

JAERI-M

6918

中性子共鳴多重散乱の測定と応用

1977年2月

大久保 牧 夫

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

## 中性子共鳴多重散乱の測定と応用

日本原子力研究所東海研究所物理部

大久保 牧 夫

(1977年1月14日受理)

厚い試料に入射する共鳴領域中性子の捕獲は、自己遮蔽と多重散乱のために複雑になる。モンテカルロ計算によると、試料を厚くしていくとき、共鳴エネルギーに於る捕獲率は一定値 $P_{c0}$ に飽和し、この値と共鳴パラメータ $\Gamma_n/\Gamma$ 、反跳エネルギーとの間に簡単な関係がある。この計算を確認する目的で、Moxon-Rae型ガンマ線検出器、透過型中性子モニタを製作し、リアック飛行時間スペクトロメータにより $P_{c0}$ の測定を行なった。12核種の19の共鳴にわたり、種々の $\Gamma_n/\Gamma$ を持つ共鳴の $P_{c0}$ を測定し、モンテカルロ計算の予想が正しい事を確認した。さらに $P_{c0}$ と $\Gamma_n/\Gamma$ の関係（反跳エネルギーをパラメータとして含む）を利用して、 $P_{c0}$ 測定値から $\Gamma_n/\Gamma$ 、 $I_f/\Gamma$ を求める事、また透過率測定データと組合せて共鳴レベルのスピン決定が出来る事を示した。これらは $P_{c0}$ の性質から、試料の厚さによらない事が特徴である。

JAERI-M 6918

Measurements and Applications of Neutron Multiple Scattering  
in Resonance Region

Makio OHKUBO

Division of Physics, Tokai, JAERI

(Received January 14, 1977)

Capture yield of neutrons impinging on a thick material is complicated due to self-shielding and multiple scattering, especially in the resonance region. When the incident neutron energy is equal to a resonance energy of the material, capture probability of the neutron increases with sample thickness and reaches a saturation value  $P_{co}$ . There is a simple relation between  $P_{co}$  and  $\Gamma_n/\Gamma$  and the recoil energy, by the Monte-Carlo calculation. To examine validity of the relation,  $P_{co}$  was measured for 19 resonances in 12 nuclides with thick samples, using a JAERI linac time of flight spectrometer with Moxon-Rae type gamma ray detector and transmission type neutron flux monitor. Results of the measurements confirmed the validity. With this relation, the  $\Gamma_n/\Gamma$  or  $\Gamma_\gamma/\Gamma$  value can be obtained from the measured  $P_{co}$ , and also the level spins be determined by combining the transmission data. Because of the definition of  $P_{co}$ , determination of the resonance parameters is not sensitive to the sample thickness as far as it is sufficiently thick.

目次なし

# 1. 序 文

飛行時間法を用いて、中性子の散乱、捕獲断面積の入射エネルギー依存性を測定するとき、測定すべき散乱中性子、捕獲ガンマ線の収量は、用いる試料の厚さに複雑に関係する。試料が無限に薄いときは、各マイクロ断面積に比例した収量が測定されるが、有限の厚さの試料に対しては、自己遮蔽 (Self shielding) 及び多重散乱 (Multiple Scattering) のために、マイクロ断面積に比例する量とかなり異なるエネルギー依存性を持つ収量が得られる。これらはすべて入射中性子の試料内の振舞いに基づくものであり、入射中性子の動きを追跡することにより、原理的には理解出来るものである。しかし共鳴領域では断面積のエネルギー依存性が激しく、解析的に取扱うのは非常に困難であり、モンテカルロ法で求めるのが普通である。<sup>1,2)</sup>モンテカルロ法はプログラムが複雑で、かつ精度を上げるには高速コンピュータが不可欠である。また数多くの共鳴準位につき、また種々の核種につき、個々にモンテカルロ計算を行なうのは大変である。そこで〔共鳴多重散乱に共通した一般的性質をさがし出して、それに注目して整理した方がよいのではないか〕という考えに沿って研究を進めた。この立場で共鳴多重散乱を扱った研究報告は無い様であり、これが最初であろうと思われる。

以上の目的で①モンテカルロ計算と、②リアックTOFスペクトロメータによる中性子散乱、捕獲の測定を行ない、試料の厚さを増していくときの共鳴付近の各収量の形を、共鳴パラメータとの関係、反跳エネルギーなどに着目して整理した。結果の一部は既に報告した。<sup>3)</sup>本報告は、共鳴飽和捕獲率  $P_{c0}$  の測定と応用を中心に述べる。本文2で、共鳴多重散乱の様相と飽和捕獲率  $P_{c0}$  についてモンテカルロ計算の結果を述べる。本文3で、TOFスペクトロメータによる中性子束と捕獲ガンマ線強度の絶対測定のための装置、本文4ではモンテカルロ計算で予想された  $P_{c0}$  と  $\Gamma_n/\Gamma$  との関係を確認した実験、5に実験結果、6に  $P_{c0}$  を利用した  $\Gamma_r$  の求め方、 $\Gamma_n/\Gamma$  を決定して共鳴レベルスピンを決定する事等を議論する。

## 2. 共鳴飽和捕獲率 $P_{c0}$ と $\Gamma_n/\Gamma$ との関係

エネルギー  $E$  の中性子が、真空中から試料に入射すると、試料原子核と衝突をくりかえして最後に捕獲されるか、又は試料の外へ逃げる。ここでは散乱、捕獲以外の反応はないものとする。各入射中性子について、捕獲される確率を  $P_c$  とする。 $P_c$  は  $n$  回散乱後捕獲される確率  $P_c(n)$  の  $n$  について 1 から  $\infty$  までの和である。多重散乱の計算をモンテカルロ法を用いて計算し、多数の中性子の軌跡を追跡して、諸過程の確率を求める。モンテカルロ計算に用いた仮定は以下のものである。

1. ミクロ断面積は、そのエネルギー領域に関係するいくつかの共鳴パラメータから、Breit-Wigner の式を用いて作り、ドブラーの拡がり、アイソトープ存在比を考慮する。
2. 散乱、捕獲以外の反応を無視した。
3. 散乱角度分布は重心系で一様とした。
4. 化学結合を無視した。

共鳴パラメータを入力して、捕獲率、散乱率のモンテカルロ計算を行なった。用いたプログラムは MCRTOF<sup>4)</sup> であり、FACOM 230/60 により種々の計算を行なった。試料の形状は、厚さ  $t$ 、直径  $d$  の円板、表面中心に中性子が入射角  $\theta$  で入射するとした。直径  $d$  は充分大きく、捕獲、散乱率は、無限平板の場合とあまり変わらない場合を主に問題にした。試料の厚さを変えていくと、共鳴レベルによる捕獲ガンマ線収量は、Fig. 1 に示す様なエネルギー依存性を示す。a) の場合は試料を充分厚くすると、共鳴エネルギー付近の入射中性子はほぼ完全に吸収され、 $P_{c0} \approx 1$  になる。 $P_{c0}$  は試料が充分厚い場合の共鳴エネルギーにおける捕獲率である。 $P_{c0}$  は試料の厚さによらない。b) の場合は、試料を厚くしても共鳴エネルギーでの捕獲率  $P_{c0}$  は 1 以下の値にとどまり、むしろ共鳴の両側の捕獲率が上昇する。a)、b) の差は、共鳴パラメータの差異に基づくものであり、a) は  $\Gamma_n/\Gamma$

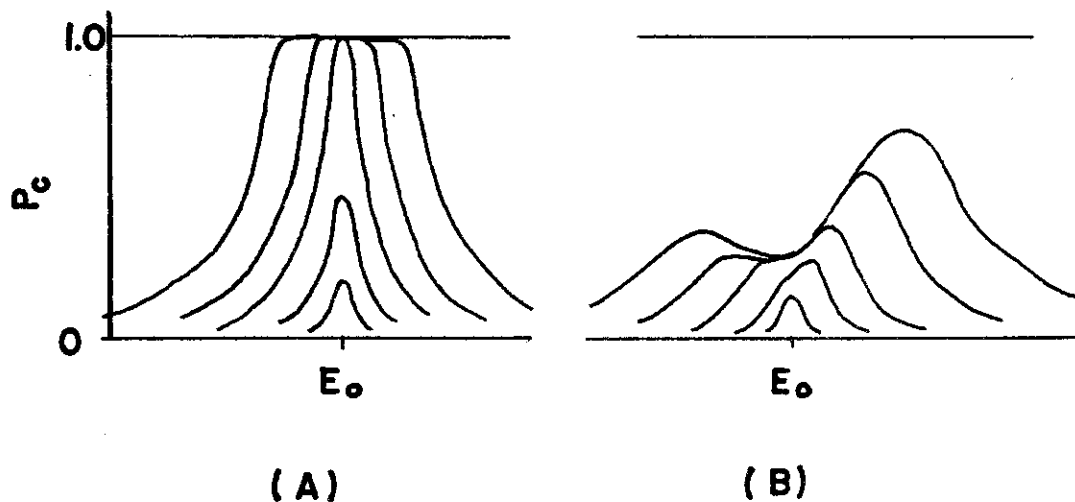


Fig. 1 入射中性子に対する吸収確率  $P_{c0}$  のエネルギー依存性。試料の厚さを変えていくときの变化。共鳴エネルギーにて  $P_c \approx 1$  の場合(A),  $P_c < 1$  の場合(B)

$\Gamma \ll 1$ , b) は  $\Gamma_n/\Gamma \approx 1$  の共鳴によるものである。ここで  $\Gamma$  : 共鳴全巾,  $\Gamma_n$  : 中性子巾である。この現象は、散乱の強い共鳴では、入射中性子は試料表面で反射されて、試料中に入り込めない事に基づいている。ここに定義された  $P_{c0}$  は、充分厚い試料に対して飽和して厚さによらない。

$P_{c0}$  と共鳴パラメータの関係を知るのは、実用上有用である。例えば捕獲断面積測定に於て、厚い試料の捕獲イールドからフラックスの規格化などに直ちに利用出来る。そこで共鳴パラメータの種々の組合せに対し、 $P_{c0}$  を計算から求めて両者の関係を調べた。一つの方法として、 $P_{c0}$  縦軸、 $\Gamma_n/\Gamma$  横軸にとりパラメータ  $K = \Gamma/E_R$  を用いた。 $K = \Gamma/E_R$  は共鳴レベル巾  $\Gamma$  と、平均反跳エネルギー  $E_R \approx 2E/(A+2)$  の比であり、多重散乱の際、共鳴レベル巾  $\Gamma$  を通過する平均衝突数である。Fig. 2 に  $P_{c0}$  と  $\Gamma_n/\Gamma$ ,  $K$  の関係を示す。この図は  $E_n < 1 \text{ KeV}$  で行なったモンテカルロ計算結果の総括である。 $P_{c0}$  と  $\Gamma_n/\Gamma$  間に単純な関係が成立する理由は、多重散乱の各衝突に於いて、散乱、捕獲の分割比が中性子の運命を決定するためと考えられる。共鳴のピーク断面積  $\sigma_0$  は  $P_{c0}$  にほとんど関係しない。

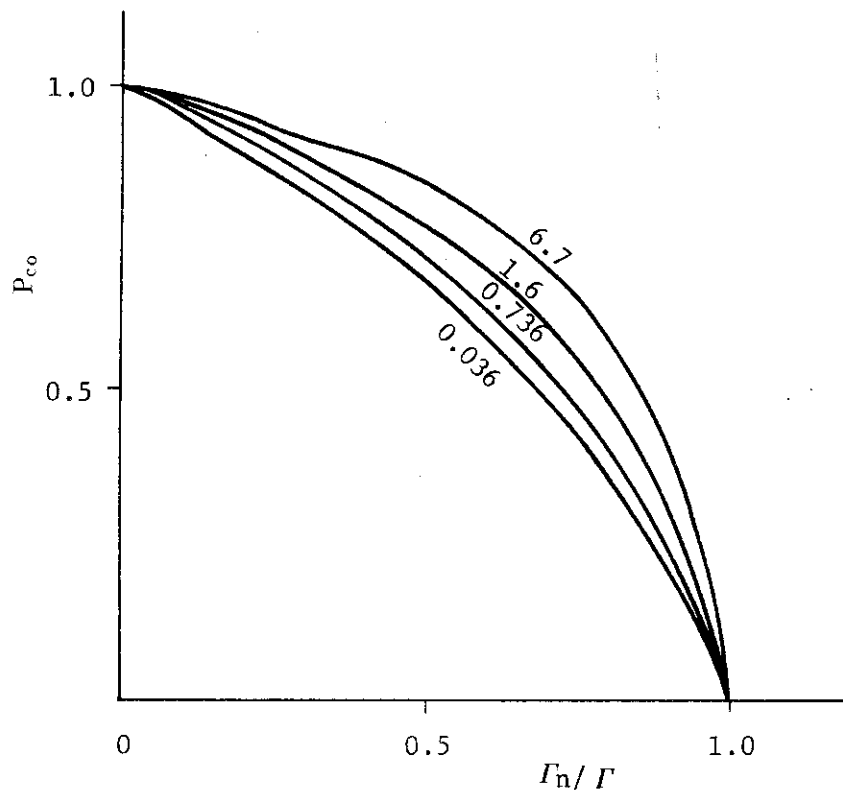


Fig. 2 共鳴エネルギーにおける飽和捕獲率  $P_{c0}$  と  $\Gamma_n/\Gamma$  の関係, パラメータ  $\Gamma/E_r = 0.036$ ,  $0.36$ ,  $1.6$  及び  $6.7$  の場合。

Fig. 2 の関係は実用上便利であり、共鳴パラメータ決定の一助にもなるであろう。そこで  $P_{c0}$  測定のための装置系を組立て、第2図の正当性を確認するための実験を行なった。



### 3. 測定装置

厚い試料の共鳴飽和捕獲率 $P_c$ の測定は、原研リニアック<sup>5)</sup>の47m飛行管を用いて行なった。リニアックによる $\sim 100$  MeV電子ビームを、水冷タンタルのターゲットに打込み、時間巾0.1 $\sim$ 0.5  $\mu$  secパルス中性子を発生させ、真空にした飛行管中を飛ばせて、測定室の試料に当てる。試料に入射する中性子束は、リシウム・ガラス透過型モニタ<sup>6)</sup>(以下TRMと略)で測定し、試料から発生する捕獲ガンマ線は、Moxon-Rae型検出器(以下MRDと略)で測定する。全体の配置図をFig. 3に示す。

測定器からのパルスは、ミキサ、アンプ、タイミングシングルチャンネル、インバータ等を通してTMC-4096タイムアナライザに送り、飛行時間分析を行なう。アナライザ・コアを2/4分割して、TRMとMRDを同時に記録する。ブロック図をFig. 4に示す。

用いたMoxon-Rae検出器は、Moxon-Raeの原型から改良されたもの<sup>8)</sup>を模して組立てた。構造の一部をFig. 3に拡大して示す。電子コンバータは、試料に面する側は炭酸リシウム・パラフィン(120 $\phi$ ×25t)であり、シンチレータNE102A(120 $\phi$ ×0.5mmt)を光電子増倍管(EMI-9530QR, 5"  $\phi$ )に結合する。電子コンバータ内で発生するコンプトン電子の飛程は、 $E_\gamma$ にほぼ比例するため、検出検率も $E_\gamma$ に比例する。透明アクリル板を通して二層のシンチレータの発光が独立に検出され、効率は約2倍になる(初期の測定は、シンチレータ1枚、アクリル板無しのもで行なった。)

標準線源により、このMRDの $\epsilon Q$ (検出効率×立体角)と $E_\gamma$ の関係を測定した。予想通りの比例関係が得られ、これをFig. 5Aに示す。

MRDのパルス・ハイト分布は $E_\gamma$ にほとんど依存せず、低い方が急激に多くなる分布である。従って、 $\epsilon Q$ はアンプ、ディスクリ・レベルに敏感に依存している。また今回の $P_c$ 測定は厚い試料を用いたので、試料中の捕獲ガンマ線の吸収が当然問題になる。各試料について、中性子照射の前後に試料の前表面、中性子ビームが当る中心位置に標準ソースをはりつけて、MRDの較正を行なった。

試料に入射する中性子束は、TRM<sup>6)</sup>(有効直径90mm $\phi$ )の前後で70mm $\phi$ にしぼられる。このモニタの検出効率は、多重散乱効果を無視すると、 $\eta = 1 - \exp(-\frac{0.93}{\sqrt{E}})$ と表わされ、中性子透過率 $T = 0.92 \cdot \exp(-0.93/\sqrt{E})$ である。モニタと試料までの距離1.10mの空気による減衰率 $B = 0.94$ 、TRMとMRDの飛行距離の差の補正を行なって、試料に当る中性子束を求める。

中性子捕獲率 $P_c$ はMRDのcount数 $C$ 、そのエネルギーに対応するTRM count数に飛行距離の補正したもの $M^*$ より求まる。

$$P_c = \frac{\eta}{(\epsilon Q) \cdot T \cdot B} \cdot \frac{C}{M^*} \quad (1)$$

$\epsilon Q$ は、その中性子結合エネルギー(neutron separation energy)に対応した値をつかう。試料が70mm $\phi$ 以下の場合、面積の補正をした。

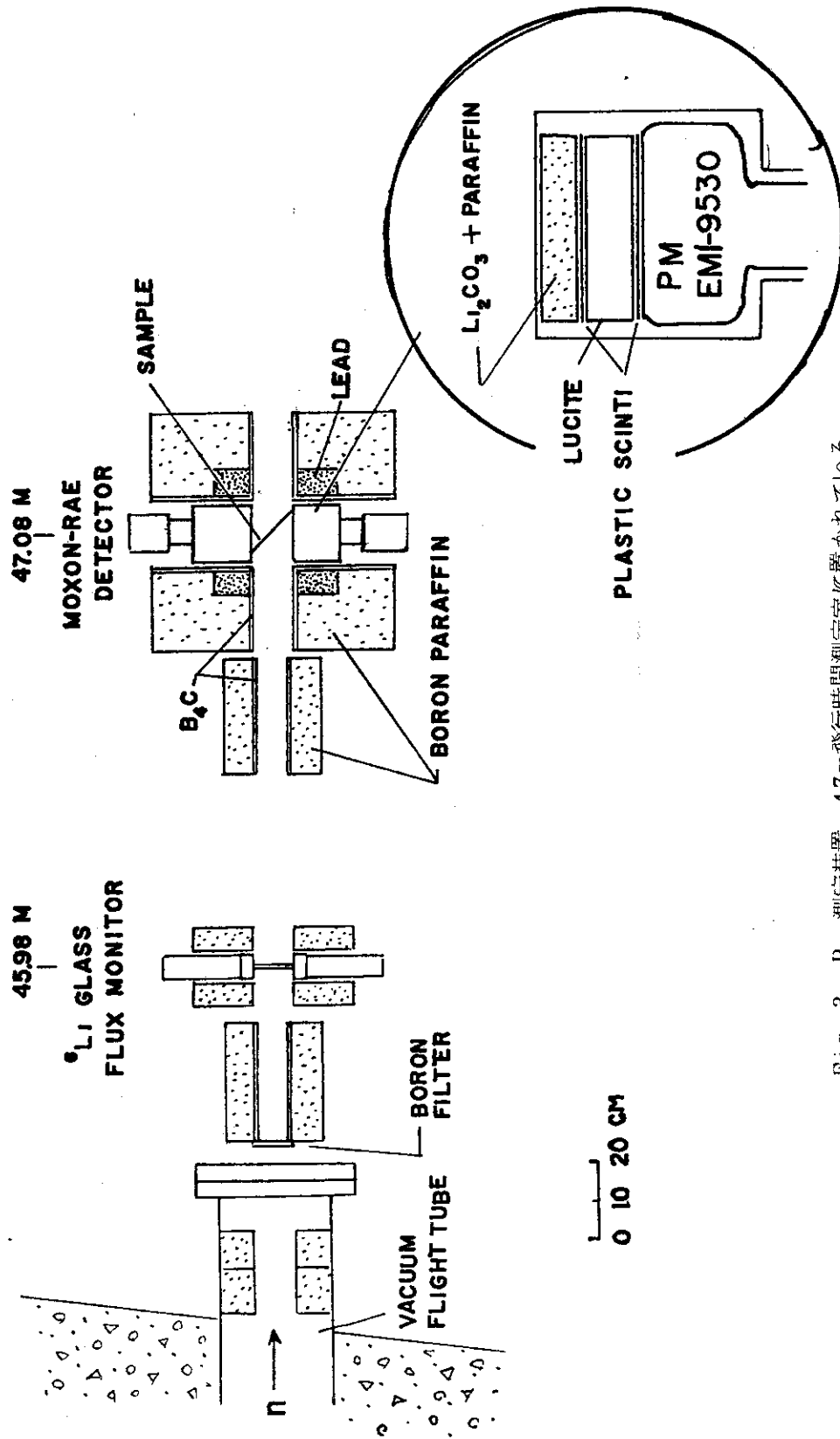


Fig. 3 P<sub>co</sub>測定装置, 47m飛行時間測定室に置かれている。  
右下はMoxon-Rae detector 拡大図。

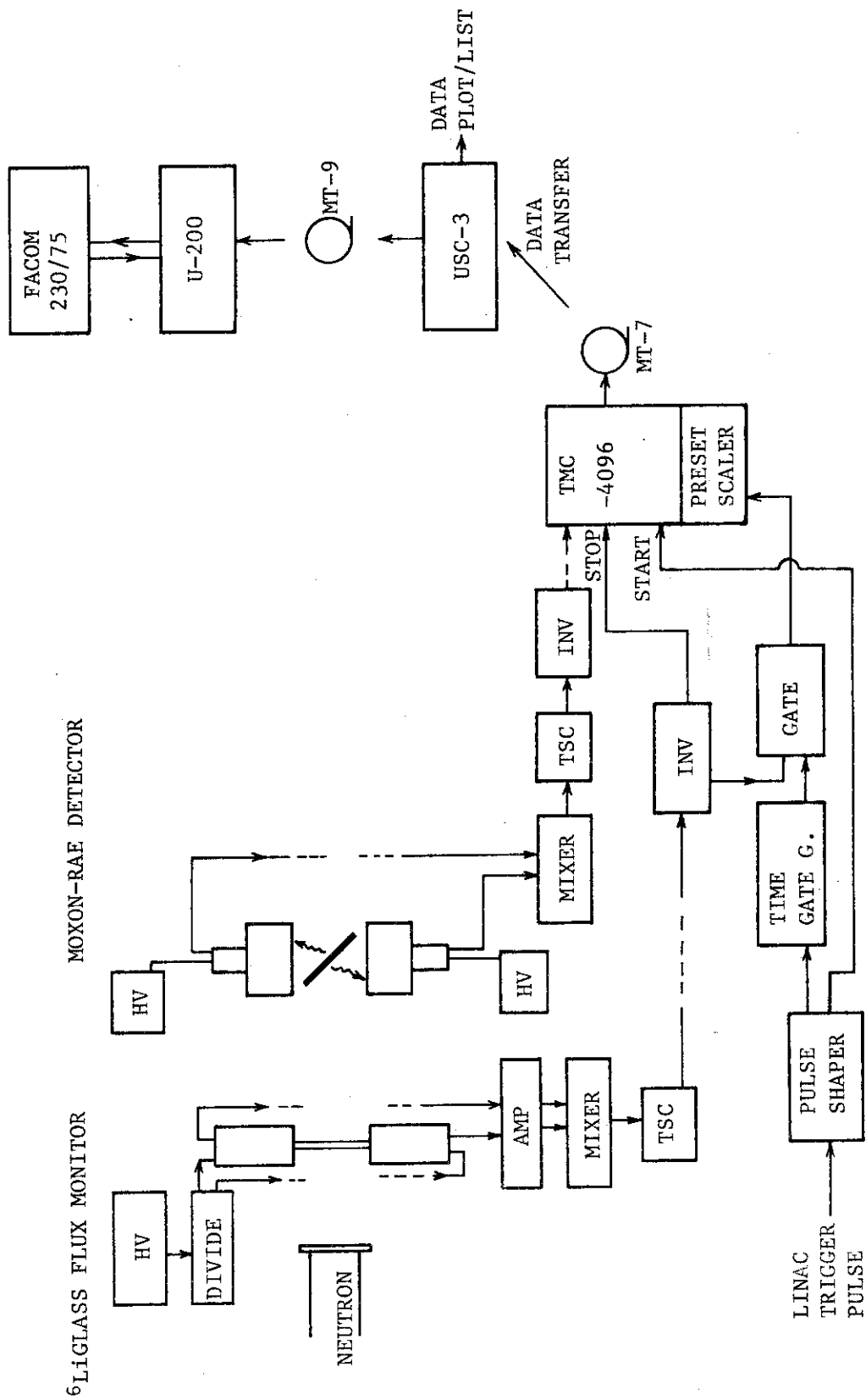


Fig. 4 エレクトロニクス・ブロック図

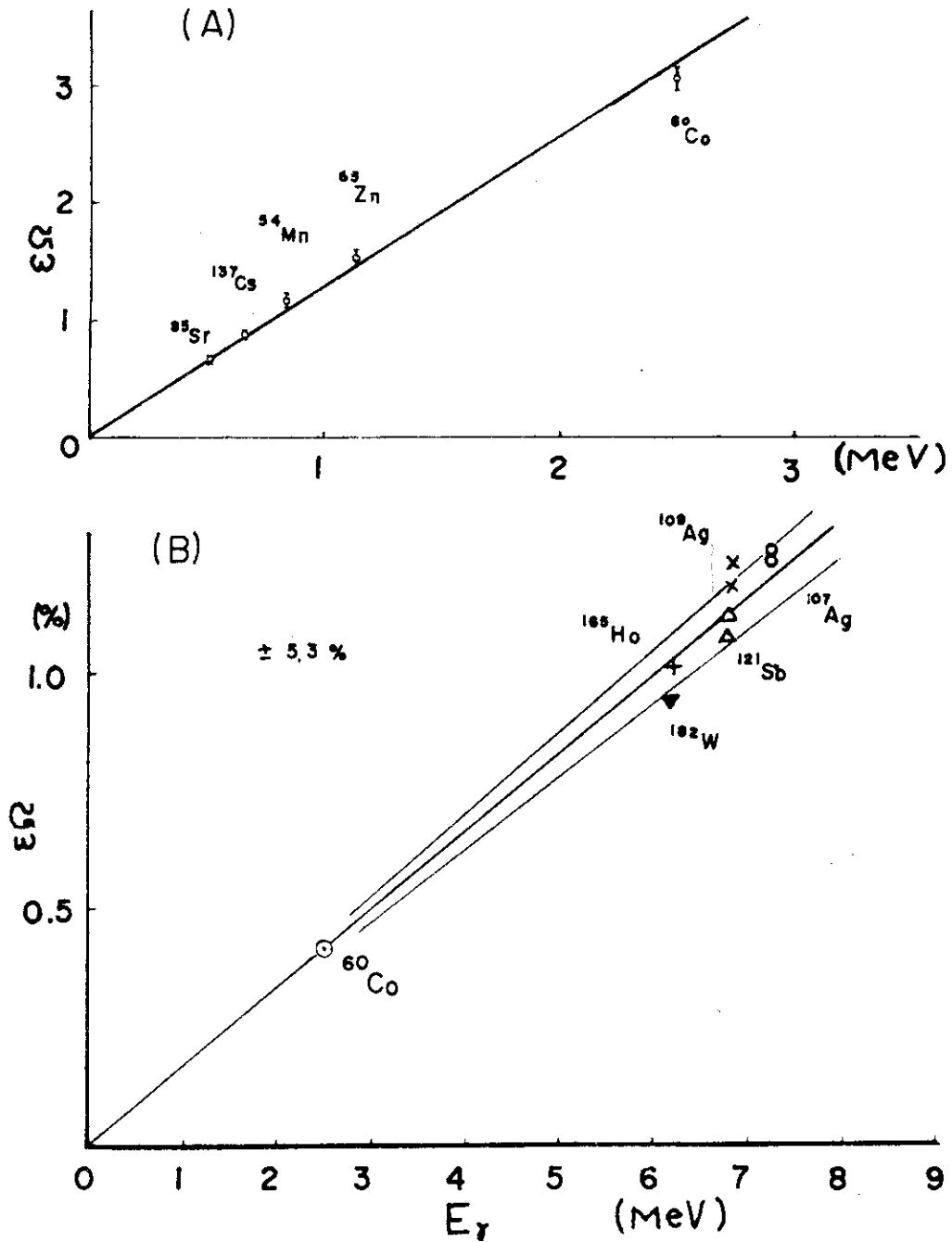


Fig. 5 Moxon-Rae detectorの検出効率の較正。上図は標準ガンマ線源によるもの、下図は中性子捕獲ガンマ線によるものと $^{60}\text{Co}$ 線源による検出効率の比例性

共鳴捕獲率  $P_{c_0} \simeq 1.00$  であることが明らかな、Ag 5.2, 16.3 eV, Sb 6.2, 29.7 eV, Ho 127 eV, W 4.1 eV の共鳴について(1)式の関係から逆に  $(\epsilon Q)$  を求めて、標準ソース ( $^{60}\text{Co}$ ) で定めた  $(\epsilon Q)/E_r$  からのずれを調べた。これらの点の標準偏差は、 $^{60}\text{Co}$  できめた線の  $\pm 5.3\%$  である。(Fig. 5B)。(各試料で異なる  $\epsilon Q/E_r$  に対し、 $^{60}\text{Co}$  に対し等しくなる様に規格化を行なってある。) この  $\pm 5.3\%$  がこの測定系の絶対精度である。

#### データ処理

TMC-4096 のコアに蓄えたデータを、磁気テープ(7-トラック)に読出し、テープから USC-3 コンピュータに転送<sup>9)</sup>し、USC-3 テープ(9-トラック)に書直<sup>10)</sup>す。このデータを U-200 コンピュータにかけて計算、プロット、リスト等を行なった。

4. P<sub>co</sub> 測定

上記の装置で8種類のサンプル, 12核種, 19の共鳴についてP<sub>co</sub>を測定した。ターゲット核種, 共鳴は次の通りである。

<sup>23</sup>Na 285KeV, <sup>55</sup>Mn 337eV, 2375eV, <sup>59</sup>Co 132eV, <sup>97</sup>Mo 447eV, <sup>107</sup>Ag 163eV  
<sup>109</sup>Ag 52eV, <sup>121</sup>Sb 62, 154, 297eV, <sup>123</sup>Sb 214eV, <sup>165</sup>Ho 127eV, <sup>182</sup>W 41eV,  
 210eV, <sup>183</sup>W 765, 270, 462, 479 eV, <sup>186</sup>W 188eV

これらの共鳴について, (1)式におけるC, M\*を測定しP<sub>co</sub>を求めた。Fig. 6は2mm厚及び4mm厚の銀板の5.2eV共鳴準位の捕獲ガンマ線収量である。この共鳴は充分飽和している。モンテカルロ計算によると, 5.2eVでの飽和捕獲率は0.98であり, 小さい凹みがピークの頂上に出来るはずであるが, 今回の測定では統計が充分得られず, Fig. 6の通りである。

アンチモンの測定結果をFig. 7に示す。6.2eV及び15.4eVの両側, 29.7eVで, 捕獲率は1.00 ± 0.05になる。MRDの検出効率(εQ)は, 複合核の中性子結合エネルギーに比例しているために, <sup>121</sup>Sbと<sup>123</sup>Sbのフラックス曲線はそれぞれの結合エネルギー6.807MeV, 6.467MeVに対応して異なっている。<sup>123</sup>Sbの21.4eV共鳴ではP<sub>co</sub> = 0.85 ± 0.02が得られた。

Fig. 8はコバルト板0.01mm, 1mm, 2mmの132eV共鳴に対する捕獲イールドである。捕獲率が共鳴エネルギーで飽和していく様子がよくわかる。図中の実線はモンテカルロ法による値であり, よく一致している。P<sub>co</sub> = 0.23 ± 0.02と測定された。

<sup>55</sup>Mnの共鳴をMnO<sub>2</sub>粉末について測定した。Fig. 9は337, 1,089, 2,375eVの共鳴捕獲イールドを示す。これらの共鳴はΓ<sub>n</sub>/Γ ≈ 1であるため, 散乱中性子が試料を逃れたあとの行先で発生するガンマ線がバックグラウンドとして混入して来る。この点について6で議論する。337eV, 2,375eVにおけるP<sub>co</sub>はそれぞれ0.075 ± 0.01, 0.03 ± 0.005と測定された。1,089eV共鳴は未飽和である。

Fig. 10はNa 285KeVの捕獲イールドである。試料は食塩を用いた。この共鳴はΓ<sub>n</sub> ≈ 411eV, Γ<sub>r</sub> ≈ 0.38eVであり, ほとんど散乱である。Fig. 10は観測した生データであり, P<sub>co</sub> ≈ 0.014 ± 0.003となる。しかし共鳴散乱中性子が試料の周囲, ビーム穴付近で捕獲され発生するガンマ線の影響を無視出来ない。最も大きい可能性は, ビーム穴内張のB<sub>4</sub>Cに吸収され, 480KeVのガンマ線を発生する過程である。試料による捕獲E<sub>r</sub> ≈ 6~8MeVに比べて約1/15の検出効率になる。またMRDに対する立体角も, 平均して試料の中心からの場合の数分の1である。従って1個の散乱中性子がMRDに検出される確率は, 試料中で捕獲される場合の1/100程度と考えられる。式で書くと, MRDで検出されるカウント数Cとすると,

$$C = N \cdot \epsilon Q (P_c + r \cdot P_s) \quad (2)$$

ここにP<sub>c</sub>は試料中での捕獲率, P<sub>s</sub>は試料からの散乱率である。Nは入射中性子数, εQはMRDの試料からの捕獲ガンマ線に対する(効率×立体角)である。rはこの装置では1/100程度と考えられる。

またP<sub>c</sub> + P<sub>s</sub> = 1.00の関係がある。

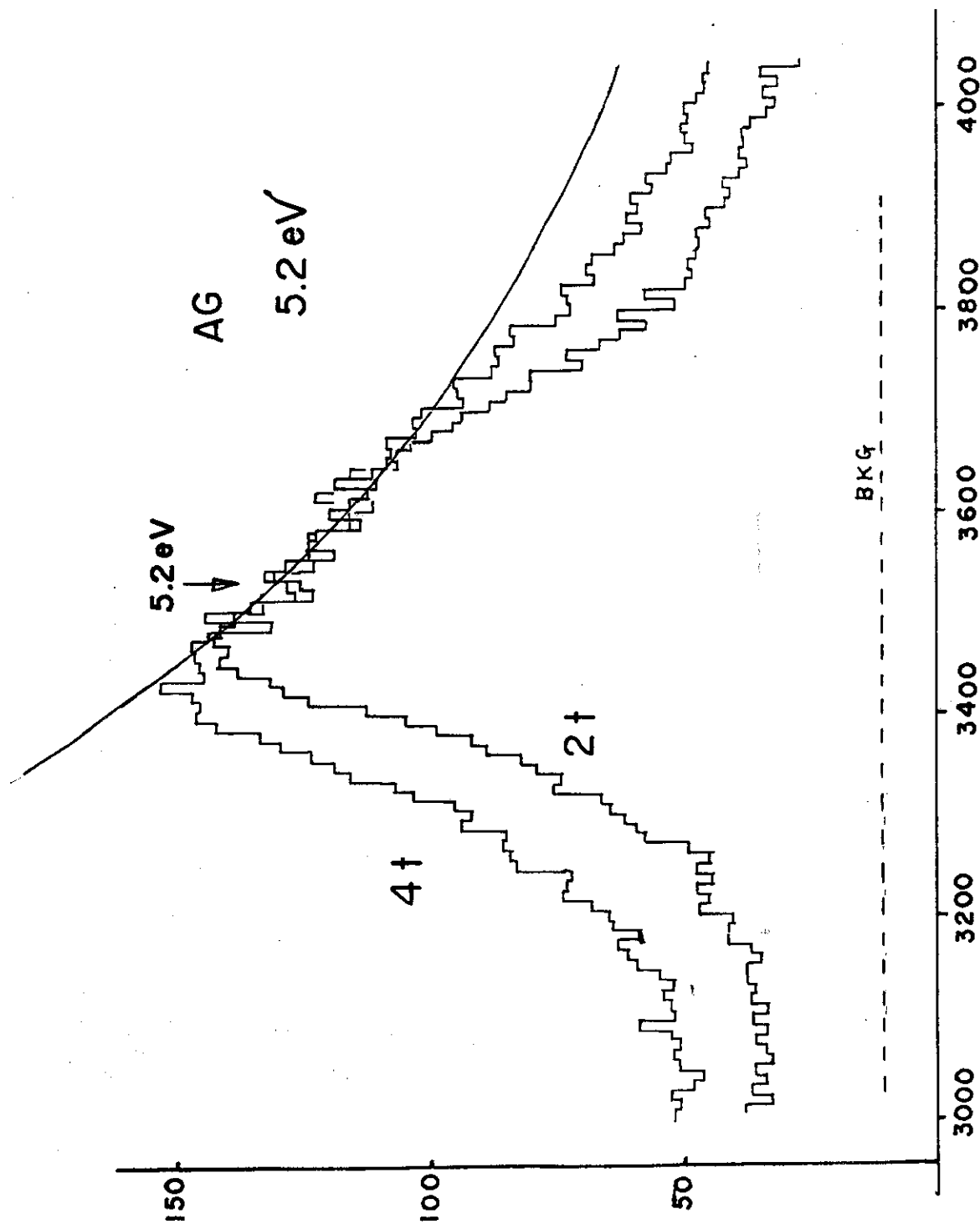


Fig. 6 銀 5.2eV 付近の捕獲イールド, 銀板 2 t, 4 t をビームに対し 45° 傾けた。

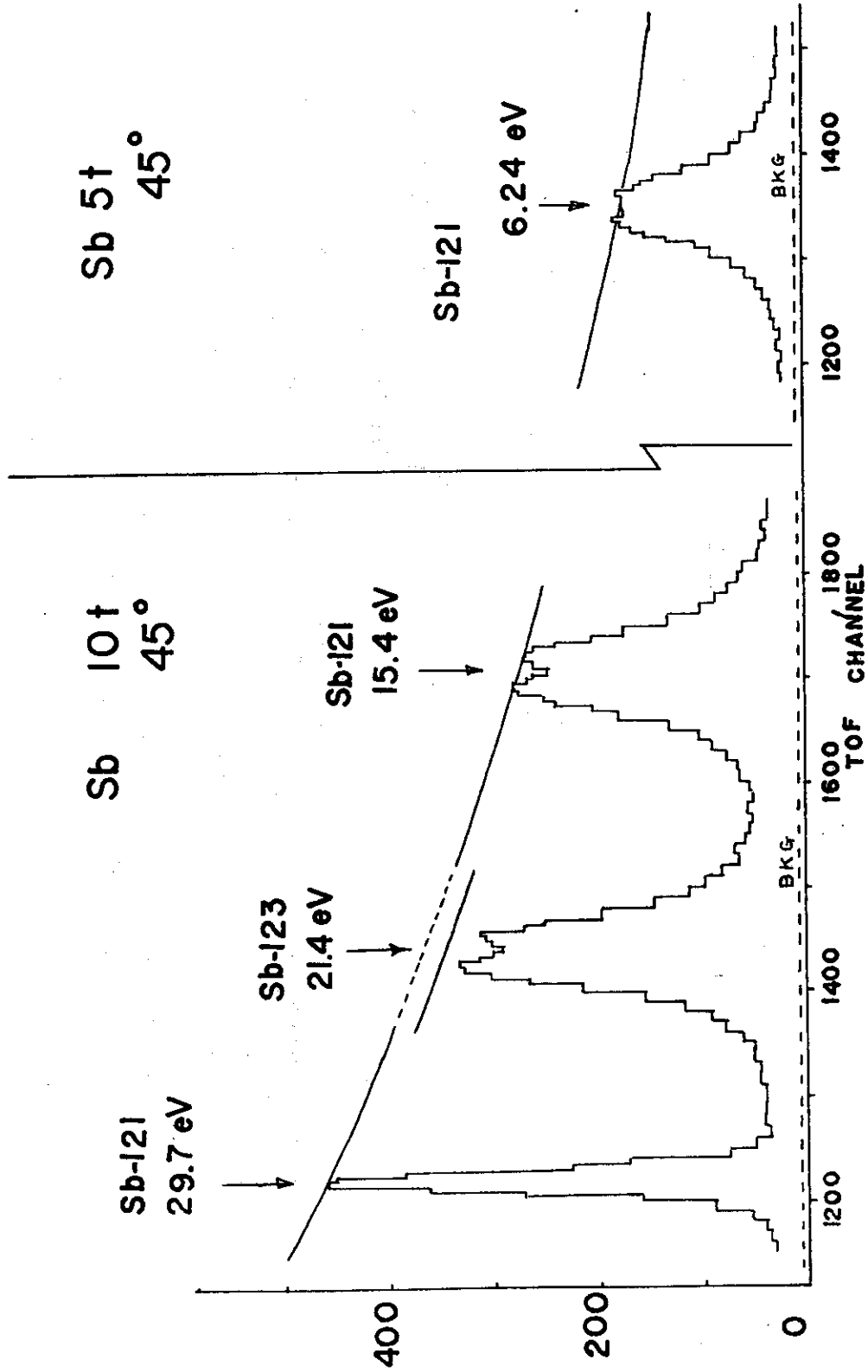


Fig. 7 アンチモンの捕獲イールド624, 154, 29.7eVは<sup>121</sup>Sb, 21.4eVは<sup>123</sup>Sbの共鳴であり, 中性子束は別なカーブになる。



RUN NO 1362 1365

COBALT SCATTERING AND CAPTURE. RUN NO 1362, 1365, 1361, 1374, 12.  
 O.S.P.S. DEL. O.L.-47-076. F. 11. - 1100T. 0000T. NLS. 000. 000. 4 1/200T. 4T. L. 0194790

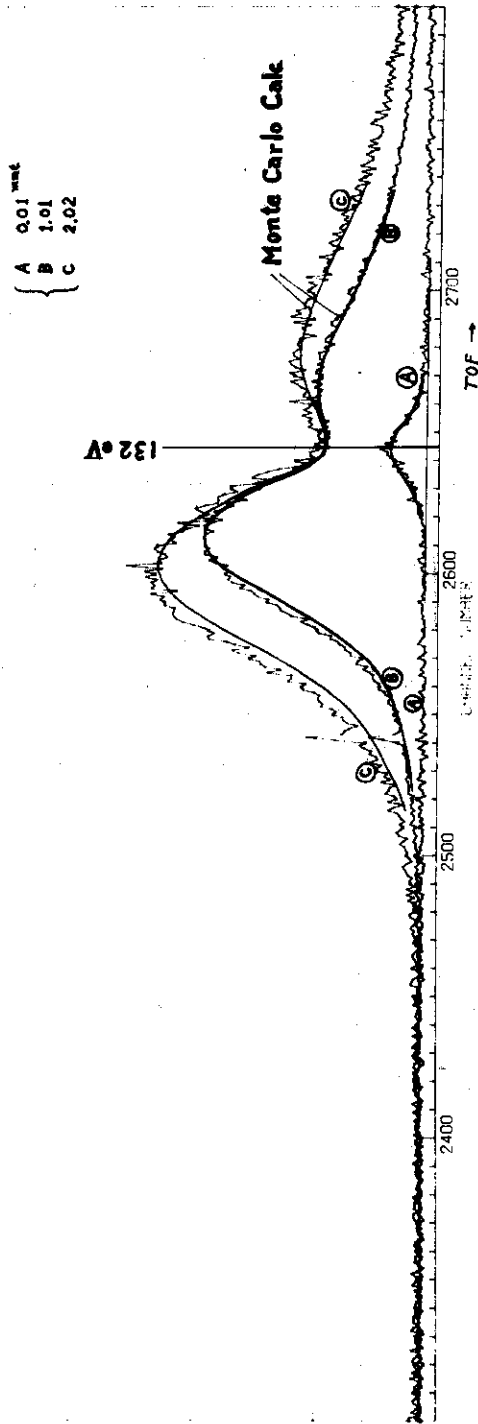


Fig. 8 コバルト 132eV の捕獲 1-ールド; 0.01mm, 1mm t, 2mm t のコバルト材料による捕獲 1-ールドの測定値。実線はモンテカルロ計算値を fit させたもの。

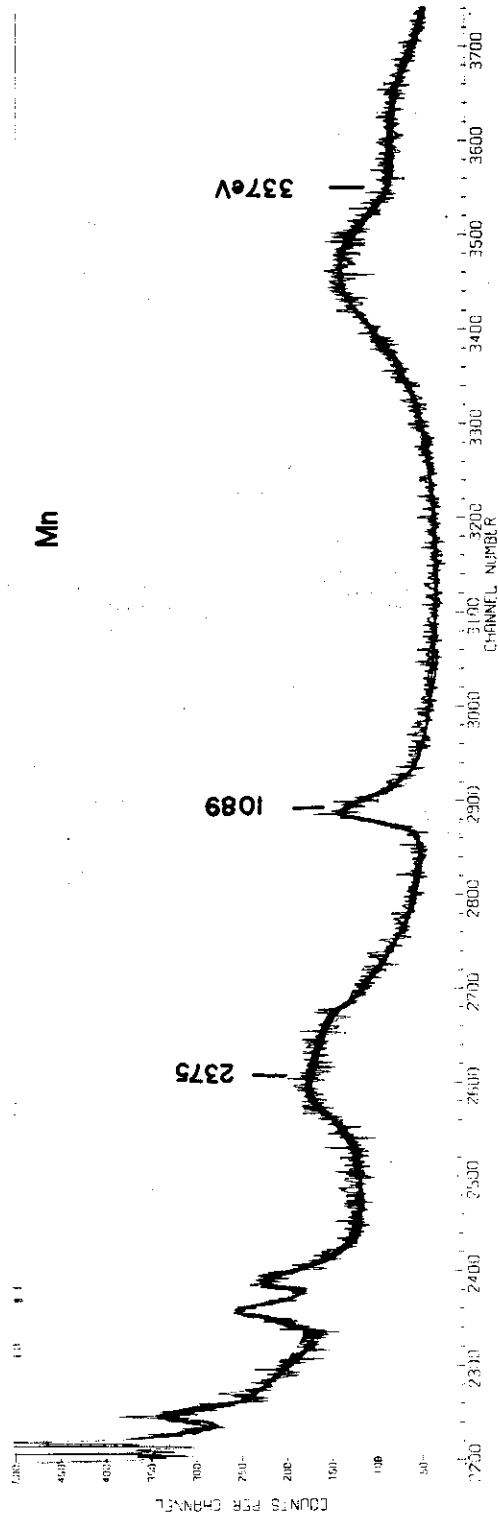


Fig. 9  $^{55}\text{Mn}$  の捕獲イールド,  $\text{MnO}_2$   $0.876 \text{ gr/cm}^2$  をビームに対し  $45^\circ$  傾けた。

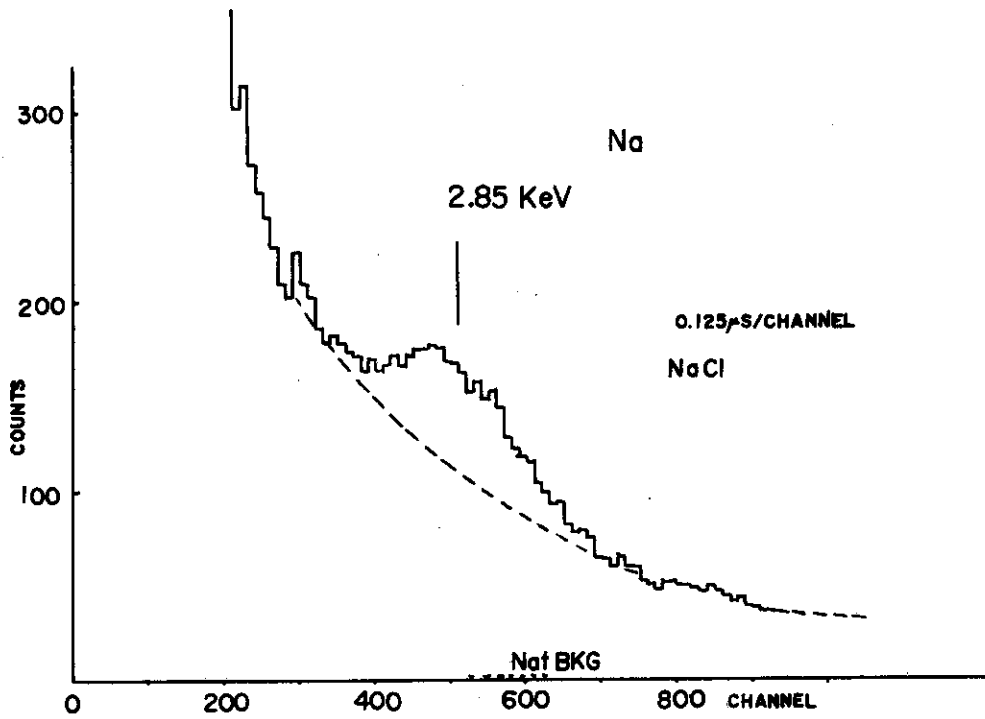


Fig.10 Na 2.850eV付近の捕獲イールド

$P_c$  が1に近い共鳴では第2項は問題にならないが, Na, Mn等の場合は $P_c \sim$ 数パーセント,  $P_S \sim 100$ パーセントに近く, 第1項と第2項が同程度, 或いは逆転する場合が起る。この点の吟味は6に述べる。

## 5. 測定結果

(2)式に於て、 $r = 0$ として、実験で得た $C$ 、 $M^*$ より(1)式から $P_{c_0}$ を求めた。得られた $P_{c_0}$ は、 $\Gamma_n/\Gamma$ 、 $\Gamma/E_r$ と共にTable 1に示す。これら $\Gamma$ 、 $\Gamma_n$ は、BNL-325 3rd ed.<sup>11)</sup>によるものを用いてTable 2に示す。 $E_r$ は平均反跳エネルギー $2E/(A+2)$ である。 $P_{c_0}$ 測定値と $\Gamma_n/\Gamma$ の関係をFig. 11に示す。Fig. 11の矩形の横軸は、 $\Gamma_n/\Gamma$ の誤差、縦軸は $P_{c_0}$ の誤差である。パラメータ $\Gamma/E_r$ については、各共鳴に対応する曲線の一部を矩形の近傍の点線として示した。モンテカルロ法で予想されたカーブに大部分は載っていて、このダイアグラムの正当性を実証している。Fig. 11の $\Gamma_n/\Gamma \approx 1$ 付近の拡大図をFig. 12に示す。Co 132eV, Mn 337, 2375eV, Na 2850eVの点が矩形で示されている。これらの点は座標(1, 0)を通る曲線群の上によく並んでいて、このダイアグラムの有効性を示している。各矩形の近傍の点線は対応する $\Gamma/E_r$ を持つ曲線の一部である。 $P_{c_0}$ の $\Gamma/E_r$ 依存性のより詳細な比較は、① $P_{c_0}$ 、 $\Gamma/E_r$ の精度が充分でない事、②手軽に測定出来る共鳴は比較的限られていて、任意のパラメータの試料が得られるわけではないという2つの理由で、実験的に多少問題はあるが、図に示す様にならりの一致を見ている。Table 1及びFig. 11, 12には3に述べた測定系の不確定成分 $\pm 5.3\%$ を含んでいない。

Table 1

Target	E	$\Gamma_n/\Gamma$	$\Gamma/E_r$	$P_{CO}^*$
$^{23}\text{Na}$	2850 (eV)	0.999	1.80	$0.014 \pm 0.003$ $(0.004 \pm 0.001)^{**}$
$^{55}\text{Mn}$	337	0.978	1.95	$0.075 \pm 0.01$ $(0.066 \pm 0.01)^{**}$
	2375		4.80	$0.03 \pm 0.005$ $(0.025 \pm 0.003)^{**}$
$^{59}\text{Co}$	132	$0.92 \pm 0.02$	1.29	$0.23 \pm 0.01$ $(0.22 \pm 0.01)^{**}$
$^{95}\text{Mo}$	44.7	$0.53 \pm 0.04$	0.35	$0.70 \pm 0.03$
$^{109}\text{Ag}$	5.2	$0.085 \pm 0.0037$	1.59	$0.98 \pm 0.02$
$^{107}\text{Ag}$	16.3	$0.073 \pm 0.005$	0.53	$0.91 \pm 0.02$
$^{121}\text{Sb}$	6.2	$0.02 \pm 0.0013$	0.89	$0.99 \pm 0.02$
	15.4	$0.069 \pm 0.008$	0.41	$0.91 \pm 0.02$
	29.7	$0.054 \pm 0.007$	0.19	$0.99 \pm 0.02$
$^{123}\text{Sb}$	21.4	$0.21 \pm 0.03$	0.37	$0.85 \pm 0.02$
$^{165}\text{Ho}$	12.7	$0.11 \pm 0.08$	0.63	$1.00 \pm 0.03$
$^{182}\text{W}$	4.1	$0.028 \pm 0.0016$	1.14	$1.02 \pm 0.05$
	21.0	$0.39 \pm 0.025$	0.44	$0.77 \pm 0.04$
$^{183}\text{W}$	7.6	$0.024 \pm 0.002$	0.87	$0.99 \pm 0.03$
	27.0	$0.35 \pm 0.025$	0.41	$0.78 \pm 0.06$
	46.2	$0.67 \pm 0.035$	0.42	$0.55 \pm 0.03$
	47.9	$0.60 \pm 0.066$	0.37	$0.61 \pm 0.03$
$^{186}\text{W}$	18.8	$0.85 \pm 0.02$	1.68	$0.47 \pm 0.06$

\* Uncertainty of  $\pm 5.3\%$  in detection efficiency of Moxon-Rae detector is not included.

\*\*  $P_{CO}$  values after subtraction of scattered neutron contributions.

Table 2

Target	E	$\Gamma$	$\Gamma_n$	$2g\Gamma_n$
	(eV)	(eV)	(eV)	(eV)
$^{23}\text{Na}$	2850	$411 \pm 13$		$308 \pm 4$
$^{55}\text{Mn}$	337	$23 \pm 0.1$	$22.4 \pm 0.02$	$18.67 \pm 0.017$
	2375		$400 \pm 10$	$467 \pm 11$
$^{59}\text{Co}$	132	$5.57 \pm 0.04$	$5.12 \pm 0.04$	$5.77 \pm 0.04$
		(meV)	(meV)	(meV)
$^{95}\text{Mo}$	44.7	$321 \pm 14$	$171 \pm 10$	$200 \pm 10$
$^{109}\text{Ag}$	5.2	$149 \pm 6$	$12.7 \pm 0.2$	$19.1 \pm 0.3$
$^{107}\text{Ag}$	16.3	$158 \pm 8$	$11.6 \pm 0.4$	$5.8 \pm 0.2$
$^{121}\text{Sb}$	6.2	$90 \pm 3$	$1.8 \pm 0.1$	$2.1 \pm 0.1$
	15.4	$103 \pm 10$	$8.28 \pm 0.5$	$6.9 \pm 0.4$
	29.7	$90 \pm 10$	$4.4 \pm 0.4$	$5.1 \pm 0.4$
$^{123}\text{Sb}$	21.4	$127 \pm 11$	$26.7 \pm 3$	$30 \pm 3$
$^{165}\text{Ho}$	12.7	$95.5 \pm 5$	$10.5 \pm 0.4$	$11.8 \pm 0.4$
$^{182}\text{W}$	4.1	$51.5 \pm 3$	$1.47 \pm 0.03$	
	21.0	$101 \pm 6$	$39 \pm 1$	
$^{183}\text{W}$	7.6	$71.8 \pm 5$	$1.75 \pm 0.1$	$2.63 \pm 0.15$
	27.0	$119 \pm 6.3$	$42 \pm 2$	$63 \pm 3$
	46.2	$209 \pm 9$	$140 \pm 4$	$210 \pm 6$
	47.9	$193 \pm 14$	$115 \pm 10$	$57.5 \pm 5$
$^{186}\text{W}$	18.8	$333 \pm 7$	$287 \pm 5$	

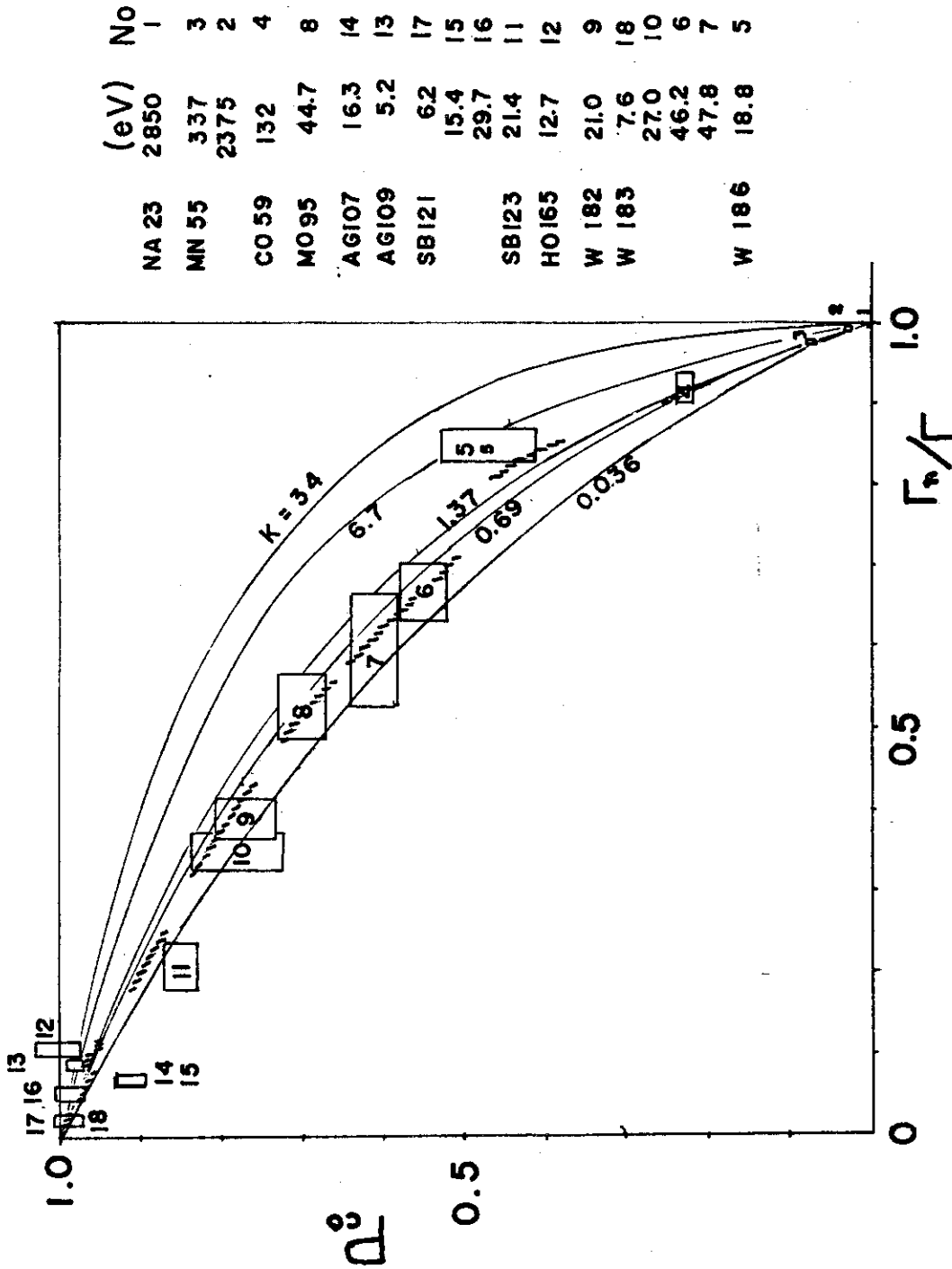


Fig. 11  $P_{c0}$  測定値と  $\Gamma_n/\Gamma$  の関係(1), 矩形の縦は  $P_{c0}$  測定誤差, 横は  $\Gamma_n/\Gamma$  の誤差を表す。矩形を貫く点線は, その共振に対応するパラメータ  $\Gamma/\Gamma_0$  を持つ曲線の一部である。

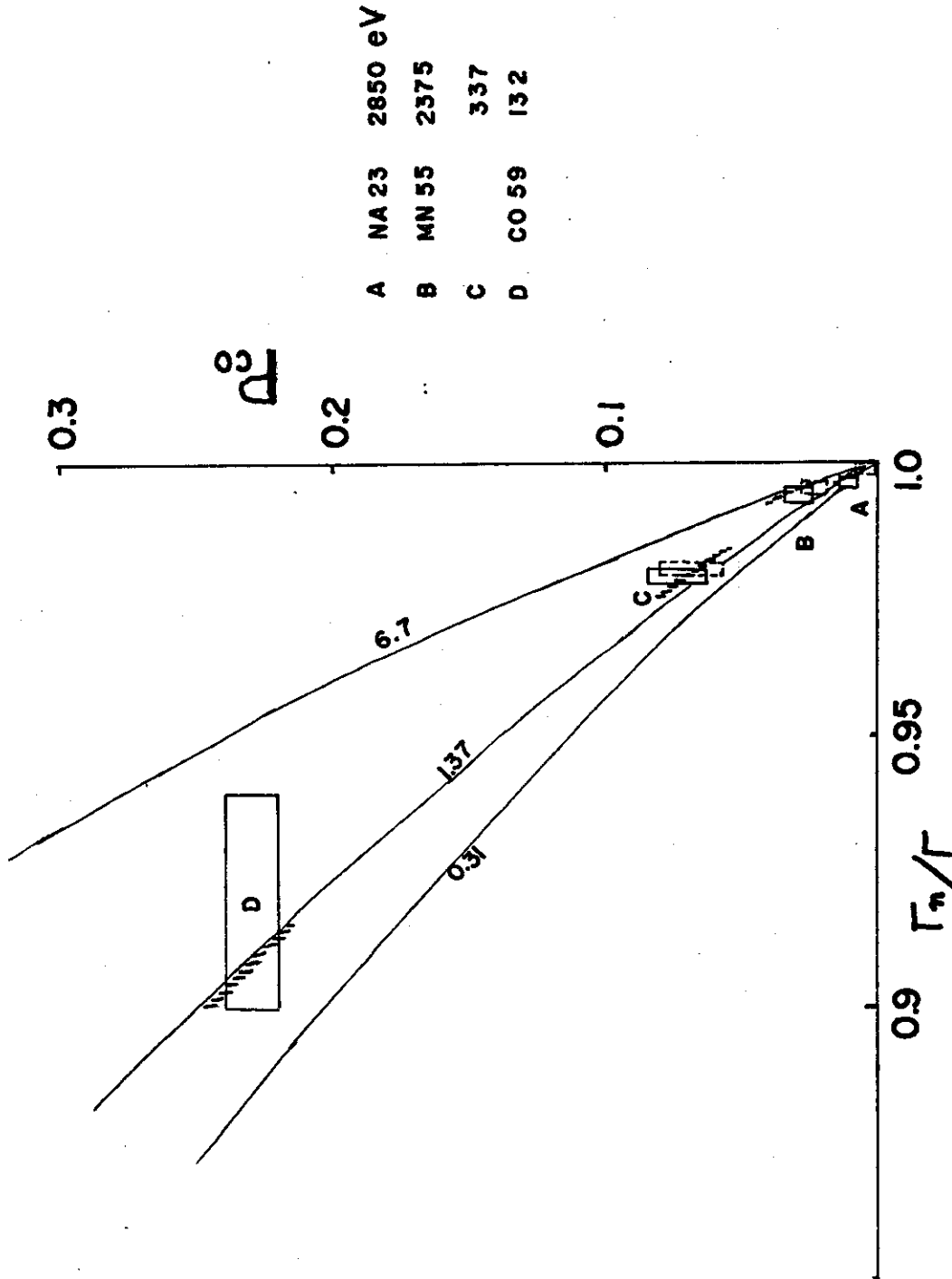


Fig. 12 P<sub>co</sub> 測定値と  $\Gamma_n/\Gamma$  の関係(2)



## 6. 議論と結果

測定結果は、モンテカルロ計算の予想値を確認した。このことから一方ではモンテカルロ計算が適切に行われた事、また他方では実験法が正しかったと言えるであろう。

1, 2で述べた様に、多重散乱における $P_{c_0}$ の重要性はいろいろの共鳴に対し捕獲率に対する見通しが得られる事であろう。 $P_{c_0}$ の実験結果は計算値と大体一致するが細かく見るといくつかの問題点がある。次にこれら問題点、及び $P_{c_0}$ の値から $\Gamma_n/\Gamma$ を求める事等について項目別に述べる。

a) アンチモン15.4 eV共鳴について、 $P_{c_0} = 0.91 \pm 0.02$ と測定された。この値はFig. 12のダイアグラムの線よりわずかに低い値である。この原因について $P_{c_0}$ 測定値、 $\Gamma_n/\Gamma$ の値に検討を加えたが、ミスを発見出来なかった。この $P_{c_0}$ から $\Gamma_n/\Gamma$ をダイアグラムから求めて、アンチモンの共鳴解析のデータと付き合わせると、 $\Gamma_n/\Gamma$ は期待される値の約2倍になり一致しない。Sb-123の21.4 eV共鳴もこの傾向がある。Ag-107 16.3 eVも異常である。この原因について検討している。

b) 散乱が圧倒的に強い共鳴の $\Gamma_\gamma$ を求める事は非常にむづかしい。試料を厚くすると多重散乱が増加し、また試料を薄くすると収量が減る。そこで充分厚い試料の $P_{c_0}$ を測定して $\Gamma_\gamma$ を求める事を考えてみる。

たとえば $^{23}\text{Na}$  2850 eVに対する $P_{c_0}$ の生データは $P_{c_0} = 0.014 \pm 0.003$ 、また $\Gamma/E_r = 1.79$ である。 $\Gamma/E_r = \text{const}$ の曲線が滑らかに右下の(1, 0)に集まるから、 $P_{c_0} = 0.014$ に対し、 $\Gamma_n/\Gamma = 0.997$ が得られる。この共鳴の $\Gamma$ は $\Gamma = 411$  eVであるから $\Gamma_\gamma = (1 - \frac{\Gamma_n}{\Gamma}) \Gamma \approx 1.2$ となる。一方YAMAMURO<sup>12)</sup> et alによる $\Gamma_\gamma$ の測定値は $\Gamma_\gamma = 0.47 \pm 0.045$ であり、上の1.2 eVと合わない。この理由は(2)式における共鳴散乱中性子による第2項の寄与であるとすれば、(2)式の $r$ の上限として $r = 0.0093$ が得られる。この値は $r$ の推定値0.01とも一致している。

散乱中性子のバックグラウンドとしてこの成分を引き去ると、Fig. 12の各点は点線で示す矩形の位置に動く。 $\text{Mn}$  2375 eVの $\Gamma_\gamma$ はBNL-325には記載されていないが、Fig. 12のダイアグラムの点線の矩形から $\Gamma_n/\Gamma = 0.996$ 、 $\Gamma_\gamma/\Gamma = 0.004$ が得られ、 $\Gamma \approx 400$ より $\Gamma_\gamma = 1.6$  eVが得られる。Stephenson<sup>13)</sup>らは $\Gamma_\gamma = 0.52$  eVを用いて熱中性子断面積を合わせているが、ここで得た値は約3倍大きい。この点に関して実験がまづかったのか、あるいはこのダイアグラムを右下の領域に強引に使用するのに無理があるのかははっきりしない。この領域はほとんど散乱衝突であるから、用いた試料の大きさが結果に影響してくる事が考えられる。この領域で正確な実験を行なうには、(2)式第2項が出て来ない測定系に改造する事が必要であり、ボロン系シールドをリシウム系シールドに変えるのが有効と思われる。その上で再びこの領域の測定を試みたいと考えている。

c) ある共鳴の飽和捕獲率 $P_{c_0}$ の測定から、共鳴パラメータに関するどんな量がわかるだろうか。測定から得られる $P_{c_0} = \text{一定}$ の線をFig. 11に引いて見ると、いろいろな $K (= \Gamma/E_r)$ の曲線と交わり、 $\Gamma_n/\Gamma$ の値も広く分布する。 $E_r = 2E/(A+2)$ なる平均反跳エネルギーは一定である

から  $P_{c0}$  を定める事は  $\Gamma$  と  $\Gamma_n$  の間の関係を決定した事になる。即ち共鳴パラメータ解析でしばしば用いる  $(\Gamma, \Gamma_n)$  平面上に一本の曲線を決定した事に等しい。

共鳴パラメータ解析に於ては、少なくとも2種類の独立した測定から得られる平面上の曲線の交点の重心から  $\Gamma, \Gamma_n$  をそれぞれ求めるのが常である。従って  $P_{c0}$  測定も一つの独立な測定としての資格を有している。

d)  $P_{c0}$  を共鳴パラメータ決定に利用する可能性をしらべた。タングステン-183の270, 462, 479 eVのスピンジ (0 or 1) の決定を試みる。270 eVは  $P_{c0} = 0.78 \pm 0.06$  であり、また  $\Gamma \approx 0.1$  eVがわかっているとす。Fig. 11の  $K = \Gamma/E_r = 0.35$  のカーブから  $\Gamma_n/\Gamma \approx 0.41 \pm 0.09$  と読まれる。f: アイソトープ存在比, g: スピン統計因子,  $\Gamma_n^0 = \Gamma/\sqrt{E}$  とすると、スピンジ = 0 及び  $J = 1$  について、

$$fg\Gamma_n^0/\Gamma = 0.144 \left\{ \begin{matrix} 0.25 \\ 0.75 \end{matrix} \right\} \frac{1}{\sqrt{E}} \cdot \Gamma_n/\Gamma \quad (3)$$

得られた  $\Gamma_n/\Gamma$  より、 $fg\Gamma_n^0/\Gamma = \left\{ \begin{matrix} 2.84 \times 10^{-3} \\ 8.53 \times 10^{-3} \end{matrix} \right\}$  となり、 $(\Gamma, fg\Gamma_n^0)$  平面上に原点を通る勾配の異なる2本の直線が引かれる。この共鳴のパラメータ解析を、3種類の厚さの透過率測定及び散乱測定について著者が以前に行なった事がある。文献14のFig. 11に  $P_{c0}$  測定から得た  $fg\Gamma_n^0/\Gamma$  を持つ2本の直線を引くと、明らかに  $J = 1$  の線上に他の測定から得たカーブが集まっていて、文献14の結果を再確認する事になった。文献14の図の原点からの直線は、中性子散乱測定から求めたものであるが、ここで行なった  $P_{c0}$  の測定から得られる  $\Gamma_n/\Gamma$  も実によく一致している。

同様に46.2 eV, 47.9 eVについても、 $P_{c0}$  から  $fg\Gamma_n^0/\Gamma$  を求めた。まとめると以下の様になる。

$E_u$ (eV)	$P_{c0}$	$\Gamma_n/\Gamma^*$	$fg\Gamma_n^0/\Gamma$		J
			J = 0	J = 1	
270	$0.78 \pm 0.06$	$0.41 \pm 0.09$	$2.84 \times 10^{-3}$	$8.52 \times 10^{-3}$	1
46.2	$0.55 \pm 0.03$	$0.68 \pm 0.04$	3.60	10.8	1
47.9	$0.61 \pm 0.03$	$0.61 \pm 0.04$	3.17	9.53	0

\* Fig. 11 のカーブを内挿して読取った値

以上に述べた様に  $P_{c0}$  測定はスピンジ決定に有効である。しかし  $P_{c0}$  が1に近い付近では、精度がわるく無理であろうと思われる。

e) 以上に述べた事をまとめると次の様になる。

1. 平板試料に入射する中性子に対し、共鳴エネルギーに於て中性子捕獲率は飽和性を示す。また飽和捕獲率  $P_{c0}$  と共鳴パラメータ  $\Gamma_n/\Gamma$  の間に簡単な関係が存在する (パラメータ  $\Gamma/E_r$  をもつ) 事がモンテカルロ計算で予想されている。
2.  $P_{c0}$  測定の目的で、透過形中性子束モニタ及びMoxon-Rae型ガンマ線検出器を製作し、中性子捕獲率の測定精度が  $\pm 5\%$  に入る様に検出効率を較正した。

3. リニアック飛行時間スペクトロメータにより、12核種の19本の共鳴について $P_{c0}$ の絶対測定を行なった。得られた $P_{c0}$ と $\Gamma_n/\Gamma$ の関係は、モンテカルロ計算と実験誤差内で大部分は一致した。
4.  $P_{c0}$ と $\Gamma_n/\Gamma$ の関係を用いて、共鳴パラメータを求める補助的方法の可能性を検討した。Fig. 12の $P_{c0} \simeq 0$ 付近及び $P_{c0} \simeq 1$ 付近を除き有効である。 $P_{c0} \simeq 0$ 付近は測定装置を改良する事により有効になる事が期待される。 $\Gamma_n \gg \Gamma$ である共鳴の $\Gamma_\gamma$ を求める事、また $\Gamma_n/\Gamma$ と他の測定データを粗合わせて共鳴スピンを定める事が出来る。

f) おわりに

以上述べた様に厚い試料における多重散乱の測定から、興味ある多くの結果が得られた。なお本文で触れなかったが、中性子が試料中で受けるエネルギー損失の様子を、厚い試料による共鳴捕獲イールドの形を通して測定出来る。試料原子核の有効質量、化学結合効果など求められよう。<sup>15)</sup>多重散乱のモンテカルロ計算は中性子拡散理論と滑らかに接続するはずであるから、この方面からの御意見、御教示を希望します。

リニアック運転グループの方々、データ処理にお世話になった河原崎氏、原稿を読んでいただいた浅見室長に、感謝いたします。

## References

1. J.E. Lynn; The Theory of Neutron Resonance Reactions Clarendon Press  
(1968) p 32
2. F.H. Frohner; GA-6909 (1966)
3. M. Ohkubo; JAERI-M 6034 (1975)
4. M. Ohkubo; to be published
5. H. Takekoshi ed. JAERI-Report 1238 (1975)
6. M. Ohkubo; JAERI-M 6630 (1976)
7. M.C. Moxon and E.R. Rae; Nucl. Instr. and Methods 24 (1963) 445
8. F. Rahn, H.S. Camarda, G.Hacken, W.W. Havens, H.I. Liou, J. Rainwater,  
M. Slagowitz, and S. Wynchank; Phys. Rev C6 (1972) 1854
9. 河原崎雄紀, 莊司時雄, 水本元治 : JAERI-M 5572 (1974)
10. 河原崎雄紀 ; JAERI-M 5435 (1973)
11. S.F. Mughabghab and D.I. Garber; BNL-325, 3rd ed. (1973)
12. N.Yamamuro, R.W.Hockenbury, R.C.Block, and R.H.Wolf;  
Nucl.Sci.Eng. 41(1970) 445
13. T.E. Stephenson and S. Pearlstein; Nucl. Sci. Eng. 32 (1968) 377
14. M. Ohkubo; JAERI-M 5624 (1974)
15. M. Ohkubo; to be published in Nucl. Instr. and Methods