keV 中性子の捕獲断面積

(東京工業大学原子炉工学研究所) 山室 信弘

高速増殖炉の開発に必要な核データの一つである keV 領域の中性子捕獲断面積の各種の測定法について述べ、それぞれの測定方法の特徴と問題点をまとめた。アクチノイド核種および核分裂生成核種について捕獲断面積の現状を概観し、核データ評価の立場から今後の研究の方向を探った。

1. はじめに

中性子の存在が予測されその実在が確かめられたのが1932年であるから、以来50年の年月われわれは中性子と係わってきたことになる。中性子を使って組織的な核反応の研究をしたのは Fermi であり、最初の核分裂臨界系を組み立てたのも Fermi であって、中性子に関係した初期の研究に対する Fermi の貢献は極めて大きい。彼は中性子源をパラフィンで囲んで遅い中性子を作ると、中性子が核に多く吸収捕獲されること、今日のいわゆる $1/v$ 則で示される吸収断面積のことを知っていて、これで核分裂反応も起していた。核分裂反応の発見は他に譲ったが、天然ウランと黒鉛の非均質系で臨界系を組み立てた優れた洞察力と実行力はいまさらながら驚嘆に値する。この臨界系の中で、 ^{235}U の中性子の共鳴吸収が臨界系を成立させるための重要な因子の一つとして働いている。この場合、中性子吸収率は多くの共鳴吸収の積分である実効共鳴積分として測定され評価される。

ここまで中性子の捕獲(capture)または吸収(absorption)という2つの用語はあまり区別せず用いてきた。捕獲と吸収という相似た言葉であって混用されていてもあまり不便を生じない。ただ区別を要する場合には以下のように用いる。中性子を捕獲して出来た複合核は中性子の結合エネルギーと運動エネルギーの和に等しい励起エネルギーを持つ。この励起状態から極めて短い寿命、例えば 10^{-15} s という間に数個の γ 線を放出して、その核の基底状態に達する。この寿命 τ は不確定性原理により共鳴準位の幅 Γ と

$$\tau \approx \hbar / \Gamma$$

の関係を持つことはよく知られている。このように捕獲後直ちに γ 線を放出するので、放射捕獲(radiative

capture)反応といわれる。ところで励起状態の原子核は核分裂を起したり、複数個の中性子または陽子や α 粒子を放出することもある。また、いわゆる放射化して、寿命の長い(10^{-8} s から数10年) β 線、 γ 線を出しながら崩壊することもある。中性子の吸収はこのような崩壊の形式をすべて含んだ、したがって中性子の捕獲も含んだ過程に対して用いられる。そこで放射捕獲反応しか起さないエネルギー領域では、核分裂性核種を除いて吸収と捕獲は全く同じものになる。

遅い中性子の吸収率はその速度に逆比例して増大する。このように簡単な関数形をしているので、吸収断面積の値を代表的なエネルギー点 0.025 eV の点で与える。この熱中性子吸収断面積と上述の実効共鳴積分が熱中性子原子炉における中性子捕獲に関する基本の核データである。

原子力の開発研究が高速増殖炉に移るとともに、原子炉炉心の設計に必要な核データは 1 keV から 10 MeV に至る広いエネルギー範囲にわたるようになった。したがって、中性子捕獲断面積も keV 領域での値が特に重要である。そのため捕獲断面積の測定に要する中性子源や検出器が開発され、また測定データの解析法も種々工夫され、最近では、これらの技術はかなり確立されたと考えられる。前述のように中性子捕獲後は γ 線を放出する。この γ 線はまた原子炉内での γ 線加熱に寄与するし、放射線遮蔽の立場からも無視できない。そこで捕獲 γ 線スペクトルの測定も行われる。しかし keV 領域におけるこのスペクトルのデータは意外に少ない。

最近のように核融合炉の開発が話題になると、さら

Capture Cross Section for keV-Neutrons, Nobuhiro YAMAMURO.

(1981年 6月1日 受理)

に核データの要求範囲が広がる。いうまでもなくD-T炉では14 MeV中性子が主役を演ずるから、MeV領域の中性子反応データが必要である。数 MeV 以上の高エネルギーでは、中性子反応は非弾性散乱などが主で捕獲過程の寄与は少ない。しかし、エネルギーが下がって非弾性散乱のチャンネルが減ると、反応が次第に放射捕獲過程に移って捕獲 γ 線を放出する。すべての中性子反応によって結果として生ずる γ 線の生成量とスペクトルは γ 線生成断面積と呼ばれる。keV領域では中性子捕獲が γ 線生成の主要な過程である。

MeV中性子反応は、原子核そのものを研究対象とする原子核物理学で早くから調べられてきた。そして原子核反応を理解するための原子核のモデル、例えば光学モデルと呼ばれるものが作られている。今日このモデルに用いる各種のパラメータと、低いエネルギー領域での中性子データから導かれる中性子および γ 線強度関数の整合性が問題とされている。もしこの両者の間に一致が得られるならば、原子核反応理論の定量化が進み、原子核反応機構の理解が深められるとともに、測定の大変な核種の断面積推定に役立てることができる。keV領域における中性子捕獲の研究も新しい核データの展開の一翼を担っている。

本稿では、主にkeV領域の中性子捕獲断面積の測定とデータの現状について述べる。

II. 単色中性子源による中性子捕獲断面積の測定

1. Sb-Be 中性子源による断面積測定

断面積の測定に単色の中性子源が用いられると好都合である。Sb-Be 中性子源は、半減期60日の放射化された ^{124}Sb から放出される γ 線が ^9Be の中性子結合エネルギーより僅かに高いため、 25 ± 5 keV程度の中性子を発生する。1950～60年代にはこの中性子源を用いて2つの方法で中性子捕獲断面積の測定が行われていた。

1つは中性子の捕獲後、核が放射化されて測定可能な半減期で β 線、 γ 線を放出する場合で、この放射化断面積を測定するものである $\omega-\omega$ 。この場合この値は中性子捕獲断面積に等しい。断面積の絶対値を求めるには、試料を照射する中性子束の値と、放射化量の絶対値が必要である。この種の実験ではしばしば標準の中性子源があって、それとの比較で中性子源の強さを決める。標準の中性子源は例えばマンガン-バス法と呼ばれる、 MnSO_4 溶液中にできる ^{56}Mn の放射化量から強さを決定する。放射化量の測定には当時はGe検出器がないので、ほとんどNaIシンチレータを用いて γ 線を検出している。こうしてMacklin⁽¹⁾が測定した $^{127}\text{I}(n, \gamma)$ 反応の断面積 820 ± 60 mbが標準として用いられ、他

第 1 図 Sb-Be 中性子源を用いた球殻透過法による吸収断面積の測定装置

の測定がこの値に対し相対的に定められている例が多い⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。異なる測定者の得た結果にはかなりのバラツキがあって、この方法の困難さを示している。

もう1つの測定法は球殻透過法と呼ばれるもので、第1図に示すように、球状に作られた試料の中心に中性子源を置き、外部に置かれた中性子検出器で中性子束を測定する⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。この方法は、試料ありとなしの場合の中性子検出器の計数比から弾性外断面積、つまり全断面積から弾性散乱断面積を引いたものを得ることができるので、中性子束の絶対値を知る必要がないという特徴を有する。この場合、弾性外断面積は中性子吸収断面積にはかならない。しかしながら、上述の計数比が適当な値をとるように試料の厚さを選ぶと、中性子はこの球殻内で多重散乱を生じて共鳴吸収を起したりするので、この共鳴自己遮蔽効果の補正が必要になる。例えば、Belanova ら⁽⁶⁾が与えていた ^{238}U に対する捕獲断面積は $412 \pm 18 \text{ mb}$ であったが、Miller ら⁽⁷⁾が共鳴自己遮蔽を考慮して Monte Carlo 法で補正した結果は $495 \pm 40 \text{ mb}$ となり、補正法により甚しく異なる値を与えた。なお、Sb-Be のほかに Na-D, Na-Be などの光核反応中性子源がある。

2. フィルタビームによる断面積の測定

keV 領域の中性子捕獲断面積の測定には、後述するように電子線形加速器によるホワイト中性子源*が多く用いられる。このホワイト中性子ビーム中に、共鳴散乱とポテンシャル散乱の干渉のため、あるエネルギーで断面積が 1 b 以下になるような物質を挿入すると、そのエネルギーに対応する SN 比のよい単色ビームが得られる。例えば厚さ 30 cm の Fe を用いると、半値幅約 2 keV で 24 keV の単色中性子が容易に得られる。このフィルタは原子炉からのビームに対しても使用でき極めて便利である。フィルタビームについてはすでに本誌の“解説”に詳しい⁽⁹⁾。われわれはこの 24 keV ビームを用いて ^{232}Th , ^{238}U を含む数種の核種について捕獲断面積を測定した⁽⁹⁾。この時捕獲 γ 線は水素を含まない C_6F_6 シンチレータで検出され、波高重み法を用いてデータ処理が行われている。その原理は後述する。よく用いられる液体シンチレータ、例えば NE-213 は水素を含み中性子も γ 線も検出する。この場合は波形弁別によって両者を区別するが、keV 中性子ではこれが有効に働かない。そのためバックグラウンドにあたる中性子検出の感度を下げるよう上述のような特別なシンチレータが用いられる。中性子ビームの強度測定には $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$ で生ずる 478 keV の γ 線と同じ検出器で測定し、その検出効率は Ag の 5.2 eV におけ

る飽和共鳴を利用して定めている。

BNL の Rimawi と Chrien は高中性子束炉からのビームに Fe, Al, S の複合フィルタを挿入してやはり 24 keV ビームを得、これで Au を標準試料として数種の核種の放射化断面積を測定している⁽⁹⁾。この実験では ^6LiH で中性子を遮蔽した Ge 検出器で γ 線を観測しているが、断面積を求めるには、測定している γ 線の崩壊の際の分岐比が必要で、この不確かさが直接結果に影響する。後にわれわれも Au の 24 keV での捕獲断面積を求めたが、両者の結果を第1表に示す。 ^{197}Au と ^{127}I および ^{238}U の断面積の比は極めてよく一致している。絶対値まで一致しているのは、両実験のビームの形も測定法も異なっており、また得られた結果の誤差の大きさから考えて、むしろ偶然というべきだろう。いずれにしてもこのようなフィルタビーム法が断面積の高精度測定に有用なことがわかる。

第1表 24 keV 中性子の捕獲断面積(単位: mb)

核 種	^{127}I	^{197}Au	^{238}U
Yamamuro ら	780 ± 40	640 ± 35	520 ± 40
Rimawi, Chrien	767 ± 50	$630 \pm 17^\dagger$	500 ± 38

[†] 最近では $621 \pm 3 \text{ mb}$ が用いられている。

III. 捕獲断面積の測定法

1. keV 中性子源

keV 中性子はしばしば $\sim 100 \text{ MeV}$ に加速された電子を Ta などに当て、光核反応で放出される中性子を減速することによって発生させている。第2図は ORNL にある電子線形加速器 ORELA の中性子ターゲットを示す⁽¹¹⁾。ここで発生した中性子は数 10 m に及ぶ飛行管でコリメートされ、かつ飛行時間法でエネルギー分析される。飛行時間 $t(\mu\text{s})$ と中性子エネルギー $E(\text{eV})$ との関係は

$$t = \frac{72.3 \times L}{\sqrt{E}}, \quad \text{ここで, } L: \text{飛行距離(m)}$$

で表わされる。また、この時のエネルギー分解能は

$$\Delta E/E = 2(\Delta t/L)(L/t)$$

となる。ここで Δt には発生する中性子パルスの時間幅、中性子や γ 線の検出装置の時間分解能等が含まれる。 L/t は中性子の速度、したがって $\sqrt{E}$ に比例して $\Delta E/E$ が変化することを示し、 $\Delta t/L$ が飛行時間法を用いる測定系固有の量であってこの値を小さくすること

* ホワイトノイズとは、すべての波長を含む雑音のことである。したがって、ホワイト中性子源はすべてのエネルギーを含む中性子源を意味する。

第2図 ORELA に用いられた50 kWの水冷却Ta 中性子ターゲット

が望ましい。 L を大きくすればほぼその2乗に逆比例して中性子束の強さが減少するから、中性子発生量を増さねばならない。ORELAでは $\Delta t/L \sim 0.1 \text{ ns/m}$ 以下にすることが可能で、平均準位間隔が16 eV という Au のような重い核についても捕獲断面積の共鳴構造をよく観測することができ、これから準位密度の変動まで議論できる結果を得ている⁽¹²⁾。(第3図)

多くのピークはs波中性子の捕獲による複合核準位に対応している。

第3図 ^{197}Au の捕獲断面積の共鳴構造

バンデグラフ加速器で $^7\text{Li}(p, n)$ や $\text{T}(p, n)$ などの反応により発生する中性子もkeV中性子捕獲断面積測定に用いられる。古くは1960年代の初め頃からORNL⁽¹³⁾, Karlsruhe⁽¹⁴⁾などで200 keVまでの範囲で測定が行われている。最近 Wisshakらは $^7\text{Li}(p, n)$ 反応のしきい値より10~20 keV 高い陽子をLiに当てると、第4図のように、前方のある角度内のみ10~90 keVの中性子が発生することを利用して、中性子ビームのコリメータを省いた配置で捕獲断面積を測定している⁽¹⁵⁾。また上述の反応を用いれば、さらに高いエネルギーの中性子が得られるので、500 keV 以上の測定にはこの種の実験方法が用いられる。

第4図 $^7\text{Li}(p, n)$ 反応を利用し10~90 keV 中性子に対する捕獲断面積を測定する実験配置

ANL⁽¹⁶⁾とBruyeres-le-Châtel⁽¹⁷⁾での実験装置の例を第5,6図にそれぞれ示しておこう。いずれも約3 MeVまでの捕獲断面積の測定結果が報告されている。

第5図 大形液体シンチレーション検出器により中性子捕獲断面積を測定する実験配置

第6図 コンプトン抑止形NaI検出器により中性子捕獲断面積を測定する実験配置

2. 捕獲 γ 線検出器

捕獲断面積を測定する γ 線検出器に要求される主な性質の1つは、いうまでもなく捕獲という事象に比例した検出効率を持つことである。しかるに核種やその励起状態によって、そこから崩壊するスキームが異なるため γ 線スペクトルが異なる。したがって、 γ 線スペクトルによらない検出効率を持たせる工夫が必要となる。第2に、散乱等のため中性子が多く存在する場で検出器が用いられるから、中性子に対する感度は低いことが望ましい。そのほか時間分解能の良いことも必要である。

上述の条件を満たすため、現在までに次の3種類の検出器が用いられてきた。

- (1) 大形液体シンチレーション検出器
- (2) Moxon-Rae 形検出器
- (3) 全エネルギー検出器

(1)は中性子捕獲後に現れる最高8 MeVの γ 線に対しても相当の検出効率を有するように、直径1 m以上の大形タンクに液体シンチレータを充填したものであって、ORNL⁽¹⁸⁾、RPI⁽¹⁹⁾、ANL⁽¹⁶⁾、Karlsruhe⁽¹⁴⁾、原研⁽³⁰⁾など多くの研究所で設置利用されてきた検出器で、第5図がその1例である。したがって、この検出器は理想的に言えば、100%の検出効率で捕獲の事象を捉える。散乱中性子は中央に貫通するビーム孔に ^6LiH などの遮蔽材を挿入して混入を防いでいるほか、Bをシンチレータに加えてHの中性子捕獲率を下けているが、それでも形が大きいためHの捕獲で生ずる2.2 MeV γ 線を初めバックグラウンドが高い。そのため使用の際は ~ 3 MeVに波高弁別レベルを設定する。3 MeV以下の計数は3 MeV以上のスペクトルの形から外挿して求めるので数%の誤差の原因になる。

提案者の名を冠せられているMoxon-Rae形検出器⁽²⁰⁾は、グラファイトなどの電子コンバータと、その電子を

検出するプラスチックシンチレータからなる。コンバータの材質および厚さは γ 線の検出効率が γ 線エネルギーに比例するよう選ぶ。こうすると、中性子捕獲が生じてカスケードで γ 線が放出される時の検出効率は

$$\eta = \sum_i k E_i + \sum_{i,j>i} k^2 E_i E_j + \dots \approx k(E_0 + E_n)$$

で表わされる。ここで、 i はカスケードの1つの γ 線を表わし、 E_i がそのエネルギーである。Moxon-Rae形検出器の効率はもともと小さいため、カスケードの2本の γ 線を同時検出する確率が無視でき、そのため検出効率は結局励起エネルギー(結合エネルギー E_0 と入射中性子運動エネルギー E_n の和)に比例する。検出効率が低いことがこの検出器の欠点であるが、コンバータとプラスチックシンチレータを多層にするなどの工夫がなされている。第7図に原研で用いられているものを示す⁽²¹⁾。

第7図 原研47mステーションに設けられているMoxon-Rae形検出器

全エネルギー検出器はMacklinら⁽²²⁾が初めてこの名前を用いて開発したもので、パルス波高重み法と呼ばれる処理を行う。 γ 線検出器であれば原理的にはなんでも適用できる。Macklinらは中性子感度を下げるため水素を含まない C_6F_6 液体シンチレータを用いている⁽²³⁾。われわれも前述のように C_6F_6 シンチレータを用いたが、さらに C_6D_6 シンチレータでもパルス波高重み法によって捕獲断面積の測定を実施してきた⁽⁹⁾⁽²⁴⁾。この種の検出器はGeelのCBNMでも用いられている⁽²⁵⁾。この検出器を用いて捕獲 γ 線スペクトルを観測した場合

$$\sum_i C_i = \phi Y \eta$$

の関係がある。左辺はスペクトルを積分した計数の和を、 ϕ は入射中性子束、 Y は捕獲率、 η は検出効率を表わす。普通この検出効率を決めるため、低エネルギーでの共鳴点で飽和共鳴、すなわち $Y=1.0$ の状態を作り、そのエネルギー点での $\phi \cdot \eta$ の積の値を定めることが多い。しかし全エネルギー検出器では、まず次の関係を満たす重み関数 $W(E)$ を用意しておく^{(22) (26)}。

$$\sum_i W(E_i) R(E_i, E) = k E_i$$

ここで、 $R(E_i, E)$ はエネルギー E_i の γ 線を検出した時の波高分布、通常応答関数と呼ばれているものである。この $W(E)$ を波高分析器チャネルに対応して W_i で表示し、これを観測スペクトルに乗じて積分すると、

$$\sum_i W_i C_i = k \phi Y (E_0 + E_n)$$

の関係が得られる。これは Moxon-Rae 形と同等の検出効率を持ったことになる。比例定数 k の決定にはやはり飽和共鳴点での測定が利用できる。ここでもカスケードで崩壊する γ 線のうち1つを検出するが、2つ以上は同時に検出することはないと仮定している。検出効率を上げて2つ以上の γ 線の検出を許すためには重み関数をエネルギーの1次関数で表わせるものにならなければならない。これは検出効率 η を γ 線エネルギーによらずほぼ一定にすることに対応するので、グラフィット遮蔽体においてこの条件を満たそうとする試みがある^{(27) (28)}。NaI 検出器はそのままでもかなり良くこの条件を満たしているという⁽²⁹⁾。

最近、本来は γ 線スペクトルの測定に用いられるコンプトン抑止形の NaI 検出器で捕獲断面積を測定した例があり、第6図にそれを示した⁽¹⁷⁾。この時捕獲の数 Y は

$$Y = \int_{E_{\min}}^{E_0 + E_n} c(E) dE / \int_{E_{\min}}^{E_0 + E_n} \nu(E) dE$$

ここで、 $c(E)$: 観測された γ 線のスペクトル

$\nu(E)$: 捕獲当りの理論計算された γ 線スペクトル

で表わされる。この $\nu(E)$ は $c(E)$ にスペクトルフッティング法で求めた γ 線強度関数と仮定されたレベル密度を用いて計算されるもので、この実験法の特徴はむしろ γ 線強度関数を求めることにあるように思われる。

IV. 捕獲断面積の現状

はじめに述べたように、keV 中性子の捕獲断面積の測定が精力的に進められたのは、高速炉の開発に必要なデータであったからである。ここで広い範囲の核種にわたって捕獲断面積の現状を述べる余裕もないの

で、アクチノイド核種と核分裂生成核種に限って述べて見よう。

アクチノイドは $Z=89$ の Ac から $Z=103$ の Lr に至る15元素に対する総称で、この中には U, Pu, Th などの核分裂炉にとって最重要な核種が入っている。核燃料の燃焼が進むと Am, Cm などのデータも重要になる。²³⁸U および ²³²Th の捕獲断面積の現状についての優れた Review paper が Poenitz⁽³¹⁾ によって発表されているが、それによると U-Pu サイクルにとって重要な ²³⁸U の捕獲断面積は 1~100 keV の領域にわたって、一部のデータを除くと $\pm 5\%$ 以内で一致している。測定値の比を Moxon の値に規格化して表わしたのが第8図である。

第8図 異なる検出器による²³⁸Uの捕獲断面積の比較

実験はすべて電子線加速器により飛行時間法で行われたものであり、 γ 線検出器として de Saussure⁽¹⁸⁾ および Quan-Block⁽³³⁾ が大形液体シンチレータ、Moxon⁽³²⁾ が Moxon-Rae 検出器、Macklin⁽³⁴⁾ および Yamamuro⁽²⁴⁾ が全エネルギー検出器を用いている。de Saussure のデータに著しい不一致の生ずるエネルギーはちょうど Al の共鳴が存在する点であることが指摘されている。また 10 keV 以上のデータ間の不一致は p 波の寄与が増してスペクトルに変化が生ずるためではなかろうかと推論している。Paulsen⁽³⁵⁾ によると、3つの検出器について γ 線スペクトルの変化に伴う不確定さとして、

大形液体シンチレーション検出器	$\pm 5\%$
Moxon-Rae 形検出器	$\pm 3\%$
全エネルギー検出器	$\pm 1\%$

と評価している。全エネルギー検出器の不確かさを $\pm 1\%$ としているが、これは用いる検出器について正確な応答関数が得られる場合で、この種の検出器を使用した経験から、よく設計された Moxon-Rae 形検出器と同程度、ないしそれより少しよい程度ではなかろうかと考える。ただ第8図は確かに Paulsen の評価を反映しているように思われる。Pu 以上の重い核についても最近 ORNL⁽³⁸⁾や Karlsruhe⁽³⁷⁾での測定例がある。試料の入手難から国内での寄与がないのが残念である。

原子炉の燃焼特性を考える立場からは、核分裂生成核種の捕獲断面積は極めて重要である。そのため核分裂生成核種に対する断面積の評価が各国で行われており、中性子吸収率の高い順に核種のランク付けが行われている⁽³⁸⁾。放射能を持ち γ 線を放出している核種の断面積を測定することは困難であるが、安定な核種も多いので、最近微分的な断面積測定ばかりでなく積分的測定からも評価が行われており、核分裂生成核種の捕獲断面積の現状が、1979年 Bologna で開かれた専門家会議でまとめられている⁽³⁹⁾。この会議に提出したわが国の実験データ⁽⁴⁰⁾の中から、この種のデータにはまだかなりの不確かさがあることを示す1例として、原研で測定された¹⁴⁶Nd の捕獲断面積のデータを第9図に示しておく。

第9図 原研電子線形加速器による¹⁴⁶Nd の捕獲断面積の測定結果

また JENDL-1 の核分裂生成核種のデータの積分テストを述べている飯島らの報告⁽⁴¹⁾の中で、MeV 領域での捕獲断面積の形が、レベル単位パラメータを決める上で重要であるという指摘は、この領域まで捕獲断面積の測定を拡張することを要望したものである。既に述べたように、第5、6図に示した実験装置では3 MeVまでの測定が実施されているが、非弾性散乱からの γ 線の除去など、精度よい測定をするには今後検討すべきことが少なくない。

恒星内の重い元素の生成に中性子捕獲反応が寄与していることはよく知られているところであるが、特に最近捕獲断面積の測定から生成過程を調べる研究が相ついで発表されている。しかし、本稿の紙数もつぎいで、文献を挙げるにとどめる^{(42)~(44)}。

V. おわりに

本稿では、高速増殖炉の開発に際して要請された keV 中性子捕獲断面積の測定法と、現在の測定結果の一部を述べてきた。1970年代における成果は目覚ましく、特に ORELA で測定された核種は150に及んでおり、データの処理が間に合わないという。ただ最近 Macklin はデータ処理コードの error が発見されたのでその修正をした⁽⁴⁵⁾。この種のことは実験家としてわれわれも充分注意しなければならないが、この修正の結果われわれの測定結果と比較して²³²Th⁽⁴⁶⁾は相互の一致が改善されたのに、¹⁶⁵Ho については15%以上の不一致を生み出しており、実験に付随する系統的な誤差を少なくすることの困難さが指摘される。

近時、核データ評価の立場から中性子および γ 線強度関数の有用性が唱えられ、捕獲断面積の計算に使用されている⁽⁴⁷⁾。この観点から捕獲率の測定とともに、捕獲 γ 線スペクトルを測定することは望ましいことである。パルス波高重み法を適用する全エネルギー検出器では、断面積を求めるためにスペクトルを測定している。したがって、検出器の正しい γ 線応答関数が得られれば捕獲 γ 線スペクトルが得られ、これから γ 線強度関数が導かれる。この種の試みをわれわれはすでに始めており、若干の結果を得ている⁽⁴⁸⁾。またコンプトン抑止形 NaI 検出器による γ 線スペクトルの測定にも着手した⁽⁴⁹⁾。そのほか今後の捕獲断面積の測定としては MeV 領域の精度よい値を得るための努力が払われるだろう。

—参考文献—

- (1) MACKLIN, R.L., et al.: *Phys. Rev.*, **107**, 504 (1957).
- (2) BOOTH, R., et al.: *ibid.*, **112**, 226 (1958).
- (3) CHAUBEY, A.K., SEHGAL, M.L.: *Nucl. Phys.*, **66**, 267 (1965).
- (4) ROBERTSON, J.C.: *ibid.*, **71**, 417 (1965).
- (5) SCHMITT, H.W., COOK, C.W.: *ibid.*, **20**, 202 (1960).
- (6) BELANOVA, T.S., et al.: *J. Nucl. Energy*, **20**, 411 (1966).
- (7) MILLER, L.B., POENITZ, W.P.: *Nucl. Sci. Eng.*, **35**, 295 (1969).
- (8) 藤田薫頭, 山室信弘: 原子力誌, **23**(2), 85 (1981).
- (9) YAMAMURO, N., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **15** [9], 637 (1978).

- (10) RIMAWI, K., CHRIEN, R.E.: *Proc. Conf. Nuclear Cross Sections Technology*, NBS Sp. 425, 920 (1975).
- (11) MACKLIN, R.L.: *Nucl. Instrum. Methods*, **91**, 79 (1971).
- (12) MACKLIN, R.L., HALPERIN, J.: *Phys. Rev. C*, **11**, 1270 (1975).
- (13) GIBBONS, J.H., et al.: *Phys. Rev.*, **122**, 182 (1961).
- (14) KOMPE, D.: *Nucl. Phys.*, **A133**, 513 (1969).
- (15) WISSHAK, K., KÄPPELER, F.: *Nucl. Sci. Eng.*, **66**, 363 (1978).
- (16) POENITZ, W.P.: *ibid.*, **57**, 300 (1975).
- (17) JOLY, S., et al.: *ibid.*, **70**, 53 (1979).
- (18) de SAUSSURE, G., et al.: *ibid.*, **51**, 385 (1973).
- (19) HOCKENBURY, R.W., et al.: *Phys. Rev.*, **178**, 1746 (1969).
- (20) MOXON, M.C., RAE, E.R.: *Nucl. Instrum. Methods*, **24**, 445 (1963).
- (21) OHKUBO, M.: *Nucl. Sci. Eng.*, **66**, 217 (1978).
- (22) MACKLIN, R.L., GIBBONS, J.H.: *Phys. Rev.*, **159**, 1007 (1967).
- (23) MACKLIN, R.L., ALLEN, B.J.: *Nucl. Instrum. Methods*, **91**, 565 (1971).
- (24) YAMAMURO, N., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **17**(8), 582 (1980).
- (25) CALABRETTA, L., et al.: *NEANDC(E) 212 "U"*, Vol. II, Euratom, 10~11 (1980).
- (26) YAMAMURO, N., et al.: *Nucl. Instrum. Methods*, **133**, 531 (1976).
- (27) CZIRR, J.B.: *ibid.*, **72**, 23 (1969).
- (28) 林 俊文, 他: 原子力学会昭56年会要旨集, D 3, (1981).
- (29) Van HALEM, H., et al.: *Nucl. Instrum. Methods*, **98**, 175 (1972).
- (30) MIZUMOTO, M., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **16** [10], 711 (1979).
- (31) POENITZ, W.P.: *Proc. Int. Conf. Nucl. Cross Sections Technol.*, Knoxville, 1979, NBS Sp. 594, 368 (1980).
- (32) MOXON, M.C.: *AERE-R-6074*, (1969).
- (33) QUAN, B.L., BLOCK, R.C.: *COO-2479-14*, (1978).
- (34) PEREZ, R.B., et al.: *Phys. Rev. C*, **20**, 528 (1979).
- (35) PAULSEN, A.: *Proc. Symp. Neutron Stand. & Applic.*, NBS Sp. 493, 165 (1977).
- (36) WESTON, L.W., TODD, J.H.: *Nucl. Sci. Eng.*, **63**, 143 (1977); **65**, 454 (1978).
- (37) WISSHAK, K., KÄPPELER, F.: *ibid.*, **69**, 39 (1979).
- (38) 飯島俊吾: *JAERI-M 8163*, p.167 (1979).
- (39) SCHENTER, R.E., et al.: *Proc. Special Meeting Neutron Cross Sections F.P.*, Bologna, 1979, *NEAN DC(E) 209 "L"*, 403 (1980).
- (40) YAMAMURO, N., ASAMI, A.: *ibid.*, 19.
- (41) IJIMA, S., et al.: *ibid.*, 317.
- (42) BEER, H., KÄPPELER, F.: *Phys. Rev. C*, **21**, 534 (1980).
- (43) BRADLEY, T., et al.: 文献(3), 344.
- (44) LEUGERS, B., KÄPPELER, F.: 同上, 857.
- (45) MACKLIN, R.L.: *Nucl. Sci. Eng.*, **78**, 110 (1981).
- (46) KOBAYASHI, K., et al.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, To be published.
- (47) GARDNER, M.A.: *Conf. Nucl. Data Eval. Methods Proced.*, BNL, 1980.
- (48) SHIRAYANAGI, H., et al.: *NEANDC(J)-67/U*, 70 (1980).
- (49) 井頭政之, 他: 科学研究費エネルギー特別研究(核融合第1班)報告書, 109 (1981).

京都大学原子炉実験所

助教授, 助手(各1名)の公募

下記により, 助教授および助手を公募します。当実験所は, 全国大学等の共同利用研究を目的としておりますので, この実験所本来の使命を充分認識し, それぞれの分野において管理運営と共同利用研究を円滑に行うため, その中心となって活躍しようと志す有能で熱意のある人を募ります。

I. 助教授1名

(職務の内容) 核放射線や放射性物質による遺伝的效果と遺伝情報伝達機構の研究を行う。上記に関連する研究指導と生物系装置の維持・管理・運転および放射線管理業務。

(専門とする学術上の資格に加えて期待される資格等) 学術上の資格に加えて放射線取扱主任者免状をもつか, または同等の学識・経験を有する者。

II. 助手1名

(職務の内容) 放射性廃棄物の管理(処理・処分等)・放射性廃棄物処理設備の操作・保守管理およびこれに関連する実験・研究。

(専門とする学術上の資格に加えて期待される資格等) 大学院修士課程修了(昭和57年3月修了見込を含む)またはこれと同等程度の経歴と工学的素養を有し, 原則として年齢26才以下の者で, 衛生工学・土木工学・化学工学・工業化学・原子力工学などの廃棄物処理処分に関連した分野を専攻し, 廃棄物管理(処理・処分等)に関する実験的研究を志す者。

III. 提出書類

①履歴書(市販されているJIS規格の用紙を使用のこと), ②(助教授応募の場合)研究歴および実務歴の概要並びに研究業績(業績一覧および論文別刷, 特に主要と思われる論文数篇については各4部添付のこと), (助手応募の場合)学業成績証明書, 修士論文写またはこれに代るもの(研究論文等がある場合はその別刷を添付), ③推薦状(助教授応募は自薦も可), ④身体検査書(白内障, 血液検査(血液像, 血球数)の所見が含まれているもの), ⑤応募理由を記した書類

IV. 公募締切 昭和56年10月8日(木)必着のこと

V. 提出先 (〒590-04)大阪府泉南郡熊取町

京都大学原子炉実験所総務課庶務班(Tel. 07245-2-0901)「応募関係書類」と表記し, 郵送の場合は書留にすること

選考 運営委員会における予選および協議委員会における選考のうえ採否決定次第, 本人あてに通知する。