

資料紹介

Systematics of Mean Radiation Width of Neutron Resonances

S.M.Zaharova, V.S.Stavinsky and Yu.N.Shubin

INDC (CCP) - 27/L

川合将義 (NAIG)

原子炉の核設計などで重要な中性子捕獲断面積,  $\sigma(n, \gamma)$  について, 安定核をとってもその対象とするエネルギー域 (thermal-15MeV) の全部に亘って説明できる実験データは少ない。云わんや, 核分裂生成物などの不安定核種について直接測定を行なったデータは皆無に等しい。これらの核の  $\sigma(n, \gamma)$  の値を得るには, 理論計算に頼らざるを得ない。その信頼性は, 計算に用いる中性子共鳴の輻射巾の平均値  $\Gamma_\gamma$  の確かさやその励起エネルギー, スピンおよび核構造に対する依存性をいかにとるかによっている。この報告書では, 質量が 10~210 の核種について, 1970 年迄に報告された s-波共鳴の輻射巾の実験データから, 各平均値を見積り, それらを最近の理論で整理して,  $\Gamma_\gamma$  に対する半実験公式を導き, 併せて若干の検討を行なっている。以下に, その概略を紹介する。

S波共鳴の  $\Gamma_\gamma$  の実測値の質量依存性を調べて見ると, 質量 A が増すにつれて  $\Gamma_\gamma$  は減少しており, A=30~200 では, 同程度の大きさをとる。しかし, 核子数が magic number をとったり, また中性子数が 100 をとる核の辺りでは,  $\Gamma_\gamma(A)$  に特徴のある極大値が現われ, この単調減少性が破られる。特に, N=126, Z=82 の double closed shell の近くでは甚しい増加がある。なお, 他の proton shell, 特に Z=50 では, その変化はずっと小さい。

$\Gamma_\gamma$  の計算法は, 高エネルギーに励起された状態を含む多重極遷移行列の要素の 2 乗が, 励起準位の密度に逆比例すると仮定する Weisskopf<sup>1)</sup> の流儀と, detailed balance の原理に基づいて, 逆反応過程の断面積  $\sigma_\gamma(\epsilon_\gamma)$  を利用するもの<sup>2)</sup> がある。中性子捕獲によって作られる複合核の準位の輻射巾が, 全て E1 転移に依存すると仮定する。また, 前述の shell effect を勘定に入れるのに, 縮退している単一粒子準位を shell に組分けして計算を行なって shubin<sup>3)</sup> によって求められた level density parameter a の半実験公式を用いる。S波共鳴について, Weisskopf<sup>1)</sup> の流儀に従うと,

$$\Gamma_{\gamma}(u) = x \Gamma_{\gamma}^B = x \cdot \frac{\pi^2}{6} \frac{A^{2/3}}{D_0} \frac{1}{n} \sum_{J=|I-\frac{1}{2}|}^{I+\frac{1}{2}} D(u, J) \int_0^u \epsilon_{\gamma}^3 \sum_{i=|J-1|}^{J+1} \rho(u - \epsilon_{\gamma, i}) d\epsilon_{\gamma} \quad (1)$$

ここで、 $u$ は複合核の励起エネルギーであり、 $x$ は規格化因子、 $D_0$ および $D(u, J)$ は基底状態近くと $u$ なる励起エネルギーにおける level spacing であり、単位密度 $\rho(u)$ に逆比例する。 $n$ は、標的核スピン $I=0$ の時1、 $I \neq 0$ の時2である。Weisskopf<sup>1)</sup>は、規格化因子 $x$ の値として $x^B = \left[ \frac{6}{\pi^2} \cdot \frac{18(\ell+1)(2\ell+1)e^2}{\ell[(2\ell+1)!!]^2} \left( \frac{r_0}{\hbar c} \right)^{2\ell} \right]_{\ell=1} = 1.45 \times 10^{-7} (\text{MeV}^{-2})$ なる質量に関係しない量を与えている。しかし $\Gamma_{\gamma}$ の実験データを用いて $x = \Gamma_{\gamma}^{\text{ex}} / \Gamma_{\gamma}^B$ の質量依存性を調べると、Fig. 1に図示した如く $x^B$ の凡そ100分の1であり、magic numberの辺りで最小値をとり、その真中で凡最大となっている。中性子の数 $N$ が82以上の重い核では、 $x$ の最大値は低いところの1.5倍であり、 $N=100$ の辺りでまた極小値がある。 $A < 60$ と $A > 200$ では、 $x$ は甚しく散らばっているが、これは多分この計算に含まれていない直接捕獲があるためと考えられる。 $x$ の絶対値が、 $x^B$ のわずかに、100分の1であるのは、Weisskopf<sup>1)</sup>の模型で核内の径方向波動関数の振動を考慮していないこと(補正係数として約1/4)の他、明らかに核内核子間の相関が勘定に入っていないことによる。

60~200の質量範囲で見出された $x$ の質量依存性は次式で近似される。

$$x = 0.34 \left( 1 + X_N \sin \frac{\pi(N - N_i)}{(N_{i+1} - N_i)} \right)^2 \left( 1 + x_Z \sin \frac{\pi(Z - Z_i)}{Z_{i+1} - Z_i} \right) \times 10^{-9} \quad (2)$$

ここで、 $N$ と $Z$ はmagic number  $N_{i+1}$ と $N_i$ 、 $Z_{i+1}$ と $Z_i$ の間の核内中性子と陽子の数である。82 ≤  $N$  ≤ 126では、例外として、 $N=100, 114$ で3つの区間に分類される。これらの値は、Nilsson模型における $i = \frac{13}{2}$ のsub-shellの分岐に対応している。係数の $X_Z, X_N$ は、それぞれ次の通りである。

$$\begin{aligned} 28 \leq Z \leq 82 & \quad \text{で} \quad X_Z = 0.7 \\ 28 \leq N \leq 82 & \quad X_N = 0.8 \\ 82 < N \leq 100 & \quad X_N = 0.2 \\ 100 \leq N \leq 114 & \quad X_N = 0.0 \\ 114 < N \leq 126 & \quad X_N = 0.2 \end{aligned}$$

上の近似式は、60 ≤  $A$  ≤ 200で、考察する104核種の96の核の $\Gamma_{\gamma}$ の実験データを30%の精度で説明できる。他の8ヶの例については、実験データの信頼性が乏しいか、または直接過程が大きく寄与しているためと考えられる。

さて、 $\gamma$ 線吸収断面積 $\sigma_{\gamma}(\epsilon_{\gamma})$ は、核の励起エネルギーには関係なく、吸収される $\gamma$ 線エネル

ギ-のみに依存すると仮定する。電気的雙極輻射の中について次式を得る。

$$\Gamma_{\gamma}^{E1}(E, J) = \frac{D(E, J)}{(\hbar \pi c)^2 2g} \int_0^E \epsilon_{\gamma}^2 \langle \sigma_{\gamma}^{E1J}(\epsilon_{\gamma}) \rangle d\epsilon_{\gamma} \quad (3)$$

ここで  $g = (2J+1)/2(2I+1)$ ,  $I, J$ は標的核と複合核スピン $\langle \rangle$ は、多数の共鳴についてのエネルギー平均を示す。 $\langle \sigma_{\gamma}^{E1}(\epsilon_{\gamma}) \rangle$ の巨大共鳴の中を $\Gamma_R^{E1}$ とする。 $\Gamma_R^{E1}$ の質量依存性と $x = \Gamma_{\gamma}^{ex}/\Gamma_{\gamma}^B$ の質量依存性には、Fig. 2に示すような相関がある。その相関係数は、 $0.6 \pm 0.1$ であり、 $x$ と $\Gamma_R^{E1}$ の間に次式の関係が見出される。

$$x_i = \left( \frac{\Gamma_{\gamma}^{ex}}{\Gamma_{\gamma}^B} \right)_i = 0.55 + 0.43 \Gamma_{Ri}^{E1} \quad (4)$$

この相関は、Weisskopf<sup>1)</sup>の模型で $\langle \sigma_{\gamma}^{E1}(E_{\gamma}) \rangle$ の巨大共鳴を見過しており、これが $\Gamma_{\gamma}$ の実験値に影響を及ぼしていることに基づいている。尚、巨大共鳴の分離が見られる場合、最初の共鳴の中のみをとれば、 $x$ と $\Gamma_R^{E1}$ の対応性が良くなる。また、上述の相関は、巨大共鳴を考慮して、より精度の高い $\sigma_{\gamma}(\epsilon_{\gamma})$ の計算が重要であることを示している。ここで、 $r$ 線の強度関数が $J$ に関係なく、 $\langle \sigma_{\gamma}(\epsilon_{\gamma}) \rangle$ がLorentz曲線の形を持つと仮定し、さらに、Oliva<sup>4)</sup>によって与えられた共鳴の断面積のピーク値と共鳴エネルギー $E_R$ の実験公式

$$\sigma_R = \frac{168}{\pi} \cdot \frac{NZ}{A} \frac{1}{\Gamma_R^{E1}} \text{ (mb)}$$

$$E_R = 163 \sqrt{NZ/A}^{4/3}$$

を用いて $\Gamma_{\gamma}$ を表わせば、次式の如くなる。

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma}(u) &\approx \frac{168}{3\pi^3 (\hbar c)^2} \Gamma_R^{E1} \frac{NZ}{A} \cdot \frac{1}{2} \sum_{J=|I-\frac{1}{2}|}^{I+\frac{1}{2}} D(u, J) \int_0^u \frac{\epsilon_{\gamma}^4 \sum_{i=|I-1|}^{J+1} \rho(u-\epsilon_{\gamma}, i)}{(\epsilon_{\gamma}^2 - E_R^2)^2 + \epsilon_{\gamma}^2 (\Gamma_R^{E1})^2} d\epsilon_{\gamma} \\ &= \frac{168}{3\pi^3 (\hbar c)^2} \Gamma_R^{E1} \cdot S \end{aligned} \quad (5)$$

$t^{ex} = \Gamma_{\gamma}^{ex}/S$ の質量依存性は、前述の $x = \Gamma_{\gamma}^{ex}/\Gamma_{\gamma}^B$ と同様の関係のあることを示している。従って、(1)式と(5)式は、中性子結合エネルギー程度の高起エネルギーについて同様の結果を与えることがわかり、中性子共鳴の平均輻射中を見積るのに両方の方法を用いることができる。大抵の核について、 $\sigma_{\gamma}(\epsilon_{\gamma})$ の実験データがないので、Weisskopf<sup>1)</sup>の近似に基づいた系統性からの方がより信頼度の高い見積りができる。このため、 $\sigma_{\gamma}(\epsilon_{\gamma})$ の共鳴構造によって引き起される双極モーメントの遷移行列要素の変化を考慮することが必要である。また、 $\Gamma_{\gamma}$ と $\Gamma_R^{E1}$ に見出され

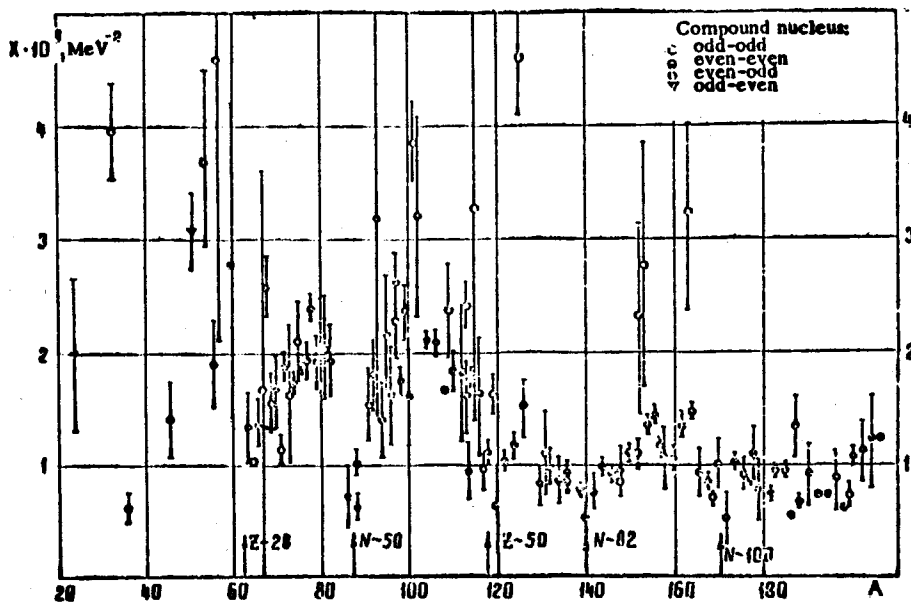


Fig. 1  $x = \Gamma^{ex}/\Gamma^B$  plotted against the mass number  $A$ .

In the Weisskopf's model,  $x$  should not depend on the mass number. It can be seen in this figure, however, that  $x$  is not constant and depend on the shell structure of the nucleus.

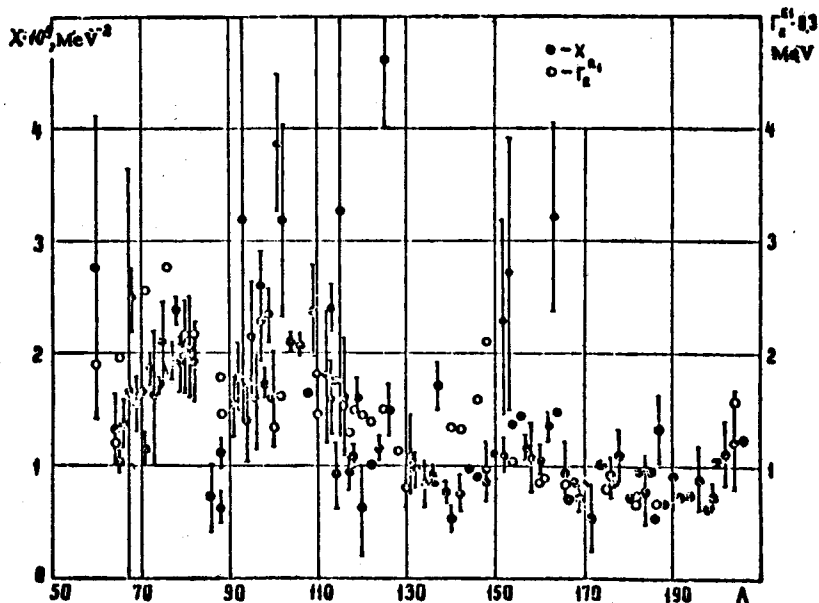


Fig. 2 The width of the dipole giant resonance  $\Gamma_R^{E1}$  compared with  $x = \Gamma^{ex}/\Gamma^B$ . The behaviour of  $x$  is correlated with the behaviour of  $\Gamma_R^{E1}$ . The correlation factor calculated from available data for  $\Gamma_R^{E1}$  in the particular range of mass number is  $0.6 + 0.1$  and  $x_1 = 0.55 + 0.43 \Gamma_R^{E1}$ .

た相関は、逆反応過程の解析に基づいて  $\gamma$  線の吸収過程を研究するための新たな機会を与えている。

なお、このレポートには、各核種の共鳴準位毎の輻射巾  $I_{\gamma}^{res}$  や、その他計算に用いたデータとその計算結果 ( $x$ ,  $t^{ex}$ ,  $I_{\gamma}^{ex}$  等) の詳しい表が与えられている。

- 参考文献
- 1) J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics", John Wiley & Sons, New York (1952) (Chapter XII)
  - 2) A.M. Lane and I.E. Lynn, Nucl. Phys. 11 646 (1959)
  - 3) Yu. N. Shubin et al., Proc. IAEA Int. Conf. on Nuclear Data for Reactor, CN-23/106, Paris, (1966)
  - 4) P. Oliva and D. Prosperi, Nuovo Cimento, 1LB 161 (1967)