル有効場理論による3体力については、次節で議論したい。更に第3節では、相対論的な3体計算について簡単に説明したい。第4節で展望を述べる。

2 カイラル有効場理論の3体力

3体力は、歴史的に中間子論的な説明の下、2つの π 中間子交換により核子の中間状態が Δ アイソバーに励起するメカニズムによって1957年に、Fujita-Miyazawa (FM) が示したもののが最初と言われている。(図1) その後、 π 中間子だけでなく他の中間子を取り込んだモデルの拡張、核子カレント特にカイラル・カレントに着目した拡張がなされてきた。Tucson-Melbourne[4, 5, 6, 7] の3体力の形は、図1に示したように核子の交換について対称な3つの部分からなる。左側のダイアグラムは中央の核子ラベル1に対応し、それは

$$V_4^{(1)} = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{g_{\pi NN}}{4m^2} \frac{F_{\pi NN}^2(Q_2^2)F_{\pi NN}^2(Q_3^2)}{(Q_2^2 + \mu^2)(Q_3^2 + \mu^2)} (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{Q}_2)(\vec{\sigma}_3 \cdot \vec{Q}_3) F \quad (1)$$

の様に書けて、 F は、 Δ アイソバーが伝播する部分を表しており、

$$F = \vec{\tau}_2 \cdot \vec{\tau}_3 [a + b\vec{Q}_2 \cdot \vec{Q}_3 + c(Q_2^2 + Q_3^2)] + d(\vec{\tau}_3 \times \vec{\tau}_2 \cdot \vec{\tau}_1)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{Q}_2 \times \vec{Q}_3) \quad (2)$$

で与えられる。 $F_{\pi NN}(Q)$ は πNN が接触している部分の形状因子を表している。 μ, Q は、それぞれ、中間子の質量とその運動量で、 $1/(Q^2 + \mu^2)$ はグリーン関数（伝播関数）を表している。 F 内にあるパラメータ a, b, c, d は、 πN 弹性散乱によって決められる。

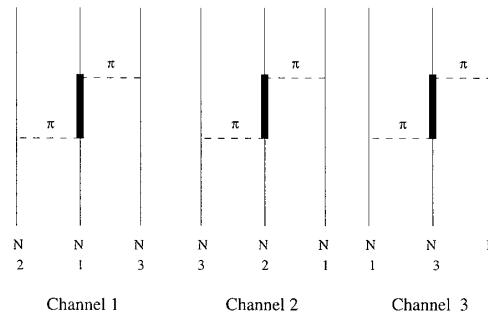


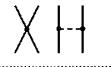
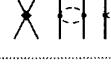
図1 Fujita-Miyazawa の 2π 交換型の3体力ダイアグラム 実線（破線）は核子（ π 中間子）の線を表し、中央の太い線の部分は核子の内部励起による Δ アイソバーを表している。下に記した番号は核子のラベルである。

カイラル摂動理論から導かれる3体力は、カイラルラグランジアンから作られる。前節でも述べたように、カイラル有効場理論における3体力は、一つのラグランジアンから作るために2体力など他の多体力とコンシスティントに扱われ、その意味で2体力のみでは実験値を合わせなかつた部分を修正する都合のよい3体力とは異なる。オーダーによって、ポテンシャルは分類され、ポテンシャルが核子運動量 Q の ν 乗のサイズをもつ場合、その ν をオーダーとよんでいる。

$$V \approx \left(\frac{Q}{\Lambda}\right)^\nu \quad (3)$$

$\nu = 0, 2, 3, 4$ の場合に対して、それぞれLO (Leading Order)、NLO (Next to Leading Order), NNLO (Next to Next to Leading Order), NNNLO とよんでいる。 Λ は、サイズパラメーターで後述する。図2にそれぞれのオーダーについての2体力、3体力更に4体力のファイマン・ダ

Few-nucleon forces in chiral EFT

		2-body force	3-body force	4-body force
LO	Q^0	 (2)	—	—
NLO	Q^2	 (7)	—	—
N2LO	Q^3	 (0)	 (2)	—
N3LO	Q^4	 (15)	 (0)	 (0)

(*) 括弧内は、新しく増えたパラメーターの数

図 2 オーダー ($\nu=0,2,3,4$) によるファイマン・ダイアグラムの階層 実線（破線）は核子（ π 中間子）を表す。黒丸（●）、四角（■、◆）などは接触相互作用を表す。

イアグラムを示した。括弧の中にある数値は、オーダーが増えるに従って現れてくる相互作用の強度を表す新しいパラメータの数を意味している。それらのパラメータのことを低エネルギー展開関係数 (Low-energy constant : LEC) という。LEC は、もともとラグランジアンに含まれておらず、オーダーが高くなると次第にポテンシャルの中に反映する。

図 2 の中央に、NNLO($\nu = 3$) のオーダーで 3 つのタイプの 3 体力が現れる。それらを FM 型、D 型そして E 型とよぶ。FM 型は式 (1) と同じもので、ただしパラメータ a, b, c, d は、カイラルラグランジアンの持っている $LEC(c_1, c_3, c_4)$ と次の関係で結ばれている。

$$a = \frac{4\mu^2}{F_\pi^2} c_1, \quad b = \frac{2}{F_\pi^2} c_3, \quad c = 0, \quad d = -\frac{1}{F_\pi^2} c_4. \quad (4)$$

ここで、これら c_1, c_3, c_4 は、すでに 2 核子ポテンシャルを決める段階で決定されている。 F_π は π 中間子の崩壊定数である。FM 3 体力は、前節でも強調しように 2 体力と 3 体力がコンシスティントに現れる良い例になっている。一方、E 型と D 型は、それぞれ

$$\begin{aligned} V_4(D)^{(1)} &= -\frac{g_A}{4F_\pi^2} \frac{c_D}{F_\pi^2 \Lambda_x} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{Q}_1}{Q_1^2 + \mu^2} (\vec{\tau}_2 \cdot \vec{\tau}_1 \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{Q}_1 + \vec{\tau}_3 \cdot \vec{\tau}_1 \vec{\sigma}_3 \cdot \vec{Q}_1) \\ V_4(E)^{(1)} &= \frac{c_E}{F_\pi^4 \Lambda_x} \vec{\tau}_2 \cdot \vec{\tau}_3 \end{aligned} \quad (5)$$

の式で与えられる。 Λ_x はスケールを与えるものとしても、新しい LEC (c_D, c_E) が現れる。少数核子系 (NN, NNN, NNNN ...) の範囲では、 c_D はここで始めて出現するが、 π NN の系で 2 核子 NN に π 中間子が吸収される（あるいは生成される）プロセスに出てくる。従って、E 型の 3 体力は新しく与えられたもので、その LEC の c_E は 3 体系の観測量によって決まるものである。

$\nu=4$ の NNNLO バージョンになると、2 核子ポテンシャルの LEC の数は新しく 15 個増えたが、3 体力の種類は増えたが新しい LEC は現れない。図 2 に示した NNNLO の 3 体力を 5 つに分類すると、図 3 に示したダイアグラムになる。(a)?(e) は、それぞれ、2 π 交換、2 π -1 π 交換、リング、1 π 接触項、2 π 接触項とよんでいる。NNLO で現れた FM は 2 π 交換 (a) に、D 型は 1 π 接触項 (d) に含まれる。[8] 例えば、2 π -1 π 交換型の 3 体力は 8 つの項からなり、部分波展開され [9]、最近では NNNLO の全てのダイアグラムのプログラム・コードが出来上がった。[10] NNNLO までの 3 体力を用いての 3 核子散乱計算は現在進行している。式 3 に示したように、相互作用は外線の運動量 Q に対して摂動展開していく。そのため、物理的モデル

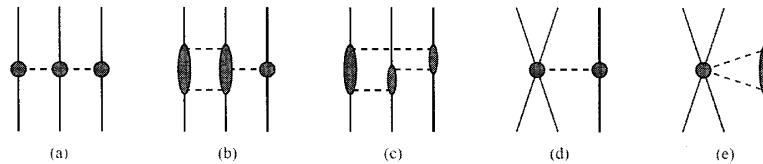


図 3 NNNLO の 3 体力についてファインマン・ダイアグラム

空間の範囲の最大値が Λ 程度に抑えないと、解いている積分方程式の積分核は L^2 にならなくななり発散することになる。カイラル摂動計算において、モデル依存度の最も大きな部分であるため、 Λ は複数用意される。例えば 3 体力の場合、この空間制限のために、因子 $f(p, q)$

$$f(p, q) = \exp \left[-\frac{(4p^2 + 3q^2)^n}{(4\Lambda^2)^n} \right] \quad (6)$$

を上述の 3 体力にかけている。 n は 2 または 3 程度にとっている。ここで、 p, q はそれぞれ、2 核子間の相対運動量、2 核子部分系の重心と傍観粒子（残りの核子）との相対運動量を表す。この Λ はだいたい $400 \text{ MeV}/c^2$ $600 \text{ MeV}/c^2$ の値である。従って、高いエネルギー領域への計算を拡張するためには、この Λ は適切に大きな値を選び、更にオーダー次数の高い計算が必要になる。

図 4(図 5) にカイラル有効場理論のポテンシャルを用いた陽子・重陽子弹性散乱の計算結果を示す。[12] 入射粒子の陽子のエネルギーを 10 MeV (65 MeV) に選んだ場合、それぞれの微分断面積 ($d\sigma/d\Omega$) と陽子のベクトル偏極量 (A_y)、テンソル偏極量である。NNLO と NLO の理論を比較している。 10 MeV では、 A_y を除いて、実験 DATA を良く説明しているが、 65 MeV の場合は、NNNLO だけが説明できている。NNLO と NNNLO の違いは、3 体力があるかないかの点であり（図 3 参照）、ここでは示めさないが NNNLO の計算で 3 体力を除いた計算との比較によって、微分断面積の散乱角が 130° 辺りの極小値が改善されていることは、3 体力によるものであることが明かになった。

3 相対論的 Faddeev 3 体力方程式

非相対論的な 2 体のポテンシャル V は、次の非相対論的 Lippmann-Schwinger 方程式 (LS) を満たす。

$$t^{nonrel}(\vec{p}, \vec{p}'; E) = V(\vec{p}, \vec{p}') + \int V(\vec{p}, \vec{p}'') \frac{1}{E - p''^2/m + i\epsilon} t^{nonrel}(\vec{p}'', \vec{p}'; E) d^3 \vec{p}'' \quad (7)$$

ここで、 t^{nonrel} は、非相対論的な散乱行列である。 p, E はそれぞれ 2 核子間の相対運動量、重心系のエネルギーである。これに対して相対論的ポテンシャル v は、次の相対論的 LS 方程式を満たす。

$$t^{rel}(\vec{p}, \vec{p}'; \sqrt{s}) = v(\vec{p}, \vec{p}') + \int v(\vec{p}, \vec{p}'') \frac{1}{\sqrt{s} - 2\sqrt{m^2 + p''^2} + i\epsilon} t^{rel}(\vec{p}'', \vec{p}'; \sqrt{s}) d^3 \vec{p}'' \quad (8)$$

\sqrt{s} は 2 体系の不变質量を表す。 $(m$ は核子の静止質量) この時、非相対論的運動量・重心エネルギーは、相対論のそれらとは、原理的かつ一意的に結びつける関係は存在しない。しかし、固有値は測定されるべきものであり、共通のオブザーバブルを同じ数値解として与える相対論的ポテンシャル v を、非相対論的ポテンシャル V から作ることができる。その方法の例を 2 つあげれば、Coester-Pieper-Serduke 法 [13, 14] と Kamada-Glöckle 法 [15] である。これらの方の比較については Polyzou の論文 [16] が詳しい。図 6 と図 7 に、それぞれ、アルゴンヌ V18

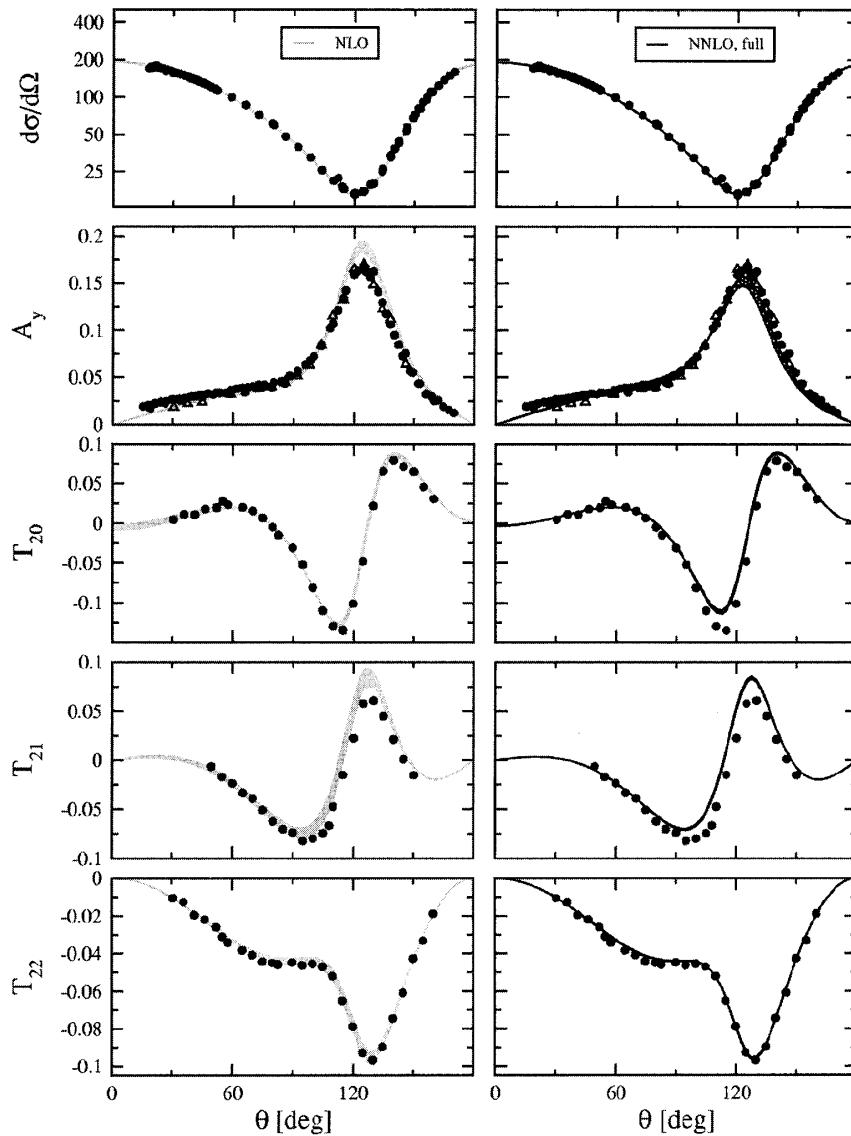


図 4 NLO と NNLO バージョンのカイラル有効場理論ポテンシャルによる陽子・重陽子散乱のオブザーバブル ([12] より転載) 入射粒子が 10 MeV の場合で、更に左 (右) は、NLO (NNLO) バージョンを用いた場合である。上の列から、微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ 、ベクトル偏極量 A_y 、テンソル偏極量 T_{20}, T_{21}, T_{22} である。

ポテンシャルの部分波 1S_0 の非相対論的ポテンシャルと相対論的ポテンシャルの等高線図を示した。両者の違いは肉眼では良く見えないが、相対論的ポテンシャルは非相対論のそれに対してわずかに小さなサイズになっている。

3 体系の重心系を考えると、部分系としての 2 体系の重心は、第 3 の粒子の運動量が 0 でない限り、運動することになる。非相対論での計算では、2 体系の重心の運動によって、散乱振幅は不变である。これは、相対運動量がガリレイ変換の下、不变であることに起因する。相対論での計算は、相対運動量がローレンツ変換の下、もはや不变にならない。従ってポテンシャル v も重心の運動量 q によって変化することになる。そのようなポテンシャルをローレンツ・ブースト・

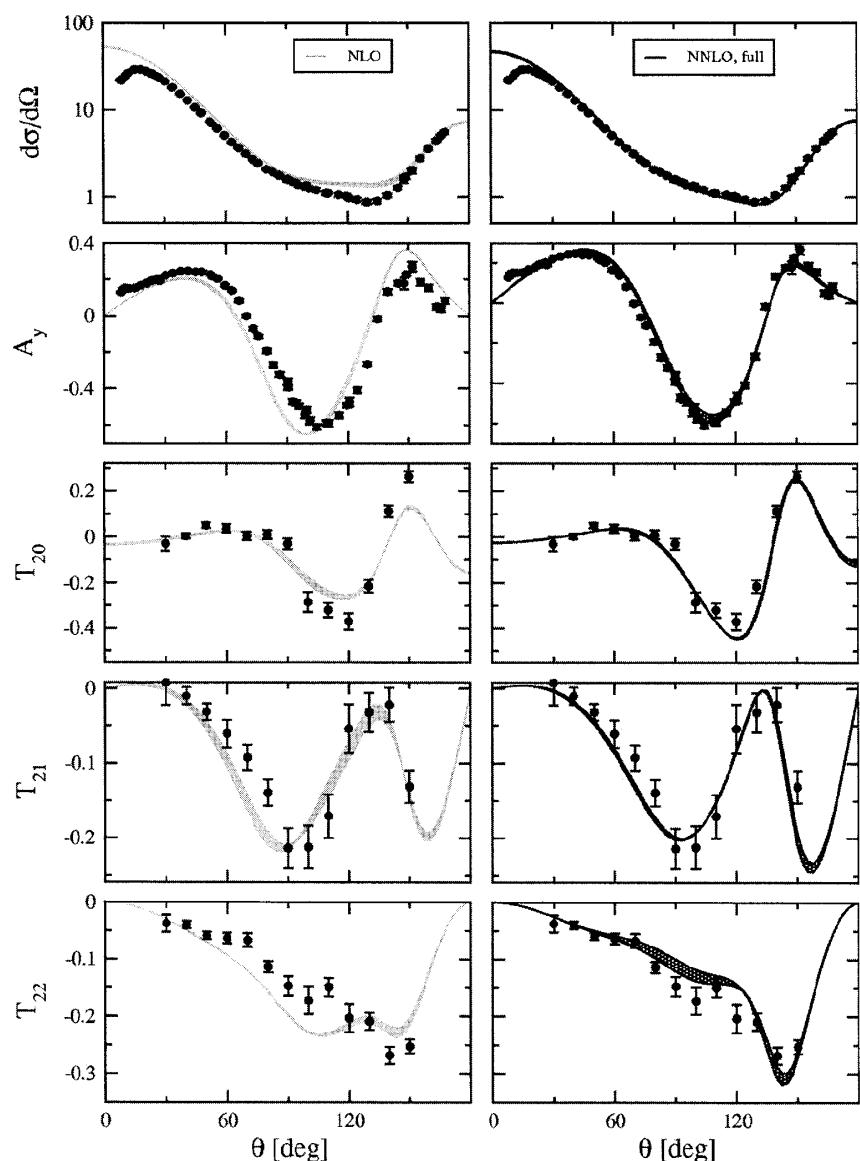


図 5 NLO と NNLO バージョンのカイラル有効場理論ポテンシャルによる陽子・重陽子散乱のオブザーバブル 図 4 と同じであるが、エネルギーが 65 MeV の場合である。

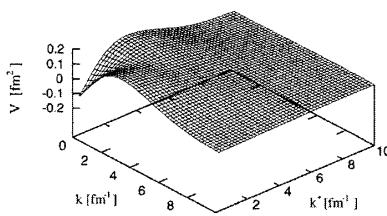


図 6 非相対論的ポテンシャル

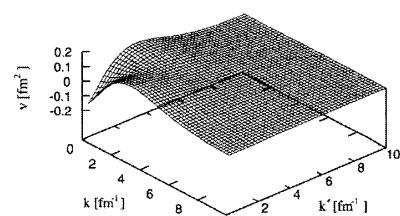


図 7 相対論的ポテンシャル

ポテンシャルとよび、 v_q で表せば、次式を満たすことになる。

$$v_q = \sqrt{(2\sqrt{m^2 + p^2} + v)^2 + q^2} - \sqrt{4(m^2 + p^2) + q^2} \quad (9)$$

ポテンシャルは演算子であるから、一般にこのようなポテンシャルが作れるかは分からぬが、通常の現実的ポテンシャルについては存在することが知られている。[17] このポテンシャルを満たす LS 方程式はローレンツ・ブースト散乱行列 t_q と共に次のように書ける。

$$t_q(\vec{p}, \vec{p}'; \sqrt{s}) = v_q(\vec{p}, \vec{p}') + \int v_q(\vec{p}, \vec{p}'') \frac{1}{\sqrt{s+q^2} - \sqrt{4(m^2 + p''^2) + q^2} + i\epsilon} t_q(\vec{p}'', \vec{p}'; \sqrt{s}) d^3 \vec{p}'' \quad (10)$$

さて、相対論における 3 体のハミルトニアンは、3 体質量演算子を考えることになり、それは次の様に書ける。

$$\begin{aligned} M &= \sqrt{m^2 + q^2} + \sqrt{m^2 + q'^2} + \sqrt{m^2 + q''^2} + v_q + v_{q'} + v_{q''} \\ &= \sqrt{4(m^2 + p^2) + q^2} + \sqrt{m^2 + q^2} + v_q + v_{q'} + v_{q''} \\ &= \sqrt{4(m^2 + p'^2) + q'^2} + \sqrt{m^2 + q'^2} + v_q + v_{q'} + v_{q''} \\ &= \sqrt{(2\sqrt{m^2 + p^2} + v)^2 + q^2} + \sqrt{m^2 + q^2} + v_{q'} + v_{q''} \end{aligned} \quad (11)$$

ここで (p, q) と (p', q') 、 (p'', q'') はそれぞれ異なる 3 つの粒子チャンネルの運動量セットを表し、 p は 2 体部分系の重心系についての相対運動量であり、 q は 3 体重心系の第 3 粒子の運動量である。 p は 3 体重心系における 2 体部分系の相対運動量ではないことに注意する。この演算子の固有値は 3 体の不变質量 \sqrt{S} であるから、束縛状態の Faddeev 方程式は、

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{S} - \sqrt{m^2 + q^2} - \sqrt{4(m^2 + p^2) + q^2}} t_q P \psi \quad (12)$$

と書け、ここで ψ は Faddeev 要素とよばれ、 ${}^3\text{H}$ の全波動関数 Ψ はこれを用いて

$$\Psi = (1 + P) \psi \quad (13)$$

と表される。ただし、 P は粒子交換演算子で $P \equiv P_{12}P_{13} + P_{12}P_{23}$ である。同様に散乱の方程式も

$$T = t_q P |\phi_d\rangle + t_q P \frac{1}{\sqrt{S} - \sqrt{m^2 + q^2} - \sqrt{4(m^2 + p^2) + q^2} + i\epsilon} T \quad (14)$$

のように書ける。 ϕ_d は重陽子の波動関数である。以上の議論は、3 ボソン系で、3 核子の場合はローレンツ・ブーストによって、スピンに対してはウイグナー回転をさせないといけないことは、言うまでもない。

図 8 に入射粒子（陽子）の運動エネルギーが 135 MeV と 250 MeV の場合の微分断面積を示した。[18] ボン・ポテンシャル [1] を 2 体力とし、2 π 中間子交換型の Tucson · Melbourne の 3 体力 [7] を用いた。135 MeV では、散乱角が 130° 迂りで 2 体力のみでは不足している分を、3 体力によって埋め合わせることがほぼできている。しかし、エネルギーが 250 MeV のように大きくなると、3 体力を加えただけでは十分に説明ができなくなる。（実線と点線との比較）特に 180° 付近での実験値との差が大きい。このことから、3 体力の以外の効果として、相対論的計算の可能性が試みられた。その結果、確かに散乱角が 180° 付近の変化はみられたものの、大きな改善はできなかった。（実線と破線との比較）次に 3 体力を含め、かつ相対論的な計算を行った曲線が一点破線である。この場合も非相対論的な結果とほとんど変わらないであろうと予想していたが、意外に大きな変化をもたらし、十分に実験値との一致ができたとは言えないが、180° 付近の不足していた部分を説明する可能性がでてきた。

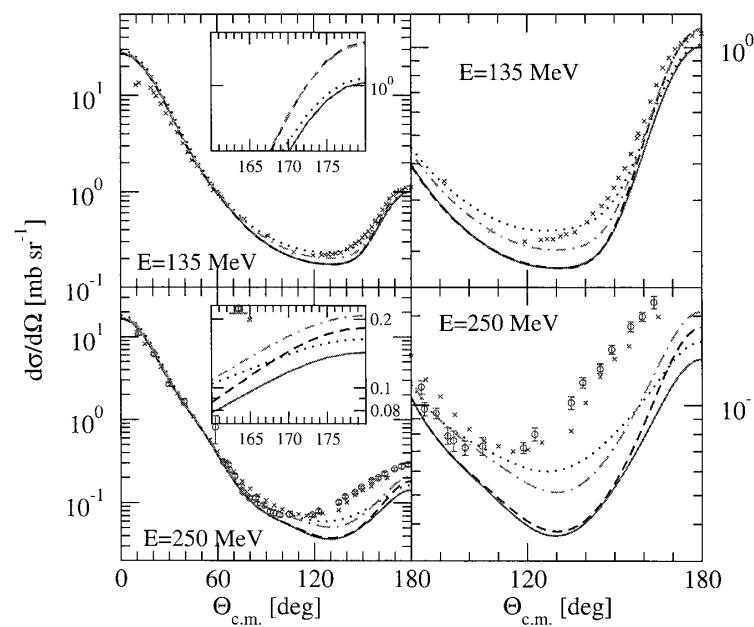


図8 陽子・重陽子弾性散乱の微分断面積 ([18] より転載)； 実線、破線、点線、一点破線は、それぞれ、2体力のみで非相対論的、2体力のみで相対論的、3体力を含む非相対論的、3体力を含む相対論的計算曲線である。

4 展望

Glöckle が3体計算のテキスト [19, 20] を著してから久しいが、その頃と比べると上述してきたようにカイラル有効場ポテンシャルと相対論的な計算方法が急速に発展してきた。カイラル有効場ポテンシャルについては、本誌シリーズにその方法についての日本語解説を書いたが、[22] 相対論的3体計算については、いずれどこかで詳しく解説したいと考えている。

実験で測られているエネルギー領域 (100MeV 以上) の陽子・重陽子散乱 [11] に対する理論計算のためには、NNNLO バージョンの2体力・3体力が必要になると予想され、ようやく NNNLO の3体力が準備できつつある。[10] 従って、中高エネルギー領域におけるカイラルポテンシャルによる3体力を含めた計算が可能な段階になっている。その他、カイラルポテンシャルの新しいバージョンとして、△アイソバーの自由度を含んだ核力の研究もなされている。[21] エネルギーが更に増えると、 π 中間子が生成される閾値に達し、その場合には π NNN の4体系を仮定した3核子散乱計算が必要になるであろう。

ここで述べてきた3核子系への相対論的アプローチは、量子力学の範囲に限られている。ローレンツ・ブーストを正確に扱えば、一般に少数多体系における相対論的量子力学は、矛盾なく計算できることが証明されている。[23] 相対論的な計算には、更に場の量子論の扱いによって理論を展開する道がある。[24] その理論の枠組みでは、核子を明らかにスピナーとして扱うため、反粒子のヒルベルト空間も必要になる。従って、そこでは3核子系でありながら、中間状態には3個以上の多体系ダイナミクスが必要になる可能性がでてくる。例えば、上述した π NNN の4体系で、 π 中間子はエネルギー閾値で生成される場合、従来の量子力学の4体系では、説明が難しい。具体的にいえば、その閾値以下では3核子と π 中間子が常に束縛状態にならなければならぬといった状況に陥るが、それは非現実的である。

この意味においても、4体系の難しさと興味深さが窺えそうであるが、話を3体力に戻したい。カイラル有効場ポテンシャルは、確かに1つのラグランジアンから作られて行くから、2体力と

3体力は系統的に作られていくことを強調してきた。NNLO の FM 型の 3体力と NNNLO の 3体力は、2体力で確定できた LEC を共通の結合定数として受け継いでいる。ところが、NNLO の D 型と E 型の 3体力はどうであろうか。2体力の LEC では決まらないのである。しかし、D 型は、 π NN 系が基本となるハミルトニアンに現れる項であるが、上述の π NNN 系と同様な困難がある。E 型は、3体力特有の LEC を持っている。この様に考えると、カイラル有効場ポテンシャルも、従来の現象論的な場合とさほど変わりはないように思われる。すなわち、「2体力で決まらないことは、3体力を導入すればよい」、「3体力でも決まらないことは、4体力を導入すればよい」、・・・これでは、堂々巡りである。

ところが、見落としてはならないことは、カイラル有効場理論の大きなメリットとして、多体力はオーダーが高くなないと現れないことである。然るに、4体力（図 2 の NNNLO）について 4 体計算を行い、その寄与はほとんど無視できるくらい小さなものになることを示した研究がある。[25] それは即ち、3体力までの多体力が原子核全体にとって定量的に必要な核力であることを意味する。従って、次の段階としての 4 核子系の研究において、その 3体力が適切な役割を演じていることが確かめられるならば、ようやく少数多体系における核力の探求について終止符を打つことになりそうである。

カイラル有効場ポテンシャルと相対論的計算で共同研究をしてきた W. Glöckle, H. Witała, J. Golak, E. Epelbaum, W. Polyzou, U. G. Meißner, R. Skibiński, A. Nogga の諸氏に日頃より感謝いたします。

参考文献

- [1] R. Machleidt, F. Sammarruca, and Y. Song, Phys. Rev. C**53**, (1996) R1483.
- [2] R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks, R. Schiavilla, Phys. Rev. C**51**, (1995) 38.
- [3] V.G.J. Stoks, R.A.M. Klomp, C.P.F. Terheggen, J.J. de Swart, Phys. Rev. C**49**, (1994) 2950.
- [4] S.A. Coon, M.D. Scadron, P.C. McNamee, B.R. Barret, D.W.E. Blatt and B.H.J. McKellar, Nucl. Phys. A**317** (1979) 242.
- [5] R.G. Ellis, S.A. Coon, B.H.J. McKellar, Nucl. Phys. A**438** (1985) 631.
- [6] S.A. Coon, W. Glöckle, Phys. Rev. C**23** (1981) 1790.
- [7] S.A. Coon and M.T. Pena, Phys. Rev. C**48** (1993) 2559.
- [8] V. Bernard, E. Epelbaum, H. Krebs, Ulf-G. Meißner, Phys. Rev. C**77**, (2008) 064004.
- [9] H. Kamada, E. Epelbaum, A. Nogga, Ulf-G. Meißner, H. Witała, J. Golak, R. Skibiński and W. Glöckle, AIP Conf. Proc., **1011** (2007), 59.
- [10] R. Skibiński, J. Golak, K. Topolnicki, H. Witala, E. Epelbaum, W. Glöckle, H. Krebs, A. Nogga, H. Kamada, e-Print: arXiv:1107.5163 [nucl-th], to appear in Phys. Rev. C.
- [11] 例えば、K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. C **83** (2011) 061001(R).
- [12] E. Epelbaum, A. Nogga, W. Glöckle, H. Kamada, Ulf-G. Meißner, H. Witała, Phys. Rev. C **66** (2002), 064001.
- [13] F. Coester, Helv. Phys. Acta **38** (1967) 7.
- [14] F. Coester, Steven C. Pieper, and F. J. D. Serduke, Phys. Rev. **11** (1975) 1.
- [15] H. Kamada and W. Glöckle, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 2547.
- [16] T. W. Allen, G. L. Payne, and Wayne N. Polyzou, Phys. Rev. C **62** (2000) 054002.
- [17] H. Kamada, W. Glöckle, Phys. Lett. B**655** (2007) 119.
- [18] H. Witała, J. Golak, R. Skibiński, W. Glöckle, H. Kamada, W.N. Polyzou, Phys. Rev. C**83** (2011) 044001.

- [19] W. Glöckle, *The Quantum Mechanical Few-Body Problem*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, (1983).
- [20] W. Glöckle, H. Witała, D. Hüber, H. Kamada, J. Golak, Phys. Rep. 274, (1996) 107.
- [21] E. Epelbaum, H. Krebs, and Ulf-G. Meisner, Phys. Rev. C **77** (2008) 034006.
- [22] 鎌田裕之、素粒子論研究 115(2), B50-B55, 2007-06-20.
- [23] B. Bakamjian, L. H. Thomas, Phys. Rev. **92** (1952) 1300.
- [24] Alfred Stadler, Franz Gross, and Michael Frank Phys. Rev. C **56** (1997) 2396.
- [25] D. Rozpedzik, J. Golak, R. Skibiński, H. Witała, W. Glöckle, E. Epelbaum, A. Nogga and H. Kamada, Acta Physica Polonica B **37**(2006) 2889.