

弱い相互作用と強い相互作用で探るガモフ・テラー遷移

藤田 佳孝

大阪大学核物理研究センター・理学研究科物理

ガモフ・テラー (GT) 遷移は、弱い相互作用での最も一般的な過程で、スピン・アイソスピン ($\sigma\tau$) 型の相互作用により起こります。その遷移強度の研究は、スピン、アイソスピン (荷電スピン) が原子核に特徴的な量子数である為、原子核物理での興味の対象になっているだけでなく、 β 崩壊や高エネルギーニュートリノが絡む元素合成と関連し、宇宙物理でも重要です。弱い相互作用だけをするニュートリノそのものを使う GT 遷移の研究は、反応率の低さ故に絶望的です。 β 崩壊の測定からは GT 遷移強度の絶対値を出せるのですが、対象となる励起エネルギーの範囲が限られます。そこで強い相互作用にも $\sigma\tau$ の成分があり、 (p, n) や $({}^3\text{He}, t)$ 反応などの荷電交換反応が逆 β 崩壊のように振る舞い且つ GT 遷移の相対強度が出せ、高励起状態への遷移の研究が可能であることに着目します。すると荷電交換反応、 β 崩壊の両者から得られる GT 遷移強度を、原子核に於けるアイソスピン対称性 (荷電スピン対称性) を基に融合して研究を進める、という道が拓けます。つまり広い励起エネルギー範囲で、GT 遷移強度の絶対値を得る事ができます。特に我々が使う $({}^3\text{He}, t)$ 反応では、従来の荷電交換反応より分解能が一桁上がり、GT 遷移についての新しい現象が見えてきました。

1 はじめに

宇宙のマクロで静的な骨格は、重力で形成されています。しかし宇宙のミクロで動的な営みである元素合成に目を向けると、強大な核力 (強い相互作用) 及び電磁気力は当然として、意外にも弱い相互作用の働き、その中でも特に $\sigma\tau$ 演算子の働きで起こるガモフ・テラー (GT) 遷移 [1, 2] の寄与が大きい事に気付きます [3]。巨星の超新星爆発や中性子星の融合に伴う高温高密度状態でのニュートリノ起源の元素合成はその典型的な例です。

地上での β 崩壊の研究では、半減期や低励起状態への GT 遷移強度の絶対値を決める事ができます。しかし崩壊測定ゆえに高励起状態への遷移を研究できません。そこで 4 章で述べる様な条件の下で、強い相互作用で起こる荷電交換反応が、逆 β 崩壊のように振る舞い、しかも高励起状態への遷移の研究が可能であることに目をつけました。我々のグループは、磁気分析器を用いた $({}^3\text{He}, t)$ 荷電交換反応で、高分解能測定が可能となる分散整合の手法を確立し、ベリリウムなど

の軽い p 殻核、マグネシウムなどの sd 殻核、巨星の核となる鉄、ニッケル等の pf 殻核、また錫などのより重い元素からの GT 遷移の詳細をここ 10 数年研究しています [4]。

しかし強い相互作用で起こる荷電交換反応のみを使う研究では、GT 遷移強度の絶対値の決定において不確定さが残る、という難点があります。更に、安定核に対する荷電交換反応では研究対象が安定線近傍に限られ、全体像をつかみきれません。そこで原子核に於けるアイソスピン対称性 (荷電スピン対称性) の概念を導入する事で、その困難を乗り越えようとしています。 β 崩壊の研究でまず低、中励起状態への遷移強度の絶対値を決め、それらを標準とし、荷電交換反応で得られる高分解能を武器に、高励起状態への GT 遷移強度を明らかにする、という方針です [4]。 $(^3\text{He}, t)$ 荷電交換反応は大阪大学核物理研究センター (RCNP) で、 β 崩壊研究は、スペイン・バレンシア、フランス・ボルドーのグループとの共同研究とし、ドイツ・GSI、フランス・GANIL、日本の RIKEN・RIBF で行っています。

2 Gamow-Teller 遷移の性質

弱い相互作用での過程、例えば β 崩壊では、放出粒子である電子がその質量の小ささゆえに大きな角運動量を持ち出せません。それで $\Delta L = 0$ の性質を持つフェルミ遷移及び GT 遷移は、「許容遷移」と呼ばれます。アイソスピン (τ) 型の作用演算子で起こるフェルミ遷移では、陽子、中性子が同じ性質を持つ状態に留まったまま、中性子が陽子に、またその逆が起こるのに対し、スピン・アイソスピン ($\sigma\tau$) 型の演算子で起こる GT 遷移では、スピン反転が許される為、始状態とは違った構造の終状態への遷移が許されます。それに伴い、全角運動量の選択則は $\Delta J = 0, \pm 1$ となります。但し、 σ 型の演算子が含まれる事により $0 \rightarrow 0$ 遷移は禁止されますから、偶-偶核の $J^\pi = 0^+$ 状態から始まる GT 遷移の場合、終状態は $J^\pi = 1^+$ を持つ事になります。ここで τ 型の演算子も $\sigma\tau$ 型の演算子も、状態の「形」を変える演算子 (動径演算子 r 又は球面調和関数の演算子 Y_{lm}) を含みません。これらの理由で、フェルミ遷移では荷電類似状態 [Isobaric Analog State (IAS)] 間だけで遷移が起こり、GT 遷移は「形」が似通った状態間では強く、大きく異なる状態間では弱くなります。

また単純な独立粒子描像で、それぞれの核子が角運動量 ℓ とスピン s 、全角運動量 j で記述される軌道にいる場合、GT 遷移では軌道角運動量が変化しない ($\Delta\ell = 0$) という性質により、遷移は陽子と中性子の同じ j の軌道間、又はスピン軌道パートナーを構成する軌道間、つまり $j_> (= \ell + 1/2)$ と $j_< (= \ell - 1/2)$ 軌道間だけで起こります。ですから核内の残留相互作用を無視した議論では、これら 2 種類の遷移に対応し、低励起領域とスピン軌道パートナー間のエネルギー差 ($\approx 3 - 6$ MeV) だけ高い励起領域に 2 つの状態が現れる事になります。また ^{16}O 、 ^{40}Ca など、 $N = Z$ で $j_>$ 、 $j_<$ 軌道共に陽子・中性子が埋めつくしている LS 閉殻核からは、GT 遷移は起こらない事になります。GT 遷移は、選択性が強いのです。

3 荷電スピンと荷電スピン対称性

GT 遷移の本質を理解する為に、原子核におけるアイソスピン量子数の事を考えましょう。「電荷の有無に差はあるが、質量や核力 (強い相互作用) の働きがほぼ同じである陽子と中性子は、コインの表裏のように“核子”の二つの状態である」、と考えます。陽子と中性子を区別するため、

大きさ $1/2$ のアイソスピン量子数 T を導入し第三成分 $T_z = \pm 1/2$ を持つ粒子をそれぞれ中性子、陽子とします (素粒子物理とは符号の定義が逆)。これはスピンの上向きと下向きを区別する為、スピン量子数 S を導入した事に対応します。すると量子数の z 成分は足し算できる事から、 Z 個の陽子と N 個の中性子を持つ原子核では $T_z = (1/2)(N - Z)$ 。一方、ベクトルの大きさはその z 成分より大きくないといけないので、 T の最小値は T_z の絶対値 $(1/2)|N - Z|$ となります。核力に比べて弱いクーロン力 (電磁相互作用) を無視した概念であるアイソスピンは、完全な量子数とは言えないのですが、原子核構造・励起・崩壊を統合的に理解するうえで非常に役に立ちます [5, 6]。例えば陽子数 Z と中性子数 N が逆転し、 T_z の符号が逆の原子核では核力の働きがほぼ等しい為「鏡映核」と呼ばれ、(元素名は当然違うが) 同じ構造を持つと考える事ができます。

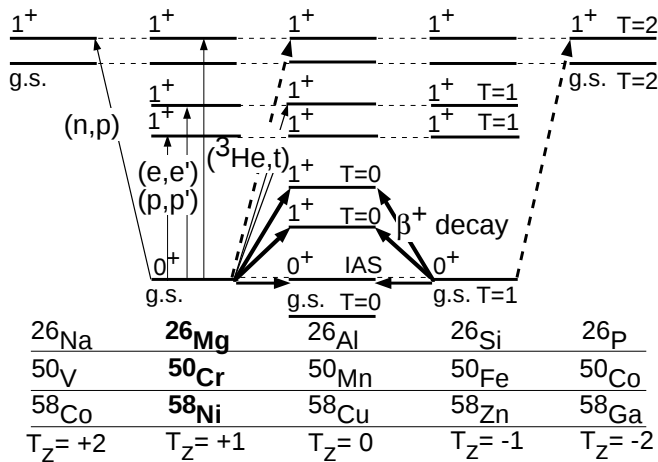


図 1: $A = 26, 50, 58$ で $T_z = \pm 2, \pm 1, 0$ の原子核における荷電類似状態と類似遷移の概念図。アイソスピン対称な構造を明示するため、クーロンエネルギーを除いた表示。安定な原子核 ^{26}Mg 、 ^{50}Cr 、 ^{58}Ni を太字で示す。また、それらの鏡映核は ^{26}Si 、 ^{50}Fe 、 ^{58}Zn で、ほぼ同じ構造を持つ。

視点を広げ、 $T_z = 0$ 核を中心においた一連の質量数 A の原子核の「アイソスピン構造」を、図 1 に示します。但しこの図では核力に焦点をあてているので、陽子間のみに働くクーロン力の影響を除いてあります。質量数 A の一連の原子核中の対応する状態を荷電類似状態 (図の点線で結ばれた状態: isobaric analog states)、それらの間の遷移で対応関係にあるものを類似遷移 (analogous transitions) と呼びます。特に図 1 の太線で書かれた対をなす遷移は、陽子が中性子に変わり、またはその逆の変化を起こし、 A を変えずに T_z を 1 だけ変える点で対応関係にある類似遷移であり、それぞれ β 崩壊と荷電交換反応により起こる遷移となっています。またこの図は、(1) 中性子が陽子に段階的に替り T_z が変化しても、相互作用の点では中性子と陽子は同じ粒子であるので、同一の T を持ち同じ構造を持つ荷電類似状態が共通に存在する、(2) 但し、 $T \geq |T_z|$ の制限から、状態に許される T の最小値は変わっていく、という事を示しています (詳細は文献 [4] を参照)。

この様に、スピンの状態を変化させる作用演算子 σ に対し、アイソスピン空間で同じ構造を持つ作用演算子 τ を導入しました。この τ 演算子は、 $\Delta T_z = 0, \pm 1$ の遷移だけでなく、 $\Delta T = 0, \pm 1$ の遷移を起こす事もでき、 (p, p') 、 (e, e') の様な非弾性散乱に於いても σ 演算子と協調する事により、スピン・アイソスピン励起を起こす事が注目されます。歴史的な命名により $\sigma\tau$ 演算子で起こる遷移は、 β 崩壊と荷電交換反応では GT 遷移、また非弾性散乱 (または γ 崩壊) で対応関係にある遷移は、 $M1$ 遷移と呼ばれています [4]。

単に陽子数 Z と中性子数 N の代わりに導入された様に見えるアイソスピン量子数 T ですが、強

い相互作用が原子核構造の大枠を決めていることから、かなり良い量子数と考える事ができます。一つの例が、上に述べた原子核構造の荷電対称性です。それ以外にも、アイソスピン量子数に基づく選択則が、GT 遷移の研究からはっきりと見えてきます。関連して、荷電ベクトル (Isovector: IV)、荷電スカラー (Isoscalar: IS) という用語は、それぞれ陽子と中性子が逆位相、同位相で動くというイメージが根本にあります。励起モードで考えると、空間 (動径 r と角運動量 Y_{lm}) やスピン作用演算子 σ が同じでアイソスピン作用演算子 τ を含む IV 型のモード (例えば IV 単極モード) と、それを含まない IS 型のモード (IS 単極モード) があります。IV 型モードでは陽子・中性子が非対称な動きをする為、IS 型モードに較べ対称エネルギーにおける損失が大きくなり、励起エネルギーが高くなります [2]。

4 Gamow-Teller 遷移の測定

四つの基本的な力のうち「強、電磁、弱」の三種類ものの相互作用が働いている原子核は、自然界でユニークな存在です。強い相互作用 (核力) は、荷電交換反応のような原子核反応を起こし、弱い相互作用は β 崩壊を起こします。弱い相互作用を直接使う反応実験による GT 遷移の研究は、その弱さゆえに限られ、また β 崩壊測定では、エネルギー的に許容される終状態が低エネルギー領域に制限されます。しかし β 崩壊の利点は、実験から各崩壊に対して決まる部分半減期 t 、崩壊の Q 値がわかれば、GT 遷移の強度 (換算遷移確率) $B(\text{GT})$ の絶対値が出せる点です。

$$B(\text{GT}) = K/(\lambda^2 ft), \quad (1)$$

ここで K と λ は弱い相互作用における定数、 f は位相空間係数で崩壊の Q 値と終状態の励起エネルギーを用いて計算できる値です。励起エネルギーが Q 値と同じになった所で崩壊の位相空間がゼロとなり、Q 値より高い励起状態には β 崩壊ができない事を示します。詳しくは 5.1 章で示しますが、 f が励起エネルギーと共に急激に小さくなる為、 β 崩壊で $B(\text{GT})$ の値の導出が可能なのは、せいぜい崩壊の Q 値より 2-3 MeV 下にある励起状態への遷移に限られます。一方換算遷移確率 $B(\text{GT})$ は、遷移行列要素の 2 乗 ($|< f|\sigma\tau|i >|^2$) に比例した量として定義されているので、 β 崩壊で行き着けるかどうかには関わりなく、高い励起状態にまで強度が存在する可能性があります。当然高い励起状態への遷移は崩壊実験では調べる事ができず、荷電交換反応実験でのみ $B(\text{GT})$ を出せる可能性があります。

実験的に高い励起状態への GT 遷移の強度を調べる為の突破口が、荷電交換 (p, n) 反応により 80 年代初期に拓かれました。強い相互作用 (核力) による荷電交換反応でも、100 MeV/核子 以上の中間エネルギーの入射粒子を用い、ゼロ度近傍での運動量移行が小さいという測定条件では、角運動量移行 $\Delta L = 0$ の性質を持つ $\sigma\tau$ 型演算子の寄与が大きく、ほぼ GT 遷移強度 $B(\text{GT})$ を反映する反応断面積が得られる事がわかったのです [7]。

$$\sigma(0^\circ) \simeq \hat{\sigma}^{\text{GT}}(0^\circ)B(\text{GT}), \quad (2)$$

ここで $\hat{\sigma}^{\text{GT}}(0^\circ)$ は、散乱角度 0° での単位 GT 断面積で、励起エネルギーと共に緩やかに減少し、 $E_x = 10$ MeV で 10%程小さくなります。強い相互作用で起こる核反応を用いる (p, n) 反応による GT 遷移の研究は、反応断面積が大きくまた高エネルギー領域までの測定が可能で、高励起スピン・アイソスピン振動状態である GT 共鳴 (GTR) の発見など大きな成果をあげました [8]。し

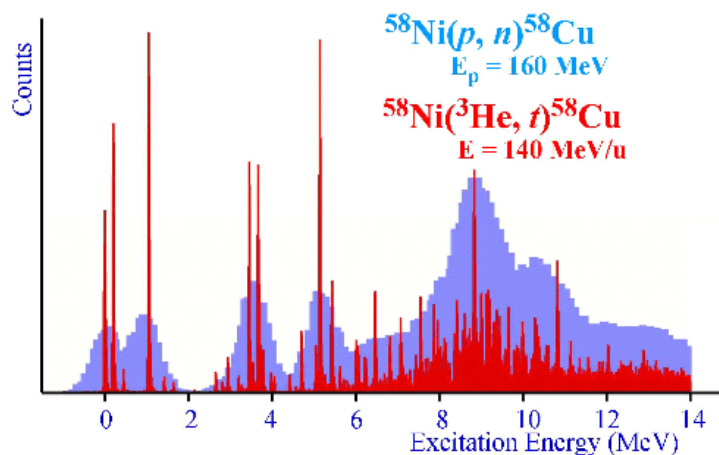


図 2: 測定角度 0 度での荷電交換反応励起エネルギースペクトル。薄い部分は 1980 年代の $^{58}\text{Ni}(p, n)^{58}\text{Cu}$ 反応のもの。濃い色の $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, t)^{58}\text{Cu}$ 反応では、バンプ状の GT 共鳴 (GTR) に微細構造が見えた。

しかし β 崩壊測定に比べエネルギー分解能が低く、個別遷移毎の強度の導出は困難でした。しかも荷電交換反応では、GT 遷移強度 $B(\text{GT})$ の相対値しか出せないという難点があります。

(p, n) 反応での分解能の壁を、世界で唯一中間エネルギーの入射粒子 [核子当たり 140 MeV (全エネルギー 420 MeV) の ^3He 粒子] を用い乗り越えたのが、大阪大学核物理研究センター (RCNP) での β^- 型 $(^3\text{He}, t)$ 荷電交換反応です。高分解能磁気分析器 Grand RAIDEN [9] と高分散ビームライン WS-Course の間に「運動量分散整合」の手法を適用することにより分解能が一桁上がったのです [4]。図 2 は核子当たりの入射エネルギーがほぼ等しい二種類の荷電交換反応で見た、 ^{58}Ni を標的とした ^{58}Cu の GT 状態の励起エネルギースペクトルを示しています。80 年代から GT 遷移研究を牽引してきた (p, n) 反応 [8] に比べ、 $(^3\text{He}, t)$ 反応では一桁上の分解能 (最高分解能 ≈ 20 keV) が得られ、バンプ状に見えた 8 – 11 MeV 領域の GTR は微細構造を持ち、連続状態の上に乗る多くの個別状態の集合であることがわかったのです [10]。

また角度分解能も 0.3 度以下が得られるので、磁気分析器をゼロ度に固定した測定で得られる 2 度までの範囲の散乱を 5 分割し、角度分布を得る事ができます。高い入射エネルギーの為、角度分布は前方に押し込められ、GT や Fermi 遷移のように、 $\Delta L = 0$ の遷移で励起される状態は前方 0 度で一番はっきりし、他方 $\Delta L \geq 1$ の遷移で励起される状態は、2 度に近い角度で存在がはっきりしてきます。

この高いエネルギー分解能と、 $\Delta L = 0$ の遷移を同定するのに重要な角度分解能により、GT 遷移が選択的に観測でき、種々の β 崩壊測定で得られる結果と直接対応関係をつける事ができます。例えば 3 章で説明したアイソスピン対称性を導入することにより、 $(^3\text{He}, t)$ 反応で得られる $B(\text{GT})$ の相対値を、 β 崩壊測定で得られる $B(\text{GT})$ の値を使い規格化する事ができ、絶対値に焼き直す事ができるようになりました。[$B(\text{GT})$ の値を求める際の誤差も含めた詳しい議論は、文献 [4] を参照して下さい。]

5 Gamow-Teller 遷移における荷電スピン対称性

5.1 荷電交換反応スペクトルとベータ崩壊スペクトル

荷電交換反応と、 β 崩壊の結びつきを具体化する為に、3章で述べた荷電スピン対称性と、($^3\text{He}, t$) 反応で得られる高分解能スペクトルを組み合わせ、鏡映関係にある“ β 崩壊スペクトル”を予想してみましょう。当然の事ながら、 β 崩壊のエネルギーは β 線とニュートリノで分け合い、 β 線のエネルギーを測定してもこの β 崩壊のスペクトルは得られません。ここで言う“ β 崩壊スペクトル”とは、 β 線が全てのエネルギーを担うとすると見られるであるはずの、仮想のエネルギースペクトルの事です。

図 3(a) に $^{44}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{44}\text{Sc}$ 荷電交換反応で得られた励起エネルギースペクトルを示します。この反応は、 $T_z = +2 \rightarrow +1$ の性質を持つので、 $^{44}\text{Cr} \rightarrow ^{44}\text{V}$ という $T_z = -2 \rightarrow -1$ の性質を持つ β 崩壊ではどのような“スペクトル”が得られるかを考える事になります。詳細な議論は文献 [11] にゆずり、ここでは考えの概要を示します。

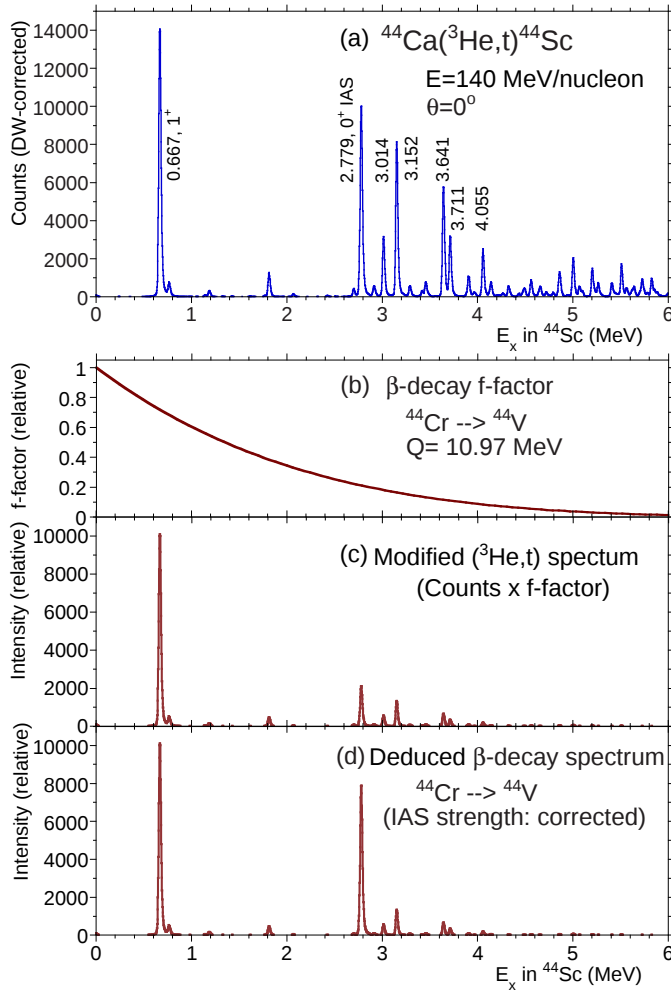


図 3: (a) 散乱角 $\Theta \leq 0.5^\circ$ 領域の $^{44}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{44}\text{Sc}$ スペクトル。ほとんどの状態が $\Delta L = 0$ の性質を持つ。2.779 MeV 状態は Fermi 遷移で起こる IAS。その他のほとんどは GT 状態。それぞれのピークの面積 (そしてほぼ高さ) が $B(\text{GT})$ 値に比例していると考えられる。 (b) f 係数の励起エネルギー依存性。 (c) $^{44}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{44}\text{Sc}$ スペクトルに f 係数を掛けて得られたスペクトル。 (d) β 崩壊では Fermi 遷移が強調される事を踏まえて、Fermi 遷移で起こる IAS を約 5 倍大きくしたスペクトル。各ピークの高さの比が、 $^{44}\text{Cr} \rightarrow ^{44}\text{V}$ の β 崩壊で測定される分岐比の予想値になる。

β 崩壊での崩壊強度に大きな影響を持つのが、式 (1) の f 係数です。「崩壊過程」の性質上、終状態の励起エネルギーと共に崩壊の強度は抑制され、崩壊の Q 値を越える高い励起状態には遷移ができません。 $^{44}\text{Cr} \rightarrow ^{44}\text{V}$ の β 崩壊での f 係数は、図 3(b) の様に励起エネルギーと共に急激

に減少し、これを考慮すると図 3(a) の $^{44}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{44}\text{Sc}$ スペクトルは、図 3(c) の様になります。更に荷電交換反応と β 崩壊では、Fermi 遷移を引き起こす τ 型と GT 遷移を引き起こす $\sigma\tau$ 型演算子の結合定数の比に違いがあります。 $A = 44$ 系において調べてみると、 β 崩壊では τ 型演算子の作用が約 5 倍ほど強い事がわかりました [11]。つまり β 崩壊では、IAS 状態へ向かう Fermi 遷移が 5 倍程強調される事になり、その補正を加えたものが図 3(d) です。これが、アイソスピンに関する $T_z = \pm 2 \rightarrow \pm 1$ の GT 遷移の対称性を仮定して得られた $^{44}\text{Cr} \rightarrow ^{44}\text{V}$ β 崩壊の予想“スペクトル”です。各ピークの面積(そしてほぼ高さ)が、 β 崩壊で得られる分岐比 (Branching Ratio: BR) に比例します。大きな $B(\text{GT})$ 値を持つ遷移であったとしても、高い励起状態への GT 遷移の測定がベータ崩壊では困難な事を見て取れます。

この様にアイソスピン対称性を仮定し、さらに $(^3\text{He}, t)$ 測定ではその高い分解能により IAS のピークをきれいに分離する事ができる、という利点を生かすと、 $N = Z$ 線を挟み陽子過剰核の β 崩壊の“スペクトル”の予想ができます。 ^{44}Cr を含む陽子過剰核は安定核の「北西」に位置し、中性子が少なめの元素の合成で重要な rp 過程 (rapid proton process) の通り道になっています。世界各地の研究所で「不安定核生成工場」が稼動し、これらの元素の β 崩壊の研究が進んでいます。しかし今のところ、その鏡映核に対する $(^3\text{He}, t)$ 反応を用いた研究で得られる精度には達していません。

5.2 荷電交換反応とベータ崩壊で探る原子核構造

安定核からの β^- 方向への GT 遷移と、それと鏡映な不安定核の β^+ 崩壊における GT 遷移の“スペクトル”の比較は、鏡映対称性の研究に有効な手段となります。 sd 殻核、 f 殻核での対称性は、荷電交換反応と β 崩壊による研究から既に幾つかのきれいな例が報告されています [7, 12, 13, 14, 15, 16]。しかしここでは逆に、 $A = 56$ の pf 殻鏡映核、 $^{56}\text{Fe}_{30}$ と $^{56}\text{Zn}_{26}$ から始まる鏡映な $T_z = \pm 2 \rightarrow \pm 1$ の GT 遷移について、一見すると対称性が破れているのではないかと思わせるスペクトルの違いがあり、更に検討したところ新たな β 崩壊モードの存在が見えた、という事例について報告します。

まずは準備として、 $T_z = +2 \rightarrow +1$ の性質を持つ $^{56}\text{Fe}(^3\text{He}, t)^{56}\text{Co}$ 反応で得られた分解能 19 keV (FWHM: full-width at half-maximum) のスペクトル [17] を、5 章で説明した手順に従い修正し、更に次に述べる β 崩壊測定の分解能が 60 keV である事も考慮し、予想される β 崩壊強度の“スペクトル”を作ってみました [図 4(a) の実線]。

一方、 β 崩壊自身で“スペクトル”を得るためには、崩壊後の娘核の各状態の励起強度(分岐比)を知る必要があります。その為に、(1) 娘核の状態が粒子崩壊閾値以下にある場合には、そこからの γ 崩壊強度を、(2) 閾値以上にある場合には、粒子崩壊強度を測定します。陽子不安定線近くに位置する ^{56}Zn から ^{56}Cu への β^+ 崩壊では、 ^{56}Cu の陽子崩壊の閾値が $S_p = 0.56(14)$ MeV と非常に低く、遅延陽子崩壊の測定により β 崩壊の“スペクトル”を得る事ができる“はず”です。図 4(b) は、フランス・GANIL 研究所の LISE-III 実験施設で、両面位置読み出し型シリコン検出器を使い得られた遅延陽子スペクトルです。 ^{56}Zn の β^+ 崩壊により ^{56}Cu の状態が励起され、更にそれら励起状態が放出する陽子の強度を陽子エネルギーの関数として示しています [18]。また図 4(a) と図 4(b) のピークの高さは、一応対応する $E_x \approx 1.7$ MeV 状態で規格化してあります。遅延陽子崩壊スペクトル全体を見渡したとき、図 4(a) の $^{56}\text{Fe}(^3\text{He}, t)^{56}\text{Co}$ 反応に対応して、3 本

の励起状態がうまく見えています。しかし励起の強度や弱く励起されているピークにまで目を向けると、違いも見えています。それらの違いが生まれる理由を検討してみる事にしましょう。

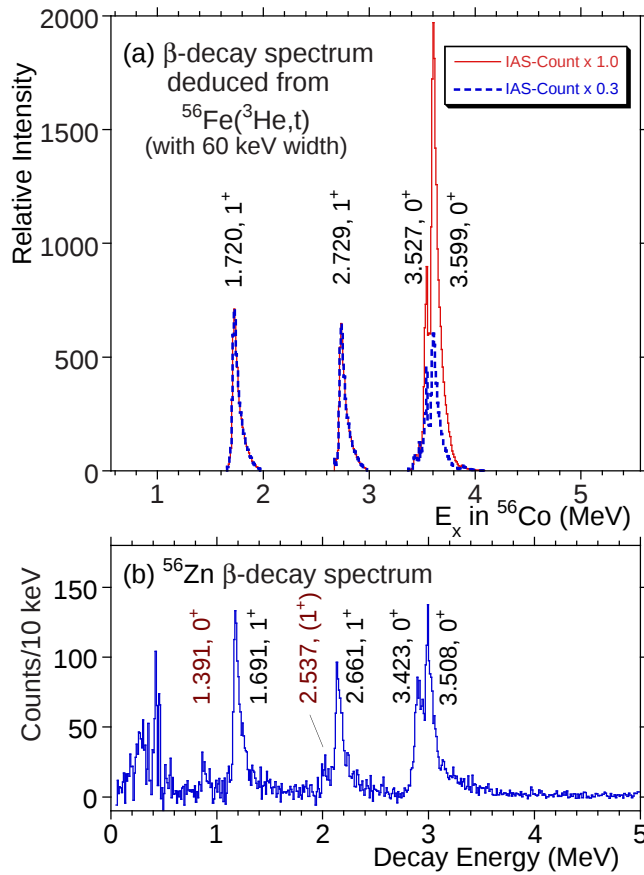


図 4: (a) $^{56}\text{Fe}(^3\text{He}, t)^{56}\text{Co}$ のスペクトルから始めて、アイソスピンに関する鏡映対称性を考慮して得られた ^{56}Zn の β 崩壊スペクトル (実線)。破線のスペクトルは、3.6 MeV にあり $T = 2$ の性質を持つ IAS の陽子崩壊が、アイソスピン選択則により妨げられるであろう事を考慮し、IAS 状態の強度を 30 % にまで減らした場合。(b) ^{56}Zn β 崩壊測定で得られた遅延陽子スペクトル [18]。0.5 MeV 以下のバンプは、 β^+ 粒子に起因するバックグラウンド。図 (a)、(b) のエネルギースケールは、陽子崩壊の閾値 $S_p = 0.56(14)$ MeV の分だけずらせてある。また状態の励起エネルギーは、それぞれ ^{56}Co 、 ^{56}Cu の励起エネルギーで、鏡映対称性の破れを反映したズレが見られる。

図 4(a) の実線と、図 4(b) の遅延陽子スペクトルを比べると、3.6 MeV, $J^\pi = 1^+$, $T = 2$ の IAS 状態からの陽子崩壊が大きく抑圧されている事に気がきます。破線で示すように、本来の約 30% まで抑圧されています。これは ^{56}Cu が陽子と ^{55}Ni に分かれるとき、陽子も ^{55}Ni の低励起状態共にアイソスピン T は $1/2$ である事によります。2 つの $T = 1/2$ のベクトルの和は 0 又は 1 で、2 を組む事はできないからです。しかし逆に約 30% の強度がアイソスピン選択則で禁止されている陽子崩壊をしているという事は、アイソスピンの混ざりを許す相互作用、例えばクーロン力により、IAS が純粋な $T = 2$ の状態ではなく、 $T = 1$ の成分も含む事を示します。つまり、アイソスピン選択則とアイソスピン量子数のホコロビを観た事になります。また残りの大部分の強度は、 γ 崩壊している事がわかりました [18]。

更に丁寧に二つの図を見比べると、1.391 MeV, 0^+ と 2.537 MeV, (1^+) 状態が図 4(b) で余分に見えている事に気がきます。原理的に IAS 以外の 0^+ 状態が β 崩壊で直接励起される事は無いので、1.391 MeV 状態、そして多分 2.537 MeV, (1^+) 状態も、IAS の γ 崩壊で 2 次的に励起されているようです。IAS より低励起側に位置するこれらの状態は $T = 1$ で、更に $S_p = 0.56(14)$ MeV より高励起側に位置する為、(クーロン障壁である程度阻害されますが) 陽子崩壊が許されます。つまり、 ^{56}Zn の β^+ 崩壊で観測された遅延陽子スペクトルは、今までも知られていた「遅延陽子崩壊」、「遅延 γ 崩壊」に加え「遅延 γ -陽子崩壊」の 3 種類の過程が混ざりあった複合スペクトルである事がわかったのです [18]。

この様に、 β 遅延陽子の測定だけでは見えてこない「遅延 γ -陽子崩壊」という新しい β 崩壊

過程が、鏡映核からの荷電交換反応と、 β 崩壊測定を組み合わせ解析する事により発見できたのです。これからも盛んに行われるであろう陽子過剰核の β^+ 崩壊測定から GT 遷移強度を決定するにあたり、この様な統合的解析が真の GT 遷移強度を知る為に有効な手段となると期待されます。

6 Gamow-Teller 遷移で観る物理

スピン S とアイソスピン T は共に原子核にとり重要な量子数です。特に T は、原子核が「2種類のフェルミ粒子から出来た有限多体系である」とする見方に由来するので、原子核物理での「活躍」は目を見張るものがあります。特に GT 遷移はこれら 2 種類の量子数を最も単純な形で含む $\sigma\tau$ 作用演算子で起こるので、核構造、核内相互作用など原子核に特徴的な性質を探り出す為の、良いプローブの役目を果たします。ここではそのような例を議論する事にしましょう。

6.1 崩壊巾・アイソスピン選択則・状態の「形」

一見、ばらばらな三題話の表題のようですが、これらの物理量が GT 遷移を観測すると結びついてくるのです。不安定な状態は、不確定性関係 $\Gamma \cdot \Delta t \approx \hbar/2$ により崩壊巾 Γ を持ちます。粒子分離エネルギー以上に位置する励起状態からは、例えば陽子が、強い相互作用の束縛から開放され、 $\Delta t \approx 10^{-20}$ 秒の程度の短い半減期で放出されます。そのためその状態は 100 keV 程度の中を持ち、30 keV の分解能を持つ ($^3\text{He}, t$) 反応で十分に検出可能となります。

興味深い例が、 $T_z = +1/2 \rightarrow -1/2$ 遷移の性質を持つ $^9\text{Be}(^3\text{He}, t)^9\text{B}$ 反応で得られたスペクトルに見られます。過去に行われた荷電交換反応では、図 5(a) に見られるように、細い $J^\pi = 3/2^-$ で $T = 1/2$ の基底状態 (ground state: g.s.) が有り、少し幅広の 2.36 MeV 状態が 2-3 MeV の巾広の構造の上に乗っている、という認識でした。 ^9B の g.s. は陽子及び α 粒子の分離エネルギーよりも高いので、全ての ^9B の状態は粒子崩壊巾を持ちます。また一般には励起エネルギーが高くなるにつれ崩壊巾は大きくなると予想されます。ところが微細構造を見るため縦軸を 10 倍拡大した所、図 5(b) に見られるように、30 keV の分解能で初めて発見できるような弱くかつ巾をほとんど持たない励起状態が数本見つかりました。特に 14.66 MeV 状態には、30 keV の分解能では巾が見られませんでした。

まずこの状態巾がなぜこれほど狭いのかを考えてみる事にしましょう。まず文献 [19] により、この 14.66 MeV 状態は $T = 3/2$ で、 ^9Li と ^9C の g.s. の IAS である事がわかります。それなら巾の狭さは、アイソスピン選択則で説明がつく事に気付きます。陽子崩壊により、 ^9B は ^8Be と陽子に分かれ、それぞれのアイソスピン T の値は、 $T = 0$ と $1/2$ です。これらの値のベクトル和は $1/2$ だけなので $T = 3/2$ を組む事はできません。ですから 14.66 MeV, $T = 3/2$ 状態は陽子崩壊が原理的には許されないのです。 α 粒子崩壊も同様です。しかし文献 [19] によると、この状態は巾 $\Gamma = 0.40$ keV を持つ事が知られています。この値がアイソスピン量子数のいわば「ほころび」の程度を示しています。この様に巾の狭い GT 状態が高い励起エネルギーに見えたら、その状態は GT 遷移が始まる最初の状態の $T = T_0$ より一つ高い $T = T_0 + 1$ の $T_\gt$ 状態である可能性があります。実際、 ^{58}Ni 、 ^{54}Fe 核に対する ($^3\text{He}, t$) 反応でも、陽子分離エネルギーよりずっと高い $E_x = 11 - 13$ MeV の高励起領域に巾の狭い $T_\gt$ の GT 状態が見つかっています [10, 20]。

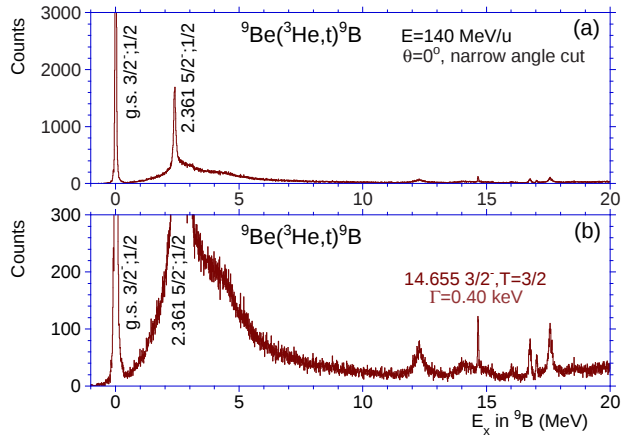


図 5: 縦軸のスケールを変えた ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}$ スペクトル。(a) おおまかなな構造だけが見えているスペクトル。(b) 縦軸を引き伸ばすと、以前より一桁高い分解能によりスペクトルの微細構造が $E_x = 12 - 18$ MeV 領域に見えてきた。弱い 14.66 MeV 状態は、これほどの高い励起エネルギーにもかかわらず、30 keV の分解能では崩壊巾が見られない。

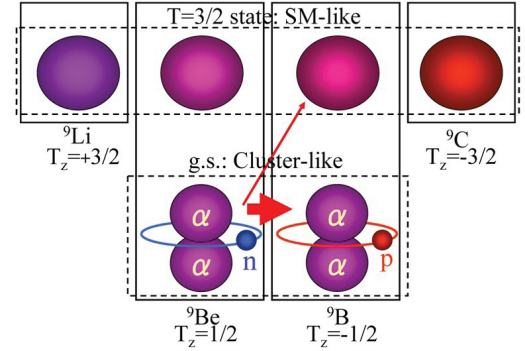


図 6: ${}^9\text{Be}$ と ${}^9\text{B}$ は鏡映核でそれぞれ $T_z = \pm 1/2$ を持つ。 ${}^8\text{Be}$ の基底状態 (g.s.) は 2 個の α 粒子でできていることから、これらの核の g.s. は、主に $2\alpha + 1$ 核子 (それぞれ中性子と陽子) の性質を持つと考えられる [21]。一方、 ${}^9\text{B}$ の $E_x = 14.66$ MeV, $T = 3/2$ の状態は、 ${}^9\text{Li}$ と ${}^9\text{C}$ の g.s. の IAS であり、 N 又は Z が 6 の $p_{3/2}$ 殻が閉じた準魔法数で、球形であると考えられる。

次にこの状態がなぜ弱く励起されるのかを考えましょう。まず議論の前提として、 ${}^9\text{Be}$ の g.s.、 ${}^9\text{B}$ の g.s.、14.66 MeV 状態はすべて $J^\pi = 3/2^-$ で、その間の GT 遷移は許容遷移です。しかし実際には、 ${}^9\text{Be}(\text{g.s.}) \rightarrow {}^9\text{B}(\text{g.s.})$ の遷移に比べ、 ${}^9\text{Be}(\text{g.s.}) \rightarrow {}^9\text{B}(14.66)$ の遷移は、約二桁弱くなっています。ここで注目すべきは、GT 遷移を起こす $\sigma\tau$ 演算子には、波動関数の空間分布を変える演算子が含まれない、という事です。 $A = 8$ の ${}^8\text{Be}(\text{g.s.})$ は安定でなく、 2α に崩壊する事が知られています。図 6 に示すように、 $A = 9$ の ${}^8\text{Be}(\text{g.s.})$ は、 2α の周囲を 1 個の中性子が共通に回り、「のり」の役目をし、かろうじて粒子崩壊をまぬがれていると考えられます [21]。 2α を核とするクラスター構造です。一方 ${}^9\text{B}(14.66 \text{ MeV})$ 状態は、 ${}^9\text{Li}$ 、 ${}^9\text{C}$ の g.s. の IAS で、 Z 又は $N = 6$ が準魔法数であることから、球形であると考えられます。つまり、 $2\alpha + 1$ 核子の様な形のクラスター構造状態と、球形の状態間は、GT 遷移での結びつきが悪い事を示しています。 ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}$ 測定の詳細については [22] を参照して下さい。

6.2 Low-energy super Gamow-Teller state

原子核の構造や反応は、「強い相関を持つ 2 種類のフェルミ粒子から構成される量子有限多対系」であるとして記述されます。しかし質量数 10 程度までの少数系を除き、一般にあるモデルの下で「強い相関」はそのモデルに取り込まれていない「有効残留相互作用 (Effective Residual Interaction: ERI)」として取り扱われます [23]。

例えば原子核の殻モデルでは、陽子数 Z 、又は中性子数 N が 2、8、20、28 の魔法数を持つ事

がうまく説明され、奇核の g.s. の J^π もうまく説明されます。しかし偶-偶核の g.s. のそれが 0^+ である事を説明するには、モデルに陽子-陽子、中性子-中性子間に働く ERI を加える必要があります [23]。それらは IV 型の ERI です。更に相互作用が陽子-中性子間の場合には、IV 型に加え、強い引力の性質を持つ IS 型 ERI の寄与が重要になります。例えば重陽子の g.s. が 1^+ を持つことが、はじめて説明できます。

GT 遷移で起こる原子核構造で一番有名で重要なものは、図 2 に示した GTR です。1980 年以降行われてきた様々な安定核に対する (p, n) 反応で、質量数 $A \geq 60$ のほとんどの原子核の 9–18 MeV 程度の励起エネルギーに系統的に巾数 MeV の共鳴状態が見つかったのです [8]。つまりこれらの原子核では「GT 強度の大部分が β 崩壊実験では見えない高い励起状態に押し上げられている」という事がわかったのです。単純な殻模型から考えられる「GT 励起は (1) 低励起領域と、(2) スピン軌道パートナー間のエネルギー差 ($\approx 3 - 6$ MeV) だけ高い励起領域、に現れる」という予想は、見事に裏切られたのです。一方、アイソスピン量子数 T に対する交換関係から予想される GT 強度に対する「池田和則」[24] との比率は、GTR の発見で 60% 程度にまで回復しました [25]。

殻模型の予想より高い励起領域に強度が移動し共鳴的状态に集中する現象は、GT 励起だけでなく、IV 双極励起、IV スピン双極励起などの IV 型の励起でもよく知られた現象で、斥力的な IV 型 ERI が働く事により起こると考えられています [26]。一方、 $A \leq 40$ の軽い核では、GT 励起強度は多くが低励起状態に存在して個性豊かな分布を示し、はっきりした GTR 励起はみられません。何が違うのでしょうか。GT 遷移のこれら異なる様相のつながりを求め、質量数 $40 < A < 60$ の“ f 殻核”で、 $N - Z = 2$ の $T_z = +1$ 核、 ^{42}Ca 、 ^{46}Ti 、 ^{50}Cr 、 ^{54}Fe 核に対して $(^3\text{He}, t)$ 反応をし、 ^{42}Sc 、 ^{46}V 、 ^{50}Mn 、 ^{54}Co 核に励起される GT 励起の強度分布を調べてみました [27]。これらの核で起こる GT 励起の配位は殻モデルの描像ではすべて共通で、図 7 に示すように $f_{7/2} \rightarrow f_{7/2}$ と $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ だけとなります。

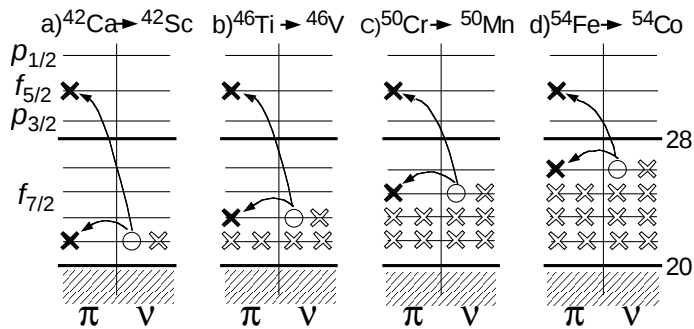


図 7: $A = 42 - 54$ の f 殻核に対する $(^3\text{He}, t)$ 反応により、GT 遷移により作られる殻モデルの配位。陽子 (π) と中性子 (ν) が詰まっている殻は、中空のペケで示した。遷移後に新たに入った陽子は、詰まったペケで示し、抜けた中性子の場所は中空の丸で示した。 $Z = N = 20$ そして 28 での閉殻構造は太線で示す。

散乱角度 $0.0 - 0.5$ 度の範囲を切り出したのが図 8 のスペクトルで、20-30 keV の分解能が得られています。はっきり見えているピークのほとんどが、角度分布がゼロ度で最大値をとる $\Delta L = 0$ の遷移で励起された状態です [27, 28]。ここで ($\Delta L = 0$ の) Fermi 遷移で励起される IAS は、これらすべての核で g.s. になっています。ですから図 8 で見えるほぼすべての励起状態が、GT 遷移で励起された GT 状態であると考えられます。

同じ $T_z = +1$ の性質を持つ原子核からの GT 遷移強度であるにもかかわらず、 f 殻が詰まっ

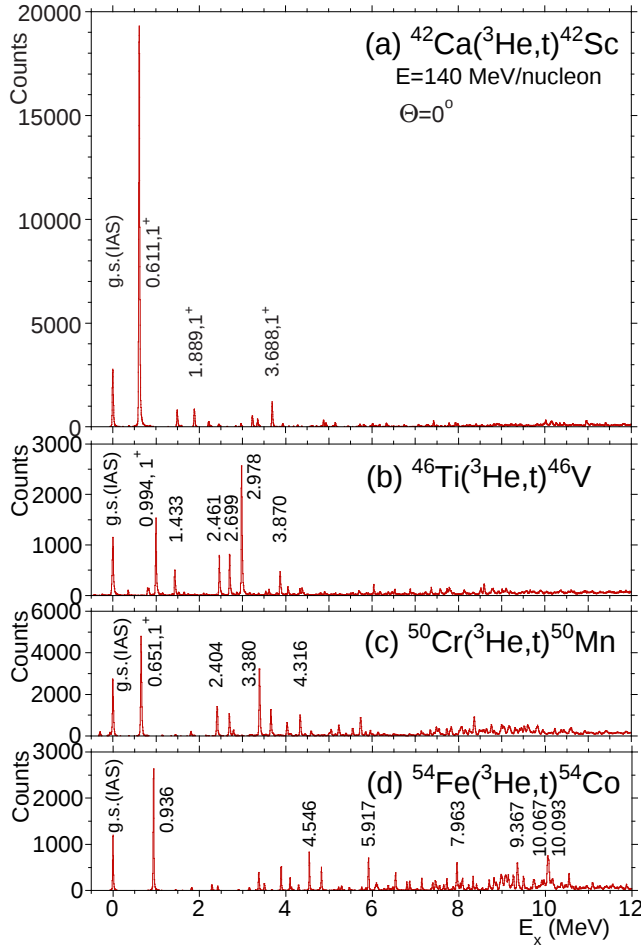


図 8: $A = 42 - 54$, $T_z = +1$ 標的核に対する $(^3\text{He}, t)$ スペクトル。パネル (a) で見るように、 ^{42}Ca 標的では、観測される GT 遷移強度のほとんどが、 ^{42}Sc の最低励起の $J^\pi = 1^+$ の「GT 状態」に集中している。一方、パネル (d) で見るように、 ^{54}Fe 核標的では、大部分の GT 遷移強度が、 ^{54}Co 、 $E_x = 7 - 11$ MeV 領域に広がる「GT 共鳴状態」に集中している。 $A = 46, 50$ の核では、低励起の GT 遷移強度が分散し減ると共に (あたかもシーソーの関係の様に)、高励起 GT 共鳴領域の強度が増えていく。すべてのスペクトルで単位 GT 断面積をそろえてあり、従って各ピークの面積 (そしてほぼピークの高さ) が、GT 遷移強度 $B(\text{GT})$ に比例する。例えば、 ^{42}Sc 核の 0.611 MeV 状態への $B(\text{GT})$ は 2.17、また ^{54}Co 核の 0.936 MeV 状態への $B(\text{GT})$ は 0.48。従って本図での高さの比は、約 4 となっている。

ていくにつれ、分布がこの様に大きく変化するのは驚きです。この場合にも「 $f_{7/2} \rightarrow f_{7/2}$ と $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ の遷移に対応し、励起エネルギーがほぼゼロと約 5 MeV 程度の所に 2 本のピークが出る」という予想に全く反しているではありませんか [27, 28]。 $A = 42$ 系では第一励起の 0.611 MeV 状態の $B(\text{GT})$ 値が 2.2 と大きく ($\log ft = 3.2$ と小さく) 大部分の GT 強度 (励起エネルギー 12 MeV までの解析で見つかった強度の $\approx 80\%$) が、この 0.611 MeV 状態に集中しています。他には数本のピークが 4 MeV までの低励起領域にあるだけで、GTR 領域には、ほとんど強度がありません。一方、 $A = 54$ 系では、大部分 (励起エネルギー 12 MeV までの解析で見つかった強度の $\approx 75\%$) が、6 - 11 MeV の GTR 領域に集中しています。全体を見渡すと、 $A = 42$ 系で低励起に集中していた強度が、 $A = 46, 50$ ではバラけかつ弱くなり、一方 GTR 領域の強度が徐々に盛り上がってきます。いわばシーソーの関係です。 $A = 42$ 系で GT 強度を低励起に引き寄せていたある種の「作用 A」が勢いを失い、それと対抗するような、強度を GTR 領域で増やそうとする別の「作用 B」が徐々に勢いを増し、GT 強度を吸い取った。しかし「作用 A」もなんとか踏み止まり、 $A = 54$ 系でも 0.936 MeV 状態に GT 強度の 10 数% を確保した、というシナリオを描けそうです。

1980 年代の GTR の発見以来 GTR を形作る「作用 B」の正体は、平均場近似に基づく RPA (random phase approximation) 計算で調べられてきました。斥力的な性質を持つ IV 型の ERI です。この ERI は、粒子-空孔 (particle-hole: $p-h$) の性質を持つ配位に対して強く作用し、複数の $p-h$ 配

位の強度が集中する様な状態を形成し、その状態を殻模型で予想される $p-h$ のエネルギーより高励起領域に押し上げる働きをします [26]。 $f_{7/2}$ 殻は N, Z が 28 で閉じ、閉殻を作ります。図 7 を見ると、この閉殻に対しはつきりと $p-h$ の性質を持つ配位が、 ^{54}Co における (陽子 $f_{5/2}$, 中性子 $f_{7/2}^{-1}$) 配位です。 ^{54}Fe で中性子が $f_{7/2}$ 殻にすべて詰まり、陽子の $f_{5/2}$ 状態が空いている事から、この $p-h$ の性質を持つ配位の GT 遷移強度に対する寄与が大きく、そこで働く IV 型の ERI の斥力的性質により GTR が形成されている、と理解できます。

一方、図 7 で ^{42}Sc における (陽子 $f_{7/2}$, 中性子 $f_{7/2}$)、及び (陽子 $f_{5/2}$, 中性子 $f_{7/2}$) のどちらの配位も、 N, Z が 20 の閉殻の上に乗る粒子-粒子 (particle-particle: $p-p$) の性質を持つ事が見て取れます。「眠っている」 ^{40}Ca コアーの上にある、あたかも重陽子の様な構造です。ERI のうち、陽子-中性子対にのみに働き、引力の性質を持つ IS 型の ERI は、IV 型の ERI より強く [29]、更に $p-p$ 配位は引力の性質を持つ IS ERI の作用を受けやすい [30]、と言う事が知られています。従って、上記 2 種類の陽子-中性子の $p-p$ 配位を作り出す遷移行列の位相が、強い IS ERI の作用を受けて揃い、かつその引力的な性質により、遷移強度が低励起の 0.611 MeV 状態に集中している、と理解する事ができます。

QRPA(quasi-particle RPA) 計算によると、IV ERI だけで GTR の構造は再現する事ができるが、 ^{42}Ca の最低励起の 1^+ 状態への GT 強度の集中は説明できず、IS の ERI を作用させる事によりはじめて再現可能である事がわかったのです [31, 32]。 $J^\pi = 0^+$ の IAS 状態とほぼ似通った励起エネルギーにある 1^+ GT 状態への強度の集中は、 $L \cdot S$ 力がゼロになった時に予想され、Wigner が提唱した超多重項 (Super Multiplet) 状態の出現を彷彿させます。我々はこの事を意識し、また β 崩壊において特に強い遷移を超許容遷移 (Super-allowed Transition) と呼ぶ事も踏まえ、この GT 強度の大半を担う最低励起の 1^+ 状態の事を、Low-energy super Gamow-Teller state (LESGT 状態) と呼ぶ事にしました [27, 28]。

LESGT 状態の性質の本質は「GT 遷移で作られる GT 状態の配位が粒子-粒子的な性質を持つ陽子と中性子の対で構成され、それらが LS 閉殻核上にある」と言う事です。つまり、「陽子・中性子対が、コアーから切り離され重陽子の様に振るまっている」というイメージです。今回は ^{40}Ca コアー上の f 殻に入る陽子と中性子の対として LESGT 状態の存在が認識されたのですが、 ^4He 、 ^{16}O をコアーとする $A = 6$ 、 $A = 18$ の系でも同じ様な LESGT 状態が見つかるはずですが。実際、 $^6\text{He}(0^+, \text{g.s.}) \rightarrow ^6\text{Li}(1^+, \text{g.s.})$ の β 崩壊で、また $^{18}\text{O}(0^+, \text{g.s.}) \rightarrow ^{18}\text{F}(1^+, \text{g.s.})$ の (p, n) 反応、及び $^{18}\text{Ne}(0^+, \text{g.s.}) \rightarrow ^{18}\text{F}(1^+, \text{g.s.})$ の β 崩壊で、それぞれ強い GT 強度の集中が観測されています。つまり、 $^{18}\text{F}, 1^+, \text{g.s.}$ も $^6\text{Li}, 1^+, \text{g.s.}$ も、LESGT 状態だと考えられます。LESGT 状態は、原子核中で強く働く IS ERI の存在を示す一般的な現象なのです。

GTR と LESGT 状態は、観測される GT 遷移強度の 70-80% の強度を担い、共に原子核のスピン・アイソスピン型表面振動励起 (フォノン励起)、と考える事ができます。一つの $\sigma\tau$ 演算子で励起される GT 励起というモードに対し、2 種類のフォノン励起が観測された事になります。そして GTR は IV ERI により形成され、LESGT 1^+ 状態は IS ERI により起こります。注目すべきは、IV ERI と IS ERI の存在、そしてそれらが作り出す低励起、高励起の振動状態の存在は、原子核が陽子と中性子という 2 種類のフェルミ粒子からできていると言うユニークな性質を反映している事です。ですから電子という一種のフェルミ粒子のみを扱う物性物理、また陽子と中性子が同位相で振動する IS の励起モードにおいて、同様の事は起こり得ません。更に LESGT 状態は $T = T_0 - 1$ の性質を持つ為、 β 崩壊、荷電交換反応では励起されますが、陽子等などに

よる非弾性散乱では、励起されることがありません。

まとめとして GTR と LESGT 状態の「出現の可能性」の議論をしましょう。安定な重い核と軽い核の大きな違い、それは中性子過剰の程度です。偶-偶核では、質量数 $A = 58$ の ^{58}Ni が安定核の中では最後の $T_z = +1$ 核で、それより重い核はすべて中性子過剰が 4 より大きくなります。親核の中性子過剰が大きくなると、GT 遷移により励起されるのは、必ず $p-h$ の構造になります。そこでは斥力の性質を持つ IV ERI が働き、GT 遷移の強度は押し上げられ（個々の核の性質、例えば変形の程度などにより分布は変化するでしょうが）、GTR の構造が形成される事になります。Ca アイソトープの範囲内でも、同様の事が見て取れます。 $^{42}\text{Ca} \rightarrow ^{42}\text{Sc}$ では LESGT 状態に集中していた GT 遷移強度が $^{44}\text{Ca} \rightarrow ^{44}\text{Sc}$ では $E_x = 4$ MeV 程度にまでばらけ [11]、更には $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Sc}$ では $E_x = 8 - 12$ MeV 領域に GTR が立派に形成されています [33]。更にこれから「不安定核工場」で続々と作られるであろう中性子過剰核からの β^- 方向への GT 遷移では、ほとんどすべての強度が GTR 領域に押し上げられる事が予想されます。一方、安定核領域から離れ、 $N = Z$ に近づく不安定核領域では予想外の GT 強度分布が見られるかもしれません。例えば、 $N = Z = 40$ の ^{80}Zr では不完全ながらも LS 閉殻になっていると考えられます。その場合、 ^{82}Mo の β 崩壊、または $^{82}\text{Zr}(p, n)$ で見える ^{82}Nb の第一 1^+ 励起状態が LESGT 状態の性質を示すかもしれない、などと考えると楽しくなります。また、より重い $N = Z$ 核で IS 凝縮 (Isoscalar Condensation) が見られるのではないか、という期待もあります [29]。

7 まとめと謝辞

ガモフ・テラー (GT) 遷移は、スピン・アイソスピン ($\sigma\tau$) 相互作用により起こる宇宙全体でも最も一般的な遷移過程です。その遷移強度の研究は、スピン、アイソスピン（荷電スピン）という原子核に特徴的な量子数と関連して、原子核物理での興味の対象になっているだけでなく、元素合成と関連し宇宙物理でも重要です。その為には、安定核、不安定核を含め、多くの原子核に於ける GT 応答を研究する必要があります。ここでは、GT 応答が、弱い相互作用で起こる β 崩壊、また強い相互作用で起こる荷電交換反応をゼロ度で測定する事により研究可能な事、また、それら安定核と不安定核からの GT 遷移を統合して考える手段として、アイソスピン対称性を使う事を紹介をしました。アイソスピン対称性を基に統合して研究をすすめれば、広い励起エネルギーの範囲にまで GT 遷移強度の絶対値を得る事ができます。更に LESGT 状態、GT 共鳴状態が形成されるメカニズムを理解する為に必要な、原子核内の残留相互作用についても知見が得られ、多くの原子核に於ける GT 応答についての全体像が徐々に明らかになってきたのです。

本稿にまとめた研究は、大阪大学核物理研究センターでの実験結果を中心とし、ドイツ・GSI 研究所、フランス・GANIL 研究所での結果を統合して得られたものです。実験を行うに当たり、それぞれの研究所で多くの方の協力を頂きました。また RCNP・藤田浩彦さんの寄与に感謝します。また実験結果の解釈は、多くの理論の方々との議論により生まれたものです。ここに謝意を表します。本研究では JSPS 科研費 18540270、22540310、15K05104、二国間交流事業（スペインとの共同研究）の助成を受けました。

参考文献

- [1] A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969), Vol. 1.
- [2] Y. Fujita, *Weak interaction in Nuclear Astrophysics*, Proceedings of Science, ENAS 6, 031. (http://pos.sissa.it/archive/conferences/148/031/ENAS%206_031.pdf).
- [3] K. Langanke and G. Martínez-Pinedo, *Rev. Mod. Phys.* **75** (2003) 819.
- [4] Y. Fujita, B. Rubio, and W. Gelletly, *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* **66** (2011) 549, and references therein.
- [5] 山田勝美, 「原子核はなぜ壊れるか」 (丸善 1987).
- [6] A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1975), Vol. 2.
- [7] T.N. Tadmouci, C.A. Goulding, T.A. Carey, *et al.*, *Nucl. Phys.* **A469** (1987) 125.
- [8] J. Rapaport and E. Sugarbaker, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **44** (1994) 109.
- [9] M. Fujiwara, H. Akimune, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **422** (1999) 484.
- [10] H. Fujita, Y. Fujita, T. Adachi *et al.*, *Phys. Rev. C* **75** (2007) 034310.
- [11] Y. Fujita, T. Adachi, H. Fujita, *et al.*, *Phys. Rev. C* **88** (2013) 014308.
- [12] Y. Fujita, Y. Shimbara, I. Hamamoto, T. Adachi *et al.*, *Phys. Rev. C* **66** (2002) 044313.
- [13] Y. Fujita, Y. Shimbara, A.F. Lisetskiy, *et al.*, *Phys. Rev. C* **67** (2003) 064312.
- [14] Y. Fujita, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura *et al.*, *Phys. Rev. C* **59** (1999) 90.
- [15] Y. Shimbara, Y. Fujita, T. Adachi, G.P.A. Berg *et al.*, *Phys. Rev. C* **86** (2012) 024312.
- [16] F. Molina, B. Rubio, Y. Fujita, W. Gelletly *et al.*, *Phys. Rev. C* **91** (2015) 014301.
- [17] H. Fujita, Y. Fujita, T. Adachi *et al.*, *Phys. Rev. C* **88** (2013) 054329.
- [18] S.E.A. Orrigo, B. Rubio, Y. Fujita *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **112** (2014) 222501.
- [19] J.H. Kelley, C.G. Sheu, J.L. Godwin *et al.*, *Nucl. Phys.* **A745** (2004) 155.
- [20] T. Adachi, Y. Fujita *et al.*, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 024308.
- [21] Y. Kanada-En'yo, H. Horiuchi, and A. Ono, *Phys. Rev. C* **52** (1995) 638.
- [22] C. Scholl, Y. Fujita, T. Adachi, P. von Brentano *et al.*, *Phys. Rev. C* **84** (2011) 014308.
- [23] *Fifty Years of Nuclear BCS, Pairing in Finite Systems*, edited by R.A. Broglia and V. Zelevinsky (World Scientific, Singapore, 2013).
- [24] K. Ikeda, S. Fujii, J.I. Fujita, *Phys. Lett.* **3** (1963) 271.
- [25] C. Gaarde, *Nucl. Phys. A* **396** (1983) 127c.
- [26] M.N. Harakeh, A. van der Woude, *Giant Resonances*, Oxford Studies in Nucl. Phys. **24** (Oxford University Press, Oxford, 2001), and references therein.
- [27] Y. Fujita, H. Fujita, T. Adachi, C.L. Bai *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 112502.
- [28] Y. Fujita, H. Fujita, T. Adachi, G. Susoy *et al.*, *Phys. Rev. C* **91** (2015) 064316.
- [29] G.F. Bertsch and Y. Luo, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 064320, and references therein.
- [30] E. Moya de Guerra *et al.*, *Nucl. Phys. A* **727** (2003) 3.
- [31] P. Sarriguren, *Phys. Rev. C* **87** (2013) 045801.
- [32] C.L. Bai, H. Sagawa, G. Colò, Y. Fujita *et al.*, *Phys. Rev. C* **90** (2014) 054335.
- [33] K. Yako, M. Sasano, K. Miki, H. Sakai *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **103** (2009) 012503.