

幅の広い中性子共鳴準位の電磁遷移

(1991年1月17日受理)

(東京工業大学工学部) 北沢日出男

われわれは、約10年間、電磁遷移の観測を通じて幅の広い中性子共鳴準位の構造及びこれらの共鳴における中性子捕獲反応の機構を探ってきた。その結果、以下に述べるいくつかの興味ある知見を得た。また、この時期は、原子力エネルギー開発の低迷に伴ない、欧米ではこの種の研究は下火になっていた。それ故、かえって腰をすえてわれわれ独自の研究を展開することができたと思っている。

われわれが特にこのような共鳴に着目したのは、幅の広い共鳴準位の構造は、不確定性原理に基づいて、1粒子状態または2粒子-1穴状態のような簡単な配位から成り立っていると考えられるからである。実際、これ以前に、中性子共鳴幅を2粒子-1穴配位模型や粒子-振動結合模型で説明しようとする試みがなされた。しかしながら、共鳴準位の粒子放出過程には、通常、その波動関数の1粒子成分の情報だけが強く反映される。これに対して電磁遷移過程は、複合核の共鳴準位と低励起準位の構造に関する詳細な知識を担っているので、原子核との既知の電磁相互作用を用いてこれらの構造を知ることができる。

一方、原子力エネルギー開発の黎明期において、中性子共鳴準位の放射幅に対する多くの測定が世界各国の研究機関においてなされた。これらは主として全放射幅のデータであるが、幅の広い共鳴のデータは、しばしば、大きな系統誤差を含んでいたり過大評価されていることが見出された。この問題は、電子線型加速器を用い中性子飛行時間法と中性子に有感な全エネルギー検出器によって測定されたデータに対して、最も深刻な問題である。これらの実験では、試料によって散乱される中性子によるバックグラウンドから捕獲ガンマ線を分離することが本質的に困難であることによる。

われわれは、このような観点から、p及びsd殻核における幅の広いs波及びp波中性子共鳴準位の電磁遷移の観測を行なった。これらの核に対しては、孤立した共鳴からのガンマ線を観測することができると同時に、低励起準位へのそれぞれの遷移に対するガンマ線を分離することができるためである。

実験は、東京工業大学原子炉工学研究所の3.2 MeVベロトロン加速器を用い、中性子飛行時間法によって行なわれた。パルス中性子は、くり返し2 MHzでパルス幅1 nsの陽子ビームを ${}^7\text{Li}$ ターゲットに当て、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応によって生成された。ガンマ線検出器として、コンプトン除去型NaI(Tl)シンチレータ¹⁾を用いた。第1図に測定系の概略を示す。特に幅の広い共鳴準位からのガンマ線を観測するために、ガンマ線検出器のコリメータの中におよそ

500グラムの ${}^6\text{LiH}$ 粉末から成る中性子遮蔽体を置いた。この ${}^6\text{LiH}$ は、試料によって散乱した後ガンマ線検出器へ入ってくる中性子を極めて効率よく遮蔽し、ガンマ線のバックグラウンドをかなり軽減することが分った。²⁾

1. 偶-偶核における p 波中性子共鳴捕獲

第1表は、 ${}^{28}\text{Si}$ の 565 keV ($\Gamma_n=12\text{keV}$)及び 806 keV ($\Gamma_n=27\text{keV}$) $p_{3/2}$ 波共鳴準位の E 1 遷移に対する部分放射幅の実験値と計算値の比較を示す^{3,4)}。ここで、valence 模型 (VOM) は、共鳴準位の波動関数の入射チャンネル成分だけが電磁遷移に寄与するという仮定の下で、Lane と Mughabghab⁵⁾ によって導入されたものである。この模型によると、放射幅は次式によって書き表わせる。

$$\Gamma_{\gamma f} = \Gamma_n \left[\frac{16\pi}{9\hbar} k_\gamma^3 \bar{e}^2 \theta_f^2 \right] \left[\frac{1}{\text{Im} \tan \delta(\text{opt})} \text{Im} \int_0^\infty u_f r u_E(\text{opt}) dr \right]^2 \\ \times \frac{3}{4\pi} (2J_f+1)(2j_i+1)(2j_f+1)(2\ell_i+1) \\ \times \left[(\ell_i 0 0 | \ell_f 0) W(\ell_i j_i \ell_f j_f; \frac{1}{2} 1) W(j_i J_i j_f J_f; 1 1) \right]^2$$

ここで、 $\Gamma_{\gamma f}$ は部分放射幅、 Γ_n は中性子幅、 k_γ はガンマ線の波数、 $\bar{e}$ は E 1 遷移に対する中性子有効電荷 ($-Ze/A$)、 θ_f^2 は終状態の分光学的因子、 I は標的核のスピン、 J は複合核のスピン、 j は中性子単一粒子状態の全スピン、 ℓ は軌道角運動量である。添字 i 及び f は初期状態 (共鳴状態) 及び終状態を表す。波動関数 $u_E(\text{opt})$ は光学ポテンシャルを用いて計算され、その漸近形は次の関数形をとる。

$$u_E(\text{opt}) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{v^{1/2}} \left[\sin(kr - \frac{1}{2} \ell_i \pi) + \tan \delta(\text{opt}) \cos(kr - \frac{1}{2} \ell_i \pi) \right]$$

ここで、 k は速度 v の入射中性子の波数、 $\delta(\text{opt})$ は光学ポテンシャルによる位相のずれである。 $u_E(\text{opt})$ は、その実数部分が原子核に共鳴するように決定される。上式から分かるように、放射幅は共鳴準位の中性子幅と終状態の分光学的因子に比例している。明らかに、この模型は実験値を再現していない。特に、 ${}^{29}\text{Si}$ の 1.27 MeV ($\frac{3}{2}^+$) 準位の分光学的因子は大きな値であるにもかかわらず、この準位への遷移に対する計算値は実験値の約 $\frac{1}{7}$ である。これは、この模型において、 $p_{3/2}$ から $d_{3/2}$ 状態への遷移に対する行列要素の幾何学的因子が非常に小さい値をとることによる。

そこで、共鳴状態における芯励起配位の電磁遷移に対する寄与を考慮に入れた粒子-振動結合模型による計算を行なった⁴⁾。この計算では、芯核 ${}^{28}\text{Si}$ の 2^+ (1.78 MeV) 及び 3^- (6.88 MeV) の 1 フォノン励起と $2s, 1d, 1f, 2p$ 軌道の中性子単一粒子を結合するチャンネル結合方程式を解くことによって、共鳴準位及び低励起準位の波動関数を計算した。この際、共鳴

状態は、かろうじて束縛している状態の波動関数で近似され、得られたいくつかの固有関数から Wigner's limit を用いて計算される分光学的因子を与えるものを共鳴状態の固有関数として選んだ。また、 ^{29}Si の低励起準位の波動関数は、その準位の分光学的因子を再現するように決められた。これらの波動関数は、いずれも弱結合模型から予測される主配位が大きな混合振幅を持っている。その結果、共鳴状態の波動関数は、変形パラメータ $\beta_2 = -0.4$ 及び $\beta_3 = 0.4$ を用いて、次のように書ける。

$$\begin{aligned}\Psi_i\left(\frac{3^-}{2}\right) = & \sqrt{0.0080} (p_{3/2} \otimes 0^+) - \sqrt{0.1798} (f_{7/2} \otimes 2^+) \\ & - \sqrt{0.0001} (f_{5/2} \otimes 2^+) + \sqrt{0.0025} (p_{3/2} \otimes 2^+) \\ & + \sqrt{0.0009} (p_{1/2} \otimes 2^+) + \sqrt{0.0004} (d_{5/2} \otimes 3^-) \\ & + \sqrt{0.8083} (d_{3/2} \otimes 3^-)\end{aligned}$$

また、低励起準位の波動関数は

$$\begin{aligned}\Psi_f\left(\text{gnd}, \frac{1^+}{2}\right) = & \sqrt{0.356} (s_{1/2} \otimes 0^+) + \sqrt{0.115} (d_{5/2} \otimes 2^+) \\ & + \sqrt{0.529} (d_{3/2} \otimes 2^+) \\ \Psi_f\left(1.27, \frac{3^+}{2}\right) = & \sqrt{0.409} (d_{3/2} \otimes 0^+) + \sqrt{0.020} (d_{5/2} \otimes 2^+) \\ & - \sqrt{0.429} (d_{3/2} \otimes 2^+) - \sqrt{0.142} (s_{1/2} \otimes 2^+) \\ \Psi_f\left(2.03, \frac{5^+}{2}\right) = & \sqrt{0.166} (d_{5/2} \otimes 0^+) - \sqrt{0.697} (d_{5/2} \otimes 2^+) \\ & + \sqrt{0.015} (d_{3/2} \otimes 2^+) - \sqrt{0.122} (s_{1/2} \otimes 2^+) \\ \Psi_f\left(2.43, \frac{3^+}{2}\right) = & \sqrt{0.060} (d_{3/2} \otimes 0^+) + \sqrt{0.008} (d_{5/2} \otimes 2^+) \\ & + \sqrt{0.353} (d_{3/2} \otimes 2^+) - \sqrt{0.579} (s_{1/2} \otimes 2^+) \\ \Psi_f\left(3.07, \frac{5^+}{2}\right) = & \sqrt{0.087} (d_{5/2} \otimes 0^+) - \sqrt{0.030} (d_{5/2} \otimes 2^+) \\ & + \sqrt{0.113} (d_{3/2} \otimes 2^+) + \sqrt{0.770} (s_{1/2} \otimes 2^+)\end{aligned}$$

これらの波動関数を用い、放射幅は次式によって与えられる。

$$\Gamma_{rf} = \frac{16\pi}{9} k^3 r \frac{|(J_f \| e^{(1)} \| J_i)|^2}{2J_i + 1}$$

第1表に、565 keV 共鳴準位の部分放射幅に対する粒子-振動模型計算 (PV) を示す。
3.07 MeV ($\frac{5^+}{2}$) 準位への弱い遷移を除いて、実験値と計算値の比較的良好一致を得た。更に、1.27 MeV ($\frac{3^+}{2}$) 準位への遷移では、 2^+ 芯励起を伴う $f_{7/2}$ から $d_{5/2}$ 状態への中性子単一粒子遷移が支配的であることが見出された。以上のことから、565 keV 共鳴では芯励起配位、特に

($f_{7/2} \otimes 2^+$) 成分がこの共鳴からの電磁遷移を説明するのに本質的であり、($d_{3/2} \otimes 3^-$) 配位は電磁遷移には寄与していないが共鳴の主成分を成していることが分かる。

次に、 ^{24}Mg の84keV ($\Gamma_n = 7.7 \text{ keV}$) 及び431keV ($\Gamma_n = 31 \text{ keV}$) における $p_{3/2}$ 波共鳴準位のE1遷移に対する部分放射幅の実験値とvalence 模型計算の比較を第2表及び第3表に示す⁶⁾。この比較において注目すべきことは、(431keV 共鳴準位から2.56 MeV ($\frac{1}{2}^+$) 準位への遷移強度の実験値は計算値よりやや大きいことを除いて) 計算は $\frac{1}{2}^+$ 準位への遷移強度を極めてうまく再現しているが、 $\frac{5}{2}^+$ 準位への遷移に対しては系統的に実験値は計算値の約30%である。この食違いの原因は、定性的には第2図によって理解されるであろう。

図から明らかなように、 $\frac{1}{2}^+$ 準位へのE1遷移に対するvalence 行列要素の被積分関数は核内で正と負が強く打消し合っているが、 $\frac{5}{2}^+$ 準位への遷移に対してはそのような振舞いは見られない。すなわち、 $\frac{1}{2}^+$ ($2s_{1/2}$)準位へのE1遷移に対する行列要素の核内成分が正と負で互いに打消し合うことによって、この遷移はE1巨大共鳴準位(GDR)からdecoupleし、valence 模型によってうまく記述される。ところが、 $\frac{5}{2}^+$ ($1d_{5/2}$)準位への遷移はGDRにある程度結合していると考えられる。このような傾向は、核内のE1強度分布の殻模型計算において、一般的に低軌道角運動量(高い主量子数)の状態間のE1遷移がGDRからdecoupleしてくるのに類似している。われわれの場合、 $\frac{5}{2}^+$ ($1d_{5/2}$)準位への遷移強度を、中性子単一粒子のE1有効電荷($-Ze/A$)の約50%のrenormalized 有効電荷を用いてvalence 模型計算によって再現できる。軌道角運動量を含まない表現でのBohr とMottelson の計算によると⁷⁾、GDRとの相互作用をrenormalizeすることによる核子のE1有効電荷は約0.3eであり、われわれの実験から求めた値とかなりよく一致している。

GDRへの結合によるE1遷移のより著しいretardationは、低励起状態間の遷移に対してよく知られている事実であるが、中性子共鳴において確認されたのは多分この例が最初であろう。更にわれわれは、軌道角運動量を考慮したE1遷移の有効電荷の計算を現在進めている。

第4表は、 ^{24}Mg の266keV ($\Gamma_n = 78 \text{ keV}$) $p_{1/2}$ 波共鳴に対する結果である⁶⁾。この場合、valence 模型計算は明らかに実験値を再現していないし、 $p_{3/2}$ 波共鳴において見出されたような系統性も存在していない。それ故、再び、共鳴からの電磁遷移に対して共鳴状態における芯励起の寄与を含む計算を行った。 ^{24}Mg の低励起準位が変形核における回転模型によってうまく記述されるということ、更にこの質量領域の原子核の単一粒子エネルギー準位間隔が回転エネルギーのそれに匹敵しているということを考慮に入れて、2s, 1d, 1f, 2p 軌道の中性子単一粒子を ^{24}Mg の基底回転バンド($0^+, 2^+, 4^+$)に非断熱的に結合することによって、 ^{25}Mg の共鳴準位及び低励起準位の波動関数を求めた。その結果、共鳴準位の波動関数は、 $\beta_2 = 0.48$ 及び $\beta_4 = -0.02$ を用いて、

$$\begin{aligned}\Psi_i\left(\frac{1}{2}^{-}\right) = & \sqrt{0.33} (p_{1/2} \otimes 0^{+}) + \sqrt{0.04} (f_{5/2} \otimes 2^{+}) \\ & + \sqrt{0.51} (p_{3/2} \otimes 2^{+}) + \sqrt{0.12} (f_{7/2} \otimes 4^{+})\end{aligned}$$

と書ける。また、低励起準位の波動関数は

$$\begin{aligned}\Psi_f\left(0.59, \frac{1}{2}^{+}\right) = & -\sqrt{0.44} (s_{1/2} \otimes 0^{+}) - \sqrt{0.43} (d_{5/2} \otimes 2^{+}) \\ & - \sqrt{0.13} (d_{3/2} \otimes 2^{+}) \\ \Psi_f\left(0.98, \frac{3}{2}^{+}\right) = & -\sqrt{0.27} (d_{3/2} \otimes 0^{+}) - \sqrt{0.003} (d_{5/2} \otimes 2^{+}) \\ & + \sqrt{0.02} (d_{3/2} \otimes 2^{+}) - \sqrt{0.52} (s_{1/2} \otimes 2^{+}) \\ & + \sqrt{0.18} (d_{5/2} \otimes 4^{+}) \\ \Psi_f\left(2.56, \frac{1}{2}^{+}\right) = & \sqrt{0.26} (s_{1/2} \otimes 0^{+}) - \sqrt{0.33} (d_{5/2} \otimes 2^{+}) \\ & + \sqrt{0.41} (d_{3/2} \otimes 2^{+}) \\ \Psi_f\left(2.80, \frac{3}{2}^{+}\right) = & \sqrt{0.43} (d_{3/2} \otimes 0^{+}) - \sqrt{0.01} (d_{5/2} \otimes 2^{+}) \\ & - \sqrt{0.18} (d_{3/2} \otimes 2^{+}) - \sqrt{0.03} (s_{1/2} \otimes 2^{+}) \\ & + \sqrt{0.35} (d_{5/2} \otimes 4^{+})\end{aligned}$$

第4表に、これらの波動関数を用いて計算した部分放射幅を示す。実験と計算（PRC）の一致は極めて良いことが分かる。特に、0.59 MeV ($\frac{1}{2}^{+}$) 準位への遷移に対する実験値は valence 模型計算の約 1/2 であったが、この大きな食違いが除かれ大幅に改善された。この遷移において、その支配的な成分を成す valence 遷移成分 [($p_{1/2} \otimes 0^{+}$) → ($s_{1/2} \otimes 0^{+}$)] が他の大きな芯励起配位成分 [($p_{3/2} \otimes 2^{+}$) → ($d_{5/2} \otimes 2^{+}$)] と destructive に加わり、その結果、粒子一回転模型計算が実験値を再現していることが分かる。0.98 MeV ($\frac{3}{2}^{+}$) 準位への遷移に対しては、芯励起成分 [($p_{3/2} \otimes 2^{+}$) → ($s_{1/2} \otimes 2^{+}$)] が支配的であり、valence 遷移成分 [($p_{1/2} \otimes 0^{+}$) → ($d_{3/2} \otimes 0^{+}$)] 及び芯励起成分 [($f_{7/2} \otimes 4^{+}$) → ($d_{5/2} \otimes 4^{+}$)] がこの支配的な成分に対して destructive に加わる。

1p 殻核においては、 ^{16}O の 434 keV ($\Gamma_n=45\text{keV}$) $p_{3/2}$ 波共鳴準位の E1 遷移を観測した。 ^{17}O の基底準位 ($\frac{5}{2}^{+}$) 及び第1励起準位 ($\frac{1}{2}^{+}$) は、純粋に近い中性子一粒子準位であることが知られている。従って、この共鳴からこれらの準位への一粒子 E1 遷移が期待された。valence 模型計算と実験値の一致の程度は全く期待通りであった⁸⁾。

これまで共鳴準位の E 1 遷移について述べてきたが、M 1 遷移についても観測がなされた。しかしながら、興味あることに上述の場合、その遷移は非常に弱いかに観測不可能であった。その理由の定性的な説明は後述される。

2. 偶-奇核における p 波中性子共鳴捕獲

偶-奇核に対しては、 ^{13}C の 153 keV ($\Gamma_n = 3.7\text{ keV}$) $p_{3/2}$ 波共鳴の電磁遷移が観測されただけである⁹⁾。この場合、 $1p_{3/2}$ 軌道の 1 個の中性子の存在のために valence 遷移が観測されないであろうと考えられた。しかし予期に反して、この共鳴からの E 1 遷移は valence 模型によって完全に理解された。これが偶-奇核の一般的特徴であるかどうか分からない。この点に関して、後でもう一度とり上げられる。

3. 偶-偶核における s 波中性子共鳴

s 波共鳴に対しては、 ^{24}Mg の 658 keV ($\Gamma_n = 21\text{ keV}$) 共鳴、 ^{28}Si の 180 keV ($\Gamma_n = 31\text{ keV}$) 共鳴及び ^{32}S の 103 keV ($\Gamma_n = 15\text{ keV}$) 共鳴の電磁遷移を観測した¹⁰⁾。第 5, 6, 7 表はこれらの共鳴準位の部分放射幅を示す。表から明らかなように、valence 模型計算は、E 1 遷移に対する放射幅をほぼ再現している。特に、大きな分光学因子をもった $\frac{3}{2}^-$ 準位への遷移に対する実験と計算の一致は非常によい。p 波共鳴準位の E 1 遷移と同様に、この模型の成功は、E 1 遷移行列要素の核内での強いキャンセレーションによることが分かる。

^{28}Si の s 波共鳴遷移に対するこの結論を得るまでには多少のいきさつがあった。最初、我々はこの遷移を観測し、4.93 MeV ($\frac{3}{2}^-$) 準位に対する放射幅として $2.3 \pm 0.6\text{ eV}$ という値を公表した⁸⁾。一方、valence 計算では、中性子幅として Mughabghab らの値 $60\text{ keV}^{11)}$ 、分光学因子として Peterson らの値 $0.41^{12)}$ を用いて $\Gamma_\gamma = 1.28\text{ eV}$ を得た。また、Mermaz らの分光学因子 $0.56^{13)}$ を用いると、 $\Gamma_\gamma = 1.75\text{ eV}$ になる。それ故、この遷移は valence 模型によって説明できるとした。その後、深堀智生氏(原研)との共同研究において、 ^{28}Si の共鳴パラメータの評価の為に RESENDD コード¹⁴⁾ を用いて多準位フィッティングを行った結果、この共鳴の中性子幅は 31 keV であることが分かった¹⁵⁾。同様に水本元治氏(原研)の予備的測定でも、この幅は 30 keV ぐらいであった¹⁶⁾。この値を用いると、部分放射幅の valence 模型計算値は前述の半分の値になり、計算と実験との間に大きな食い違いが新たに生じた。

しかしながら、粒子-振動結合模型の考え方の範ちゅうで、共鳴準位に於ける芯励起が $\frac{3}{2}^-$ 準位への E 1 遷移に寄与する可能性はない。なぜならば、 $2p_{3/2}$ 軌道の中性子と結合して $\frac{1}{2}^+$ 共鳴準位をつくる集団的な芯励起準位は、アイソベクトル 1^- 準位以外に存在しないからである。 $(p_{3/2} \otimes 1^-)$ 配位がこの共鳴準位に対して大きな混合振幅を持つ可能性は考えられない。従って、これまでの結果に基づいて、この準位への遷移は valence 模型で説明できるはずであり、われわれの実験値には何か間違いがあると考えられた。放射幅の再測定を行なった結果、

前回の測定値の約半分の値を得た。要するに、前回の放射幅の測定値と中性子幅の編集値の両方の値が正しい値の約2倍であった為に、結論は正しかったが内容は間違っていたということである。言うなれば、嘘からでた誠であった。この事によって、われわれは貴重な経験をしたと思っている。すなわち、この研究に関する限り、原子力エネルギー開発における核データというよりも、むしろ中性子共鳴反応に対する電磁遷移機構を知りたいという強い動機があったからこそより正しいデータを追求し、測定値の誤りを見出し得たのである。

さて、話を本題にもどそう。p波共鳴に比較してs波共鳴遷移の顕著な特徴は、大きな分光学的因子をもった低励起準位へのM1遷移が強いという点である。自由な中性子のg因子を用いると、valence 模型計算では到底この遷移強度を再現することはできない。多分、これらのM1遷移には共鳴準位に於ける芯励起が大きく拘わっているであろう。

そこで、われわれは、電磁遷移を統一的に理解するために、共鳴準位に対して次の配位混合波動関数を仮定した¹⁰⁾。

$$\Psi\left(\frac{1}{2}^{+}\right)=a\left(s_{1/2} \otimes 0^{+}\right)+b\left(s_{1/2} \otimes 1^{+}\right)+c\left(d_{3/2} \otimes 1^{+}\right)$$

ここで、a, b, cは混合振幅であり、その付号を無視した。芯核の 1^{+} 状態はアイソベクトル型の励起である。なぜなら、アイソスカラー 1^{+} 状態は電磁遷移では大幅に抑制されるからである。また、この 1^{+} 状態の励起はスピン・フリップによって生じたものであり、 $\vec{l} \cdot \vec{s}$ 分離エネルギー（約7 MeV）より粒子-穴相互作用分だけ数MeV高いエネルギーをもつと考えられる。従って、sd殻核では、この 1^{+} 状態とsd軌道の中性子が結合してつくる配位が中性子共鳴準位に混じることは大いにあり得る。更に、弱結合模型から、芯核の 2^{+} 状態と1d軌道の中性子が結合してつくる配位が共鳴準位の波動関数の中で大きな混合振幅をもつことはないということは容易に想像される。それは、弱結合模型から、この配位の励起エネルギーは約3 MeVに過ぎないからである。

混合振幅a, b, cは、おのおの、 $\frac{3}{2}^{-}$, $\frac{1}{2}^{+}$, $\frac{3}{2}^{+}$ の低励起準位の1粒子状態への遷移によると仮定して決定された。混合振幅を計算するために用いた値を表中に括弧付きの値で示した。また、 ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S の共鳴に対する換算M1強度 $B \downarrow (M1)$ として、 ^{24}Mg 及び ^{28}Si に対して $1.0 \mu_{0}^2$ を用い、 ^{32}S に対しては $1.8 \mu_{0}^2$ とした。これらの $B \downarrow (M1)$ の値は、 ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S における(p, p')及び(e, e')反応によって観測された $1^{+}(T=1)$ 準位の $B \uparrow (M1)$ の値から予測される値とほぼ一致している¹⁷⁾。表から明らかなように、このようにして決定した共鳴準位の波動関数を用い、s波共鳴準位からのE1及びM1遷移をほぼ説明できる。(sd)ⁿ空間に於けるWildenthalの相互作用を用いたより詳しい $B \downarrow (M1)$ の殻模型計算が、小田健司氏及び武藤一雄氏（東工大理学部）との共同研究において進められている。

M1遷移に関するこれまで述べた事情は、p波共鳴の電磁遷移とは全く異なっている。p波共鳴の場合、芯核の 1^{+} 励起がつくる配位($p_{3/2} \otimes 1^{+}$)及び($p_{1/2} \otimes 1^{+}$)がこの共鳴準位

に結合してくる可能性はある。しかしながら、これらの配位が大きな混合振幅を持たないことは弱結合模型から想像される。多分この事が、p波共鳴遷移において、比較的大きな分光学的因子をもつ $\frac{3}{2}^-$ 及び $\frac{1}{2}^-$ 準位への強いM1遷移が観測されなかった理由であろう。また、 ^{16}O のp波共鳴の場合、1p軌道がつまっているために芯核の $1\hbar\omega$ 内でのスピン・フリップ 1^+ 励起が禁止され、その結果、この共鳴からのM1遷移が観測されなかったのであろう。

4. 奇-偶核及び奇-奇核におけるp波中性子共鳴捕獲

奇-偶核及び奇-奇核に対しては、 ^{14}N の644keV($\frac{1}{2}^+$, $\Gamma_n=43\text{keV}$)s波共鳴、 ^{19}F の27keV(2^- , $\Gamma_n=0.36\text{keV}$)p波共鳴、49keV(1^- , $\Gamma_n=1.8\text{keV}$)p波共鳴及び97keV(1^- , $\Gamma_n=16.4\text{keV}$)p波共鳴、 ^{27}Al の35keV(2^+ , $\Gamma_n=3.0\text{keV}$)s波共鳴及び142keV(3^+ , $\Gamma_n=17.5\text{keV}$)s波共鳴の電磁遷移を観測した¹⁸⁾。これらの遷移において、E1遷移強度はvalence模型計算と比較された。非常に興味あることに、計算は全く実験を再現することはできなかった。一方、2節で述べたように、中性子 $1p_{1/2}$ 殻軌道が閉じていない ^{13}C のp波共鳴からのE1遷移は、valence模型によって良く記述できる。これらの事を考慮すると、対を組まない1個の中性子よりもむしろ対を組まない陽子と入射中性子とのp-n相関(多分、スピン三重相互作用)がこれらの核の中性子共鳴反応において重要な振舞いをしているのであろう。

これまで、幅の広い中性子共鳴準位の電磁遷移の観測を通じて、共鳴準位の構造及び中性子捕獲反応機構を明らかにしてきた。今後、軽核による低エネルギー中性子の非共鳴捕獲における負共鳴の効果及び集団準位の結合なども調べて見たいと思っている。また、上述の幅の広い中性子共鳴捕獲におけるp-n相間の振舞いも非常に興味ある問題を提起しているだろう。

この研究は、井頭政之君(東工大原子炉工学研究所)との共同研究によって進められてきたものである。また、私の研究室で学んだ多くの学生諸君の大変な努力がなかったならば到底この研究成果を得ることができなかったであろう。最後に、故原田吉之助氏との討論を通じて沢山の有益な知見を得てきたことを特にかき記しておきたい。

参考文献

- 1) M. Igashira, H. Kitazawa, and N. Yamamuro, Nucl. Instrum. Methods A245, 432(1986).
- 2) 清水道夫, 博士論文, 東京工業大学 (1985).
- 3) M. Shimizu, M. Igashira, K. Terazu, and H. Kitazawa, Nucl. Phys. A452, 205(1986).
- 4) H. Kitazawa, M. Ohgo, T. Uchiyama, and M. Igashira, Nucl. Phys. A464, 61(1987).

- 5) A. M. Lane and S. F. Mughabghab, Phys. Rev. C 10, 412 (1974)
- 6) T. Uchiyama, M. Igashira, and H. Kitazawa, Phys. Rev. C 41, 862(1990).
- 7) A. Bohr and B. R. Mottelson, Proc. Int. Symp. on neutron capture gamma-ray spectroscopy, Studsvik, Sweden, 1969 (IAEA, Vienna, 1969), p.3 .
- 8) H. Kitazawa and M. Igashira, J. Phys. G 14, S215(1988).
- 9) S. Raman, M. Igashira, Y. Dozono, H. Kitazawa, M. Mizumoto, and J. E. Lynn, Phys. Rev. C 41, 458(1990).
- 10) H. Kitazawa, M. Igashira, Y. Achiha, Y. Lee, N. Mukai, K. Muto, and T. Oda, Proc. Int. Symp. on capture gamma-ray spectroscopy and related topics, Asilomar, USA, 1990.
- 11) S. F. Mughabghab, M. Divadeenam, and N. E. Holden, Neutron Cross Sections (Academic, New York, 1981), Vol. 1, p.12-2.
- 12) R. J. Peterson, C. A. Fields, R. S. Raymond, J. R. Thieke, and J. L. Ullman, Nucl. Phys. A408, 221(1983).
- 13) M. C. Mermaz, C. A. Whitten Jr., J. W. Champlin, A. J. Howard, and D. A. Bromley, Phys. Rev. C 4, 1778(1971).
- 14) T. Nakagawa, JAERI-M 84-192(1984)
- 15) H. Kitazawa, Y. Harima, and T. Fukahori, Proc. Int. Conf. on nuclear data for science and technology, Mito, 1988 (Saikon, Tokyo, 1988), P.473 .
- 16) M. Mizumoto, private communication.
- 17) G. M. Crawley, C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willis, N. Anantaraman, B. A. Brown, and A. Galonsky, Phys. Rev. C 39, 311(1989).
- 18) M. Igashira, H. Kitazawa, S. Kitamura, H. Anze, and M. Horiguchi, Proc. Int. Symp. on capture gamma-ray spectroscopy and related topics, Asilomar, USA, 1990.
- 19) I. Bergqvist, J. A. Biggerstaff, J. H. Gibbons, and W. M. Good, Phys. Rev. 158, 1049(1967).

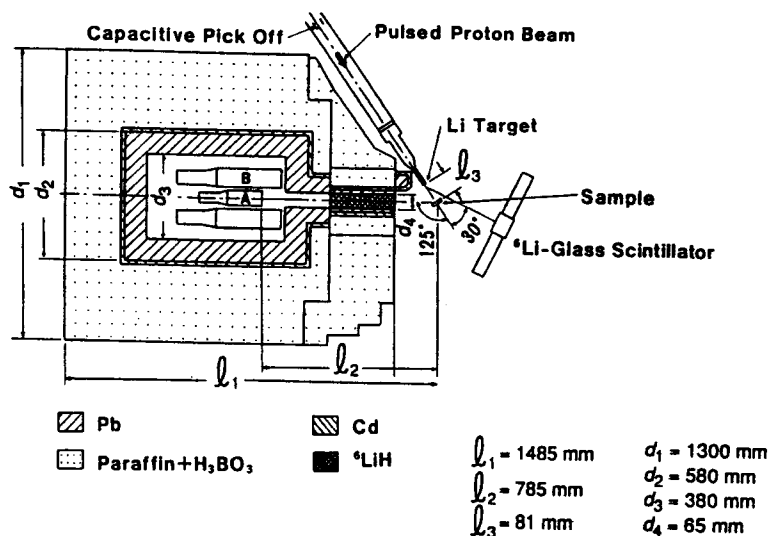


Fig. 1 Experimental arrangement employed to measure keV-neutron capture γ -ray spectra.

Table 1 Experimental and theoretical partial radiative widths

E_x (MeV)	present		Shimizu <i>et al.</i> ³⁾			
	PV	VPV	565 keV resonance		806 keV resonance	
			experiment	VOM	experiment	VOM
$0.00(\frac{1}{2}^+)$	0.89	0.35	0.85 ± 0.10	0.85	2.39 ± 0.29	1.63
$1.27(\frac{3}{2}^+)$	0.46	0.02	0.40 ± 0.06	0.06	0.57 ± 0.13	0.12
$2.03(\frac{5}{2}^+)$	0.23	0.12	0.18 ± 0.04	0.10	0.25 ± 0.18	0.21
$2.43(\frac{3}{2}^+)$	0.32	0.00	0.18 ± 0.04	0.00	0.39 ± 0.18	0.00
$3.07(\frac{5}{2}^+)$	0.01	0.02	0.14 ± 0.04	0.03	0.41 ± 0.15	0.05

PV is the particle-vibrator coupling model; VPV is the valence-transition contribution of the particle-vibrator coupling model; VOM is the valence model based on the optical model.

Table 2 Partial radiative widths of the 84-keV $p_{3/2}^-$ wave resonance.

E_x (MeV)	Present	Partial radiative widths (eV)		$ e_{ren}/\bar{e} ^a$
		Bergqvist ^b	Valence	
0.00 ($\frac{5}{2}^+$)	0.93±0.14	0.60	2.78	0.58
0.59 ($\frac{1}{2}^+$)	3.98±0.57	1.88	4.31	0.96
0.98 ($\frac{3}{2}^+$)	<0.10		0.16	
1.97 ($\frac{5}{2}^+$)	0.20±0.03	0.081	0.44	0.67
2.56 ($\frac{1}{2}^+$)	0.68±0.11	0.35	0.69	0.99
2.80 ($\frac{3}{2}^+$)			0.08	
3.41 ($\frac{3}{2}^-$)				
4.27 ($\frac{1}{2}^-$)	<0.03			

^aRenormalized effective charges are given in the unit of $\bar{e} = -Ze/A$.

^bThese values were obtained from the correction of the original data (Ref. [9]), using the calculated gamma-ray angular distribution for E1 transition.

Table 3 Partial radiative widths for the 431-keV $p_{3/2}^-$ -wave resonance.

E_x (MeV)	Partial radiative widths (eV)		$ e_{ren}/\bar{e} ^a$
	Present	Valence	
0.00 ($\frac{5}{2}^+$)	0.35±0.07	1.86	0.43
0.59 ($\frac{1}{2}^+$)	2.53±0.37	2.89	0.94
0.98 ($\frac{3}{2}^+$)	0.48±0.07 ^b	0.11	
1.97 ($\frac{5}{2}^+$)	0.25±0.03 ^b	0.31	
2.56 ($\frac{1}{2}^+$)	1.04±0.14	0.60	1.32
2.80 ($\frac{3}{2}^+$)	0.28±0.04 ^b	0.06	
3.41 ($\frac{3}{2}^-$)	<0.18		
4.27 ($\frac{1}{2}^-$)	<0.09		
5.47 ($\frac{1}{2}^+$)	<0.10	0.09	

^aRenormalized effective charges are given in the unit of $\bar{e} = -Ze/A$.

^bThese values show the upper limit of partial radiative widths.

Table 4 Partial radiative widths of the 266-keV $p_{1/2}$ -wave resonance.

E_x (MeV)	Partial radiative widths (eV)		
	Present	Valence	PRC
0.00 ($\frac{5}{2}^+$)	<0.07		
0.59 ($\frac{1}{2}^+$)	6.07 ± 2.2	12.2	5.8
0.98 ($\frac{3}{2}^+$)	3.78 ± 1.8	5.8	3.2
1.61 ($\frac{7}{2}^+$)	0.13 ± 0.40		
1.97 ($\frac{5}{2}^+$)	0.03 ± 0.18		
2.56 ($\frac{1}{2}^+$)	2.73 ± 0.86	1.5	2.0
2.74 ($\frac{7}{2}^+$)			
2.80 ($\frac{3}{2}^+$)		3.0	0.6

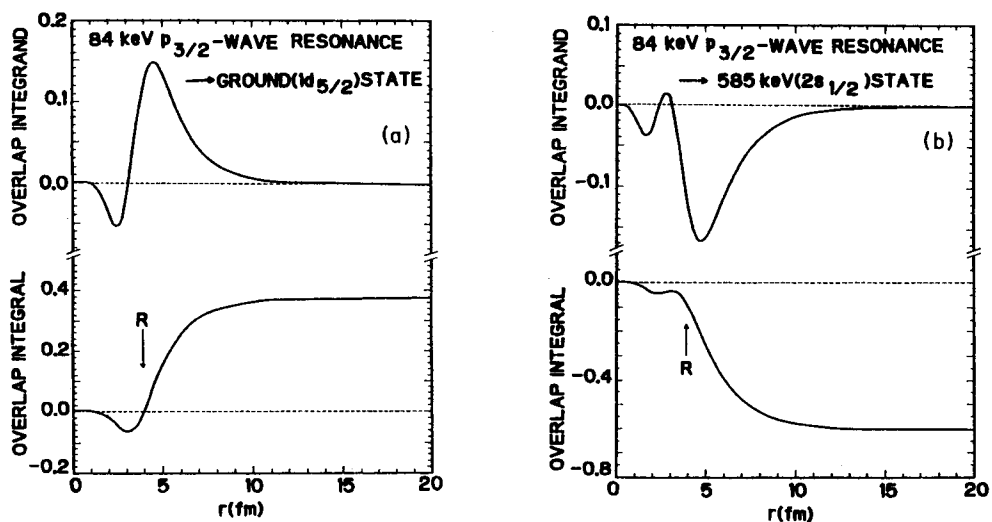


Fig. 2 (a)Radial overlap integral and integrand of the matrix element for the valence capture transition from the 84-keV $p_{3/2}$ -wave resonance to the ground state. R stands for the nuclear radius of ^{24}Mg . (b)Radial overlap integral and integrand of the matrix element for the valence capture transition from the 84-keV $p_{3/2}$ -wave resonance to the 585-keV state. R stands for the nuclear radius of ^{24}Mg .

Table 5 Partial radiative widths of the 658keV resonance
in ^{24}Mg .

Ex (MeV)	radiative widths (eV)		
	measured	valence	configuration-mixing
0.59(1/2+)	1.24 ± 0.39		(1.24)
0.98(3/2+)	0.65 ± 0.12		(0.65)
2.80(3/2+)	0.47 ± 0.09		0.27
3.41(3/2-)	0.31 ± 0.09	0.22	(0.31)
4.28(1/2-)	0.11 ± 0.04	0.05	0.12

Table 6 Partial radiative widths of the 180keV resonance
in ^{28}Si .

Ex (MeV)	radiative widths (eV)		
	measured	valence	configuration-mixing
0.00(1/2+)	1.29 ± 0.26		(1.29)
1.27(3/2+)	1.20 ± 0.27		(1.20)
4.93(3/2-)	0.76 ± 0.28	0.64	(0.76)
6.38(1/2-)	0.35 ± 0.15	0.10	0.15

Table 7 Partial radiative widths of the 103keV resonance
in ^{32}S .

Ex (MeV)	radiative widths (eV)		
	measured	valence	configuration-mixing
0.00(3/2+)	0.85 ± 0.11		(0.85)
0.84(1/2+)	0.87 ± 0.13		(0.87)
3.22(3/2-)	1.17 ± 0.12	0.88	(1.17)
5.72(1/2-)	0.23 ± 0.07	0.15	0.21