

## ピグミー E 1 共鳴

東工大原子炉工学研 井頭政之

( $n, \gamma$ ) や ( $d, p\gamma$ ) 反応から発生するガンマ線のスペクトル中に、anomalous bump と呼ばれる強いガンマ線遷移が観測されることがある。この bump は  $110 < A < 140$  および  $180 < A < 210$  の核種について観測され、bump のエネルギー位置は、核種や入射中性子エネルギーによってあまり変化せず、約 5 MeV とされていた。bump のエネルギー位置の入射中性子エネルギー非依存性から、bump は原子核準位密度の irregularity によって生じたものではなく、ガンマ線強度関数の共鳴構造によると考えられている。これまで、bump が E 1 遷移ガンマ線で形成されているという実験証拠はないが、この bump は E 1 遷移によると信じられ、E 1 ガンマ線強度関数中の「ピグミー共鳴」と解釈されている。

1979 年に Joly 等は、 $Tm(n, \gamma)$  反応のガンマ線スペクトル中の 3.5 MeV 付近に bump を発見し、入射中性子エネルギー 0.5 ~ 2.5 MeV の範囲で bump のエネルギー位置及び強度が変化しないことを確認した。そして、この bump はガンマ線強度関数中のエネルギー 3.5 MeV、幅 1.0 MeV のピグミー共鳴に対応することを示した。

Joly 等の発見した 3.5 MeV 共鳴と過去に知られていた 5 MeV 共鳴は同じ起源のものであろうか？ このような興味から、我々の研究室では keV 中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定を  $140 < A < 200$  の核種について数年前より行ってきた。これまでに、Pr, Tb, Ho, Lu, Ta 及び Au についての測定が終了しているが、これらの核種の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの例を図 1 に示す。図から、Pr, Tb, Ho, Lu, 及び Au のスペクトル中に、それぞれ 1.5, 2.5, 3.0, 3.5, 及び 5.5 MeV 付近に bump が観測されていることが分かる。また、Ta については、4.5 MeV 付近でスペクトルの傾きが変化していることが分かる。これまで、Ta のスペクトル中には bump は観測されていなかったが、我々の測定結果を系統的に眺めると、このスペクトルの傾きの変化は小さい bump に対応すると考えられる。図に示したスペクトルは入射中性子エネルギー 500 keV 付近のものであるが、Tb, Ho, Lu, 及び Au については入射中性子エネルギー 10 ~ 800 keV の範囲で測定を行った。そして、測定したすべてのスペクトルについてそれぞれの bump が観測され、また、bump のエネルギー位置の入射中性子エネルギー非依存性が確認された。

測定された捕獲ガンマ線スペクトルは E 1 遷移によると仮定し(少なくとも低エネルギー部分と高エネルギー部分の離散的ガンマ線を除いた範囲では)、測定結果を spectrum fitting 法を用いて解析すると、E 1 ガンマ線強度関数を導出することができ、ピグミー共鳴に関する情報が得られる。

この解析の際、強度関数の trial function が必要となるが、巨大共鳴、ピグミー共鳴ともに Lorentz 型の関数を用い、巨大パラメータとしては Berman の編集したものをを用いた。また、原子核準位密度も解析に必要となるが、準位密度公式として Gilbert-Cameron の composite formula を用い、準位密度パラメータは s 波中性子共鳴準位の平均間隔及び低励起準位の積み上げプロットから決定した。spectrum fitting 法によって得られたピグミー共鳴エネルギー及び共鳴幅を図 2 に示す。図中の点が共鳴エネルギーを示し、棒の長さが共鳴幅を示している。なお、図中には、我々の 6 核種以外に、文献から引用したデータも示してある。図から、共鳴エネルギーは、 $N = 82 \sim 126$  の範囲で、中性子数とともに増加し、また、 $N = 82$  の所で不連続的な変化を示していることが分かる。

ピグミー共鳴の強度については次のような検討を行った。まず、E 1 光吸収反応断面積のピグミー共鳴部分の積分は  $(\pi/2) \sigma_p \Gamma_p$  (mb · MeV) とあらわせる。ここで、 $\sigma_p$  及び  $\Gamma_p$  はピグミー共鳴のピーク断面積と共鳴幅である。また、E 1 古典総和則は  $60 NZ/A$  (mb · MeV) である。従って、共鳴積分の総和則に対する比 R は  $(\pi/2) \sigma_p \Gamma_p / (60 NZ/A)$  となる。この比 R を示したのが図 3 である。図中には、Cs についての Yamamuro 等のデータも示してある。図から、ピグミー共鳴の強度の比は高々数%であり、また共鳴エネルギーの場合と同様に、 $N = 82 \sim 126$  の範囲で中性子数とともに急激に増加し、 $N = 82$  の所で不連続的な変化を示していることが分かる。

我々が測定した核種は残留核がすべて odd-odd 核となっているが、これは spectrum fitting 法が可能な単一同位体から成る天然試料を測定に用いたためである。しかし、図 2 中には、even-odd 核である  $^{207}\text{Pb}$  及び even-even 核と even-odd 核を含む Hg も示されている。従って、図 2 と 3 に見られるピグミー共鳴の系統性は、odd-odd 核に特有なものではなく、すべての  $N = 82 \sim 126$  の核について成り立つものと期待される。更に、このような系統性の存在は、観測されたピグミー共鳴は共通の物理的起源から生じたことを示唆しているものと考えられる。

次に、これまで提案されているピグミー共鳴の理論的解釈を振り返ってみよう。理論的アプローチの方法として、大きく分けて二種類ある。一つは shell model 的アプローチで、原子核の dipole state を 1 particle - 1 hole state から成る基底で記述するものである。この方法の最も単純化されたものは Brown and Bolsterli の schematic model で、この場合、基底状態からの遷移強度はすべて巨大共鳴に集中し、ピグミー共鳴は現れない。Lane は、35 の 1 particle - 1 hole state から成る基底と zero-range Wigner force を用いた  $^{208}\text{Pb}$  についての計算から、E 1 強度の約 90% が励起エネルギー  $11.5 \pm 1$  MeV の領域の dipole state に集まり、残り 10% のうち 4.6% が 5.49 MeV の一つの state で消費されることを示した。即ち、11 MeV 領域が巨大共鳴に対応し、

5.49 MeV state がピグミー共鳴に対応することになる。5.49 MeV state の波動関数を調べると、 $(3p^{-1}4s)$ ,  $(3p^{-1}3d)$ , 及び  $(2f^{-1}3d)$  neutron state から成っており、これらの 1 particle - 1 hole state は実質的には巨大共鳴から decouple していた。核力として zero-range Rosenfeld force を用いても、細部は異なるが、計算結果の全体的な様子は zero-range Wigner force を用いた場合と一致した。Harvey and Khanna は、31 の 1 particle - 1 hole state の基底とガウス型の finite range force を用いて、 $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{132}\text{Sn}$ , 及び  $^{208}\text{Pb}$  について計算を行った。その結果、彼等は、現実的な 1 particle - 1 hole state を用いた二体相互作用の動径部分の積分値の差異によって、低励起エネルギー領域に数%の E 1 強度が集まることを示した。更に、この強度の localization は中性子 particle-hole state と陽子 particle-hole state の平均エネルギーの差に依存し、この平均エネルギーの差が大きくなると（質量数が大きくなると）、localization は二つのグループに分かれることを示した。 $^{208}\text{Pb}$  の場合、一方は主に  $(3p_{1/2}^{-1}4s_{1/2})$ ,  $(3p_{1/2}^{-1}3d_{3/2})$ , 及び  $(3p_{3/2}^{-1}3d_{5/2})$  中性子 particle-hole state によって形成される dipole state から成るグループで、他方は主に  $(3s_{1/2}^{-1}3p_{1/2})$  陽子 particle-hole state に起因するグループである。前者は励起エネルギー約 5 MeV に位置し、後者は約 8 MeV に位置する。なお、平均エネルギーの差が小さくなると（質量数が小さくなると）、二つのグループに分かれなくなると同時に低励起エネルギー領域の E 1 強度が小さくなる。また、彼等の計算結果では、Lane の結果とは反するが、これらの dipole state は collective なものであった。

理論的アプローチのもう一方は、原子核の hydrodynamical model を用いるものである。Mohan 等は、原子核中の中性子と陽子の密度分布、isotope shift, isospin impurity, 巨大 E 1 共鳴現象等を研究するため、三流体模型を提唱した。陽子、陽子と同じ軌道までの中性子 (blocked neutron), 及び残りの中性子 (excess neutron) の三流体である。この模型を提唱した理由は、excess neutron と proton の相互作用は blocked neutron と proton の相互作用よりも弱いという事実を hydrodynamical model に取り入れるためであった。彼等は、理論と  $^{208}\text{Pb}$  に対する計算例を示したが、E 1 共鳴に関する結果として、流体の振動モードが二つ生じることを示した。 $^{208}\text{Pb}$  については、13 MeV モードと 4 MeV モードが生じ、dipole 強度の比は約 600 : 1 となった。固有エネルギーの高いモードは blocked 及び excess neutron が proton と逆方向に動くことによって生じ、固有エネルギーの低いモードは proton と blocked neutron が excess neutron と逆方向に動くことから生じる。すなわち、excess neutron の存在によってピグミー共鳴が発生したことになる。

これらの理論的結果と我々の得た  $N = 82$  の所で不連続的变化を見せる系統性を照らし合わせると、これまで観測されたピグミー共鳴は、主に巨大 E 1 共鳴から decouple した中性子 1 particle -

1 hole state によって形成された collective dipole state であろうと考えられる。現在,  $N=82$  の shell effect と,  $N=82\sim 126$  の範囲で共鳴エネルギー及び  $E1$  強度が中性子数とともに増加する系統性を理論的に解釈することを試みている。

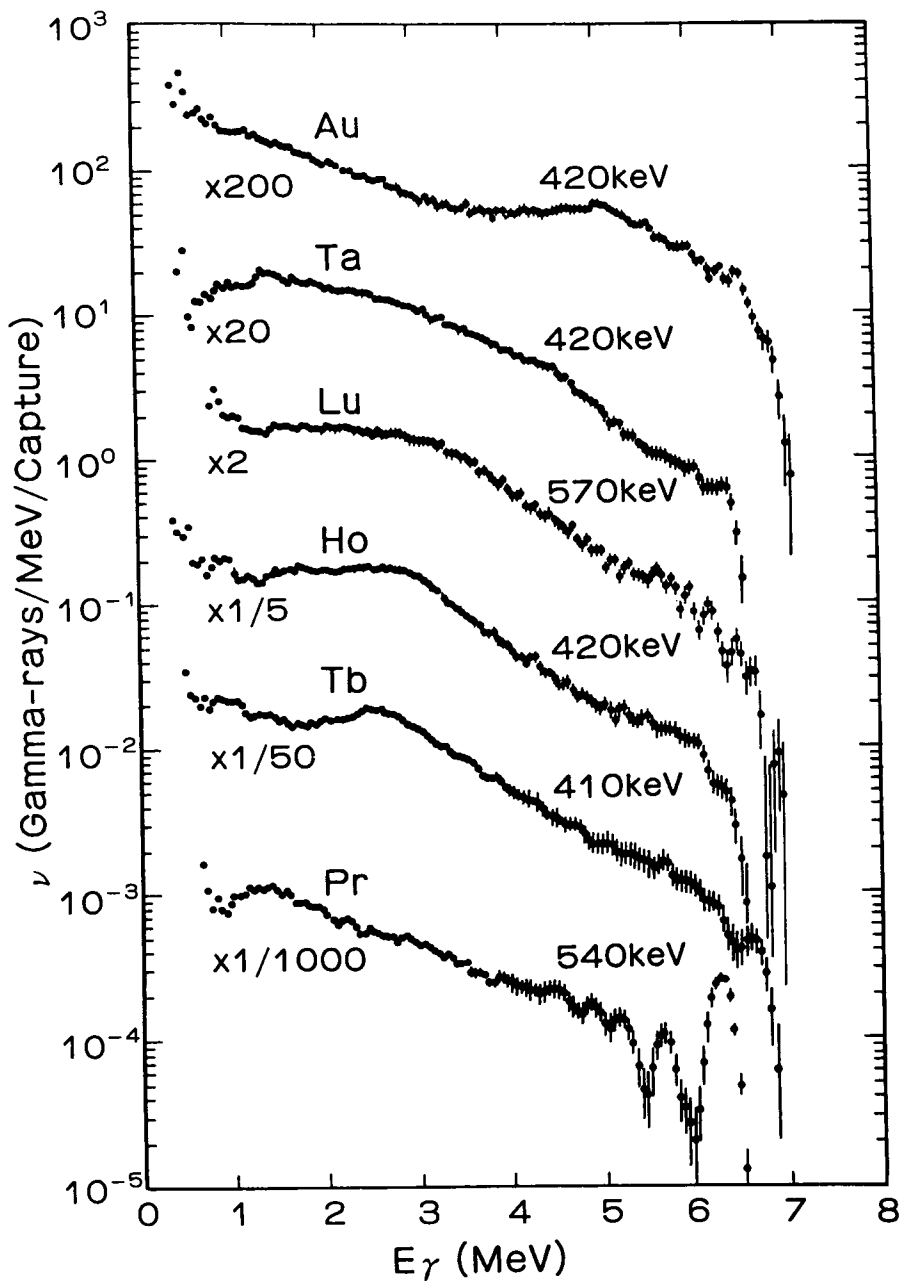


図1 Pr, Tb, Ho, Lu, Ta, 及びAuのkeV中性子捕獲ガンマ線スペクトル

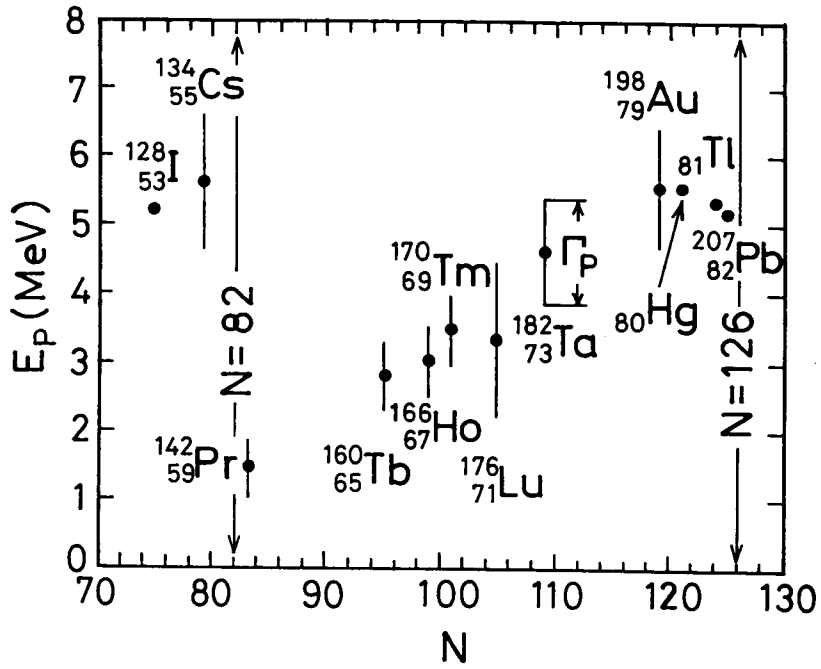


図2 ピグミー共鳴エネルギーと共鳴幅

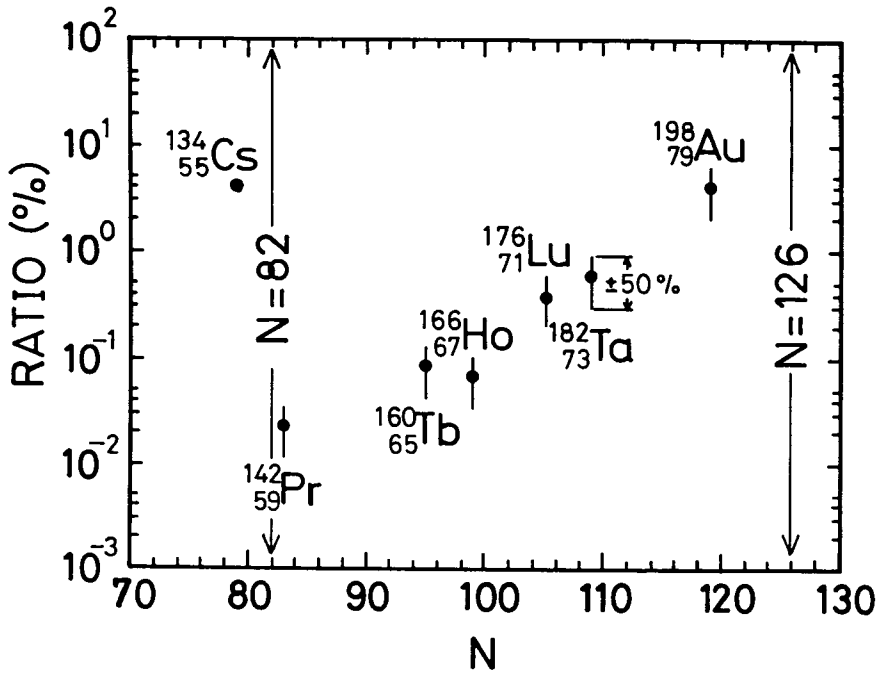


図3 ピグミー共鳴で消費されるE1強度のE1古典総和則に対する比