

2.2 捕獲断面積の測定法

中島 豊⁺

現在まで用いられてきた中性子捕獲断面積の測定法をサーベイして、球殻透過法、放射化法および即発 γ 線検出法について測定例を挙げて解説する。即発 γ 線検出法に用いられる三種類の検出器（大型液体シンチレータ、Moxon-Rae 検出器、パルス波高重み法を用いた検出器）で測定された ^{238}U の捕獲断面積を比較して、その食い違いの原因を明らかにする。最後に共分散を導出する方法について説明する。

Measurements of Neutron Capture Cross Sections

Yutaka NAKAJIMA⁺

A review of measurement techniques for the neutron capture cross sections is presented. Self transmission method, activation method, and prompt gamma-ray detection method are described using examples of capture cross section measurements. The capture cross section of ^{238}U measured by three different prompt gamma-ray detection methods (large liquid scintillator, Moxon-Rae detector, and pulse height weighting method) are compared and their discrepancies are resolved. A method how to derive the covariance is described.

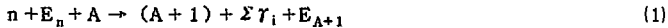
1. はじめに

中性子断面積を評価する場合、測定値が既にあるときは、それに基づいて評価されることが多い。それは現在の核理論では核データの利用者の要求を満たす精度で断面積を計算できるとは限らないからである。従って先ず実験データを報告している論文を検討して、実験値の信頼度が調べられる。しかしながらこのことは、言うは易くして行なうは大変難しいことである。実験データを出した研究者にも、適切な誤差を推定することは決して容易ではないからからである。実験の詳細を知らない評価者にとってはなおさら難しいことになる。とは言っても評価をする以上他の実験データとの比較、系統性などからどの程度信頼できるか判断を下さなくてはならない。その際の参考になる情報を提供することを目的として中性子捕獲断面積の測定法をサーベイし、球殻透過法、質量分析法、放射化法、即発 γ 線検出法について解説した。個々の測定法についてその利点と欠点、測定例について述べた。 ^{238}U の中性子捕獲断面積の異なる測定法による実験値の比較例を挙げ、系統誤差について述べる。最後に断面積の同時評価等の際必要とされる共分散の導出方法を示す。

⁺ 日本原子力研究所, Japan Atomic Energy Research Institute

2 中性子捕獲断面積測定的一般原理と測定法

中性子捕獲反応は次の式で表現することができる。



ただし、 n は中性子、 E_n は中性子の運動エネルギー、 A はターゲット核、 $(A+1)$ は反応生成核、 γ_i は即発 γ 線、 E_{A+1} は生成核の反跳エネルギー（運動エネルギー）である。

(1)式から中性子捕獲反応の結果として次の4つの現象が起ることがわかる。

- (a) 中性子の吸収（中性子の喪失）
- (b) 核変換（ターゲット核より1 amu だけ重い原子核の生成）
- (c) 放射化（放射性核種の生成）
- (d) 放射線の放出（電磁エネルギーの放出）。

中性子捕獲断面積はこのうちのどれか1つの現象を観測することによって測定される。どの方法を用いるかは中性子源の性質、測定しようとしているエネルギー領域での捕獲断面積のエネルギー依存性などによって決定される。

3 中性子捕獲断面積の測定法

3.1 球殻透過法

(a)の現象を利用する測定方法がこれである。Fig. 1 に示すように球殻状に作られた試料の中心に単色に近い中性子源 Sb - Be などを置き、外部に置かれた中性子検出器で中性子束を測定する¹⁾。中性子源から検出器方向にきた中性子のうち散乱で失なわれる部分は、他の方向に出た中性子が球殻で散乱されて検出器に入ってくる中性子束と相殺するので、散乱以外の反応で失われた分だけ小さい中性子束が測定される。入射中性子束は球殻を取去って測定することによって得られる。この2種類の中性子束の比から、弾性外断面積、即ち全断面積から弾性散乱を差引いた断面積を得ることができる。非弾性散乱の起きない低エネルギー領域では、特殊な核を除けば弾性散乱と捕獲反応しか起きないから、上記の弾性外断面積は捕獲断面積と等しい。

この方法は中性子束の絶対値を知る必要がないという特徴を持っている。しかしながら、球殻内での中性子の多重散乱や共鳴自己遮蔽効果の補正などは他の方法と同様に必要である。

3.2 質量分析法

(b)の核変換を利用するのがこの測定方法である。一定時間中性子束中に置いた試料を取り出して質量分析計にかけて、中性子捕獲反応で出来た生成核の量を定量して捕獲断面積を求める方法である。

この方法は強い単色中性子源を必要とするので捕獲断面積を直接測定した例はないようである。ただ高速実験炉 EBR-II を用いて生成核種が安定であるような核の捕獲断面積の積分実験に用いられた例がある²⁾。

3.3 放射化法

(c)の現象を利用する方法は良く知られているように放射化法である。この方法は、3.2の質量分析法と良く似ており、異なる点は生成核種を放射線検出器で定量することである。放射線検出器の方が質量分析計よりもはるかに大きな感度を持っているため有利である。その反面この方法は反応の生成核種が安定で放射線を出さない場合には適用できない欠点もある。

約3分の1の安定核種が中性子捕獲反応により放射化されると言われているが、半減期が極端に短かいものや長いものは放射線の測定が困難であるので、放射化法で捕獲断面積が測定できる核種はもっと限られてくる。放射化法は過去には大変良く用いられたが、次に述べる即発 γ 線を検出する技術が発達したため、最近では放射化法による測定が少なくなってきている。しかし、特殊な場合には、この方法を用いる方が有利な場合がある。その例は、生成核種がisomeric状態を持つときには、基底状態へ行く断面積とisomeric状態へ行く断面積を分けて測定することが可能である場合であり、もう1つの例は、他の方法による測定では誤差が多く、放射化法による測定が精度の良い場合などである。

放射化法による測定では、単色中性子源が必要である。そうでないとスペクトルで平均した断面積しか得られないから、微分データとはならない。入射中性子エネルギーの1点ずつを測定するのでエネルギー点をあまり多くとれず、共鳴領域など断面積が急激に変動する領域での測定にはきわめて不適当である。

測定感度がきわめて高く少量の試料での測定、小さな断面積の測定が可能である。また生成核の γ 線スペクトルをGe(Li)検出器などで高分解能で測定することによって、天然元素を使用して同位元素に対する断面積を求めることが可能である。

例1 $^{115}\text{In}(n, \gamma)$ ^{116m}In (54 min) と $^{115}\text{In}(n, \gamma)$ ^{116g}In (14 sec) の捕獲断面積の測定³⁾

Fig. 2 は ^{115}In の中性子捕獲により ^{116}In の基底状態に行く断面積と isomeric 状態に行く断面積を放射化法により分けて測定した結果である。Present data は Grench and Menlove²⁾ によって、 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ の断面積を用いて相対測定を行なった結果である。比較して示してある他の測定データは、 $^{235}\text{U}(n, f)$ の断面積を用いて測定したものである。ただし、 $^{235}\text{U}(n, f)$ の断面積には1968年当時の値を用いて再規格化した結果が図示してある。このように ^{197}Au と $^{235}\text{U}(n, f)$ の別々の断面積が用いられているにもかかわらず、測定値の一致は大変良い。

例2 $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ 断面積の測定⁴⁾

^{238}U は中性子結合エネルギーが4.8 MeV と大変低く、即発 γ 線を検出する測定器は検出効率小さくなり、測定誤差が大きい。放射化法では $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ の娘核 ^{239}Np の崩壊 γ 線を測定して断面積が求められるが、幸いなことにFig. 3に示すように ^{239}Np は ^{243}Am の α 崩壊によって作られる。放射化を測定する γ 線検出器はこの ^{243}Am によって校正され検出効率が精度良く求められる。 ^{243}Am の α 崩壊の数は α 線を検出して正確に決定できる。これにより $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ 断面積は放射化法で精度の良い測定が可能である。その結果をFig. 4にENDF/B-Vと比較して示す。若干測定値の方が高めである。部分誤差の原因と各々の相対誤差をTable 1に示す。1 MeV 以下で標準断面積として用いた $^{235}\text{U}(n, f)$ の断面積の誤差が最も大きく3%以内の精度で測定されている。

3.4 即発 γ 線検出法

中性子が原子核に捕獲された後直ちに放出される電磁波(γ 線)を各種の γ 線検出器で計測し、捕獲断面積を測定する方法であり、現在最も多く用いられている。

Fig. 5に示すようにコリメートした中性子束を測定しようとする試料に当て、中性子束外で試料の近くに中性子および γ 線に対するシールドを施した γ 線検出器を置き、試料からの即発 γ 線を検出する。これに用いる検出器としては、①捕獲事象の検出効率が捕獲 γ 線のスペクトルに依存しないこと、②中性子に対する感度が低いこと等が必要である。

個々の共鳴から放出される捕獲 γ 線スペクトルは共鳴ごとに大きく変動することが知られている。非分離共鳴領域や連続領域では中性子のエネルギー幅を適当にとると、たくさんの共鳴からの γ 線スペクトルを観測することになり、共鳴ごとのスペクトルの変動は均されて、スペクトルの変動はあまりないように思われるかもしれない。しかしFig. 6に示すように、共鳴で平均した捕獲 γ 線スペクトルも中性子エネルギーによって変動することがわかる⁵⁾。この原因は、S波中性子捕獲によるスペクトルとP波のそれとが異なっており、しかもS波の捕獲断面積とP波のそれとの割合が中性子エネルギーと共に変化するからである。従って分離共鳴領域のみならず非分離共鳴領域や連続領域での測定にも捕獲事象の検出効率が γ 線スペクトルに依存しない検出器を用いる必要がある。

測定試料で散乱された中性子は検出器や検出器の困りにある物質で捕獲されて γ 線を発生し、検出器で計数される。このため捕獲断面積が大きめに出てしまう。捕獲 γ 線検出器の捕獲事象の検出効率を η_γ 、散乱中性子の検出効率を η_n とすると中性子感度は $k = \eta_n / \eta_\gamma$ と定義される。Fig. 7に各種の検出器に対する中性子感度 k の中性子エネルギー依存性を示した⁶⁾。大型の液体シンチレーション検出器の方がパルス波高重み法を用いた検出器より数倍から1桁位感度が低い。中性子感度に見られているピークなどの構造は、検出器の構造材の共鳴によるもので主に $A\ell$ の共鳴が見えている。

3.4.1 全エネルギー吸収型検出器

この種の検出器の原理は、中性子捕獲により放出される γ 線をすべて吸収して、それに相当する電気信号に変えて捕獲事象を計数することである。理想的な検出器ではすべての放出エネルギーを吸収するから信号の波高分布は δ 関数型であるが、実際には中性子ビームの通る穴から γ 線が逃げたり、 γ 線の飛程が検出器の半径より大きいため γ 線が検出器をつき抜けるため、もっと広がった応答関数を示す。その例として2種の検出器についてFig. 8に示す⁷⁾。Fig. 8からANLの1,300 μ の検出器がRPIの1,000 μ 検出器よりはるかに良い性能を示していることが読みとれる。これは検出器の大きさによる違いもあるが、製作された年代が異なり、シンチレーターや光電子増倍管などの性能が良くなったことによる違いが大きいと考えられる。

実際に捕獲断面積測定に使用されているのは数百 μ から4,000 μ までの液体シンチレーターである。この種の検出器は体積が大きいので、環境からの自然放射線、宇宙線によるバックグラウンドが大きい。また散乱中性子によるバックグラウンドが生ずるが、中性子ビーム孔に ${}^6\text{LiH}$ や ${}^{10}\text{B}$ などを挿入して散乱中性子を減らしたり、メチルボレートにシンチレーターを加えて捕獲 γ 線の発生をおさえているが、それでもシンチレーター中の水素の捕獲で生ずる2.2 MeVのバック

グラウンドは無視できない。そのため2.5～3 MeV γ 線に相当するパルス波高にディスクレベルを設定し、それ以下のエネルギーの γ 線を検出しないようにして、散乱中性子に対する感度を下げている。大型液体シンチレータ検出器の中中性子感度がパルスハイト重み法を用いた検出器より低いのはこのためである。ディスクレベルが比較的高く設定されているため、検出効率は γ 線スペクトルにわずかに依存するようになるが、3 MeV 以下の中性子による非弾性散乱の γ 線を完全に取り除くことができる。

検出効率は検出器の大きさによって変るが、他の種類の検出器に比べて一般に高くして数10%から100%近いものまでである。また即発 γ 線を検出する他の種類の検出器では同位元素が混じっている天然元素の試料による捕獲断面積の測定は不可能である(中性子結合エネルギーがすべて等しい必要がある。)のに対して大型液体シンチレーション検出器ではそれが可能である。大型液体シンチレーション検出器の例としてANLの1,300 μ 検出器と実験配置をFig 9に示す⁸⁾。

3.4.2 エネルギー比例効率型検出器

検出効率が γ 線エネルギーに比例する検出器もまた捕獲事象を検出する効率がエネルギースペクトルに依存しない。エネルギー E_γ の γ 線の検出効率はCをある定数として $\eta(E_\gamma) = C \cdot E_\gamma$ と表わせるから、 $E_{\gamma i}$ を捕獲 γ 線のエネルギーとすると捕獲事象の検出効率 η_c は、

$$\eta_c = \sum_i \eta(E_i) = C \cdot \sum_i E_{\gamma i} = C \cdot E$$

で表わせる。ここで、 i は1つの捕獲 γ 線を表わし、和は1つの捕獲事象により放出されるすべての γ 線についてとる。また E は励起エネルギー(中性子の結合エネルギーと重心系での全系の運動エネルギーの和)を表わす。結局検出効率は励起エネルギーに比例し、 γ 線スペクトルに依存しないことがわかる。

この型の検出器はMoxonとRaeによって考案されたので、考案者の名前をとってMoxon-Rae(型)検出器と呼ばれている。検出器は、グラフィイトなどの γ 線を電子に変換する部分(コンバーター)とその電子を検出する薄いプラスチックシンチレーターから成っている。 γ 線エネルギーと検出効率との関係はコンバーターに使う物質によって変るので、各種の物質が実験的に調べられた。その結果をFig. 10に示す⁹⁾。Zの小さい物質は2 MeV 附近で $\eta(E_\gamma)/E_\gamma$ が最大になり、それからは E_γ と共に減少していく。Zの大きい物質はエネルギーと共に増加する傾向が見られる。Z \approx 50 附近の物質が比較的一定の値を持っておりコンバーターとして適当なように思われるが、散乱中性子に比較的感じ易いので用いられていない。一般にはCなどのZの小さい物質単独で用いるか、エネルギー比例性を良くするため、Zの小さい物質とPbやBiなどを組合わせて用いられている。

この型の検出器は大変バックグラウンドが少ないが、検出効率の低いことが欠点である。コンバーターとプラスチックシンチレーターを多層にして検出効率を大きくすることが試みられている。

例 KFKでのMoxon-Rae 検出器による捕獲断面積の測定¹⁰⁾

Fig. 11はKFKでMoxon-Rae型検出器を用いて捕獲断面積を測定している実験配置である。この実験の特徴は ${}^7\text{Li}(p,n)$ または ${}^3\text{H}(p,n)$ 反応により中性子を発生させる時、しきい

値よりわずかに高い陽子を入射させ、Fig. 10 に示されている前方のある角度内にもみ中性子が放出することを利用して、中性子ビームのコリメータ省いていることと飛行距離をわずか5～10 cm にしていることである。こうした実験配置では中性子が直接当たる物のうち試料が一番近いので、試料による捕獲 γ 線が一番早く検出器に到着し、試料を除いた物質による捕獲 γ 線とは時間的に分けることができる。このことにより、散乱中性子に対する感度や中性子源からの直接の中性子ビームによるバックグラウンドは大変小さくなる。またこの実験配置では中性子源のすぐ近くに試料を置くので中性子束が高く、少量の試料での測定が可能である。

Wisshak らは散乱中性子に対する感度が小さいことを利用して、捕獲幅に比べて中性子幅が何桁も大きい構造材について捕獲断面積を測定した。また少量の試料による測定が可能である点を生かして、マクシノイド核種の捕獲断面積の測定を行っている。

この実験配置で測定した ^{243}Am の捕獲断面積を評価値と比較してFig. 12 に示してある。低エネルギー部を除いて誤差は3～4%で、大部分は系統誤差である。

3.4.3 パルス波高重み法検出器 (Maier-Leibnitz 型検出器)

この型の検出器は全エネルギー検出器とも呼ばれ、Maier-Leibnitz が捕獲断面積の測定に用いることを提案し、Macklin と Gibbons によって始めて使用された¹¹⁾。検出器の大きさも検出効率も Moxon-Rae 型検出器と大型液体シンチレーション検出器の間にある。この型の検出器の効率は γ 線スペクトルに依存し、そのままでは捕獲断面積測定に使用できない。そこで用いられるのがパルス波高重み法と呼ばれる手法である。検出器に生ずるパルス波高に応じて重みを掛けて和をとると捕獲事象の数に比例した量が得られることを利用する。 γ 線検出器であれば原理的にははどれでも適用できるが、捕獲断面積測定の場合には散乱中性子に対する感度を下げるため捕獲断面積の小さい物質でできている C_6F_6 や C_6D_6 などの液体シンチレーターが用いられている。

パルス波高分布 $L(p)$ は次の式で表わされる。

$$L(p) = \int_0^{\infty} q(E_\gamma) P(E_\gamma) R(p, E_\gamma) dE_\gamma \quad (1)$$

ここで

$q(E_\gamma)$ = γ 線スペクトラム

$P(E_\gamma)$ = γ 線の検出確率

$R(p, E_\gamma)$ = γ 線検出器の応答関数。

この式を unfolding すると $q(E_\gamma)$ が得られる。励起エネルギーを E_T とすると

$$N_c \cdot E_T = \int E_\gamma q(E_\gamma) dE_\gamma$$

となり捕獲事象の数 N_c と励起エネルギー E_T の積が得られる。 E_T は既知であるから N_c が求むることが出来る。しかし(1)式を unfolding すると $L(p)$ の統計誤差と $R(p, E_\gamma)$ の誤差のため $q(E_\gamma)$ もかなりの誤差をもつことになり、断面積の精度も良くない。

そこで

$$N_c \cdot E_T = \int g(p) L(p) dp \quad (2)$$

となるような $g(p)$ (重み関数と呼ばれる) を求めることを考える。

(1)式を(2)式に代入すると

$$\begin{aligned} N_c \cdot E_T &= \int g(p) dp \int q(E_T) p(E_T) R(p, E_T) dE_T \\ &= \int q(E_T) dE_T \cdot P(E_T) \int g(p) R(p, E_T) dp \end{aligned} \quad (3)$$

となる。

(2)式と(3)式を比較して

$$E_T = P(E_T) \int g(p) R(p, E_T) dp \quad (4)$$

が得られる。(4)式はすべての E_T に対して成立する式である。

(4)式を unfolding することによって(2)式に用いる重み関数 $g(p)$ を求めることができる。(1)式との違いは(4)式には統計変動する因子がないこと、異なった E_T に対する多くの式から $g(p)$ を決めるので束縛条件がきつ $g(p)$ を決め易いことである。また(2)式を用いるのが有利な理由は、(1)式は核種ごと、入射中性子エネルギーごとに unfolding しなければならないが、 $g(p)$ は一度決めればすべての核種すべてのエネルギーにそのまま使用できることである。

重み関数の計算結果の一例を Fig. 13 に示す。

4. 異なる測定法による測定結果の比較

同一実験条件で検出器だけを取替えて測定した例はないの。それに近い条件で測定したものとしては、同一核種で同じエネルギー領域での ^{238}U の捕獲断面積のデータがある。Poenitz によって比較検討された結果を Fig. 14 に示す⁷⁾。de Saussure と Quan-Block は大型液体シンチレーション検出器、Macklin は2個の C_6F_6 の Maier-Leibnitz 型検出器、Moxon は Moxon-Rae 検出器を用いて測定している。de Saussure と Moxon との不一致が大きくなるエネルギー点は、 $A\beta$ の共鳴エネルギー (Fig. 14 の↑印) と一致している。この原因は de Saussure のデータにあるのではなく、Moxon のデータに問題のあることがわかっている。飛行管とか検出器のケースなどが $A\beta$ で作られていて中性子束のスペクトルが $A\beta$ の共鳴のために急激なエネルギー依存性をもっている。それが捕獲断面積の値をゆがめる原因になっている。

低エネルギー領域での Moxon と de Saussure との差は、片方あるいは両方の検出器で検出効率を決定するのに使った 6.6 eV 共鳴と多くの共鳴を平均して測る場合とで検出効率が異なるためらしい。

数 10 keV 以上で DESAUSSURE/MOXON と MACKLIN/MOXON が大きくなっているのは、この領域で P 波の成分の割合が大きくなって、 γ 線スペクトルが変わり、検出効率が変化するためと考えられる。

5. 誤差解析-共分散の導出

断面積の評価にエネルギー点間および測定値間の共分散を利用することが考えられている。そのひとつの例は重核の断面積の評価で、複数核種の複数断面積を共分散を利用して同時評価をする

試みである。ところが最近の実験データには共分散を附加する傾向が増えてはいるものの全体からみれば共分散を附加するのは依然として少数派である。従って何らかの方法で共分散を導出する必要に迫られる。そこで非常に大まかに共分散の導出法を述べることにする。

中性子エネルギー E_i での中性子断面積の真値 σ_i は

$$\sigma_i = \sigma_{oi} + \sum_{k=1}^N \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \Delta f_{ki} \quad (5)$$

と書くことができる。

ただし

$\sigma_{oi} = E_i$ での実験値

f_{ki} = 実験値の誤差の原因となる因子の E_i での値。

中性子エネルギー E_i と E_j での共分散 $\text{Cov}(i, j)$ は定義により(5)式を用いて次のようになる。

$$\begin{aligned} \text{Cov}(i, j) &\equiv \langle (\sigma_i - \sigma_{oi}) (\sigma_j - \sigma_{oj}) \rangle \\ &= \langle \left(\sum_k \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \Delta f_{ki} \right) \left(\sum_m \frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{mj}} \Delta f_{mj} \right) \rangle \\ &= \sum_k \sum_m \left\langle \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{mj}} \right\rangle \Delta f_{ki} \Delta f_{mj} \\ &= \sum_k \sum_m r_{ij}^{km} \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \right)^2 \right\rangle} \cdot \Delta f_{ki} \cdot \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{mj}} \right)^2 \right\rangle} \cdot \Delta f_{mj} \quad (6) \\ &= \sum_k \sum_m r_{ij}^{km} \cdot \Delta \sigma_{ki} \cdot \Delta \sigma_{mj} \quad (7) \end{aligned}$$

ここで
$$r_{ij}^{km} \equiv \frac{\left\langle \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{mj}} \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \right)^2 \right\rangle} \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{mj}} \right)^2 \right\rangle}}$$

通常の実験の場合には部分誤差 $(\Delta \sigma_{ki} \equiv \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \cdot \Delta f_{ki})$ 間には相関がない($r_{ij}^{km} = 0$ for

$k \neq m$)と考えてよく、同じ部分誤差のエネルギー点間の相関だけを考慮すれば良い。そうすると(6), (7)式は $k = m$ の項だけが残るから

$$\begin{aligned} \text{Cov}(i, j) &= \sum_k r_{ij}^{kk} \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}} \right)^2 \right\rangle} \cdot \Delta f_{ki} \\ &\quad \times \sqrt{\left\langle \left(\frac{\partial \sigma_j}{\partial f_{kj}} \right)^2 \right\rangle} \cdot \Delta f_{kj} \quad (8) \end{aligned}$$

$$= \sum_k r_{ij}^{kk} \cdot \Delta \sigma_{ki} \cdot \Delta \sigma_{kj} \quad (9)$$

となる。

(8), (9)式から次のことがわかれば, 共分散が求まることがわかる。

- ① 部分誤差のエネルギー点間の相関係数 r_{ij}^{kk} の値
- ② 部分誤差の絶対値

または, $\frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ki}}$ と Δf_{ki} 。

相関係数 r_{ij}^{kk} としては通常 0, 0.5, 1 のうちのどれかの値が用いられる。部分誤差は一般に実験条件に大きく依存し, 一概には決められないので, 即発γ線検出法においてどの程度の部分誤差が考えられるかを推定する材料として $\Delta f_{ki}/f_{ki}$ の概略値とエネルギー点間に相関があるかどうかを誤差の因子ごとに Table 2 に示した。Normalization の不確定さに基づく部分誤差は $\Delta \sigma_i = \sigma_{oi} \cdot \Delta f_i/f_i$ から Table 2 の値と断面積の測定値 σ_{oi} から決定することができる。全部の部分誤差はこんなうまく決定できるとは限らない。例えば多重散乱によるものは 10% そのままの値を用いると部分誤差が大きくなってしまふ。どの程度の値を用いるかは実験条件を良く調べて決定すべきである。

部分誤差が実験値に附加してある場合や上に述べた方法で部分誤差を導出してしまえば, 共分散を求めることは簡単である。 r_{ij}^{kk} としては, 誤差因子から考えて 0, 0.5, 1.0 のうちからどれがもっともらしいかを判定し, (9)式に代入して共分散が求められる。

References

- 1) Schmitt, H. W. and Cook, C.W. : Nucl. Phys., 20, 202(1960).
- 2) Anderl, R. A., et al. : NEANDC(E) 209 "L", "Proc. Specialist's Meeting Fission Product Neutron Cross Sections", 1979, Bologna, ed. by Coceva, C. and Panini, G., p.363.
- 3) Grench, H. A. and Menlove, H. O. : Phys. Rev., 165, 1298(1968).
- 4) Fawcett, Jr., L. R., Poenitz, W. P. and Smith, D. L. : "Proc. Int. Conf. Nuclear Cross Sections for Technology", NBS Sp. Publ. 594, 380(1979).
- 5) Reich, C. W. : "Proc. Third Int. Symp. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics", Brookhaven, Plenum Press, 105(1979).
- 6) Gayther, D. B. and Tom, R. B. : "Proc. NEANDC/NEACRP Specialist's Meeting Fast-Neutron Capture Cross Sections", ANL, April 20-23, ANL-83-4, 205(1983).
- 7) Poenitz, W. P. : "Proc. Int. Conf. Nuclear Cross Sections for Technology", NBS Sp. Publ. 594, 368(1979).
- 8) Ponitz, W. P. : Nucl. Sci. Eng., 57, 300(1975).
- 9) Iyengar, K. V. K., et al. : Nucl. Instr. Methods, 121, 33(1974).
- 10) Wisshak, K. and Kaeppler, F. : Nucl. Sci. Eng., 85, 251(1983).
- 11) Macklin, R. L. and Gibbons, J. H. : Phys. Rev., 159, 1007(1967).

Table 1 Uncertainties of $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ Cross Sections

Source	Range, %	Comment
Gamma Detection Efficiency	1.0	Common to all values
^{235}U Sample Mass	0.6	
Total Fission Fragment Absorption	0.5	
Half-life of ^{239}Np	0.2	
^{238}U Sample Mass	0.2	
$^{235}\text{U}(n,f)$ Cross Section	2.0	
Statistics and Reproducibility	0.9-23.1	Values are 0.9-3.0% below 1 MeV
Neutron Background	0.3-4.0	0.3% for most values except at higher energies and larger distances from the target
Second Neutron Group	0.1-1.2	Does not apply below 800 keV
Scattering of Neutrons in the Counter, Samples and Neutron Source Structural Material	0.8-1.7	
Fission Product Decay	0.2-4.0	Does not apply below 1 MeV

Table 2 Uncertainties of the capture cross sections measured by the prompt gamma-ray detection method

Source(f_k)	$\Delta f_{k1}/f_{k1}$ (%)	correlation
Normalization	5	correlate
Background	10	*
Multiple scattering	10	correlate
Statistical error	*	uncorrelate
Sample thickness	*	correlate
Gamma-ray energy loss in the sample	1	correlate
Scattered neutron sensitivities	*	correlate

* Strongly depend on experimental conditions.

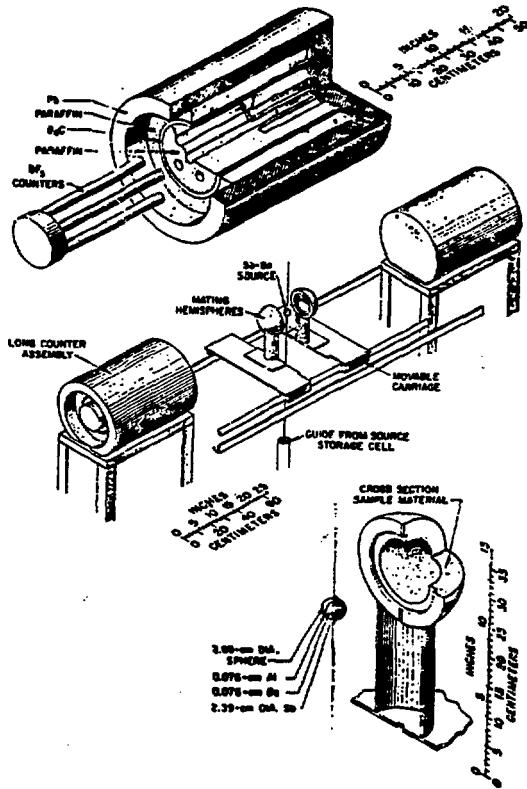


Fig. 1 Experimental Arrangement for the Measurement of Neutron Absorption Cross Sections by the Spherical-Shell-Transmission Technique.¹⁾

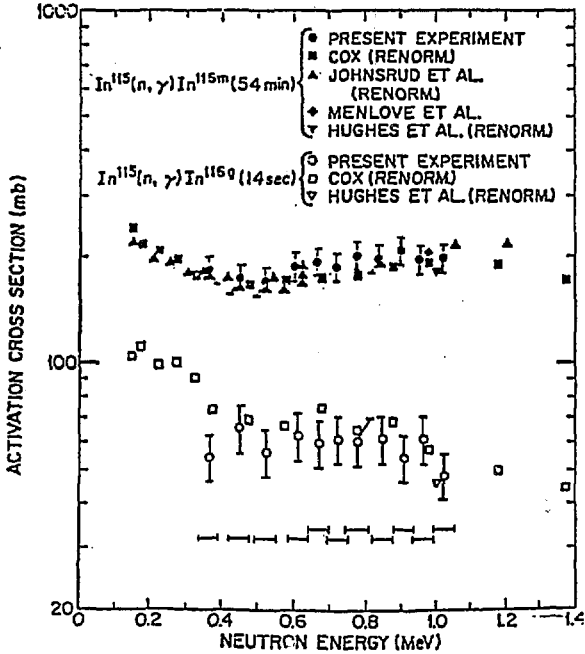


Fig. 2 $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{115\text{m}},^{116\text{g}}\text{In}$ Activation-Cross Section. 3)

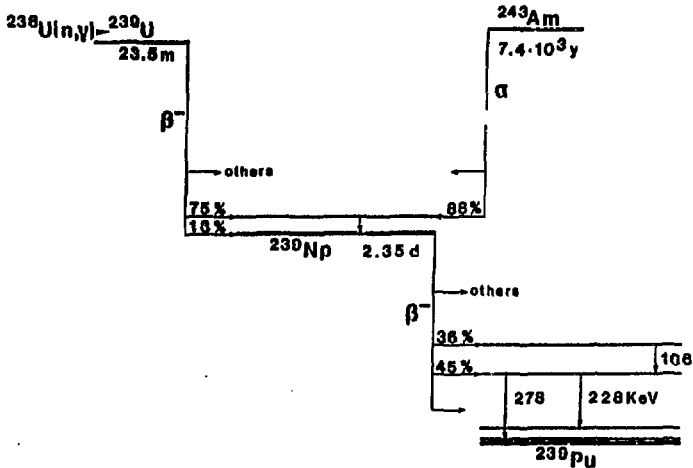


Fig. 3 Schematic of the Decays of ^{239}U and ^{243}Am via ^{239}Np to ^{239}Pu . 4)

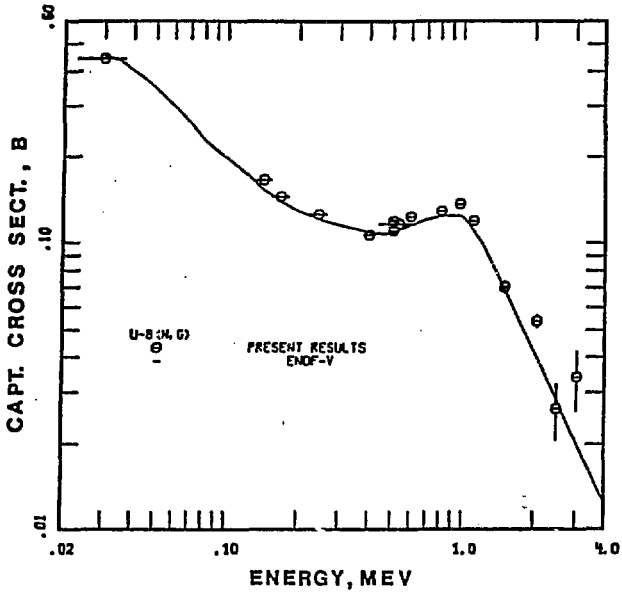


Fig. 4 Capture Cross section of ^{238}U Measured with the Activation Method.⁴⁾

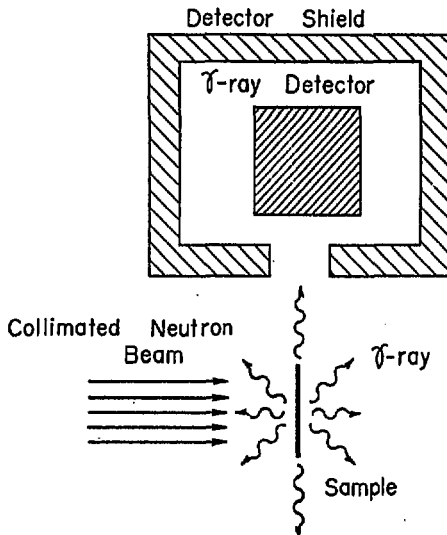


Fig. 5 Schematic Diagram of Experimental Arrangement for Capture Cross Section Measurements by Prompt-Gamma-Detection Methods.

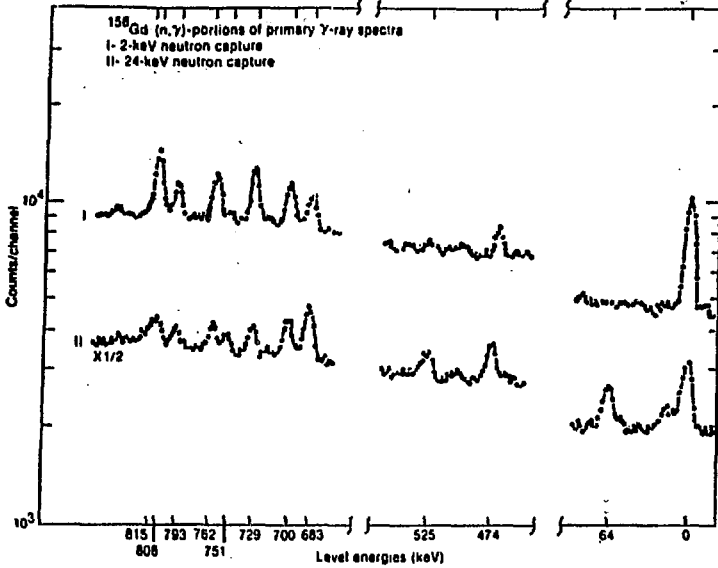


Fig. 6 Differences in Resonance-averaged Gamma-Ray Spectra Obtained with the $^{156}\text{Gd}(n,\gamma)$ Reaction.⁵⁾

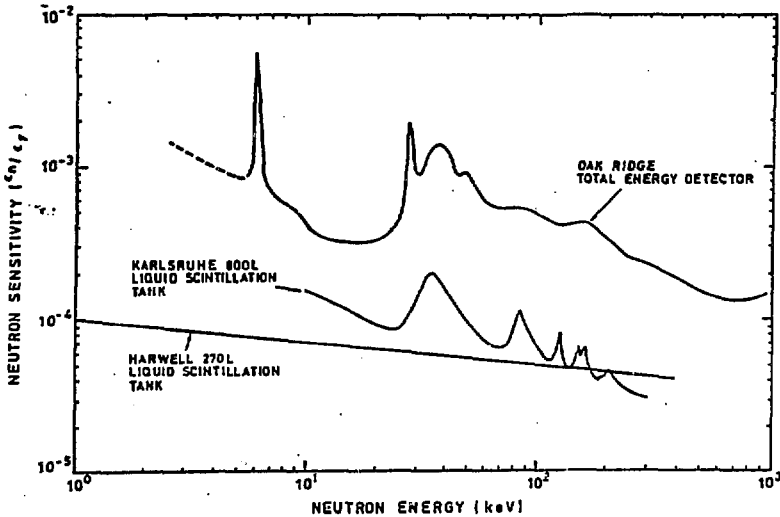


Fig. 7 Neutron Sensitivity (Probability of Detection per Scattered Neutron Divided by an Assumed Average Capture Probability).⁶⁾

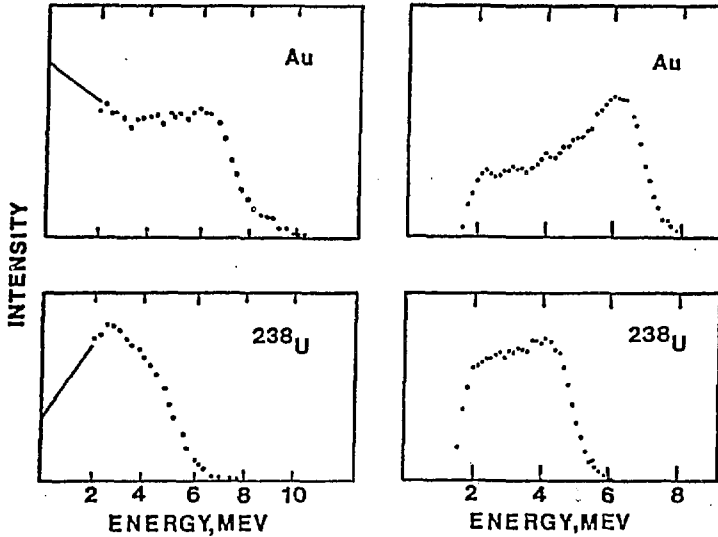


Fig. 8 Pulse-Height Spectra Obtained with a Large Liquid Scintillator. The Spectra on the Right Were Measured with a 1100 l Tank at RPI and the Spectra on the Left Were Obtained with a 1300 l Tank at ANL.⁷⁾

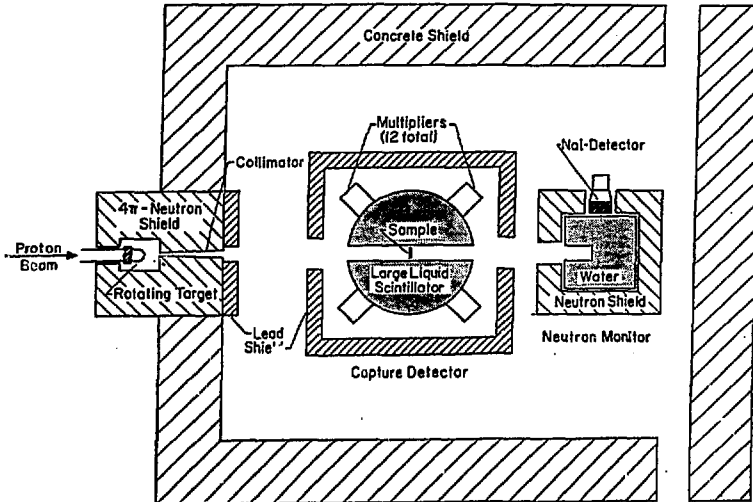


Fig. 9 Schematic of the Experimental Setup of the Large Liquid Scintillator at ANL.⁸⁾

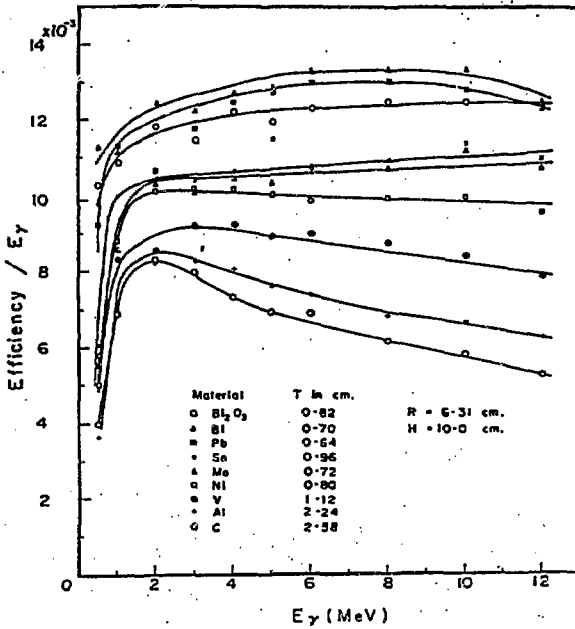


Fig. 10 The Efficiency per MeV Gamma-Ray for Various Z Materials. 9)

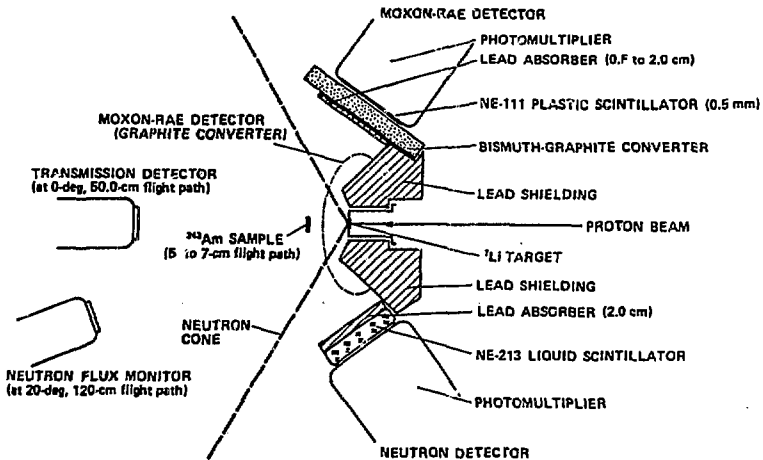


Fig. 11 Schematic View of the Experimental Setup for the Capture and Fission Cross Section Measurement of ²⁴³Am. 10)

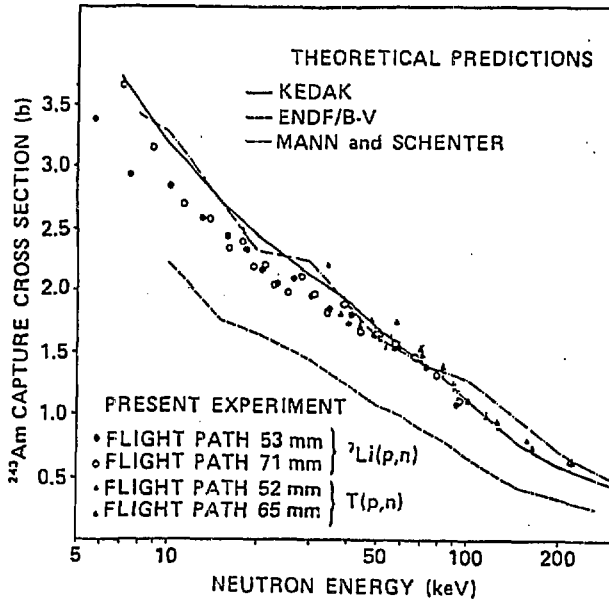


Fig. 12 The Neutron Capture Cross Section of ${}^{243}\text{Am}$.¹⁰⁾

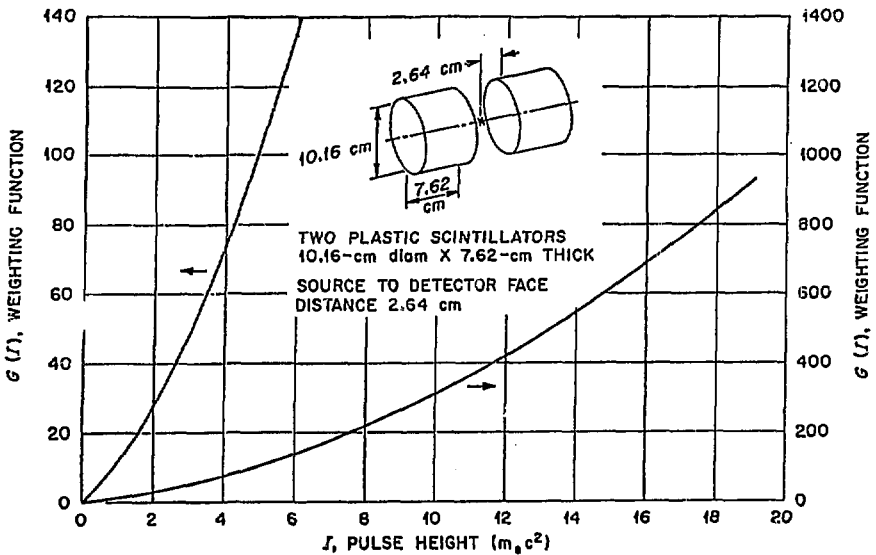


Fig. 13 The Weighting Function Calculated for a Pair of Plastic Scintillators Shown in the Figure as a Function of the Pulse-Height.¹¹⁾

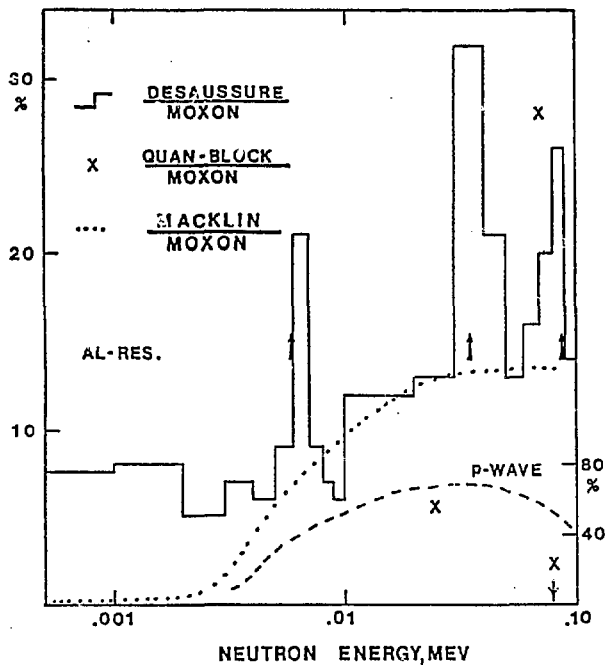


Fig. 14 Differences Obtained for the $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ Cross Section Measured with Prompt-Gamma-Detection Techniques.⁷⁾

討 論

Q：吉田 正 (NAIG)

1960年代までは、今でも引用にたえるような Activation 法に基づく測定があったが、その後この方法があまり用いられなくなった最大の理由は何か？

A：中島 豊 (原研)

即発ガンマ線を検出する技術が発達して、測定精度が放射化法と同程度になってきた。多くのエネルギー点で測定して、捕獲断面積のエネルギー依存を調べるには、即発ガンマ線を検出して測の方が放射化法より人手がかからないからである。

Q：飯島 俊吾 (NAIG)

Fig. 14 で $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ の Macklin/Moxon 比の 1 からのずれは、P 波吸収によるものとのことであるが、どういう意味か？

A：中島 豊 (原研)

S 波吸収と P 波吸収によるガンマ線スペクトルが異なるため検出効率率が P 波と S 波の割合が変わるに従って変化するからである。

Q：田中 茂也 (原研)

Fig. 14 で Macklin/Moxon のカーブは滑らかだが、そうすると、Macklin/Moxon の実験値もアルミの effect を含んでいるのか？

A：中島 豊 (原研)

Moxon のデータに Al の影響があり Macklin/Moxon のカーブが滑らかであるから当然 Macklin のデータも Al の影響があるものと思われる。

Q：藤田 薫頭 (京大炉)

Moxon-Rae 検出器による結果と大型シンチレーターによる結果との間に系統的誤差のあるらしい例を示したが (Fig. 14)、この種の誤差は誤差の分類表 (Table 2) に出ていたか？

A：中島 豊 (原研)

Table 2 には測定データを処理して断面積を求める場合につける一般的な誤差の種類を挙げた。指摘された誤差は他の実験値と比較してはじめてわかる種類の誤差なので Table 2 には含めなかった。

Q：北沢 日出男 (東工大)

数 MeV 領域において放射化法を用いて測定した放射捕獲断面積には thermal neutron による Room background の寄与が含まれていないか？

A：中島 豊 (原研)

Table 2 には即発ガンマ線による測定の場合の誤差を挙げたので指摘された誤差は含まれていない。MeV 領域では捕獲断面積が小さいので指摘され種類の補正による誤差も大きいと思われる。