

核データ部会総合講演(2)

400MeV リングサイクロトロンを使った実験核物理

大阪大学核物理研究センター

畑中吉治

e-mail:hatanaka@rcnp.osaka-u.ac.jp

1. はじめに

大阪大学核物理研究センター (RCNP) のリングサイクロトロン型加速器は、1987年からの4年計画として建設され1991年度からは国内外を問わず多くの研究者が共同利用実験に利用している。RCNPでは、1973年に当時我国最初で最大のAVF(Azimuthally Varying Field)サイクロトロンが建設され、1976年春より全国共同利用実験に使用されてきた。反応粒子スペクトログラフ「雷電」等の特徴ある実験設備を用いて原子核を構成している核子の中に働く核力の性格を明らかにし、原子核の構造、また励起様式および核反応機構を究明する精密核物理学が展開されていた。これらの研究をさらに発展させるべく加速器、測定器の検討、設計が行われ、最終的にAVFを入射器とし、現有施設を最大限活用する形で加速器計画がまとめられた。陽子400 MeV、比較的軽い重イオン100 MeV/uというエネルギーは全国の核物理研究者の議論を基に決定された [1]。この入射エネルギー領域では、核子・核子散乱の全断面積が極小となり、これ以上ではパイ中間子生成や核子の共鳴状態の寄与のため全断面積は再び増加する。このように素過程の相互作用が弱いことにより、AVFサイクロトロンでは原子核表面での散乱により探ることが困難であった原子核内部にまで到達することができ、原子核芯部(核子密度の高い領域)の研究が可能となった。さらにこのエネルギー領域は、核子・核子相互作用の中でもスピン・アイソスピンに依存する項($\sigma\tau$ 相互作用)が相対的に強くなり、原子核の特徴ある励起状態の研究に最も適している。AVFサイクロトロンのエネルギー領域ではアイソスピン(τ)型相互作用が強く、アイソバリック・アナログ状態(IAS)の多くの優れた研究がRCNPでなされたのと同じ状況にある。

ここでは、加速器施設の簡単な紹介のあと、実験研究の話題として原子核物質内での核子と中間子の性質の変化、低運動量移行領域での原子核のスピン・アイソスピン応答の一例として、ベータ崩壊で知られるガモフ・テラー遷移のクエンチング問題の解決について紹介する。RCNPでは、この他にも少数多体系、パイ中間子の発生、 $\sigma\tau$ 相互作用に特徴的な状態の励起、奇妙な巨大共鳴の励起、不安定原子核の生成とその性質等の原子核研究、さらには生物、化学、宇宙物理等の学際研究が活発に行われている。

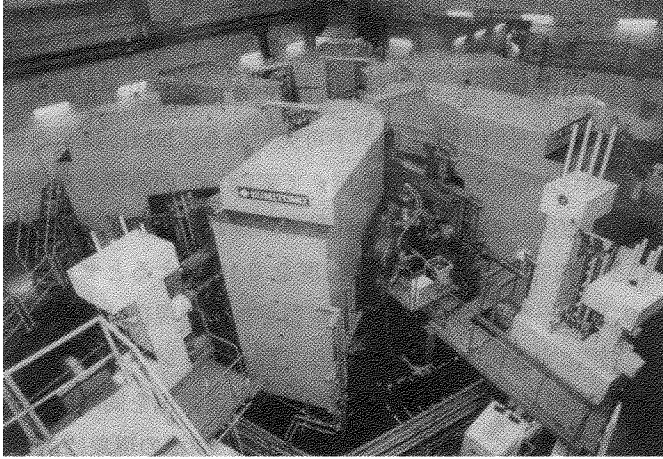


図 1 RCNP リングサイ
クロトロン

2. 加速器、実験設備

2.1 RCNP リングサイクロトロン

リングサイクロトロンは TRIUMF(カナダ)、PSI(スイス) で固定エネルギー陽子加速器として最初に建設され、その後 GANIL(フランス) や理研(日本) 等で主に重イオン加速器として世界各地でその数が増えている。RCNP リングサイクロトロンでは、6 基のセクター電磁石の形状をスパイラル状にして縦方向の収束力を強め、陽子を最高 400 MeV まで安定に加速できるようにすると共に、各種の軽重イオンもエネルギー可変で加速される。図 1 に加速器の全景写真を示す。

RCNP リングサイクロトロンの最大の特徴はフラットトップ空洞を可変エネルギー型リングサイクロトロンに初めて採用したことであり [2]、現在でも可変周波数フラットトップ空洞として世界唯一であり国際注視の的となっている。粒子ビームを軌道周波数に同期して加速するための高周波装置は周波数同調パネル付の単一空隙型加速空洞 3 基からなり、セクター電磁石間に設置されている。加速間隙には最大 500 kV の高周波電圧が発生し、粒子ビームは 1 回転当り最大 1 MeV 加速される。通常行われるように、単一周波数の cosine 波で粒子を加速する場合、加速エネルギーの広がりを 10^{-4} 以下にしようとする、許容される加速位相の幅は $\pm 0.8^\circ$ と非常に狭い。フラットトップ加速とは加速エネルギーの広がりを防ぎ、かつ加速位相の許容幅を広くしようとするアイデアである。フラットトップ空洞に加速周波数の奇数倍の周波数の減速電圧を発生し、全体の加速電圧を平らにする。本加速器では 3 倍の周波数を用いており、この場合、全体の加速電圧は

$$V \times \left(\cos \omega t - \frac{1}{9} \cos 3\omega t \right)$$

と表せ、 $\pm 7.3^\circ$ の加速位相範囲で、加速電圧の広がりは 10^{-4} 以下にできる。RCNP では、加速電圧の安定度を 10^{-4} 、空洞間の加速電圧と減速電圧の位相関係を $\pm 0.1^\circ$ の精度で制御しており、単一周回ビーム取り出しを実現している。

共同利用実験開始後も、良質のビームを実験に供給するべく加速器の性能向上の努力が続けられて来たが、その過程で非常におもしろいことがわかって来た。ビーム引出し半径付近での粒子軌道間隔は 4 mm 程度しか無く、単一周回ビームを安定に取り出すためには加速電圧の高安定性と共にセクター磁場の長時間安定性が不可欠である。NMR による磁場監視を長時間続けた結果、磁場の強さが電源の安定度を越えて変動している現象が観測された。当初、その原因として電磁石電源への入力電圧の変動等が疑われたが、磁石コイルの冷却水温度が主要因であることが判明した。冷却水の温度を 0.1° 変えるとセクター磁極間隙の磁場が相対値にして 10^{-6} オーダー変化するのが観測された。現在は、冷却水の入り口と出口の温度の平均値を一定にするよう制御しており、数日のリングサイクロトロン運転中磁石電流の微調整を全く必要としていない。磁石各部の温度変化を同時に測定し、磁極の温度を一定に保つことが重要であることが分かりつつある。同様の現象は AVF サイクロトロンでも当然予測される。現在、冷却水温度と磁場との関係を測定しているが、その過程で AVF サイクロトロンの磁極間磁場を NMR で測定できるようになった。AVF サイクロトロンでは方位方向の大きな交番磁場と動径方向の等時性磁場があるため NMR での磁場測定は出来ないと考えられていたが、計測部に巻く補助コイルを工夫して初めて可能となった。

リングサイクロトロンの高周波位相および位相空間のアクセプタンスは AVF サイクロトロンで通常得られる値の約 $1/10$ である。良質のビームを入射するためには AVF サイクロトロンの前後でビームを制限する必要があり、結果的にはイオン源からのビームを強化する必要がある。偏極粒子は RCNP リングサイクロトロンを用いて展開されている研究に非常に大きな部分を占めており、偏極ビームの強化は焦眉の急であった。原子線の冷却、永久磁石材 ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$) を利用した強力な多極磁石、エレクトロン・サイクロトロン共鳴 (ECR) 型電離器、等の開発により、かつては想像できなかったほど偏極ビームの強度が向上し、ターゲット上で $1 \mu\text{A}$ の偏極陽子ビームが利用可能となっている [3]。

2.2 実験装置

リングサイクロトロン施設の配置を図 2 に示す。実験室は 3 室 (西、東、中性子) に分かれており、大実験ホール (西) では中高エネルギー精密核物理研究の主要設備として高分解能反応粒子スペクトログラフ「グラウンド雷電」 [4] が稼働している。「雷電」で得られた超高分解能を陽子にして 1 GeV までのエネルギー領域で達成するよう設計されている。「グラウンド雷電」の大きな特徴として設計段階から反応粒子の水平面内での偏極測定が考慮されている。このためスピン回転電磁石が焦点面上流に設置されており、粒子を $+18^\circ$ もしくは -17° 偏向する。400 MeV 陽子の場合、異常磁気モーメントによりスピンの方向が全体で 90° 回転される。いずれの設定に対しても、スピン回転電磁石が無い場合と同じエネルギー分解能が得られるよう、イオン光学的設計がなされている。リングサイクロトロン

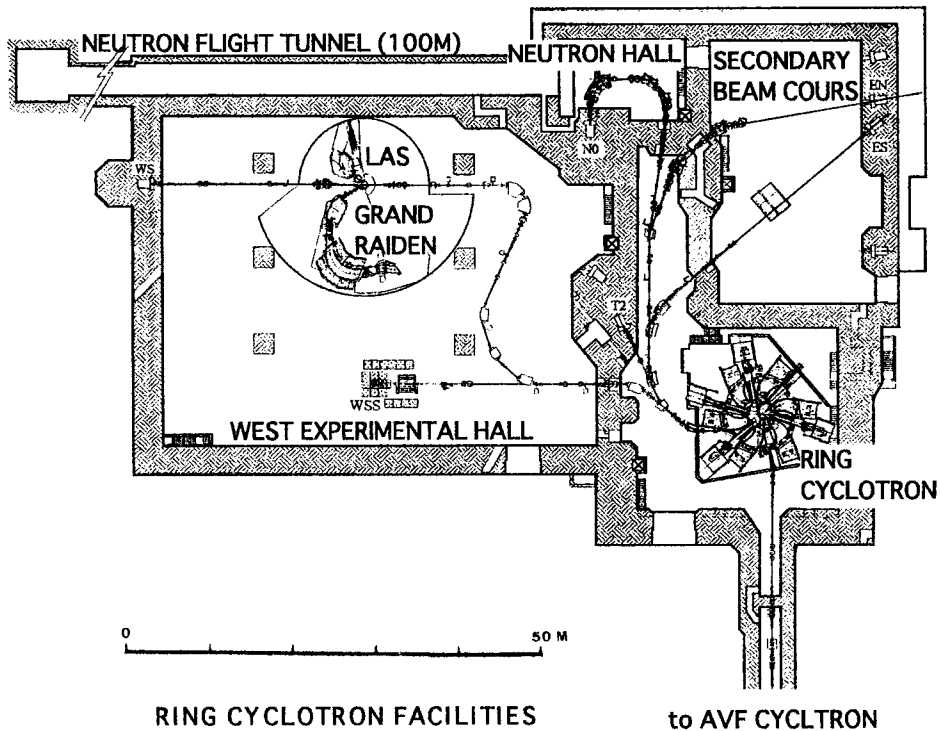


図 2 RCNP リングサイクロトン施設の配置図

ンから引き出されるビームのエネルギー分解能は $\Delta E/E = 3 \times 10^{-4}$ であり、「グランド雷電」の設計性能より約 1 桁悪い。これは、ビームラインとスペクトログラフとの運動量分散の整合を取ることで解決できる。2000 年春に完成した新しいビームラインにより、「グランド雷電」の設計エネルギー分解能 5×10^{-5} が確認された。図 3 に、スペクトルの一例を示す。なお、焦点面偏極度計の効率は約 3% で有効分解能は約 40% である。「グランド雷電」と対向して「大口径スペクトログラフ」が設置されており、2 粒子放出過程の相関測定が可能となっている。

中性子実験設備として、100 m の飛行トンネルを有する TOF 測定装置が設置されている。本装置では、 90° 偏向磁石中で標的を移動し入射粒子と放出中性子との角度（散乱角）を変える、標的移動型ビームスインガーを採用している。検出器は、4 面の液体シンチレータ (BC519) と 2 面のプラスチックシンチレータ (BC408) で構成されている。各シンチレータは $1 \times 1 \times 0.1 \text{ m}^3$ の大きさで、4 隅から光を読み出す位置感能型である。この検出器は、シンチレータ中の水素原子核を 2 次標的とする中性子偏極度計としても働き (NPOL2)、300 MeV で 2 回散乱検出効率 2.5%、実効偏極分解能 0.14 が得られており、中性子偏極度計として世界最高性能である [5]。

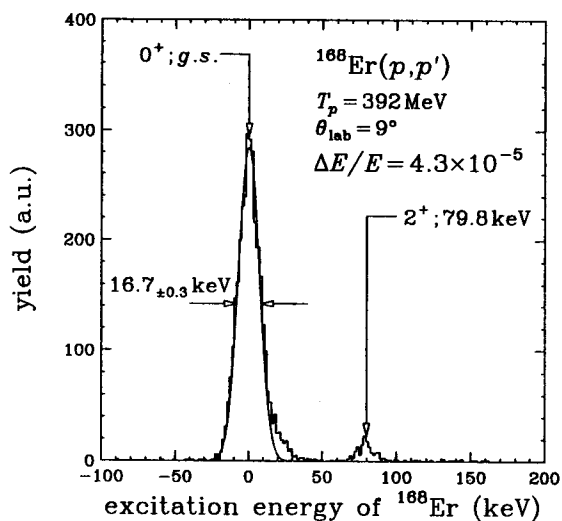


図3 $^{168}\text{Er}(p,p')$ スペクトル。陽子エネルギーは 392 MeV。

東実験室には、(放射性)二次粒子コースが設置されており、重イオンの入射核破碎版の生成されるスピン偏極した不安定核を用いた研究が行われている。同室には、汎用ビームコースがあり、生物照射、宇宙物理、等の学際研究にも利用されている。

3. 最近の実験研究から

3.1 核子準弾性散乱による核内核子間相互作用と媒質効果

原子核内には核子(陽子、中性子)と中間子がつまっており、核子間の平均距離は核子の大きさとほぼ同じ(約 1.5 fm)である。これらハドロンは構造を持っており、核媒質(原子核)内でその構造や性質が自由空間でのそれらから変化すると考えるのは自然である。最近、原子核媒質中でのハドロンの質量減少が量子色力学(QCD)や量子ハドロン力学(QHD)の研究から指摘されている [6]。中間エネルギー領域では、核力が中間子交換力としてよく記述できることが知られており、中間子の質量変化は原子核中での核子・核子相互作用を変えると期待される。RCNP では、特に相互作用の密度依存性を通して原子核内でのハドロンの性質変化を調べようとしている。中間エネルギー陽子による反応で原子核内におけるハドロンの性質変化を最初に議論したのは Horowitz 達である。彼らは、ロスアラモスで得られた実験データの解析から、陽子準弾性散乱の偏極分解能 A_y の値が、自由な陽子・陽子散乱の値に比べてずっと小さいことに着目した。当時、現象論的 Dirac アプローチが盛んに研究されており、彼らは核内で核子 Dirac スピノルの下成分が大きくなることによって、見掛けの核力が変わり、これが準弾性散乱で観測されることを指摘した [7]。ここで、中間エネルギー領域での反応の特徴と準弾性散乱を簡単に説明しておく。

1. 中間エネルギー領域では、核の平均ポテンシャルによる入出射粒子の波の歪曲効果が少ない。
2. 入射粒子速度が十分速く、核子間力が弱いので、入射粒子が核内核子とただ 1 回相互

作用して散乱されていく過程が主要過程と考えられる。その結果、インパルス近似が適用でき、信頼性の高い解析が可能となる。

3. 核内核子との1回散乱で記述できる反応過程を準弾性散乱と呼ぶ。反応する核子が静止していれば、移行エネルギー ω と移行運動量 q は $\omega = q^2/(2m)$ (m は核子の質量) という関係を持つ。実際には衝突される核子は核内で運動しているから、反応断面積は測定される q に対し上の関係式の周りに広がったスペクトルを持つ。
4. 散乱された陽子とノックアウトされた陽子を同時に測定する (p,2p) 準弾性散乱では、エネルギー移行と運動量移行の測定に加えて、ノックアウトされた核子の始状態の特定および核内核子・核子散乱の運動学を決定することができる。

実験は野呂たちにより 392 MeV 偏極陽子を用いて行われた [8]。2 陽子の測定は「グランド雷電」と「大口径スペクトログラフ」で行った。標的は ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ および ${}^{40}\text{Ca}$ を用い、 ${}^7\text{Li}$ と ${}^{12}\text{C}$ からは 1s、 ${}^{40}\text{Ca}$ からは 2s 軌道陽子をノックアウトした。運動学的には、原子核の反跳がない、すなわち散乱される陽子が最初核内で停止している条件を選んだ。この実験条件では s 軌道陽子との散乱が主で、核構造や反応機構の不定性が少ないと予想され、原子核による散乱(歪曲)の影響を考慮することにより、核内と自由空間での核子・核子散乱を直接比較することが可能となる。

さらに、我々は反応に寄与する領域の平均核密度を制御できることを見出した [9]；

1. ノックアウトされる粒子が居る領域の平均核密度は標的核、軌道ごとに異なるため、実験条件として設定できる。
2. 密度は、上記標的の s 軌道に対して、飽和密度の 7% から約 40% の範囲で選ぶことが出来る。このため、観測量の密度依存性を明確に引き出すことが出来る。

偏極分解能 (A_y) の実験結果を図 4 に示す。測定値が密度に依存して減少しているのが見れ、 A_y の現象が何らかの媒質効果であることをはっきりと示している。このように、密度依存性を実験的に明確に示したのは RCNP での測定が始めてである。図 4a) に、 A_y についての計算結果を示す。t-matrix 用いた DWIA に比べて g-matrix 用いた計算では A_y が減少しているが、減少の程度は不十分であり、また、実験値に見られる密度依存性を全く再現しない。相対論的 Love-Franey model [7] で核子と中間子の質量変化を取り込んだ計算を A_y についてプロットしたものが図 4b) で、 m_N^* only としたものが核子質量のみを変えた結果、 m^* & g^* としたものが核子・中間子質量と結合常数をすべて変化させた結果である。ハドロン質量と結合定数の減少率は、飽和核密度で以下の値を取り密度に対しては線形近似を適用している。

$$\frac{m_N^*}{m_N} = \frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_\rho^*}{m_\rho} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} = 0.7, \quad \frac{g_{\sigma NN}^*}{g_{\sigma NN}} = \frac{g_{\omega NN}^*}{g_{\omega NN}} = 0.75$$

これらの値は、一般的な値としてよく採用されているものを用いている [10]。図 4 にあるように、 m^* と g^* の双方を変化させた計算結果は、非相対論の枠組では再現出来なかった

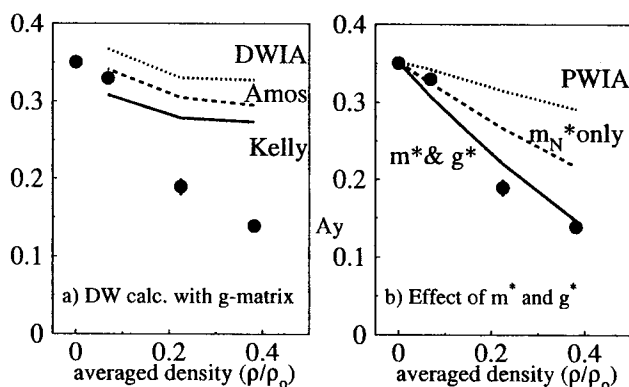


図 4 A_y についての実験値と計算値との比較。a) は DW 計算で、 t -matrix を用いたもの (DWIA) と、2 種の g -matrix を用いたもの (Amos, Kelley)。b) は PW 計算で、 t -matrix を用いたもの (PWIA) と、相対論的 Love-Franey model で核子質量や中間子質量を変えたもの。詳しくは本文を参照。

A_y の現象を見事に再現する。しかし、他のスピン観測量 D_{ij} については必ずしもデータを再現する訳ではない。我々は、 A_y と同時に全ての偏極移行係数の測定を目指している。その解析から、核内における陽子・陽子散乱の散乱振幅を求め、自由空間での散乱振幅との差からハドロンの性質の密度による変化を議論したいと考えている [8]。

3.2 ガモフ・テラー型巨大共鳴クエンチング問題の解決

原子核は、陽子、中性子という 2 種類のフェルミオンからなっており、スピン以外にアイソスピンの内部自由度を持っている。核物理研究センターのエネルギー領域が、原子核のスピン・アイソスピン応答の研究に最適であることは序文でも述べた。スピン・アイソスピン自由度を調べる一番有効な方法は、核の電荷を変え、かつスピンの向きを変える反応を起こすことである。RCNP では偏極した陽子を原子核に衝突させ、放出される中性子のスピンの偏極を測定する。中性子の偏極測定は極めて困難な実験であるが、RCNP で開発された NPOL2 等の最近の実験技術の進歩により可能となった。

ガモフ・テラー (GT) 共鳴と呼ばれる巨大共鳴状態は、核内中性子 (陽子) を陽子 (中性子) に変え、同時にスピンも反転させることによって励起される。この状態はスピン・パリティ 1^+ 、アイソスピン 1 で、原子核の形は変化しない (軌道核運動量 0) 1 粒子・1 空孔 (1p-1h) 状態の重ね合わせであり、1963 年に池田、藤田たちによって理論的に予言された [11]。GT 遷移には GT ベータ崩壊同様、演算子 $\sigma\tau^-$ で励起される β^- GT 遷移と $\sigma\tau^+$ で励起される β^+ GT 遷移がある。それぞれの遷移強度の和 S_{β^-} と S_{β^+} には、核子の自

自由度だけを考慮した時、モデルに依存しない関係

$$S_{\beta^-} - S_{\beta^+} = 3(N - Z)$$

があり、池田の和則と呼ばれている。最近までの実験では、和則の 50 ~ 60 % しかその強度が認められておらず、これが「GT 遷移のクエンチング問題」である。クエンチング機構について、大きく分けて 2 種類の解釈が提唱された [12]。

1. 核子内のクォークのスピン・アイソスピン・フリップで、核子が Δ 粒子に励起され、1p-1h 状態と $1\Delta \cdot 1$ 空孔 (Δ -h) 状態との混合により、遷移強度が励起エネルギー 300 MeV の Δ 励起領域に移る。
2. 1p-1h 状態で表される GT 状態が、2 粒子・2 空孔 (2p-2h) 状態のようなより複雑な状態と混じり合い (配位混合)、その結果、GT 遷移強度が GT 巨大共鳴領域よりの高い、励起エネルギー 50 MeV くらいまでに分散移動する。

最初の解釈はクォークが直接的に関係しており、多くの研究者の期待と関心を集めた。理論と実験の両面で多くの研究がなされたが、最近まで明確な解決は得られなかった。

RCNP での実験は酒井たちによりなされた。295 MeV の陽子ビームを用い、(p,n) 反応の微分断面積の角度分布 ($0^\circ - 12.3^\circ$) と 0° における全スピン移行量 Σ を測定した。図 5(a) に $^{90}\text{Zr}(p,n)$ 反応の 0° での微分断面積、(b) に Σ を示す。励起エネルギー 9 MeV 付近の幅の広いピークがよく知られている GT 巨大共鳴である。測定された Σ が巨大共鳴領域のみならず 50 MeV の励起エネルギー領域まで 0.9 に近い大きな値を持っている。これは、295 MeV での (p,n) 反応がほとんどスピン移行反応であることを示しており、この反応が優れたスピン励起プローブであることを証明している。

GT 遷移強度の抽出は、励起エネルギー 50 MeV までの領域において多重極展開を用いて行った [13]。歪曲波インパルス近似 (DWIA) の計算によると、微分散乱断面積は移行角運動量 ℓ に特徴的な角度分布を持つ。そこで連続状態のある励起エネルギー E_x での微分断面積は、種々の ℓ をもつ状態の 1 次結合として次のように表せると仮定する。

$$\sigma(E_x, \theta) = \sum_{\ell=0}^3 a_\ell(E_x) \sigma_\ell(E_x, \theta)$$

図 5(a) の塗りつぶされた部分が、今回の解析で得られた $\ell=0$ の強度である。この方法により、励起エネルギー 50 MeV までの領域にある GT 励起強度を求め、標的 ^{27}Al と ^{90}Zr に対して各々池田の和則との相対値 0.84 ± 0.05 、 0.90 ± 0.05 を得た。この結果、励起エネルギー 50 MeV までで GT 和則がほとんど尽くされていることが明らかになった。これから、クエンチングが主として高次の配位混合により起こっていて、 Δ 粒子の寄与は以前に期待された程大きくない (せいぜい 10 % 程度) と結論付けられる [14]。

GT 和則との比較をする際には、 S_{β^+} の値が必要であるが、上の解析では、TRIUMF で行われた 200 MeV (n,p) 反応での結果を用いている。現在 RCNP では、我々の (p,n)

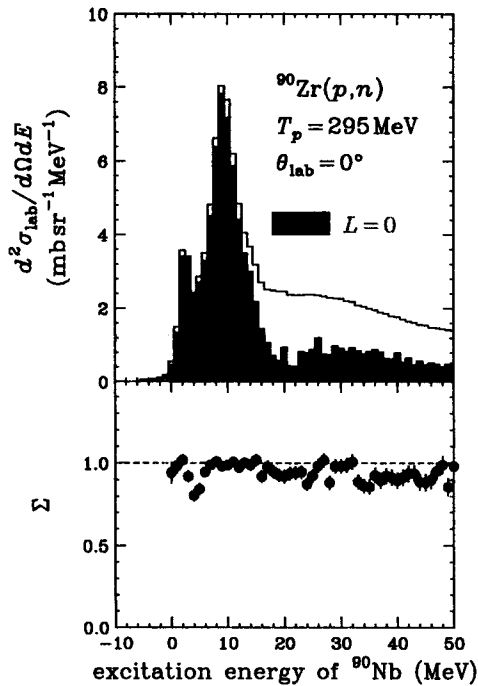


図 5 (a) 295 MeV における $^{90}\text{Zr}(p,n)$ 反応の 0° での散乱微分断面積。塗りつぶされた部分は多重局展開方により求めた GT 遷移成分。(b) 全スピン移行量 Σ 。

測定と同じエネルギーで (n,p) 実験を行うべく中性子実験装置を製作し、データの収集を進めている [15]。300 MeV では、200 MeV と比較して反応機構が単純で、多段階過程からの寄与が少なくより正確な遷移強度が得られると期待される。

4. おわりに

RCNP リングサイクロトロンで展開されている原子核物理研究として、筆者が共同研究を行っている 2 つを紹介したが、その他にも多くの興味あるかつ重要な研究が行われている。

一方、中性子 TOF 測定装置では、 $^7\text{Li}(p,n)$ 反応を用いて 100 ~ 400 MeV のほぼ単色の中性子が得られる。中性子のエネルギー幅は生成標的の厚さに依るが、通常 1 MeV(FWHM) 程度であり、低エネルギー領域の連続スペクトル中の中性子の総量は、 0° では高いエネルギーのピーク値と概略同じである。これは中間エネルギー単色中性子ビームとしてユニークかつ貴重であり、素粒子検出器や太陽中性子検出器の較正、遮蔽材の基礎データ収集等にも利用されている。

RCNP は、全国共同利用研究センターとして年間延べ 1,500 人日以上の実験参加者があり、その他実験準備、データ解析のため多くの研究者が長期・短期に滞在している。通常、1 年に 2 回の実験課題審査委員会が開催され実験課題の検討、採択を行っている。詳しくは、ホームページ (<http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp>) に掲載されている。原子核物理以外の分野の研究者の積極的利用を大いに歓迎している。

この稿を執筆するにあたり多くの資料を頂いた大阪大学核物理研究センターの方々、および九州大学・野呂哲夫氏、東京大学・酒井英行氏に感謝致します。

参考文献

- [1] 池上栄胤、鈴木 徹：日本物理学会誌 **43** (1988) 268.
- [2] Proc. 14th Int. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, ed. J.C. Cornell (World Scientific, Cape Town, 1995) p.169.
- [3] K. Hatanaka *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A384** (1997) 575.
- [4] M. Fujiwara *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A422** (1999) 484.
- [5] H. Sakai *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A320** (1992) 479; T. Wakasa *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A404** (1998) 355.
- [6] G.E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2720; T. Hatsuda, Nucl. Phys. **A544** (1992) 27c; B. Serot and J.D. Walecka, Int. J. Mod. Phys. **E6** (1997) 515 and references therein.
- [7] C.J. Horowitz and M.J. Iqbal, Phys. Rev. **C33** (1986) 2059; C.J. Horowitz and D.P. Murdock, Phys. Rev. **C37** (1988) 2032.
- [8] T. Noro *et al.*, Nucl. Phys. **A663&664** (2000) 517c and references therein.
- [9] K. Hatanaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 1014.
- [10] G. Krein *et al.*, Phys. Rev. **C51** (1995) 2646.
- [11] K. Ikeda, S. Fujii and J.I. Fujita, Phys. Rev. Lett. **3** (1963) 271.
- [12] 例えば、鈴木敏男、池田清美：日本物理学会誌 **37** (1982) 664; 有馬朗人：日本物理学会誌 **51** (1996) 706.
- [13] T. Wakasa *et al.*, Phys. Rev. **C55** (1997) 2909; T. Wakasa *et al.*, Phys. Lett. **B426** (1998) 257.
- [14] 酒井英行、若狭智嗣：日本物理学会誌 **52** (1997) 441.
- [15] K. Yako *et al.*, Nucl. Phys. **A684** (2001) 563c.