T2R2 東京科学大学 リサーチリポジトリ
Science Tokyo Research Repository

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	54Cr(p,nγ)54Mn反応による54Mnの核構造
Title(English)	
著者(和文)	小川雅生
Author(English)	masao ogawa
出典(和文)	学位:理学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第485号, 授与年月日:1971年9月30日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Science, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第485号, Conferred date:1971/9/30, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

Powered by T2R2 (Science Tokyo Research Repository)

$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応による^{54}Mnの準位構造の研究

1971年6月

指導教官　武谷　汎　助教授

東京工業大学　応用物理学専攻

小川雅生

東京工業大学 297516

目　次

第1章		序　論	1
第2章		^{54}Mn について	6
第3章		実験装置	13
	<3－1>	実験の概要	13
	<3－2>	$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応のγ線励起関数の測定	13
	<3－3>	$^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応	18
	<3－4>	γ線角分布測定	19
	<3－5>	2価 He イオンビーム	29
	<3－6>	Ge(Li) 検出器	31
	<3－7>	ターゲット	37
第4章		γ線角度分布及びγ線励起関数の解析法	41
	<4－1>	複合核反応	41
	<4－2>	複合核を経由するγ線の角分布	43
	<4－3>	透過係数	50
	<4－4>	角分布の計算	57
	<4－5>	実験からの角分布の最小二乗フィット	60
第5章		実験結果	64
	<5－1>	$^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$反応のγ線励起関数	64
	<5－2>	$^{51}V(\alpha,n\gamma)^{54}Mn$反応の結果	68
	<5－3>	^{54}Mnの準位の設定	75
	<5－4>	$^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$反応のγ線角分布	88
	<5－5>	準位のスピン	91
	<5－6>	実験結果のまとめ	106
	<5－7>	他の実験との比較	108
第6章		^{54}Mnについての討論	114
	<6－1>	理論計算との比較	114
	<6－2>	総合討論	120
	<6－3>	N=29核の準位の比較・検討	123

第7章　γ線角分布測定によるスピン，パリティの決定法についての討論　127

〈7－1〉　スピン，パリティの決定の手順　127
〈7－2〉　実験条件の選び方　129
〈7－3〉　混合比　130
〈7－4〉　透過係数　133
〈7－5〉　統計仮定の良否　136
〈7－6〉　まとめ　142

第8章　結　論　144

図と表　147

付　録　283

参考文献　293

謝　辞　298

図表番号	内　容	ページ
図 3－1	γ線励起関数測定の装置の配置	147
〃 3－2	〃　〃の回路構成	148
〃 3－3	γ線角分布測定の回路構成	149
〃 3－4	〃　〃の装置の配置	150
〃 3－5	〃　〃の散乱槽	151
〃 3－6	〃　〃のゴニオメーター駆動回路	152
〃 3－7	〃　〃の $^{63}Cu(P,P'\gamma)$ による試験	153
〃 3－8	35cc Ge(Li) のダイオード特性	154
〃 3－9	Ge(Li) SSD用のクライオスタット（モリキュラシーブ）	155
〃 3－10	〃　〃　〃の断面図	156
〃 3－11	Ge(Li) SSDの Abosolute Efficiency	157
〃 3－12	〃　〃の立体角補正のための配置	158
表 3－1	^{137}Cs によるゴニオメーターの centering	159
〃 3－2	Ge 単結晶の性能表	160
〃 3－3	ターゲットの諸特性	161
図 4－1	Vc に対する Te^{δ} (proton) の変化	163
〃 4－2	Wc　〃　〃	164
〃 4－3	$^{54}Cr(P,P)$ の角分布（実験）	165
〃 4－4	〃　〃（計算）	166
〃 4－5	陽子の Te^{δ}（Vc=52 MeV）	168
〃 4－6	〃　〃（Vc=57 MeV）	170
〃 4－7	中性子の Te^{δ}（B+F, P+B）	172
〃 4－8	〃　〃（〃　〃）	173
〃 4－9	〃　〃（B+F）	174
〃 4－10	〃　〃（Moldauerから）	175
表 4－1	Optical Potential の定義	177
〃 4－2	光学ポテンシャルのパラメーター（陽子）	178
〃 4－3	中性子の Te^{δ}（B+F）	179
〃 4－4	〃　〃（P+B）	180
〃 4－5	光学ポテンシャルのパラメーター（中性子）	181
図 5－1	$^{54}Cr(P,n\gamma)$ のγスペクトル　Ep=3.65 MeV	182
〃 5－2	〃　〃　Ep=3.90 MeV	184
〃 5－3	γ線励起関数（実験）	188
〃 5－11	〃　〃　〃	196
〃 5－12	〃　〃（理論）	197
〃 5－13	〃　〃　〃	198

図表番号	内容	ページ
図5－14	$^{51}V(\alpha,n\gamma)$ のγスペクトル	199
〃5－15	α粒子による複合核形成 σ_{CN}	204
〃5－16	$^{54}Cr(P,n\gamma)$ のγ線角分布	205
〃5－17	γ線角分布係数　A_2-A_4 曲線	217
〃5－18	〃　〃　$A_2-\delta$ 曲線	234
〃5－19	^{54}Mn の　レベルスキーム	252
表5－1	$E_\alpha=7.6$ MeVにおける下位準位の形成断面積	(本文中) 73
〃5－2	混合比 δ の表	253
〃5－3	^{54}Mn の準位とγ線のエネルギー	260
図6－1	理論と実験のエネルギースペクトル	261
〃6－2	N=29 奇－奇核のエネルギースペクトル	262
表6－1	γ線分岐比（実験と理論の比較）	263
〃6－2	〃〃 混合比（　〃　〃　）	264
図7－1	パリティによる A_2-A_4 曲線の変化 [$^{92}Zr(P,n\gamma)$]	265
〃7－2	混合比δ（表5－2の内容）をプロット	266
〃7－3	407keV γ線の角分布（E_P が 20keV づつ変化）	273
〃7－4	特定の J^π を経由するγ線角分布（407keV）	275
表7－1	407keV γ線の角分布係数	276
〃7－2	ALFA (0, 2, 4) の表	277
〃7－3	特定の J^π を経由するγ線角分布係数	282
付録 1	$^{56}Fe(d,\alpha)^{54}Mn$　(Bjerrgaard et al)	283
〃 2, 3	〃　〃　(Hjorth)	284
〃 4, 5	$^{53}Cr(He^3,d)^{54}Mn$　(Lynn et al)	286
〃 6, 7	$^{52}Cr(He^3,P)^{54}Mn$　(〃　〃)	288
〃 8	$^{53}Cr(P,\gamma)^{54}Mn$　(Jonsson et al)	290
〃 9	内部変換係数 K/LM比　(Rose)	291
〃 10	(N, N'γ)反応のγ線角分布の式 (Sheldon)	292
参考文献		293
謝辞		298

第1章

序　論

陽子が1f7/2軌道にあり、中性子数が29の奇ー奇核としては $^{50}_{21}Sc_{29}$, $^{52}_{23}V_{29}$, $^{54}_{25}Mn_{29}$, $^{56}_{27}Co_{29}$ がある。この中の1つである ^{54}Mn は ^{48}Ca の原子核を芯として、その外側に5個の陽子と1個の中性子がある配位により、低い励起準位を表現できる。これまでに (p, γ)①②, (α, α)④⑤, (He^3, p)⑥ (He^3, α)⑥等の反応を通して調べられてきたが、準位のスピンに関しては基底準位の 3^+ が決定しているだけであった。中性子が29の奇ー奇核についてのp−n有効相互作用に基づいた理論計算は数人の人々⑦⑧⑨によって行われてきたけれども、計算結果と実験値を比較する場合、^{54}Mn については準位のエネルギーを比較するだけに終り、スピンの値の再現性を比較することができなかった。従って ^{54}Mn の励起準位のスピン、パリティ、γ崩壊に於けるγ線の多重極混合比、転移確率といった原子核の内部構造を反映する情報が要請される。そこで本論文は ^{54}Cr (p, nγ) 反応と ^{51}V (α, nγ) 反応に於けるγ線測定を主軸にして ^{54}Mn の励起準位を調べることを主目的とした。具体的には、励起準位のエネルギー値の確認、励起準位から転移するγ線の分岐比、励起準位のスピン、パリティを求めて、^{54}Mn のレベルスキームを組立てることが目的である。

γ線測定によって残留核の励起準位のスピンを求める方法には粒子ーγ角度相関、或るいは、γ−γ角度相関が考えられる。しかし、γ線検出器としてGe(Li)検出器を用いると、角度相関

の測定には、長い時間が必要となり、in-beam による実験では、実際問題として時間の制限がでてくる。そこで本論文に於いては、Ge(Li)検出器を使用して(p,nγ)反応によるγ線の励起関数とγ線角度分布を測定し、両者の測定の結果を組み合せることにより、残留核 ^{54}Mn の励起準位のスピンを求めることにした。この方法の特長として、角度相関に比べると、短時間で測定できること、Ge(Li)検出器を使用すると、弱いγ線、あるいは近接したγ線に対しても有効であること、回路系の構成が簡単であること等が挙げられる。逆にこの方法の欠点は、解析方法にモデル依存性があることである。

近年になってGeを素材とするγ線検出器がすぐれた分解能を示すことが判って以来、Ge単結晶の精製技術が年毎に進歩し、数年前から高純度の大型Ge単結晶が入手できるようになった。Ge(Li)検出器の大型化と並行して回路系も低雑音化が進歩し、現在では、低エネルギー原子核実験分野に於いて、大容積のGe(Li)検出器は有力であり、かつ一般的な実験装置となった。

当研究室でも有効容積が $10\ cm^3$ と $35\ cm^3$ のGe(Li)検出器を製作するに至り、他方、東京工大には1969年に4MVのバンデグラフ加速器が設置され、1970年より実験に使用できる態勢が整った。そこでGe(Li)検出器とバンデグラフ加速器に大容量メモリーを有する波高分析機を組合せる

ことによって、今回の実験が可能となった。

実験は大別すると、次の3つに分類される。

(1) 入射陽子エネルギーを50KeVづつ変化させて $^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$ 反応 [Q = −2.160MeV] のγ線励起関数を測定し、励起準位の位置を求める。陽子と中性子の透過係数を用いて、Hauser-Feshbach に従った計算をすると、この励起関数の大きさから残留核の励起準位のスピンの大まかな値を推定できる。

(2) これは本実験の主要部であるが、入射陽子エネルギーを目的とする準位のしきい値から 50〜400 KeV 高い値に選び、(p,nγ)反応のγ線角度分布を測定する。γ線の角度分布だけからでは、励起準位のスピンを決定することは困難である。そこで、γ線角度分布の解析と前述の励起関数の結果を組合わせることにより、励起準位のスピンを求める。スピンが決まればγ線の角分布解析からγ線の多重極混合比を求めることができる。

(3) 2価の ^{4}He イオンビームによる $^{51}V(\alpha,n\gamma)^{54}Mn$ 反応 [Q = −2.293 MeV] では、ターゲットスピンが 7/2⁻ と大きい為に残留核に於て高いスピンを持つ準位も励起され、(p,nγ)反応では測定できなかった側面を補うと同時に、(1)の実験で測定したγ線が $^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$ 反応からの

γ線であるという支持を与える。

複合核反応の中間状態の準位が統計的に分布していることを仮定すると、(p, nγ)反応のγ線角分布は入射陽子とγ線の角度相関（途中の中性子は観測しない）としてとらえることができ、Sheldonが詳しい解説をしている。[10] 今回の解析はSheldonの計算式[10][11]に従って行った。この解析に必要なパラメーターである陽子と中性子の透過係数は光学模型による計算結果を使用している。

通常のγ-γ角度相関に比べると解析方法に於いて明確さは劣るが、γ線角度分布測定は残留核の励起準位のスピンがターゲットスピンに比べて大きい場合には、バンデグラフ領域の原子核分光学にとって有効な実験手段の1つである。これまでに行なわれたのは、(p, p'γ)と(n, n'γ)反応が多かった。しかし実験条件を有利に選べる点では、(p, nγ)や(α, nγ)反応が有効だと考えられるが、この実験例はまだ少い。そしてγ線角度分布解析に於ける詳細な点では、まだ未解決の問題を含んでいるのが現状である。この角度分布測定の有効性と問題点を調べることも本論文の目的の1つである。

実験結果として、^{54}Mnの励起エネルギーが1509 keV以下のレベルスキームを得ることができた。このレベルスキームはこれまでのものに比べて各段に改善されたものである。

これまでに報告されている[44] 1509 KeV 準位までの全ての励起準位が (p,nγ) 反応及び (α, nγ) 反応に於ける γ線によって対応づけされた。そして新しく 1391 KeV 準位の存在の可能性が示された。

最新の核理論として K. Ogawa[9][47] による p-f 殻の陽子-中性子間の有効相互作用に基づく計算があるが基底準位から 1010 KeV 準位までは実験から得たスピンの値と計算から求めたスピンの値が一致していることを確めることができた。更に γ線転移に関して、407 KeV 以下の低エネルギー準位に於ける γ線分岐比と γ線多重極混合の実験結果の傾向を理論計算は良く再現していることが判った。

第2章

[^{54}Mnについて]

f-p殻の種々の原子核に於て、$^{40}_{20}Ca_{20}$よりも$^{48}_{20}Ca_{28}$を芯として記述することが優れていることは、pick-up反応やstripping反応のspectroscopic factorが示しており、このことについてはK. Ogawaが詳しく吟味している。⑨ $^{54}_{25}Mn_{29}$の原子核は^{48}Caの原子核に5個の陽子と1個の中性子が加わったもので、低い励起準位の配位は、陽子が$(f\,7/2)^5_\pi$、中性子が$(p\,3/2)_\nu$、$(p\,1/2)_\nu$、$(f\,5/2)_\nu$であると考えられる。低い準位に対して単純な$(f\,7/2)_\pi$ $(p\,3/2)_\nu$の配位を考えることが正しくない理由としてはMnのアイソトープである^{55}Mnと^{53}Mnを見ると判る。^{55}Mnの基底準位は$5/2^-$、126 keVの第1励起準位が$7/2^-$であり、^{53}Mnについては、378 keVの第1励起準位が$5/2^-$であり、基底準位が$7/2^-$である。このことから$(f\,7/2)^5_\pi\,7/2^-$と$(f\,7/2)^5_\pi\,5/2^-$がエネルギー的にかなり接近していることが判る。

1 MeV以上の励起準位では、1個又はそれ以上の陽子が2p軌道に上がることが期待される。^{53}Cr$(He^3, \alpha)^{54}$Mn反応では1.0 MeVから$l_p = 1$の準位が現われる。従って1 MeV以上の励起準位には陽子の配位として$(f\,7/2)^4_\pi$ $(p\,3/2)_\pi$、$(f\,7/2)^4_\pi$ $(p\,1/2)_\pi$あるいはもっと複雑な配位が予想される。いずれにしても^{54}Mnは陽子数が25である為に$^{50}_{21}Sc_{29}$や$^{56}_{27}Co_{29}$に比べると複雑な構造の原子核である。^{54}Mnの励起準位のパ

リティは今回の実験で調べた1509 KeV準位までは全て正と考えられる。というのは、^{48}Caの殻の外側では陽子と中性子のどちらかが1g9/2軌道より上に上がるか、もしくは^{48}Caの殻の内側で2S，又は1d軌道に穴が空く配位をとらぬ限り、負パリティ準位を形成できないからである。^{54}Mnの近傍にある奇－偶核と偶－奇核のレベルスキームを調べると^{54}Mnに負パリティ準位が2 MeV以下に現れることは考えにくいことが言える。

以下に、現在までに色々と実行された実験の結果を紹介する。

［基底準位］

これは今回の実験解析の出発点となるところである。^{54}Mnは半減期312.5日で^{54}Crの835 KeV (2^+)準位へ electron captureで崩壊する。^{54}Mnの半減期が長いことを利用してKEDZIE⑬はDynamic Nuclear Polarization法によって基底準位のスピンを3と決定した。この測定は^{54}Mnのhyperfine structure splittingに基づくものであるので、3というスピンの値は確実とみなされる。彼等は同時に核磁気能率も測定しており $\mu = 3.30 \pm 0.06$ を得ている。パリティに関しては、LYNN達⑥の(He^3, α)反応では $\ell p = 3$［付録⑤］という結果が得られており、HJORTH⑤の(d, α)反応では $L = 2$［付録②］を示すので、正パリティと決定するのが正しい。

[^{54}Mnの励起準位]

2.1 MeVの励起準位までの準位エネルギーを与える実験としては1964年にBjerregaard達の④ ^{56}Fe(d,α)^{54}Mn反応の報告がある。Ed=3～4.3 MeVで高分解能のbroad range spectrographによる測定であり、本論文の結果と比べると1509 KeV準位までは±3 KeVの範囲でエネルギー値が一致する。彼等の実験はかなり正確なものである。[付録①]

次に、直接反応の起きるエネルギー領域で(d,α)反応をHJORTHが行った。⑤ Ed=15 MeVでα粒子はSi-Surface Barrier SSDで検出し約50 KeVの分解能でα粒子の角分布を測定している。αスペクトルの統計が悪いこと、エネルギー分解能が悪いこと、角分布の理論解析が一粒子変換反応の場合よりも複雑であることの為に、解析結果のLの値とSpectro Scopic Factorには疑問点が残される。彼等の解析結果を付録②に、角分布を付録③に載せる。

陽子の配位を調べるstripping反応としてLYNN達の^{53}Cr(He^3, d)反応がある。E_{He^3}=10 MeVで、重陽子スペクトルをmulti-gap spectro-graphにより、25 KeVのエネルギー分解能で測定している。重陽子の角分布によって、Ex=0からEx=0.40 MeVまでの5本の準位に対してl_p=3を出している。

変換された陽子の軌道を $1f_{7/2}$ とすると、ターゲットスピンが $3/2^-$ であるので、この5本の準位のスピン J は $J=2^+\sim5^+$ であると推定される。Ex = 1.00 MeV と Ex = 1.45 MeV に対しては、$\ell p=1$ を得ている為、この2本の準位は陽子の配位が $(f_{7/2})^4_\pi$ $(2p)^1_\pi$ と考えられ、スピンの値は $J=0^+\sim3^+$ が可能である。彼等の重陽子の角分布のコピーを付録④に載せ、(He^3, d) の結果のまとめを付録⑤に載せる。ただし彼等が DWBA 解析から得た $\frac{2J+1}{2I+1}C^2S$ の spectroscopic factor から残留核の励起準位のスピンを決めることは疑問である。

LYNN達は (He^3, d) 反応と同時に、$E_{He^3}=11.0$ MeV に於ける $^{52}Cr(He^3, p)$ 反応も報告している。(He^3, p) 反応は deuteron stripping（但し通常の deuteron 及び singlet deuteron を含む）反応とみなせば、陽子と中性子が同じ軌道にある残留核準位が強く励起されることが期待され、奇－奇核の配位を調べるには興味ある反応である。Ex = 0.4 MeV 以下の準位に対しては断面積が小さく、Ex = 1.45 ～ 2.50 MeV の間にある4本の準位は比較的に断面積が大きくて、L = 0 である。Ex = 1.01 MeV の準位は L = 2 なので、前述の (He^3, d) 反応で $\ell p=1$ である結果と合わせると、$J=1^+\sim3^+$ のスピンが可能である。Ex = 1.45 MeV の準位は L = 0 であるので、スピンは 0^+ 又は 1^+ である。

(He^3, p) 反応の陽子角分布のコピーを付録⑥に、まとめを付録

⑦に載せる。

LEGG達⑭の $^{55}Mn(p,d)^{54}Mn$ 反応は Ep = 18.5 MeV で行なわれたが、分解能が 100 keV よりも悪く、奇-奇核を詳しく調べるには適していない。Ex = 0, 0.36 MeV は角分布が $l_n = 1$ を示し、Ex = 1.12, 1.46 MeV は $l_n = 1$ と $l_n = 3$ が混っており、Ex = 1.83, 3.07 MeV は $l_n = 3$ となっている。N = 28 の殻の外側に $1f_{5/2}$ 軌道があるので、$l_n = 3$ の中で、どれが $1f_{7/2}$ 軌道からの pick-up によるかは区別できない。

SPERDUTO⑮は $^{57}Fe(p,\alpha)^{54}Mn$ 反応で 0.057, 0.162, 0.402 MeV の準位を報告している。OKOROKOV達㊽は (d, n) 反応による中性子スペクトルを time of flight 法によって測定しているが、分解能が約 300 keV であるので、参考にならない。

[γ線測定]

JONSSON達①は $^{53}Cr(p,\gamma)^{54}Mn$ 反応で Ep = 1209 keV の強い共鳴を利用して ^{54}Mn の γ線崩壊を調べた。彼等は depletion depth 2 mm の Ge(Li) 検出器と 5"×6" NaI 検出器により、γ-γ 同時計数を行い、γ線スペクトルの低エネルギー部にある Background を除いている。しかし Ge(Li) 検出器の有効体積が小さい為に中間準位間で転位する γ線の多くを見失っている可能性がある。低い準位の γ線に対しては、NaI に

より、2MeV以上のγ線をゲートし、Ge(Li)検出器の同時計数スペクトルを得て、0.06, 0.16, 0.25, 0.41 MeVのγ線を検出している。0.41MeVのγ線は大部分の強度が0.16MeVと0.25MeVのγ線のsum peakとして補正をしていることと、0.405MeV → 0.061MeV転移のγ線を検出していないことの為に、0.405MeV準位からのγ線は95%以上が0.156MeVに転移する結果を出している。彼等の得たレベルスキームを付録⑧に示す。

H. SEKIGUCHI[2]もEp=1203KeVの共鳴で^{53}Cr(p,γ)^{54}Mn反応のγ線をGe(Li)検出器で測定し55, 155, 210, 250KeVのγ線を検出し、408KeVγ線は1403KeVγ線のdouble escapeによるものとしている。彼は(p,γ)反応と同時に^{52}Cr(t,nγ)^{54}Mn反応のγ線を測定し、(p,γ)反応と同じγ線を報告している。

HILL達[46]によって^{54}Cr(p,nγ)^{54}Mn反応のγ線を多面的に調べた報告が、本論文の実験中に出された。彼等は、入射陽子が2.1～3.2MeVの間で、γ線のthreshold, γ線の角度分布、γ－γ角度相関を測定し、^{54}Mnの低い準位として、55.1KeV, 156.2KeV, 367.2KeV, 406.4KeVの準位を確めている。しかし短い報告の為に、詳しい内容は判らない。

［その他］

直接に文献を参照しなかったが、Nuclear Data Sheets[44]

に載っている興味あるデータとして、γ崩壊の半減期と内部変換電子の測定結果がある。半減期に関しては、54 KeV準位が $T_{1/2}$ < 0.7 ns，156 keV準位が $T_{1/2}$ < 0.4 nsである。半減期からは、54 keVと156 keVのγ線がdipole転移であることを示唆している。

54 KeV → 0 KeV転移の内部変換係数は、K/LM = 7.1となっている。M.E.ROSE ⑯の内部変換係数からのK/LM比を付録⑨に示すが、これからは54 KeV転移はM1の成分が強いことが判る。

第3章

実験装置

<3-1> 実験の概要

本論文の実験は1969年に東工大に設置された米国HIVEC社製のKN4000型(最高電圧4MV)バンデグラフ加速器を使って行った。実験はγ線測定を主体にしたもので、γ線検出には東工大・武谷研究室で製作したGe(Li)検出器(有効容積が10cm³と35cm³を使用した。波高分析にはPackard 4096 Channel P.H.A.と東芝USC3型データ処理装置とを使用した。γ線測定に際して同時計数は行わず、single spectrum測定が基本になっている。

実験の内容は大別すると、次の3種類に分類できる:

(1) $^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$反応によるγ線励起関数の測定

(2) $^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$反応によるγ線角度分布の測定

(3) $^{51}V(\alpha,n\gamma)^{54}Mn$反応によるγ線のsingle spectrumの測定

(1)、(2)、(3)の実験をするのに要した日数は合計で22日間になり、加速器の運転時間は合計で233時間であった。

<3-2> $^{54}Cr(p,n\gamma)$反応のγ線励起関数の測定

入射陽子のエネルギーEpを約50KeVづつ変化させて、γ線スペクトルの変化を測定する。ターゲットは、厚さ約0.2mg/cm²のAu-foilに濃縮した^{54}Crを蒸着したもので、厚さが約0.2mg/cm²のものを使用した。γ線検出には35cm³のGe(Li)検出器を使用した。

実際の励起関数の測定に於ては、実験の時期と条件によって、次

の(A)、(B)、(C)の実験に分類される。

(A) Ep = 2.00 ~ 3.65 MeVの間の測定。最も広い範囲を測定している。

(B) Ep = 3.69 ~ 3.96 MeVの間の測定。この時はGe(Li)検出器系のエネルギー分解能が悪い。

(C) Ep = 3.60 ~ 3.90 MeVの間の測定。回路系を変えて、分解能を高め、(B)の測定を補う。

ここでは主として(A)の実験について述べることにする。

(A) 入射陽子のエネルギーを2.00 MeVから3.65 MeVまでの間、50 KeVづつ変化させ、$^{54}Cr(p, n\gamma)$反応のγ線スペクトルの変化を見る。別にAu-foilだけをターゲットにして、陽子エネルギを500 KeVづつ変化させた時のγ線スペクトルを測定し、Backgroundの消去に役立てる。Ge(Li)検出器は入射ビームに対して90°方向に置いた。Ge(Li)検出器(Geの結晶)の表面とターゲット間の距離は約6 cmである。ターゲットは入射ビームに対して約60°の角度に向けた。Ge(Li)検出器や散乱槽の配置を図3-1に示す。加速器からの入射陽子ビームは分析電磁石によって90°曲げられ、Q電磁石によってターゲット中心に集束するようにした。ターゲットの直前には、ビーム位置を決める為のスリットを配置しなかったけれども、ターゲットの位置に於けるビームスポットは約2 mm × 3 mmの大きさで横長であった。使用した散乱槽は内径2インチの標準パイプに厚さ

100μm のマイラ膜の窓を付けたものである。ターゲット前後のパイプの内壁を厚さ 50μm の Ta 板で覆った。マイラ膜の窓は、低エネルギーγ線の呼吸を押える為と、同時にのぞき窓として使用する為にある。図3－1に示すように、ターゲット部分以外からのγ線が Ge(Li)検出器に入らぬ様にする為、Ge(Li)検出器の周囲は鉛ブロックでシールドした。

Ep = 2.0 ～ 2.9 MeV の範囲では、ビームのエネルギー損失による発熱でターゲットに穴をあけない為に、入射陽子の電流を 0.3 ～ 0.5μA にした。Ep = 3.0 ～ 3.65 MeV の範囲では Ge(Li)検出器の計数率を 5×10^3 cps 程度に押える為に、ビーム電流を 0.1 ～ 0.3μA にした。照射したビームの荷電量は、Ep = 2.0 ～ 3.1 MeV の間では 500μC, Ep ≧ 3.15 MeV では 300μC とした。

陽子エネルギーは分析電磁石の曲率半径を実験的に較正をせずに 61.4 cm として求めている。曲率半径に 1mm 程度のズレを見込むと陽子エネルギーの読(ヨミ)は 2MeV ～ 4MeV の間で 7 ～ 13 keV ずれていることになる。しかしこの実験では入射エネルギーを 50KeV 間隔で変化させており、threshold の位置を求める精度は基低準位と 54 KeV の第1励起準位との差が判別できる程度であれば、γ線励起関数からそのγ線が基低準位と 54 KeV 第1準位のどちらに転移しているのかを区別できる。従って陽子エネルギーの絶対値が 7 ～ 13 KeV 程度違っていても問題にはならない。

γ線の励起関数の測定は、γ線のsingle spectrum測定を繰返すことである。従って回路系の構成は簡単なものであり、図3－2に示す。

Ep＝2.0～2.55MeVの間では、Packard 4096波高分析器を用いて、γ線のエネルギーが0.04～2MeVの範囲を2048チャンネルの巾で測定した。この時には一回のγ線のデータ蓄積に約15分，データの印刷とプロッター出力に約15分、合計約30分の時間を要した。

次にEp＝2.6～3.65MeVの間の測定では、東芝USC－3型データ処理装置によって波高分析をした。ここではγ線のエネルギーが0.04～1.13MeVの範囲と、0.9～2MeVの範囲とに分離して、前者の低エネルギー部は2048チャンネル、後者の高エネルギー部は1024チャンネルの巾で測定した。USC－3装置では、データ集積用に3K＋3Kの6Kのメモリーを使用する。一方の3Kメモリー領域にデータを蓄積する間に、他方の3Kメモリーの内容をアナログプロットすることにより、プロット出力の為に測定を中断する必要がない。従ってPackard波高分析器を使用した場合に比べて実験の進行速度は約2倍になった。

以上の励起関数の実験から得た結果が図5－3～図5－11に示される。

この実験に於けるスペクトルの例として、Ep＝3.65MeVに於けるγ線スペクトルを図5－1に示す。この時はビーム電流が0.1～0.15μAで、計数率は5000～7000cpsである。分解能は156

KeVのγ線に対して、半値巾が3.0KeV、1375 KeVγ線に対して半値巾が5.2KeVである。これらの分解能は標準線源による^{57}Coの122 KeVγ線に対して2.4 KeV.(3000 CPS)、^{60}Coの1173 KeVγ線に対して3.7 KeV(9000CPS)というテストよりも悪い分解能であった。

尚、Ep＝2.0～3.65 MeVの間の励起関数を測定するのに、5日半の日数と、44時間の加速器運転時間を要した。

(B) Ep＝3.69～3.96 MeVの間の励起関数は、γ線角度分布測定の配置で行い、Ge(Li)検出器表面とターゲット間の距離は約14 cmである。ビーム荷電量は約1000μCである。

回路系は図3－2に於けるUSC－3装置使用の場合と同じである。しかし、この測定時には、Ge(Li)検出器の前置増巾器(ORTEC 118A)が不調の為に分解能は非常に悪く、1400KeVγ線に対して半値巾が約8KeVであった。この励起関数測定で得た結果は、図5-5と図5-6の一部であり、図5-7と図5-8である。

(C) (B)の測定が不充分であった点を補う為に、再度Ep＝3.60～3.90 MeVの間を測定した。Ge(Li)検出器の配置は、(A)の場合とほぼ同じである。この時は中性子と低エネルギーγ線を減少させる為に、Ge(Li)検出器とターゲットの間に、厚さ約3 cmのパラフィンと厚さ2mmの鉛板を入れた。そこでGe(Li)検出器とターゲットとの距離は、約9 cmである。この測定にはORTEC 120型前置増巾器と

ORTEC 452型増巾器を使用し、前置増巾器～主増巾器～波高分析器の間をDC結合させた。その為に高計数率（10^4CPS程度）でも高分解能を得ることができた。

これによって得られたγ線の励起関数を図5－9と図5－10に示す。γ線スペクトルの例がEp＝3.90 MeVに於けるもので、図5－2に示す。ここでの分解能は1400 KeVγ線に対して半値巾が3.2 KeVであり、(A)の場合よりも良い結果を得ている。

＜3－3＞ $^{51}V(\alpha, n\gamma)^{54}Mn$ 反応

^{51}Vのターゲットは、天然のV金属で、厚さが0.80 mg/cm²のself-supportingのものを使用した。入射αのビームとして2価のHeイオンビームを利用し、γ線検出には35 cm³のGe(Li)検出器を使用した。質量と電荷の比がHe^{++}とほぼ等しくなる加速粒子（イオン源の中に混入しているもの）としては、重陽子原子イオンD^+と水素分子イオンH_2^+があるけれども、これらは分析電磁石の90°方向の出口スリット位置を調整して除去した。ターゲット位置でHe^{++}のビーム電流は10～20 nAが得られ、ビームスポットは2mm×2mmの大きさであった。ターゲットは入射ビームの方向に対して約60°傾け、Ge(Li)検出器は入射ビームに対して90°方向に置いた。実験装置の配置は図3－1に示す(p, nγ)反応の励起関数測定の(A)の場合と同じである。波高分析には東芝USC－3型データ処理装置を使用し、回路系の構成は図3－2と同様である。γ線スペクトルは0.04～0.6 MeV

の間の低エネルギーγ線部（1024チャンネル）と0.5～2.4 MeVの範囲の高エネルギーγ線部（2048チャンネル）に分離して測定した。

入射α粒子のエネルギーは、Eα＝6.0，7.1，7.6 MeVの3点で、$^{51}V(\alpha, n\gamma)$反応のγ線を測定した。Backgroundγ線を消去する為に、ターゲットをAu-foil（厚さ約2.0 mg/cm²に変えた測定もした。

入射ビームの電流が小さいので、γ線の計数率は小さい。各々の測定で得られたγ線スペクトルの計数が少いので、図6－1と図6－2のスペクトルは、Eα＝7.1 MeVとEα＝7.6 MeVに於けるスペクトルを加え合わせたものである。

尚、図に示すスペクトルを得る為に要したビーム荷電量と時間はEα＝7.1 MeVに於て106.5 μC（2時間）、Eα＝7.6 MeVに於て75 μC（1時間15分）であった。従ってHe^{++}電流の強度を100 nA程度に増加させない限り、$^{51}V(\alpha, n\gamma)$反応のγスペクトルの高エネルギーγ線に対する統計を上げることは困難（Eα＝7～8 MeVでは）である。

＜3－4＞γ線角分布測定

$^{54}Cr(p, n\gamma)^{54}Mn$反応からのγ線角度分布を測定するのが目的である。入射陽子のエネルギーを調べようとする準位のthresholdから50～400 KeV高いエネルギーを選んでγ線角度分布を測定する。ターゲットの厚さが推定で約20 KeVであるので、実効的に

50KeV以上のエネルギー巾で、複合核準位を平均化させる必要がある。そこで、20KeVづつ3～4回、入射陽子のエネルギーを変化させて、各々の陽子エネルギーに於けるγ線角分布を測定し、実験の後に各々の陽子エネルギーに於けるγ線スペクトルを各々の角度のスペクトル毎に加え合わせて、γ線角分布スペクトルを合成する。例えば、407KeV準位（thresholdは2.6MeV）に対しては、Ep＝2.65，2.67，2.69，2.71MeVの各々の入射陽子エネルギーに対して、それぞれの角分布スペクトルを測定し、スペクトルの内容を紙テープによって出力しておく。実験終了後にEp＝2.65，2.67，2.69，2.71MeVに於ける紙テープを読み込んで、計算機（東芝ICD 507）によって各々のスペクトルを加算する。こうして実効的に厚いターゲットにEp≈2.7MeVの陽子を照射した時の（p，nγ）反応によるγ線角分布スペクトルを得る。

測定に際しては、半径7cmの散乱槽を使用し、35cm³のGe（Li）検出器が20°～120°の角度範囲を回転し、自動化ゴニオメーターは東芝USC－3装置によって制御される。0°～20°の間の角分布を測定できないので、角分布関数の精度を上げる為に、測定角度の点数は通常の場合、20°～90°の間に6点である。各々の測定角度に対して、1024チャンネルのγ線スペクトルを測定する。ビーム電流Si（Li）検出器による散乱陽子スペクトル、10cm³のGe（Li）検出器によるγ線スペクトルの3種類のモニターが角分布強度の規格化に

使用できる準備をした。$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応の場合、第1励起準位からの強い54KeVγ線はエネルギーが低い為に、10cm³のGe(Li)検出器によるγ線モニターが可能である。Ge(Li)結晶のクライオスタットへのマウント方法が異っている為に、実際には、35cm³のGe(Li)検出器よりも10cm³のGe(Li)検出器の方が54KeVγ線に対しては検出効率が高くなっている。角分布実験装置系のテストは、$^{63}Cu(p,p'\gamma)$反応によって行った。実験装置の配置、散乱槽、ゴニオメーターの制御などの実験条件については以下に順に述べる。

［装置の配置］

ゴニオメーターの部分を真上から見た様子を図3－4に示す。分析電磁石により90°曲げられた陽子ビームが半径7cmの散乱槽に入射する。35cm³のGe(Li)検出器には厚さ約2cmの鉛シールドが付けられ、Backgroundγ線を少なくするようにしている。この配置では35cm³のGe(Li)結晶とターゲット中心との距離は約14cmである。35cm³のGe(Li)検出器と検出器バイアス用の電池箱を載せた回転台がモーターの動力によって回転する。10cm³のGe(Li)検出器の載っている台は手動で回転できるが、実験中は固定される。測定可能な前方の角度は20°である。これは散乱槽の後部にあるのぞき窓や内部にあるファラデーカップとシールドを兼ねた鉛のブロックによって制限されている。後方へ回転させると、Ge(Li)検出器がビュワーやビームパイプにぶつかるので、測定可能な後方の角度は120°

である。ゴニオメーターの円盤は半径1.0mで角度の目盛は刻まれていないが、0°の位置からの外周の長さを測れば、相対的に角度は決められる。

回路系の大まかなブロック図を図3-3に示す。ゴニオメーターを回転するのは、35cm³のGe(Li)検出器であり、10cm³のGe(Li)検出器は、γ線モニター用である。散乱陽子をモニターするSi(Li)検出器は散乱槽の内部に置かれている。各々の検出器からの信号はUSC-3装置の3台のAnalog to Digital Converterによって、別々に波高分析される。ゴニオメーター上には角度の位置を指定する6個のマイクロスイッチが配置してあり(通常は20°, 30°, 45°, 60°, 90°の6点)、その各々は割込入力の中の6個の接点入力にそれぞれ対応して接続されている。Digital出力からの信号によってゴニオメーター駆動回路が小型モーターを動作させる。モーターの動力により、Ge(Li)検出器を載せた台がターゲットを中心にして回転する。40 wattの小型モーターは、100Kg程度の重量は充分に駆動する能力がある。

[散乱槽]

γ線角分布用の散乱槽としては、ターゲットの直後にビームストッパーを置き、ビームストッパーによるγ線の吸収を補正することにより、前方を0°まで測定する方法がある。[18][19] この方法の欠点はビームストッパーからのBackground線が多く、1000KeV以下

の低エネルギーに対しては、補正の精度が悪いことが予想されることである。特に^{54}Mnでは、200 KeV以下のγ線があるので、この型の散乱槽は不適当と考えられる。そこで図3－5に示す散乱槽を用意した。0°方向は測定できないとしても、できるだけ前方が測定できることと、ターゲット以外の部分から放出される。Background γ線を少なくすることを目標にして設計された。

図3－5の散乱槽に於て、スリット①は直径1mm，スリット②が直径2mm(又は1.5)であり、ターゲット位置でのビームスポットは、約直径2mmの大きさである。ビームの集束をよくすれば、スリット①の前面まで来たビームの中に1/2～1/4の部分がターゲットに入射する。ターゲットは入射ビームに対して45°～60°の角度で傾ける。ターゲットの後には厚さ50μmのTa板を曲げたファラデーカップがあり、これは鉛のブロックでシールドされている。Ta板から放出されるγ線はエネルギーが300KeV以下のものがほとんどであり、特に強く出るX線にはこの程度の鉛シールドでかなり効果がある。ファラデーカップ系は酸化ベリリウム板で散乱槽から電気的に絶縁されており、ハーメチックシールを通してビーム電流を読むことができる。散乱槽の内部に設置されたSi(Li)検出器の信号もハーメチックシールを通して引出している。Si(Li)検出器の前面には、散乱陽子の計数率を押える為に、ピンホールのスリットが置かれている。

散乱槽を設置する時には④のファラデーカップをはずして、トラ

ンレットにより⑤ののぞき窓を通して見ながら、位置の調整をする。ターゲットからGe(Li)検出器を見込む範囲の外周は、厚さ100μmのマイラ膜とし、低エネルギーγ線の吸収を小さくしている。Si(Li)検出器を使用する場合は、この散乱槽全体に光シールドをしなければならない。

この散乱槽を使うことにより、20°～120°までの範囲でBackgroundの少いγ線の角分布スペクトルを得ることができた。

［ゴニオメーターの制御］

ゴニオメーターの制御回路系としてはPackard 4096波高分析器と東芝製デジタルゲート回路とを組み合わせる為のリレー回路と準備したけれども、USC－3装置が使用可能になったので、前者のリレー回路とデジタルゲート回路に相当する機能をUSC－3装置の計算機で行うようにした。今回の実験では、東工大・武谷研究室の芦部氏が製作した角分布測定制御用のプログラムを使用することによって、データ集積とゴニオメーター制御を行った。ECD 507計算機とゴニオメーター系との接続を図3－3に示す。

USC－3装置にはコアメモリーが8K語あるので、各角度に於けるγ線スペクトルに1K語づつ分配し、測定角度を6点として角分布スペクトルに合計6K語のメモリーを使用する。γ線モニタースペクトルには256語、陽子モニタースペクトルには128語を割当て、残りのメモリーはプログラムスペースとして使っている。

Ge(Li)検出器が何番目の角度の点にあるかは、マイクロスイッチの繋っている割込入力の入力接点番号を計算機が判別して決める。それに応じて、6分割したメモリーの1K語にγ線スペクトルを分類する。

こうして各角度の点に対応して分解されたメモリー領域に角分布スペクトルが蓄積される。モニタースペクトルに対しては、計算機によってdigital gateを設定し、gate間のメモリー内容の和が予め設定しておく数以上になると、波高分析を終了し、Digital出力に信号を出す。Digital出力によりゴニオメーターのモーターが動作を始め、回転台が次の角度の点のマイクロスイッチ上に来ると、割込入力を計算機が受付けて、Digital出力を通してモーターが切れる。以上が芦部氏の製作したプログラムの主な機能である。

ゴニオメーター駆動回路を図3－6に示す。

実際の測定では、1角度に於ける1回の測定時間が5分間程度になるようにした。1点の陽子エネルギーに対して、ゴニオメーターが2－4往復する測定をした。

［ゴニオメーターの回転中心］

RI線源を用いて行なう通常のγ－γ角相関の場合には、検出器の回転中心を求める為に線源の位置を移動させる。しかし核反応によるγ線の角分布を測定する場合、RI線源に相当するビームスポットの位置を移動させるのが困難である。そこでゴニオメーターと散乱

槽とは独立した系として、ゴニオメーターの方を移動させて回転中心がビームスポットの位置と一致するように調整をする。ゴニオメーターを設置する手順としてまず、ビームの中心が散乱槽内部のターゲット中心位置に一致するように散乱槽を固定する。次に、ゴニオメーターの中心が散乱槽の中心軸と目測で一致する位置にゴニオメーターを設置して、高さの調整とゴニオメーターの円盤の水平調整をする。回転台を0°の位置にして、トランシットを通して見ながら、Ge(Li)検出器のクライオスタットの中心線がビーム進行方行に一致するように、Ge(Li)検出器を回転台に固定する。その後にRI線源をターゲット位置に置いて、γ線強度を測定しながらゴニオメーターの円盤の水平方行を調整し、Ge(Li)検出器の回転中心の精度を1%程度にする。ゴニオメーターの回転中心の調整ができたら、円盤上に0°の位置を決める。0°の位置からの円盤(半径1m)の円周距離を計れば角分布測定点の角度を決めることができる。散乱槽の取付から始めてゴニオメーターの中心出しを終えるまでの作業は、慣れてくれば1日で済ませることができる。

[モニター]

γ線角分布を規格化する為のモニターとして、ビーム電流、散乱陽子スペクトル、γ線スペクトルを使用した。陽子検出には、Simtec製のSi(Li)検出器(depletion depth = 1mm)を使用し、γ線検出には10cm³のGe(Li)検出器を使用した。ビーム電流

は散乱槽内部に設置したファラデーカップによって測定した。

Ep=2.35～2.49 MeVの間の測定では陽子スペクトルにモニター用のdigital gateを設定して実験をしたけれども、Si(Li)検出器の性能が劣化した為に、その後のEp≧2.55 MeVの測定ではγ線スペクトルにdigital gateを設定し、陽子スペクトルのモニターは使用しなかった。1970年10月に於けるEp=2.35～2.71 MeVの間の測定時には、Ge(Li)検出器用の前置増巾器が高電圧リークの為に、60 keV以下の領域にBackgroundスペクトルが出た。この為に、モニターしている54 keVγ線のピーク前後のスペクトルの形が少し変動した。1970年8月に行った予備実験の際には、Si(Li)検出器の陽子スペクトルとビーム荷電量が1%の精度で一致していたので、モニタースペクトルの形が大きく変動した測定に対しては、ビーム荷電量で規格化することにした。結果的には、陽子スペクトルヌはγ線スペクトルで規格化した角分布係数と、ビーム荷電量で規格化した角分布係数とは実験誤差の範囲で一致している。

1970年12月に於けるEp≧2.80 MeVの測定では、γ線モニタースペクトルの変動がなく、全ての角分布は54 keVγ線強度で規格化している。

今回の実験では陽子検出器の性能が実験中に劣化したけれども Si検出器の性能が安定し、Self-supportingのターゲットを使っ

ている場合には、スペクトルの形が単純であるという点で、γ線モニターよりも散乱陽子モニターの方が優れている。しかし、Si検出器よりもGe(Li)検出器の方が安定(周りの雰囲気に左右されないので)して動作することが多い。従って角分布測定の為のモニターとしては、陽子エネルギーが低くて、γ線強度が弱い時には散乱陽子スペクトルを使い、次に陽子エネルギーが高くなって低い準位からのγ線強度が強くなった時にはGe(Li)検出器によるγ線スペクトルを使う方法が考えられる。

[装置系の試験]

角分布測定系の総合試験として^{63}Cu(p,pγ)反応による669 KeV($1/2^- \rightarrow 3/2^-$)γ線の角分布を測定した。入射陽子エネルギーは3.3 MeVとし、ターゲットは天然の銅金属で厚さ1 mg/cm^{2}のself-supportingのものを使用した。Si(Li)検出器の分解能が実験中に変動したので、低エネルギーγ線によって規格化した。669 KeVγ線は、$1/2^-$準位から転移しているので、理論からは、$A_2 = A_4 = 0$であり、角分布は等方であることが期待される。図3-7に示す結果では、1%程度の範囲で等方性を得ている。

角分布測定の実験は、1970年10月と1970年12月の2回行ったが、その時に^{137}Csの線源によってゴニオメーターの回転中心を調べた結果を、表3-1に示す。ここでは、662 KeVγ線のfull energy peakの強度を平均値で割った値を示している。両方の場合とも、約0.4%の精度で回転中心が出ている。

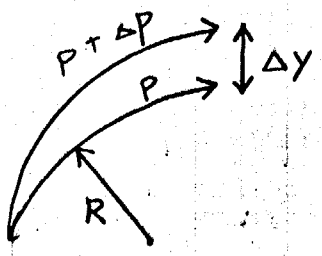
<3-5> 2価Heイオンビーム

バンデグラフ加速器は静電圧加速器であるので、2価イオンは1価イオンの2倍の加速エネルギーを得る。1価イオンと2価イオンの電流強度比 He^{++}/He^{+} は 1/1000 のオーダーであり、イオン源へのガス流量を少なくする程 He^{++}/He^{+} が大きくなることが調べられていた。[22] そこで $^{51}V(\alpha, n\gamma)$ 反応に、エネルギーが 6 MeV, 7.1 MeV, 7.6 MeV の He^{++} ビームを使用した。実験に於ては、分析電磁石の 67° 出口スリットで He^{+} ビームにより加速器の自動制御をし、90° 出口スリットを調整して He^{++} ビームだけがスリットを通過するようにした。加速電圧が 2.6 MV の時に、分析電磁石の出口の位置で、H_2^{+} と D^{+} のビームスポットと He^{++} のビームスポットとが約 5 mm 離れていたので、前述のスリット調整により D^{+} と H_2^{+} ビームを除去し、ターゲット位置には He^{++} ビームだけが来るようにすることができた。実験中はイオン源へのガス流量をできるだけ少なくし、水銀拡散ポンプの位置での真空が $4 \sim 6 \times 10^{-6}$ mmHg になるようにして加速器を運転した。67° 方向の He^{+} 電流は 50 ～ 200 μA とし、ターゲット位置での He^{++} 電流は 10 ～ 20 nA を得た。He^{++}/He^{+} は 1/1000 ～ 1/5000 の大きさであった。

以下に、He^{++} ビームスポットが D^{+} と H_2^{+} のビームスポットから目測で約 5 mm 離れていた説明をする。

分析電磁石の曲率半径を R、粒子の運動量を P、運動量の

ズレを ΔP，電磁石出口の焦点に於ける像の水平方向の位置を y，水平方向のズレを Δy とすると，分散 D は



$$D \equiv \frac{\Delta y}{\Delta P} \cdot \frac{P}{R}$$ で定義される。[20]

非相対論の範囲では 粒子のエネルギーを E，粒子の質量を M とすれば

$$E = P^2/2M$$ である。

従って運動量 P を粒子の質量 M に置き換えると

$$D = \frac{\Delta y}{\Delta M} \cdot \frac{2M}{R}$$ となり ビームスポットのズレ Δy は

$$\Delta y = D \cdot \frac{\Delta M}{M} \cdot R$$ となる。

水素分子，重陽子と α 粒子の質量[21]は

$M_{H_2} = 1876.428$ MeV
$M_d = 1875.489$ 〃
$M_\alpha = 3727.136$ 〃 である。

これから $\Delta M = M_d - \frac{1}{2}M_\alpha = 11.92$ MeV

$\Delta M = M_{H_2} - \frac{1}{2}M_\alpha = 12.86$ MeV を得る。

$M = 1875$ MeV，$R = 61$ cm を代入すると

$\Delta y = 0.39\,D$ cm （重陽子）

$\Delta y = 0.43\,D$ cm （水素分子） となる。

電磁石の入口と出口のレム角度が共に 26.5° の 2 重収束の条件になっていれば $D = 4$ である。[20] しかし現実には $D = 2 \sim 4$ であろう。すると計算上では

$\Delta y = 7.8 \sim 15.6$ mm （重陽子）、

$\Delta y = 8.6 \sim 17.2$ mm（水素分子）

となって、目測した約5mmの距離と合っている。

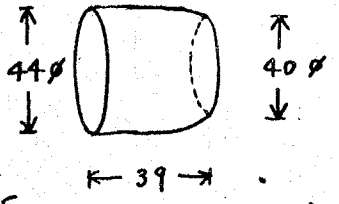
尚、ΔyとDの関係式は加速電圧が0～4MVの範囲ならばエネルギーに無関係である。従って電磁石の90°方向の出口スリットの後のビューワーに映るビームスポットを見ながら、出口スリットを調整すれば、加速電圧に関係なく、D^+とH_2^+の混じりからHe^{++}のビームを選択できる。

<3-6> Ge(Li)検出器

今回の実験には、東工大・武谷研究室で製作した、有効体積が10 cm^3と35 cm^3の2個のGe(Li)検出器を使用した。この二つのGe(Li)結晶をマウントしたクライオスタットは移動を簡単にする為に、モリキュラシーブスを冷却することにより真空を保つものにした。以下に35 cm^3のGe(Li)検出器を中心にした解説をする。

［製作］

素材として使用したGe単結晶は、P型で引上法によって精製したものであり、HOBOKEN社より購入した。その素材の仕様を参考の為に表3－2に示す。



まず単結晶を超音波カッターで図の大きに切った。Geの単結晶を450°Cに加熱し、Li金属を蒸着させ後に、20分間温度を450°Cに保ち、Liを

［Ge(Li)SSDの完成時には直径で3mm，長さで5mm小さくなる］

熱拡散させる。これにより0.8～1mmのn層ができる。次にnormalペンタン中でLiイオンをdriftさせ，intrinsic層を成長させる。50V～200Vの電圧，0.1～2.3Aの電流で約1ヶ月半Liをdriftさせた後に，銅メッキで見るとintrinsic層が約10mmとなった。ここでもう一度Liを蒸着してn層を作り直した後，約1週間driftさせるとintrinsic層が12～13mmとなった。この後にクライオスタットに載せて，液体窒素で冷却したところ，Ge(Li)のダイオードはleakage currentが非常に大きい(図3-9のA)ので，次のclean-upを行った。n-ペンタン中にGe(Li)を入れ，容器を塩と氷で-15°C～-20°Cの温度に冷却しながら，100～300Vの電圧で約1週間clean upをした。その後に再びクライオスタットに載せて液体窒素温度に冷却した時のダイオード特性はかなり改善されて図3-9のBになった。次にGe(Li)をクライオスタットに載せたままで，温度を液体窒素温度から0°C以上に戻した後に，クライオスタットを塩と氷で-15°～-20°Cに冷却して4日間のclean upをすると，図3-8のCのダイオード特性を得て，Ge(Li)検出器が完成した。この時にGe(Li)ダイオードの静電容量を測定したら28PFであった。Ge(Li)ダイオードが検出器として動作する為には，100V/mm以上の電圧に於て，leakage currentが1nA以下であることが要求される。図3-9のA，B，Cが示すところでは，Ge(Li)結晶の表面処理も重要な要素であるが，intrinsic層が

厚くなるとclean-up処理が非常に重要であることが判る。完成してから7ヶ月のダイオード特性が図3-9のDであり、CとDは同じ特性を示している。完成時の性能は^{57}Coの122 keVγ線に対して半値巾が2.0～2.1 keVで^{60}Coの1.33 MeVγ線に対しては半値巾が3.1～3.3 keV、1/10巾が約8 keV、ピーク対コンプトン比が18:1であった。

〔クライオスタット〕

10 cm^3 Ge(Li)と35 cm^3 Ge(Li)はモリキュラシーブを液体窒素で冷却して真空を保つように設計したクライオスタットに載せてある。図3-9に示すが、クライオスタットの銅コールドフィンガーとステンレス外管との中間に真ちゅうの細い目の金あみで作った円筒を入れ、銅コールドフィンガーと金あみの間にモリキュラシーブ(ユニオンカーバイド社製 5A、径1/61インチ)を約60g入れる。2～3日間、80°C～150°Cの温度でモリキュラシーブをBake outした後にGe(Li)ダイオードを載せている。35 cm^{3}のGe(Li)結晶をクライオスタットに載せた内部の様子を図3-10に示す。Ge(Li)結晶の前面に厚さ5 mmのテフロンの円板を絶縁材料として使っている為に、実際の(p, nγ)や(α, nγ)反応の実験では^{19}F(n, n'γ)反応のBackgroundγ線を検出することになった。10 cm^{3}のGe(Li)結晶を載せたクライオスタットでは、絶縁材料として使っているテフロンの量が少ない為に、^{19}F(n, n'γ)反応のBackgroundは小さく、低エネルギーγ線に対する吸収も、35 cm^3

のGe(Li)検出器より小さくなっている。

［検出効率］

10 cm³と35 cm³のGe(Li)検出器に対するγ線のfull energy peakの検出効率の絶対値を、実際の実験配置に近い条件にして標準線源を使って測定した。標準線源はI.A.E.Eの1970年1月1日付のもので、^{241}Am, ^{27}Co, ^{113}Sn, ^{203}Hg, ^{22}Na, ^{137}Cs, ^{54}Mn, ^{88}Y, ^{60}Coがある。半減期とγ線の分岐比はI.A.E.E.が付録としてつけている表の値を使用した。^{113}Snと^{203}Hgは線源強度が弱くなっていたので、35 cm³のGe(Li)検出器の場合だけについて測定したが、測定点が高エネルギー側から延長した直線から大きくずれるので、^{133}Ba（線源強度不明）の相対的な値[23]を内挿して100～400 keVの間を決めた。10 cm³と35 cm³の両方で、81 keVの点は^{133}Baの相対値を内挿したものである。図3－12に示す検出効率は縦軸に$\Delta\Omega\varepsilon/4\pi$の値をとり、dとは線源とGe(Li)検出器のAlキャップ前面との距離である。Aの線は(p,nγ)反応の励起関数測定の配置における効率であり、Bの線は(p,nγ)反応のγ線角分布測定の配置における効率であり、Cの線は角分布測定のモニター検出器の配置に於ける効率である。検出効率の絶対値は500 keV以上の場合でも、実際の実験条件の再現性に対して20%程度の誤差が考えられる。相対値に関しては、500～2000 keVの場合には、約5%、300～500 keVの場合は約10%、100～300 keVの場合は約20%の誤差が見込まれる。

〔立体角補正〕

理論による角分布関数を $W(\theta_\gamma)=\sum_l \alpha_l P_l(\cos\theta_\gamma)$ とし、実験値の示す角分布関数を $\overline{W}(\theta)=\sum_l A_l P_l(\cos\theta)$ とする。ここで θ は検出器の角度であり、θ_γ は γ 線の角度である。現実には検出器が有限の大きさを持つことによって、θ と θ_γ とは必ずしも一致せず A_l は α_l とは異なる値となる。γ 線が検出器の中心軸に対して角度 β で入射し、その場合の検出器の効率を $\varepsilon(\beta)$ とすると、

$$\overline{W}(\theta)=\frac{\int W(\theta_\gamma)\varepsilon(\beta)\,d\Omega}{\int \varepsilon(\beta)\,d\Omega} \quad \text{---- (1)}$$

実際の実験条件を図3－12に示す様に理想化すれば、検出器の形が中心軸に対して軸対称となり、積分を簡単化することができる。㉔ ㊴〔現実には Ge(Li)結晶の形は真円より少し歪んでおり、結晶中心軸の延長線からターゲットの中心が少しずれているとみなされる。〕

(1)式は

$$\overline{W}(\theta)=\frac{\sum_l \alpha_l I_l}{I_0}$$

$$I_l \equiv \int \varepsilon(\beta) P_l(\cos\theta_l)\,d\Omega$$ となり

軸対称を仮定すると

$$I_l = P_l(\cos\theta) J_l$$

$$J_l \equiv \int_0^\gamma P_l(\cos\beta)\,\varepsilon(\beta)\,\sin\beta\cdot d\beta \quad \text{---- (2)}$$

すると(1)式の両辺はそれぞれ

$$\sum_l A_l P_l(\cos\theta)=\sum_l\left[\alpha_l \frac{J_l}{J_0}\right] P_l(\cos\theta)$$ となり

$$\left.\begin{aligned} A_\ell &= \alpha_\ell Q_\ell \\ Q_\ell &\equiv J_\ell / J_0 \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (3)$$

を得る。従って問題点は (2)式の積分をすることになる。

実際の積分に当っては、図3-13の $0 \sim \gamma_1$ と $\gamma_1 \sim \gamma_2$ の2つの区間に分けて行い、$0 \sim \gamma_1$ の間では γ線の通過する距離が角度βに依存しないとした。具体的には、

$$J_\ell = e^{-\tau l_1}(1-e^{-\tau l_2})\int_0^{\gamma_1} P_\ell(\cos\beta)\sin\beta\, d\beta$$
$$+\int_{\gamma_1}^{\gamma_2}(1-e^{-\frac{\tau l}{\cos\beta}})P_\ell(\cos\beta)\sin\beta\, d\beta$$

$l_1 = 2.1\,\mathrm{cm}$, $l_2 = 1.3\,\mathrm{cm}$ $l = 3.4\,\mathrm{cm}$

$\tan\gamma_1 = \dfrac{5}{140}$, $\tan\gamma_2 = \dfrac{20}{140+34}$

τとしては、Ge に対する γ線の光電効果の吸収係数[25]を使用した。尚図3-13の斜線部分は積分しないが、その寄与は小さいと考える。実際の積分では、$n=10$ の Gauss 型の数値積分を行い[26]次の結果を得た。

El (Kev)	Q 2	Q 4
54	0.9893	0.9645
156	0.9897	0.9659
212	0.9899	0.9667
252	0.9900	0.9668
407	0.9901	0.9671
1400	0.9901	0.9672

線源からの距離が14cmと大きい為に、Q2とQ4のエネルギー依存性は小さい。この距離が1cm変化しても Q2とQ4の変化はそれぞれ0.2%, 0.5%以下である。

<3-7> ターゲット

今回の実験には、^{54}Cr, ^{51}V, Cu のターゲットを使用した。これらのターゲットに関する特性をまとめて、表3-3に示す。以下にそれぞれのターゲットの製法を簡単に述べる。

[^{54}Cr]

^{54}Crの濃縮アイソトープは OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY (USA) から購入したもので、^{54}Crの濃縮度は90.6%、化学状態はCr_2O_3である。アイソトープの成分表を表3-3に示す。

Crターゲットの製法としては、まず電着法が考えられ、天然のCrの場合は資料を多量に使ってできる。[27] 濃縮したアイソトープで作る例として、約200 mgの^{54}Crを含む$^{54}CrO_3$から電着によって約10 mg/cm^2 (25φ) のターゲットを作ったものがある。[27] この例に従ってCrO_3(天然)の重量を30～60 mgにして、Cu-foilに電着することを試みた。しかし電着したCrの表面が黒っぽくなりやすく、Crの層が薄い為にBackingの銅を硝酸で溶かしてself-supportingにすることに成功しなかった。そこで^{54}CrをAu-foil (0.2 mg/cm^2) に蒸着させて、Backingつきのターゲットを作ることにした。ヒーターは厚さ50μm、大きさ20cm×10cmのTa板を丸めた筒の中央に直径約1mmの穴をあけたもので、資料を入れた後に両端を閉じる。Cr_2O_3からの蒸着は、Mo金属を還元剤とした還元蒸着とCr_2O_3から直接に蒸着させるのとは収量に差がなかった。そこで25 mgの$^{54}Cr_2O_3$を資料にしてヒーターとターゲットフレームとの距離を2.5cmに配置して

蒸着した。ターゲットフレームは銅板の中央に直径16mmの穴をあけ、厚さ0.2mg/cm²のAu-foilをつけたものである。蒸着に関連して、Crの蒸気圧を表3-3に示す。

^{54}Crのターゲットの厚さの推定は散乱陽子を90°方向でSi(Li)検出器により測定したスペクトルの中の^{54}Crピーク強度とBackingにしているAuのピーク強度との比較から求めた。ここで陽子散乱はRutherford散乱とし、(図4-3のスペクトルから、^{54}Crに対してこの仮定は正しい。) Au-foilの厚さを0.2mg/cm²と仮定した。その結果、^{54}Crの部分の厚さを0.2mg/cm²と推定した。この推定に於ける誤差の殆んどは、Au-foilの厚さの精度から来るが、大きく見積ると、50%程度の誤差が考えられる。蒸着した後のターゲットは両方の面が^{54}Crの金属光沢をしている為に、ターゲットのエネルギー損失としては、^{54}Crからのものと、Auからのものとの和を考えた。^{54}CrとAuの厚さを共に0.2mg/cm²と仮定して、ターゲットと入射陽子ビームとの角度が45°と60°の場合に於けるエネルギー損失㉔の値を表3-3に示す。

(p, nγ)反応の実験には蒸着で作った^{54}Crターゲットを使用したけれども、もう1つの可能性として沈降法でターゲットを作ってみた。これは厚さが約1mg/cm²のカーボン膜に$^{54}Cr_2O_3$を沈降させて、厚さが0.5～1mg/cm²(20φ)のものを用意した。沈降が終ってからの乾燥時間が短くて、流動パラフィンが除去されていない状態では、陽子ビームを当てると、殆んど瞬間的に$^{54}Cr_2O_3$

が流動パラフィンと共に飛散してしまった。そこで約1ヵ月間、60℃～80℃の温度で流動パラフィンを乾燥させた後には、陽子ビームを照射してもかなり長時間 $^{54}Cr_2O_3$ が飛散しなかった。この時は陽子ビームの電流を約0.1μAに押えた場合である。その後では、この沈降法で作ったターゲットがどれ位の時間と、どれ位のビーム電流ならば実用可能であるのかのテストはしていない。ただし、マイラ膜の上に沈降させた時に比べると、カーボン膜の上に沈降させた時は、Backingと資料との密着度が悪い様である。厚さが1mg/cm²程度のカーボン膜はthermal cracking法で簡単に作れるので、この沈降法についてもっと追求してみることは価値がある。もしこれができれば、バンデグラフ領域でγ線測定用のターゲットに酸化物が使えることになり、有益である。

[^{51}V]

^{51}V は天然に存在するアイソトープ比率が99.75%なので、天然のV金属が使用できる。今回は化学純度が99.9%以上のV金属板（厚さ83mg/cm²）を圧延して ^{51}V のself-supportingターゲットを作ることにした。厚さ0.5mmの表面を研磨したステンレス板の間にV金属板をはさみ、小型ローラーで圧延作業を繰返す。一回の圧延ごとにステンレス板を新しいものに取換え、数十回の圧延後に0.80mg/cm²のVターゲットを得た。厚さ2mg/cm²までは比較的簡単に圧延できるが、それ以下の厚さになるとfoilの強度が小さくなることと、foilが丸く巻く様になることの為に難しくなる。

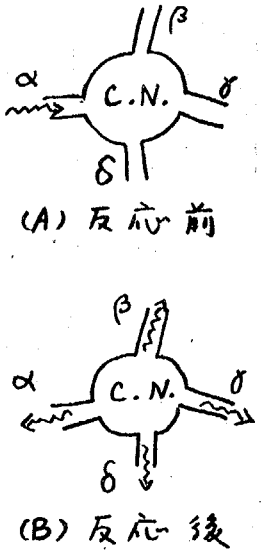
[Cu]

普通の銅金属をスライドガラス板上に蒸着した後、薄いカミソリの刃を使えば簡単にはがすことができる。ヒーターは厚さ50μmのTa板，資料は165mgの銅金属，ヒーターとスライドガラス板との距離を7.5cmにして蒸着すると、厚さが1mg/cm²前後の蒸着膜が得られる。実験に使用したのは1.0mg/cm²の厚さのものである。

第4章

γ線角度分布及び γ線励起関数の解析法

<4-1> 複合核反応



入射粒子がターゲットの原子核と相互作用した後に、粒子又はγ線が放出される時、入射粒子が核の直径に相当する距離を通過する時間［$E_p = 4\,MeV$, $A = 54$ ならば $t \approx 10^{-21}\,sec$］に比べて核反応の時間が充分に長い場合に、中間状態として複合核を考える。入射粒子がエネルギーpを持ち、中間状態が多数作られる場合に、中間状態を形成するマトリックス要素と中間状態が崩壊するマトリックス要素との間に相関が無く、しかもマトリックス要素の符号のとり方に規則性がないと仮定すると、反応断面積を色々な中間状態で平均したものは、複合核形成の部分と複合核崩壊の部分とに分離される。上の図で(A)はαチャンネルから粒子が入り、(B)は、α, β, γ, δのチャンネルから粒子が放出されて複合核が崩壊することを示す。前述の反応断面積の平均値に於て、αチャンネルから形成される確率（複合核形成の断面積）は粒子がこのチャンネルを単位時間当りに通過する数（透過係数 T_α）に比例する。このことを式で表わすと、$\sigma_\alpha^{\ell}(C.N.)$ を軌道角運動量 ℓ の粒子による複合核形成の断面積とすれば

$$\sigma_\alpha^{l}(C.N.) = \pi \lambda\!\!\!^{-}{}_\alpha^2 (2l+1) T_{\alpha l}(E) \quad \cdots\cdots (1)$$

次に複合核が色々なチャンネル α, β, γ ---- に崩壊してゆく分割比は、それぞれのチャンネルを通過する粒子の流量（即ち、各チャンネルの透過係数 T_α, T_β, T_γ ---- ）に比例する。そこで、$\alpha \to \beta$ の反応の断面積は

$$\sigma(\alpha,\beta)CN = \pi \lambda\!\!\!^{-}{}_\alpha^2 \sum_l (2l+1) \frac{T_{\alpha l}(E_\alpha)\, T_{\beta l'}(E')}{\sum_{l''E''} T_{l''}(E'')} \quad \cdots (2)$$

となる。[31]

ここで l は入射粒子の軌道角運動量であり、l' と l'' は放出される粒子の軌道角運動量である。l についての和は、複合核準位に関係するものだけについてとる。

分母の和は可能な出口チャンネルを全て加える。ここで考えた(2)式は、中間状態の複合核準位が統計的分布をしており、残留核準位としては低エネルギー準位を考えて、残留核準位の分布が統計的でない場合である。入射粒子のエネルギーが充分に高くて多数の残留核準位に粒子が放出され、残留核準位の分布にも、統計的分布を仮定する場合とは区別する。Hauser & Feshbach[30] が中性子の非弾性散乱の為に導出した式は、(2)と同様なものである。

次に l-S力を入れたもっと一般的な場合の $\alpha \to \beta$ の反応断面積を表わすと、(2)式と同様な式を得る。[31]

$$\sigma(\alpha,\beta)CN = \pi \lambda\!\!\!^{-}{}_\alpha^2 \sum_{\substack{J_1 \\ j_\alpha\, l_\alpha}} \frac{(2J_1+1)}{(2J_0+1)(2S_\alpha+1)} \cdot \frac{T_{l_\alpha j_\alpha}(E_\alpha)\, T_{l_\beta j_\beta}(E_\beta)}{\sum_{\substack{l'' j'' \\ E''}} T_{l'' j''}(E'')} \quad \cdots\cdots (3)$$

ここで J_1 は複合核のスピン、J_0 はターゲットスピン、
S_α は入射粒子の intrinsic スピンである。
分母の和は全てのチャンネルについて加える。

尚、数学的に厳密に取扱って (2) 又は (3) 式の導出をしているのが Lane and Thomas の R-マトリックス理論である。[42]
彼等の説明によれば、エネルギー範囲 δ で平均化した反応断面積は

$$\langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle = \frac{4\pi}{k_\alpha^2} \sum_{\substack{JSl \\ S'l'}} g_J \cdot \frac{\pi}{\delta} \sum_{\lambda\mu} \frac{P_c P_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c} \gamma_{\lambda c'} \gamma_{\mu c'} (\Gamma_\lambda + \Gamma_\mu)}{(E_\lambda - E_\mu)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_\lambda + \Gamma_\mu)^2}$$

ここで

$$g_J = \frac{(2J+1)}{(2S+1)(2J_0+1)}$$

$$T_c^J = \frac{2\pi \langle \Gamma_{\lambda c}^J \rangle}{D^J}, \quad \Gamma_{\lambda c} = 2P_c (\gamma_{\lambda c})^2$$

中間状態の内部固有関数 $\gamma_{\lambda c}$ の符号が規則性をもたないとすると、平均化作用をする時に $\lambda \neq \mu$ の部分がなくなり、$\lambda = \mu$ の部分だけが寄与する。δ の範囲で λ, μ の和をとると $\frac{\delta}{D^2} \langle \Gamma_\lambda \rangle$ 個の項が残ることから (3) 式と同じものが得られる。

(p, nγ) 反応における γ 線励起関数を計算するには (3) 式を用いて各々の透過係数やスピンに実際の値を与えて実行する。

<4-2> 複合核を経由する γ 線の角分布

複合核反応を経由する γ 線の角度分布を解析することは Sheldon 等 ⑩⑪⑫ が詳しい解説をしている。今回の実験で得られた γ 線角度分布の結果を解析するに当っては、Sheldon が (N, N'γ) 反応として取扱っている方法に従って行なうことにした。参

参文献⑩では（n, n'γ）と（p, p'γ）反応の場合を特に詳しく議論しているが、（N, N'γ）反応に対する解析の式［付録⑩］は（p, nγ）反応についても全く同じ取扱いができる。以下にBiedenharnの角度関数の説明に従って㉜ Sheldonがγ線角度分布の式［付録⑩］として表現しているものを導くことにする。尚、解析に当り、次のことを認める。

① 複合核反応に於ては、反応の形成過程と崩壊過程を分離して取扱うことができる。

② 多数の複合核準位を経由し、この中間状態が統計的な分布をしており、中間状態の確率振巾の分布に規則性がない。

③ 入射粒子ビームが分極していない。

①と②から、複合核反応に於て、中間状態について平均化すると反応断面積の形成部と崩壊部の強度が、透過係数で表現できる。統計モデルを考える時には、②の仮定が重要なところである。③の仮定は通常の入射ビームに於いては満足される。

これから使用する記号の定義を付録⑩の図で示す。J_0はターゲットスピン、J_1は複合核のスピン、J_2, J_3は残留核のスピンである。j_1, l_1, S_1は入射陽子の全スピン、軌道角運動量、intrinsicスピンをそれぞれ表わし、中性子についても同様にj_2, l_2, S_2で表わす。ここで$S_1 = S_2 \equiv 1/2$である。L, L'はγ線の運ぶ角運動量である。角運動量の保存則から、$J_0 + J_1 + j_1 = 0$, $J_1 + J_2 + j_2 = 0$, $J_2 + L + J_3 = 0$であり、それぞれベクトルの三角

形を作っている。

$\vec{K_i}$, $\vec{K_f}$ をそれぞれ入射陽子とγ線の運動方向を表わすベクトルとすればγ線角分布は k_i と k_f のなす角度の関数として表現することである。Biedenharnによれば一般にLegendre関数で展開して

$$W(\theta) = \frac{1}{4\pi}\sum_{\nu}(2\nu+1)\,B_\nu\,P_\nu(\cos\theta) \quad \cdots\cdots (4)$$

$$\vec{k_i}\cdot\vec{k_f} = \cos\theta$$ と表わす。

B_ν は角運動量の結合によって決まる係数である。

長さの量子化されたベクトル間の角度関数はRacah係数で表わすことになり、J, l, j がベクトルの三角形を作って $\vec{J}+\vec{l}+\vec{j}=0$ の時の l と J の角度関数 $(l, J)_\nu$ は

$$(l, J)_\nu \Rightarrow (-)^{-\nu}\left[(2l+1)(2J+1)\right]^{\frac{1}{2}}\cdot W(l\nu jJ : lJ) \quad \cdots\cdots (5)$$

長さが量子化されていないベクトルと長さが量子化されたベクトルとの間の角度関数は

$$(j, K)_\nu \Rightarrow (-)^{j-\frac{1}{2}}\left[\frac{2j+1}{2\nu+1}\right]^{\frac{1}{2}}\langle j\,j\,\tfrac{1}{2}\,-\tfrac{1}{2}\,|\,\nu\,0\rangle \quad \cdots\cdots (6)$$

（Kの粒子のintrinsicスピンが½の場合）

$$(L, K)_\nu \Rightarrow (-)^{L-1}\left[\frac{2L+1}{2\nu+1}\right]^{\frac{1}{2}}\langle L\,L\,1\,-1\,|\,\nu\,0\rangle \quad \cdots\cdots (7)$$

（Kの粒子のintrinsicスピンが1でγ線の場合）

付録⑩に示す図に於ける $J_0 - (j_1) \rightarrow J_1 - (j_2) \rightarrow J_2 - (L) \rightarrow J_3$ という反応の順番で示す角度相関では、(4)式の $(2\nu+1)B_\nu$ の係数は $C_\nu(J_0 \rightarrow J_1)$, $D_\nu(J_1 \rightarrow J_2)$, $E_\nu(J_2 \rightarrow J_3)$

の3段階の角度関数の積で表わすことができる。これから後は(5)(6)(7)を適用し、$\sqrt{2j+1} = \hat{j}$ と略すことにする。

まず $C_\nu(J_0 \to J_1)$ は $(ki, j_1)_\nu$ と $(j_1, J_1)_\nu$ の2段階に分けて考えると

$$(ki, j_1)_\nu \Rightarrow (-)^{j_1-\frac{1}{2}} \frac{\hat{j}_1}{\hat{\nu}} \langle j_1 j_2 \tfrac{1}{2} -\tfrac{1}{2} | \nu 0 \rangle$$

$\vec{j}_0 + \vec{j}_1 + J_1 = 0$ から　(5)式を利用して

$$(j_1 J_1)_\nu \Rightarrow (-)^\nu \hat{j}_1 \hat{J}_1 \, W(j_1 \nu J_0 J_1 : j_1 J_1)$$

次に $D_\nu(J_1 \to J_2)$ は $\vec{J}_1 + \vec{j}_2 + \vec{J}_2 = 0$ から (5)式より

$$D_\nu(J_1 \to J_2) \Rightarrow (-)^\nu \hat{J}_1 \hat{J}_2 \, W(J_1 \nu j_2 J_2 : J_1 J_2)$$

$E_\nu(J_2 \to J_3)$ は $(J_2 L)_\nu$ と $(L, kf)_\nu$ の2段階に分けて

$\vec{J}_2 + \vec{L} + \vec{J}_3 = 0$ から　(5)式を使って

$$(J_2, L)_\nu \Rightarrow (1)^\nu \hat{J}_2 \hat{L} \, W(J_2 \nu J_3 L : J_2 L)$$

(7)式から

$$(L, kf)_\nu \Rightarrow (-)^{L-1} \frac{\hat{L}}{\hat{\nu}} \langle L L 1 -1 | \nu 0 \rangle$$

Racah係数の内部要素の入換に対して

$$W(j_1 \nu J_0 J_1 : j_1 J_1) = (-)^{\nu + J_0 - j_1 - J_1} W(J_1 J_1 j_1 j_1 : \nu J_0)$$

$$W(J_1 \nu j_2 J_2 : J_1 J_2) = (-)^{J_2 + J_1 - \nu - j_2} W(J_1 J_1 J_2 J_2 : \nu j_2)$$

$$W(J_2 \nu J_3 L : J_2 L) = (-)^{L + J_2 - \nu - J_3} W(J_2 J_2 L L : \nu J_3)$$

すると (4)式の $(2\nu+1) B_\nu$ は $(2\nu+1) \times [(ki j_1)_\nu \times (j_1 J_1)_\nu \times D_\nu(J_1 \to J_2) \times (J_2 L)_\nu \times (L, kf)_\nu]$ となって

$(2\nu+1)B_\nu \Rightarrow$

$$\hat{\nu}\cdot(-)^{j_1-\frac{1}{2}}\frac{\hat{j}_1}{\hat{\nu}}\langle j_1 j_1 \tfrac{1}{2}-\tfrac{1}{2}|\nu 0\rangle (-)^{\nu}\hat{j}_1\hat{J}_1(-)^{\nu+J_0-j_1-J_1}W(J_1J_1j_1j_1:\nu J_0)$$

$$\times\ (-)^{\nu}\hat{J}_1\hat{J}_2\cdot(-)^{J_2+J_1-\nu-j_2}\ W(J_1J_1J_2J_2:\nu j_2)$$

$$\times\ \hat{\nu}(-)^{L-1}\frac{\hat{L}}{\hat{\nu}}\langle LL1-1|\nu 0\rangle(-)^{\nu}\hat{J}_2\hat{L}(-)^{L+J_2-\nu-J_3}W(J_2J_2LL:\nu J_3)$$

---- (8)

となる。

(8)式の第1行目が　$C_\nu(J_0\to J_1)$ であり

$$C_\nu(J_0\to J_1)=(-)^{J_0-J_1-\frac{1}{2}}\hat{j}_1^{\,2}\hat{J}_1\langle j_1j_1\tfrac{1}{2}-\tfrac{1}{2}|\nu 0\rangle\ W(J_1J_1j_1j_1:\nu J_0)$$

---- (9)

(8)式の第2行目が　$D_\nu(J_1\to J_2)$ で

$$D_\nu=(-)^{J_2+J_1-j_2}\ \hat{J}_1\hat{J}_2\ W(J_1J_1J_2J_2:\nu j_2)\quad\text{---- (10)}$$

(8)式の第3行目が　$E_\nu(J_2\to J_3)$ であり

$$E_\nu(J_2\to J_3)=(-)^{J_2-J_3-1}\hat{J}_2\hat{L}^2\langle LL1-1|\nu 0\rangle W(J_2J_2LL:\nu J_3)$$

---- (11)

となる。

ここで考えた(11)式の $J_2-(L)\to J_3$ の転移では、γ線の多重極混合を考慮しなかったけれども、Biedenharn の定義する F_ν 関数を使えば、γ線の多重極混合がある場合の(11)式を書くことができる。

F_ν の定義に従えば

$$F_\nu(LL'J_3J_2)=(-)^{J_3-J_2-1}\hat{J}_2\hat{L}\hat{L}'\langle LL'1-1|\nu 0\rangle W(J_2J_2LL':\nu J_3)$$

であり、γ線の混合比 δ を

$$\delta \equiv \langle J_f \| L' \| J_i \rangle / \langle J_f \| L \| J_i \rangle$$ とすれば

γ線の混合がある場合のより一般的な(11)式のEνは

$$E_\nu(J_2 \to J_3) = (-)^{2(J_2-J_3)} \frac{1}{1+\delta^2} [F_\nu(LLJ_3J_2) + 2\delta F_\nu(LL'J_3J_2) + \delta^2 F_\nu(L'L'J_3J_2)] \quad \cdots (12)$$

となる。

(9), (10), (12)式のCν(J₀→J₁), Dν(J₁→J₂), Eν(J₂→J₃)を使うと、(4)式は

$$W(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_\nu C_\nu D_\nu E_\nu P_\nu(\cos\theta) \quad \cdots (13)$$

この13式は中間状態としては1つしか考えていない。しかし実際の(p, nγ)反応のγ線角分布は中間状態のJ₁が1つだけではなくて、色々な中間状態の寄与を加え合せたものである。その寄与の強さを表わすのがpenetrability項のτであり、$g \equiv (\hat{J}_1)^2/(\hat{s}\cdot J_0)^2$ を統計因子とすればγ線の角分布は(13)式を拡張して

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4} \sum_{\nu j_1 j_2} g\, C_\nu D_\nu E_\nu \tau P_\nu(\cos\theta) \quad \cdots (14)$$

ここでl−S力を入れた透過係数T_{lj}を使って

$$\tau \equiv \frac{T_{l_1 j_1}(E_1)\ T_{l_2 j_2}(E_2)}{\sum_{ljE} T_{lj}(E)}$$

この分母の和はすべての出力チャンネルを加える。

(14)式の和はνの他に、入射チャンネルと出力チャンネルが中間状態を作ることが可能なスピンj₁, j₂についても和をとる。

ν の制限は

(9)式の中の $\langle j j_1 \frac{1}{2} -\frac{1}{2} | \nu 0 \rangle$ から $0 \leq \nu \leq 2j_1$

(10)式の中の $W(J_1 J_1 J_2 J_2 : \nu j_2)$ から $0 \leq \nu \leq 2J_1, 2J_2$

(12)式の中の $F_\nu(L' L' J_3 J_2)$ から $0 \leq \nu \leq 2L'$

であり、まとめると $0 \leq \nu \leq \mathrm{Min}(2J_1, 2J_2, 2j_1, 2L')$ となる。

次に Clebsh-Gordan 係数の性質から $\vec{j} = \vec{l} + \vec{\frac{1}{2}}$, $\vec{j}' = \vec{l}' + \vec{\frac{1}{2}}$

として

$$\langle j j' \tfrac{1}{2} -\tfrac{1}{2} | \nu 0 \rangle = \hat{l}\, \hat{l}' \langle l l' 00 | \nu 0 \rangle W(j j' l l' : \nu \tfrac{1}{2})$$

である。そこで中間状態がはっきりとしたパリティをもち、

j_1 と j_1' の interference がない時には、(9)式に於ける

Clebsh-Gordan 係数は $\langle j_1 j_1' \frac{1}{2} -\frac{1}{2} | \nu 0 \rangle$ ではなくて

$\langle j_1 j_1 \frac{1}{2} -\frac{1}{2} | \nu 0 \rangle$ となる。その結果 (16)式から $\langle l_1 l_1 00 | \nu 0 \rangle$

という項が出るので、ν は偶数となり、(ν が奇数ならば

$\langle l_1 l_1 00 | \nu 0 \rangle = 0$ となる。)、γ 線角分布は 90° 対称となる。

(14)式を実際の解析に使う形にしたものが、付録⑩に示す式

であり、Sheldon の記号で表わしている。

尚、(14)式又は付録⑩に示す式が、中性子 ($d\Omega_1$) と γ 線 ($d\Omega_2$) の角度相関の式 ($d^2\sigma / d\Omega_1 d\Omega_2$) を観測しない中性子の角度で積分した

$$\frac{d\sigma}{d_1\Omega_2} = \int d^2\sigma / d\Omega_1 d\Omega_2 \cdot \Delta\Omega_1$$

と一致することを Sheldon が示している。⑫

γ線角分布の解析式［(14)式、付録⑩の式］は色々な中間状態を経由する角分布係数に、それぞれの中間状態の重みで平均したものになっている。従ってγ線角分布の解析において、透過係数 $T_{l\gamma}$ の選び方が出力チャンネルの残留核準位のスピン、パリティによって変化するので、γ線の角分布係数が準位のパリティによって変化することになる。パリティ依存性という点で通常のγ－γ角度相関の場合と異っている。γ線角分布の解析式の妥当性を別問題としても、陽子と中性子の透過係数 $T_{l\gamma}$ に何を使用するかによって、計算結果が左右される。γ線の角分布の絶対値を議論しなければ、$T_{l\gamma}$ の l や γ に対する相対値がγ線角分布の形に影響を与えることになる。

＜4－3＞ 透過係数

(p, nγ)反応のγ線励起数あるいは、γ線角分布を計算する為には、陽子と中性子の透過係数を知る必要がある。実際に使用する透過係数は光学ポテンシャルによって計算したものである。

［陽子の透過係数］

光学ポテンシャルを使わずに、Coulomb Function の Phase Shift から荷電粒子に対する透過係数を Feshbach[33] が計算しているけれども、この表を使用せずに、今回は光学ポテンシャルに基づく計算をした。

Non-local ポテンシャルによる計算プログラムが無いので、local ポテンシャルによる計算を五十嵐正道氏の製作になる

ELASTICコード[34]を使用して行った。ELASTICコードで定義されるポテンシャルを表4-1に示す。実部ポテンシャルはWoods-Saxon型を、虚部(吸収)ポテンシャルはWoods-Saxonの微分型を、スピン-軌道ポテンシャルは実部だけを使用する。吸収は核表面だけになっている。今回の実験では、Ep=2〜4MeVに於ける陽子弾性散乱の測定をしていない為に、実験値に合わせた光学ポテンシャルのパラメーターを決めることができない。そこでPereyが色々なターゲットとエネルギーについて平均した光学ポテンシャルを出しているので、Perey[35]の平均光学ポテンシャルパラメーターを使用することにした。Pereyは実部と虚部ポテンシャルの大きさのパラメーター以外は固定して、色々な場合の実験値に合わせる計算をした結果、虚部についてはW_c=13.5±2.0 MeV、実部ポテンシャルについては、平均パラメーターとして

$$V_c = 53.3 - 0.55E + \left[0.4\frac{Z}{A^{1/3}} + 27\left(\frac{N-Z}{A}\right)\right] \quad \cdots(17)$$

あるいは

$$V_c = 46.7 - 0.32E + \frac{Z}{A^{1/3}} \quad \cdots(18)$$

もっと簡単なものとして

$$V_c = 52.2 - 0.3E \quad \cdots(19)$$

を与えている。

(17)の式の中に $A=54$, $Z=24$, $E=2.5\sim4$MeVを入れると

$$V_c \approx 57 \text{ MeV}$$

(18)式からは

$$V_c \approx 52\ \mathrm{MeV}$$

となる。

ELASTIC コードで計算するのに使用した光学ポテンシャルの各種のパラメーターを表4−2に示す。このコードは直接に透過係数を出力するのではなくて、部分波振巾 $C(l,j)$ を出力する。この $C(l,j)$ と Phase shift δ_{lj} との関係は $\exp(2i\delta_{lj}) = 1+2iC(l,j)$ である。$T_{lj} = 1-|\eta_{lj}|^2$, $\eta_{lj} = \exp(2i\delta_{lj})$ より、透過係数 T_{lj} と $C(l,j)$ との関係は、

$$T_{l,j} = 4[\mathrm{Im}\,C(l,j) - (\mathrm{Im}\,C(l,j))^2 - (\mathrm{Re}\,C(l,j))^2] \quad \cdots\cdots (20)$$

で与えられる。

Perey の平均パラメーターは V_c と W_c の値に選択の巾があるので、V_c と W_c の値のとり方によって透過係数 T_{lj} がどう変化するかを調べてみる。$E_p = 3.0\ \mathrm{MeV}$, $W_c = 11.5\ \mathrm{MeV}$ として V_c の値を 51 ～ 58 MeV の間で変化させた時の T_{lj} を図4−1に示す。$E_p = 3.0\ \mathrm{MeV}$, $V_c = 52\ \mathrm{MeV}$ として W_c の値を 9.5 ～ 16.5 MeV の間で変化させた時の T_{lj} を図4−2に示す。これより、W_c の変化に対する T_{lj} の変化は小さいけれども、V_c の変化に対しては T_{lj} の相対的な変化が大きいことが判る。実際の角分布解析に於ては、陽子の透過係数として、[$V_c = 52\ \mathrm{MeV}$, $W_c = 11.5\ \mathrm{MeV}$] のパラメーターによる T_{lj} と [$V_c = 57\ \mathrm{MeV}$,

Wc = 13.5 MeV] のパラメーターによる T_{el} の2種類の数値を使用した。両者とも Vc と Wc 以外のパラメーターは共通であり、表4-2に示すものである。Golovnya 達[36]が中重核に対する陽子の弾性散乱角分布を測定している。^{54}Cr に対しては Ep = 2.60, 2.84, 3.00, 3.36, 3.44 MeV に於ける角分布を出しているので、図4-3にそのコピーを示す。ここでは、弾性散乱の微分断面積 σ(EL) を Rutherford 散乱の断面積 σ(RUTH) で規格化した角分布を与えている。彼等の結果では、σ(EL)/σ(RUTH) は 90° 近くで 1.0 より小さくなり、120° より後方で 1.0 より大きくなっている。

他方、ELASTIC コードにより、[Vc = 52 MeV, Wc = 11.5 MeV] と [Vc = 57 MeV, Wc = 13.5 MeV] の光学パラメーターの組で σ(EL)/σ(RUTH) を計算した陽子角分布を、それぞれ図4-4の(a)と(b)に示す。図4-4の計算は入射陽子エネルギー Ep が Ep = 2.00, 2.57, 3.00, 3.50 MeV における場合を示している。(a)と(b)を比較すると、Vc = 52 MeV と Vc = 57 MeV とによる計算の角分布の違いは小さい。しかしこの計算した角分布は、図4-3の Golovnya 達の実験結果を必ずしも再現していない。従って [Vc = 52, Wc = 11.5] と [Vc = 57, Wc = 13.5] のパラメーターセットは完全なものではないが、今回の解析にあたっては Vc と Wc 以外のパラメーターを変化させて、図4-3の Golovnya 達の実験結果をよりよく再現する試みをしなかった。

［Vc = 52, Wc = 11.5］と［Vc = 57, Wc = 13.5］のパラメーターセットによる透過率 T_{ℓ}^{j} が陽子エネルギー Ep に対して変化する様子をそれぞれ図4－5、図4－6に示す。この図に示す T_{ℓ}^{j} が今回の解析に用いられる陽子の透過率である。

［中性子の透過係数］

低エネルギーの中性子に対する透過係数 T_{ℓ}^{j} を光学ポテンシャルを使って計算した表として，Bjorklund & Fernbach（B+Fと略す.）と Perey & Buck（P+Bと略す.）の計算結果がある。[37] Bjorklund & Fernbach は local ポテンシャルにより、中性子エネルギー En が En = 0.1 ～ 5.0 MeV の間を 0.1 MeV 刻みで計算し、Perey & Buck は non-local ポテンシャルによって En = 0.2 ～ 5.0 MeV の間を 0.2 MeV 刻みで計算している。参考文献[37]の A = 54 に対する Bjorklund の計算結果と Perey の計算結果のコピーをそれぞれ表4－3、表4－4に載せる。A = 54 に対して Bjorklund と Perey の計算した透過係数 $T_0^{1/2}$, $T_1^{1/2}$, $T_1^{3/2}$ が中性子エネルギー En によって変化する様子（表4－3と表4－4をプロットしたもの）を図4－7に示す。この図から $T_0^{1/2}$ に対する $T_1^{1/2}$ と $T_1^{3/2}$ の相対的な関係は Bjorklund と Perey とでは少し異なるけれども、$T_0^{1/2}$, $T_1^{1/2}$, $T_1^{3/2}$ の En に対する変化の仕方は両者ともよく似ている。En = 0.2 MeV に於て $T_0^{1/2}$ が質量数 A と共に変化する様子を図4－8に示す。ここで Bjorklund の計算も Perey の計算も共に、$T_0^{1/2}$ が、A ～ 50 のところで大き

くなっており、低エネルギー中性子のS波のstrength functionを与えている。これは実験からのstrength functionをかなり再現しているとみられる。次にBjorklundの計算から、$T_1^{3/2}$と$T_1^{1/2}$のAに対する依存性を図4-9に示すが、P波はA～30とA～90の近くで共鳴がある。図4-8と図4-9から見ると、A=54の点は丁度$T_0^{1/2}$が最大で$T_1^{1/2}$と$T_1^{3/2}$が最小になるところである。逆にA≈90の領域はS波が弱く、P波が強いことが判る。

Bjorklundの表は、0.5MeV以下の中性子に対して$l=2$までの計算であり、Pereyの表は、中性子エネルギーが0.2MeV以上で刻みが0.2MeVと荒い計算である。

(p,nγ)反応のγ線励起関数を計算する際に、残留核のスピンが4以上となる場合、$l>3$のJ_e^{π}も取り入れた方がよいことが判った。そこで陽子の透過係数の計算に使用したELASTICコードにより、中性子の透過係数を計算することにした。エネルギーが1MeV以下の中性子に対する光学ポテンシャルパラメーターと中性子の吸収断面積、散乱断面積、S波のstrength function等に合わせる様に求めたものにMoldauer[38]の光学パラメーターがある。そこで今回の中性子透過係数を計算する為にMoldauerの最良フィットのパラメーターを使用することにした。Moldauerの使用した光学ポテンシャルは、

$$-Vf(r)-iWP(r)+V_{so}\left(\frac{\hbar}{M_\pi c}\right)^2\vec{\sigma}\cdot\vec{l}\cdot\frac{1}{r}\frac{d}{dr}g(r)$$

$$q(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1}$$ ---- (Woods-Saxon型)

$$R = r_0 A^{1/3} + r_1$$

吸収部分は、表面吸収のみとして

$$P(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R-c}{b}\right)^2\right]$$

である。

Rの定義や Gauss型関数P(r)の定義は 表4-1に示すELASTICコードの定義とは異なるが、変換が可能である。

Moldauerの得た最良フィットのパラメーターは次のものである。

$V = 46$ MeV　$W = 14$ MeV　$V_{so} = 7$ MeV
$r_0 = 1.16$ fm　$r_1 = 0.6$ fm
$a = 0.62$ fm　$b = 0.5$ fm　$c = 0.5$ fm

これらのパラメーターをELASTICコードのパラメーターで表わしたのが、表4-5である。尚、実部ポテンシャルの形はWoods-Saxon型であり、吸収部分(虚部)の形は Gauss型の表面吸収だけである。ELASTICコードにより、表4-5のパラメーターで算出したT_lの中性子エネルギーに対する依存性を図4-10に示す。この結果では$T_0^{1/2}$は En = 20 keV でも最大値の1/3の大きさがあり、En = 50 keV で最大値の1/2の大きさがある。En ≈ 0.3 MeV のところで $l = 2$ の強度が $l = 1$ の強度よりも大きくなるが、Perey & Buck の計算では En ≈ 1.0 MeV のところで $l = 2$ の強度が $l = 1$ の強度よりも大きくなっている。Moldauerの光学パラメーターによる計算結果では、比較的低いエネルギーに

於て、$l=2$ の強度が $l=1$ の強度よりも大きくなる点が注目される。中性子の透過係数を求める計算に於ては、表4−5のパラメーターセットを1組だけ実行し、Vc や Wc の値を変化させて透過係数を計算することはしなかった。

＜4−4＞ 角分布の計算

付録⑩に載せた式を使用して γ線の角分布を計算する。今回の (p,nγ) 反応の γ線角分布解析に於ては、ターゲットスピンを0に、入射粒子と放出粒子のスピンを½に固定したプログラムを作ったが、実際の解析には充分である。光学ポテンシャルから陽子と中性子の透過係数 T_l^J を計算するプログラムを副プログラムとして内蔵する解析プログラムが理想的であるけれども、今回の計算に於ては、別にELASTICコードで光学ポテンシャルによる T_l^J を計算しておき、T_l^J を入力のパラメーターとして与えることにした。計算プログラムの入力データとしては、入射陽子の透過係数 T_l^J、J_2 と J_3 のスピン、J_2 準位のパリティ、γ線の多重極 L と L'、多重極混合比 δ、エネルギー的に崩壊可能な他の準位（非弾性散乱も含む）のスピンとパリティ、各々の準位へ崩壊する中性子と非弾性散乱陽子の透過係数 T_l^J がある。角分布関数を $W(\theta)=\sum_\nu A_\nu P_\nu(\cos\theta)$ とおいて、$A_0=1$ に規格化した A_2, A_4 を出力させる。入射チャンネルと出力チャンネルの両方で軌道角運動量の最大値は、$l_{max}=5$ までとり入れることができる。

penetrability項では

$$\tau \equiv T_{l_1 j_1}(E_P)\, T_{l_2 j_2}(E_n) \Big/ \sum_{l j E} T_{l j}(E)$$

であって、入射陽子のエネルギーが変化すれば、各々の T_{lj} が変化する。更に、入射陽子のエネルギーが高くなると、形成される残留核の準位の数が増加して、τの分母の中に考慮するべき T_{lj} の個数が変化する。従って同じ $2^+(M1, E2)3^+$ という転移についても、入射陽子エネルギーが変化すれば、τが変化する為に、実際の A_ν を計算する場合、それぞれの実験条件に応じて計算結果は違ってくる。実際の実験では、入射陽子のエネルギーを 20KeV づつ 3～4回変化させて得られる各々のスペクトルを加え合せた合成スペクトルによって γ線の角分布の実験値を求めている。そこで 20KeV づつ変化させた時の中間の陽子エネルギーに対する陽子の T_{lj} と中性子の T_{lj} の値を入力データとした。例えば、Ep=2.94, 2.96, 2.98 MeV に於ける実験に対しては、Ep = 2.96 MeV とした時の各々の T_{lj} を使用した。計算に使用した透過係数は、陽子に対して［Vc = 52 MeV, Wc = 11.5 MeV］のパラメーターセットと［Vc = 57 MeV, Mc = 13.5 MeV］のパラメーターセットによって計算した2種類［図4-5と図4-6］がある。

中性子の透過係数としては、Moldauer の光学ポテンシャルパラメーターによって計算した T_{lj} と Bjorklund & Fernbach の T_{lj} とを適用し、中性子エネルギーが、0.2 MeV を越えている場合には、Perey & Buck の T_{lj} も適用した。従って通常の場合は

透過係数の組合せが4種類となり、中性子エネルギーが0.2MeVを越えている場合には、透過係数の組合せが6種類となる。^{54}Mnに於て、1.5MeV程度の励起準位までは、全て正パリティであると考えられるので、各準位のパリティは全て正として計算した。γ線の多重極混合比δは $\delta \equiv \langle f \| L' \| i \rangle / \langle f \| L \| i \rangle$ であるが、δのとり方としては $L'=2$, $L=1$ の混合（E_2とM_1の混合）の場合と $L'=3$, $L=2$ の混合（M_3とE_2の混合）の場合とを計算する。δの変化は +1000 ～ 0 ～ −1000 の間を55段階に分けた。各々の準位に対して、δを変化させた時の A_2-A_4 曲線を図5−17に示す。図5−18に示す $\delta-A_2$ 曲線に実験から求めたA_2をあてはめることにより γ線の混合比δを得る。又図5−18は陽子及び中性子の透過係数の違いによって角分布の理論計算が変化する大きさを見ることができる。

各々の計算結果の議論は後の章で述べることになる。

Bjorklund & Fernbach の T_{ℓ}^{γ} は実際の解析範囲内にある中性子エネルギーに対しては、表4−3に載っている軌道角運動量の最大値が $\ell max = 2$ ($En = 0.2 \sim 0.5$ MeV), $\ell max = 3$ ($En = 0.6 \sim 1.3$ MeV) であり、表4−4の Perey & Buck の T_{ℓ}^{γ} では $\ell max = 2$ ($En < 0.4$ MeV) $\ell max = 3$ ($0.4 \leq En < 0.8$ MeV) である。従って Bjorklund & Fernbach もしくは Perey & Buck の透過係数を使う時には、中性子の軌道角運動量としてとり入れる最大値は $\ell max = 2$ 又は $\ell max = 3$ である。

他方、Moldauerの光学ポテンシャルから計算した中性子の透過係数では、$l_{max}=5$まで取入れることができる。陽子の透過係数に対しては、$l_{max}=5$まで取入れた。計算結果をみると、中性子のT_l^Jに対して$l_{max}=4-5$（Moldauerの光学ポテンシャルから計算）として計算したものと、Bjorklund & FernbachのT_l^Jで$l_{max}=2$として計算したものとの差は、図5-18を見る限り、比較的小さいと言える。

尚、図5-17、図5-18の中の記号で、Vの値は、陽子の透過係数を算出するのに使った光学ポテンシャルの深さを示し、ELAST、B+F、P+B、はそれぞれ中性子の透過係数が、Moldauerの光学ポテンシャルから計算したT_l^J、Bjorklund & FernbachのT_l^J、Perey & BuckのT_l^Jであることを示す。

<4-5> 実験からの角分布の最小二乗フィット

陽子エネルギーを20KeVづつ変化させた時の各々のγ線スペクトルを合成して得られるγ線スペクトルを解析する。各角度θ_iに於けるγ線のfull energyピークの計数を$V(\theta_i)$、重みをw_iとし、求めるのはLegendre関数で展開した$W(\theta_i)=\sum_k A_k P_k(\cos\theta_i)$の係数$A_k$である。

そこでA_kを求めるには最小二乗法を使用する。[40] [41] 即ち

$$\sum_i [W(\theta_i)-V(\theta_i)]^2 w_i$$ を最小にするA_kを求める。

重みw_iにはピークの計数$V(\theta_i)$の標準偏差の他に、full energyピークの前後にあるBackgroundの差引きから生ずる

誤差も含めることにした。実際の計算では k として $k=0,2,4$ をとり、奇数次のLegendre関数を除外した。最小二乗法の χ^2 は

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[W(\theta_i) - V(\theta_i)]^2 \omega_i}{N-M}$$

N：角度測定点の数（通常は N＝6）
M：求めるパラメーターの数　（M＝3）

で定義する。

最小二乗法で求めた χ^2 の値が 1よりも大きい時には A_2 と A_4 の誤差を $\sqrt{\chi^2}$ 倍することにした。最小二乗法で求めた A_2 と A_4 の値を、計算から求めたGe(Li)検出器の立体角補正の値 Q_2 と Q_4 で割ったもの、即ち A_2/Q_2，A_4/Q_4 が真のγ線の角分布係数である。実験から求めたγ線角分布を図5－16に示すが、この図中の曲線は最小二乗法でフィットしたものである。各々の実験から得られる A_2/Q_2，A_4/Q_4 をそれぞれ A_2，A_4 として置き換えた値と χ^2 を表5－2に示す。

今回の実験では、多数のγ線角分布をLegendre関数で最小二乗フィットさせることになり、手で計算する手間を省略すると同時に、手で計算する間違いをなくす為にFORTRANプログラムで計算した。

＜4－6＞ (p,nγ)反応のγ線励起関数の計算

(p,nγ)反応のγ線励起関数の測定から得たγ線の強度に対して、より高い準位から転移している成分とγ線の分岐を補正すれば、(p,nγ)反応によって各々の準位の形成される励起関数が得られる。

この実験値は図5－11に示される。他方、複合核反応に統計モデルを適用すると、個々の残留核準位が形成される断面積は<4－1>章の(3)式で表わされる。

$$\sigma(\alpha,\beta)_{CN} = \pi \lambda\!\!\!^{-}{}_{\alpha}^{2} \sum_{J_1 j_\alpha l_\alpha} \frac{(2J_1+1)}{(2J_0+1)(2S_\alpha+1)} \frac{T_{l_\alpha j_\alpha}(E_\alpha)\cdot T_{l_\beta j_\beta}(E_\beta)}{\sum_{j_\gamma} T_{l_\gamma j_\gamma}(E_\gamma)} \quad \text{----(3)}$$

$$\pi \lambda\!\!\!^{-}{}_{\alpha}^{2} = 650/E_p(\mathrm{MeV}) \quad \mathrm{mb}$$

αチャンネルを入射陽子とし、βチャンネルを目的とする準位への中性子放出とし、分母のγチャンネルにはエネルギー的に崩壊が可能な全ての準位への崩壊を取り入れる。

陽子と中性子の透過係数 T_{lj} は、光学ポテンシャルにより、ELASTICコードを使った計算結果を利用する。陽子に対する光学ポテンシャルは Perey の［$V_c = 52$ MeV, $W_c = 11.5$ MeV］の組と［$V_c = 57$ MeV, $W_c = 13.5$ MeV］の組を使う。中性子に対しては、Moldauer の光学ポテンシャルを使う。計算に際して、陽子の透過係数 T_{lj} には軌道角運動量の最大値を $l_{max} = 5$ までとり入れた。中性子の透過係数には軌道角運動量の最大値を $l_{max} = 4$ まで取り入れたが、殆んどの場合、中性子の透過係数は $l = 2$ までの値が主にきいている。実際の計算では ^{54}Mn の基底準位のスピンを $J_{GND} = 3^+$ とする。

54 KeV 準位は $J_{54} = 1^+, 2^+$ の場合と、156 KeV 準位は $J_{54} = 2^+$ として $J_{156} = 3^+, 4^+$ の時と $J_{54} = 1^+$ として $J_{156} = 4^+$ の場合と、407 KeV 準位と 368 KeV 準位に対しては、$J_{54} = 2^+$,

$J_{156} = 4^+$ として $J_{407} = 3^+$ と $J_{368} = 5^+$ の場合を計算した。計算結果は 陽子の透過係数が [$V_c = 52$ MeV, $W_c = 11.5$ MeV] と [$V_c = 57$ MeV, $W_c = 13.5$ MeV] との場合について、それぞれ図5−12と図5−13に示す。この二つの図に於いて、励起関数の計算結果は、入射陽子エネルギーと各々の準位のthresholdエネルギーとの差を横軸にして表現している。陽子の透過係数が異っている図5−12と図5−13に示す。計算した励起関数は殆んど一致している。なお407keV準位よりも高い準位については計算しなかった。形成される準位の数が多くなると、$T_{\ell j}$ の項数が増大するので、(3)式を手で計算することが非常に面倒なことになる。そこで準位の数が多くなる場合、透過係数の種類（光学ポテンシャルのパラメーターを変化させること）を変えたり、他の準位のスピン、パリティを色々に変えて励起関数を計算する為には、計算機を使う必要がある。

第5章　実験結果

<5-1> $^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$ 反応のγ線励起関数

(p,n)反応のQ値は Q=-2.160MeV であり今回の実験は入射陽子エネルギー(実験室系)が 2.10MeVと 3.96MeV の間を測定した。 測定の時期は次の(A),(B),(C)の3回に分かれており、測定条件が少しずつ異なっている。 しかし、いずれの場合にもγ線検出には 35cm³ の Ge(Li)検出器を使用し、ターゲットは Au-Backing の厚さが約 0.2 mg/cm² のものを使用した。

(A) Ge(Li)検出器とターゲットとの距離は 約6cmであり、その配置は 第3-2章で述べている。 陽子のエネルギーは 2.10MeV ～ 3.65MeV の間を変化させ、ビーム荷電量は1点につき 300μC ～ 500μC である。

(B) γ線角度分布を測定する配置〔Ge(Li) ～ ターゲット間は約14 cm〕により 陽子のエネルギーを 3.69MeV～3.96 MeVの間で変化させる。 ビーム荷電量は約100μC である。この測定では Ge(Li)検出器の前置増巾器が不調の為に エネルギー分解能が悪かった。

(C) Ge(Li)検出器の配置は (A)の場合と ほぼ同じであるが Ge(Li)検出器とターゲットとの距離が 約9 cm である。陽子エネルギーは 3.60MeV～3.90MeV の間を変化させビーム荷電量は 600μC ～ 1200μC である。 この測定

には ORTEC 120型前置増巾器を使用し、回路系の分解能を上げることができた。$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応のスペクトルの例を 図5-1, 図5-2に示す。図5-1は 陽子エネルギーが 3.65MeV における 低エネルギーγ線スペクトルである。図5-2は陽子エネルギーが 3.90MeV における高エネルギーγ線スペクトルであり、前述の (c) の条件で測定したものである。各々のγ線の励起関数を 図5-3 ～ 図5-11に示す。この中で図5-3 ～ 図5-9 と図5-10は (c) の条件で再度測定したものである。図5-11だけは 陽子エネルギーから 準位のthreshold エネルギーを引いたものを横軸にとっており、γ線のカスケードと分岐を補正した準位の形成される強度を表わしている。

$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応によって励起されるけれども 強度が非常に小さいか 又は、充分にエネルギー分解されなかったγ線については励起関数を得ることができなかった。なお、γ線励起関数は、ターゲットの厚さが推定 20KeV で少し薄いために、共鳴の影響が出ている。これにより、同じ準位から転移するγ線は、励起関数の形が同じになるので、励起関数の形の相似性によって、同一の準位からγ線が崩壊しているかどうかの判定ができる。

図中に示す励起関数の断面積の絶対値の誤差には、Ge(Li)検出器の検出効率の誤差 及び ターゲットの厚さの不確実さが考えられ、±50% 程度の誤差が予想される。直接反応では残留核の形成される強度が残留核の核構造に左右される。他方の複合核反応では

残留核の形成される強度は、残留核の核構造には依存しないで、残留核準位のパリティとスピンの大小に左右されるだけである。そこで、(p, nγ)反応によって準位が形成される励起関数を陽子と中性子の透過係数により計算できる。^{54}Mnにおいて、54KeV, 156KeV, 368KeV, 407KeVの各準位について計算した励起関数が図5-12, 図5-13である。この2つの図は陽子の透過係数が異なる場合の計算結果を示しているが、両者の差違は実験値の誤差に比べれば小さいとみなされる。計算結果の示すところでは残留核準位のスピンJが$J=3^+$と$J=4^+$とでは断面積の大きさが約1ケタ違っているけれども$J=1^+$と$J=2^+$との比及び$J=4^+$と$J=5^+$との比は相対的に小さい。^{54}Mnについては準位のスピンの値が大きい程励起関数の絶対値が小さくなり、実験値の断面積と計算値の断面積を比較することにより、残留核準位のスピンの値が±1の範囲で求められる。54KeV準位の実験値はE_p-thresholdが0.3MeV以上になると励起関数の大きさが頭打になるけれども、計算による54KeV準位の励起関数はE_p-thresholdが0.5MeV以下の領域では頭打になる効果を再現していない。このことから、計算に使用した陽子と中性子の透過係数が必ずしも実験事実を正確に表現するものでないことが推定される。なお、図5-12, 図5-13に示す計算はターゲットの厚さがゼロの場合の励起関数である。もっと正確を期すには、ターゲットの厚さによるエネルギー平均

化を取入れるべきであるが、今回の実験を解釈するには、図5-12, 図5-13の計算で充分に満足できる。

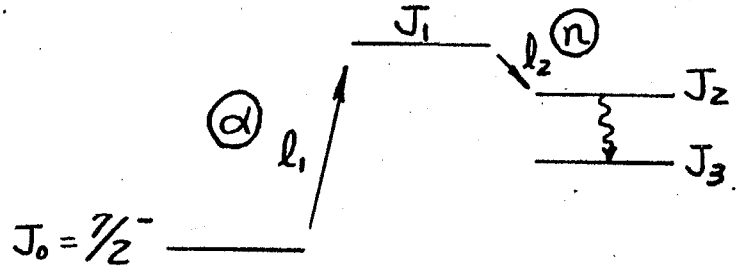
各々のγ線の励起関数に関する議論は、後の章において準位の位置や、準位のスピンを議論する際にとり上げるので この章では 省略する。

〈5-2〉 $^{51}V(\alpha,n\gamma)^{54}Mn$反応の結果

$^{51}V(\alpha,n)$反応のQ値は $Q=-2.29MeV$である。 以前にα粒子のエネルギーが3.5MeVの一価の^{4}Heイオンビームを使用した実験では^{54}Mnのγ線が観測されなかった。 α粒子の^{51}Vに対するCoulomb Barrierが約9MeVである為に $E_\alpha=3.5MeV$では複合核を形成する確率が小さい。 そこで、残留核^{54}Mnのγ線がBackgroundより小さい強度しか得られず ^{54}Mnのγ線が検出されなかったと考えられる。 今回は二価の^{4}Heイオンビームにより、前回の2倍のエネルギーのα粒子を入射した。 γ線検出には35cm³のGe(Li)検出器を使用し、実験の配置は$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応のγ線励起関数測定の場合とほぼ同じである。 入射エネルギーは6.0, 7.1, 7.6MeVの3段階に分けて測定した。それぞれの入射エネルギーにおいて Au(2mg/cm²)をターゲットとしたγ線も測定し、Backgroundγ線の消去に役立てた。 $E_\alpha=7.6MeV$では 反応の断面積が0.1mbより大きいγ線が多数あるけれども、2価の^{4}Heイオンビームの電流が10〜20nAと小さい為にγ線スペクトルの統計を上げることが困難であった。 $^{51}V(\alpha,n\gamma)^{54}Mn$反応のγ線スペクトルを図5-14に示す。 図5-14の(a),(b)は低エネルギー部のγ線スペクトル、図5-14の(c)〜(e)は高エネルギー部のγ線スペクトルであり、両者とも $E_\alpha=7.1MeV$(荷電量107μC)と $E_\alpha=7.6MeV$(荷電量75μC)とにおけるγ線スペクトルを

加えて合成したスペクトルである。

$^{54}Cr(p,n\gamma)$ 反応では、ターゲットスピンが 0^+ である為に、残留核準位の励起される強度が残留核準位のスピン，パリティに支配される。すなわち，スピンの大きい準位程 励起される強度が小さくなっている。$^{54}Cr(p,n\gamma)$ 反応に比べると、$^{51}V(\alpha,n\gamma)$ 反応は、ターゲットスピンが $7/2^-$ と大きい為に 残留核準位のスピンの値が広い範囲にわたって、同程度の強度で励起される。



入射α粒子の角運動量を l_1，放出中性子の角運動量を l_2，残留核準位のスピンを J_2 として、図の様な過程を考える。$[l_1=0, l_2=1]$ の組合せから J_2 として，$J_2=2^+\sim5^+$ が可能であり，$[l_1=0, l_2=3]$ の組合せから，$J_2=0^+\sim7^+$，$[l_1=1, l_2=0]$ の組合せから $J_2=2^+\sim5^+$，$[l_1=1, l_2=2]$ の組合せから $J_2=0^+\sim7^+$ がそれぞれ可能である。従って，$J_2=2^+\sim5^+$ が最も励起されやすく $J_2=0^+, 1^+, 6^+, 7^+$ も励起されやすいと考えられる。負パリティの準位についても同様に，広範囲のスピンが励起されやすいと考えられる。

このことから $^{51}V(\alpha,n\gamma)$ 反応においては、残留核準位の形成強度は その準位のスピンにあまり依存しないことになる。

α粒子のエネルギーが 7.6MeV なら 残留核の 4.7MeV 準位までは エネルギー的には励起可能である。しかし、複合核の崩壊

における分岐比が $T_{\ell j}(E)/\sum_{\ell' j' E'} T_{\ell' j'}(E')$ で決まるので $T_{\ell j}(E)$ の大きい準位 すなわち 低エネルギーの準位が励起されやすく、中性子のエネルギーが小さくなる高エネルギー準位は励起されにくい。 従って 図5-14のγ線スペクトルでは Ge(Li)検出器は高エネルギーγ線に対して検出効率が低下することも原因して、1.7MeV以上の高エネルギーγ線は測定されなかった。

He^{++} ビームの中には D^+ と He^+ のビームが混入すると予想されるが、^{52}Cr の 1343KeV, 934KeV, 1213KeV のγ線、^{52}V の 125KeV, 437KeV, 646KeV のγ線、^{51}Cr の 749KeV のγ線などが検出されない。 従って $^{51}V(d,n)^{52}Cr$, $^{51}V(d,p)^{52}V$, $^{51}V(p,\gamma)^{52}Cr$, $^{51}V(p,n\gamma)^{51}Cr$ 等の反応の混じりが無視できる程度に D^+ と H_2^+ イオンの混入は小さい。

(α,n)反応と競合する反応としては、(α,γ)反応 [Q=7.93MeV] と (α,p)反応 [Q=−0.13MeV] と (α,α')反応が考えられる。他方 (α,d)反応 [Q=−7.63MeV], (α,t)反応 [Q=−9.31MeV] は起らない。

実際の測定では：126KeV, 858KeV, 529KeV 等の ^{55}Mn のγ線が検出されないので、$(\alpha,\gamma)^{55}Mn$ 反応は無視できる。
$(\alpha,p)^{54}Cr$ 反応に対応するγ線は 835KeV だけが検出され、(α,α')反応としては 320KeV, 929KeV のγ線が検出される。
そこで、図5-14のγ線スペクトル中に見られるγ線の大多数は $^{51}V(\alpha,n\gamma)$ 反応によるものと考えられる。 このことは、複合

核が形成された後に崩壊する各種の粒子の中で、荷電粒子の透過係数に比べて 中性子の透過係数が大きいことを考えると納得できる。

$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応で、はっきりと検出され $^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応で検出されなかったγ線は $Ge(n,n'\gamma)$ 反応等のBackgroundを除けば、1320 KeV γ線だけである。 この1320 KeVγ線は弱いので1336 KeVγ線のピークにかくれていると考えられる。$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応で検出されたγ線の中で疑問視されていた 804 KeV, 1336 KeVのγ線が再び検出された。 $^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応で新しく検出されたのは 368 KeVのγ線である。 ただし、368 KeV γ線は大部分の強度が 156 KeV γ線と 212 KeV γ線による sumpeak とみられる。 今回は $(p,n\gamma)$ 反応で すでに知られているγ線と、(d,α)反応の準位エネルギー〔付録①〕に対応するものをとり上げた。その結果は、368 KeV, 839 KeV, 1073 KeV, 1137 KeVの準位を確認するために役立った。 もちろん、その他の準位についても$(p,n\gamma)$反応の結果を支持するのに役立っている。 1137 KeV準位は $^{54}Cr(p,n\gamma)$ 反応では励起強度が小さく、1073 KeV準位は Background の為に $(p,n\gamma)$反応の中に検出されなかった。
そこで、両者の準位は4以上の高いスピンの準位と考えられる。
$(p,n\gamma)$ 反応でも検出されている 1336 KeV γ線〔考えられる範囲の Background γ線にエネルギーが対応しない〕が、$(\alpha,n\gamma)$反応でも検出され 1391 KeV準位の存在可能性が考えられる。

<(α,nγ)反応の考察>

(α,nγ)反応と(p,nγ)反応とを組合せて残留核のγ線を確認する方法はターゲットになるアイソトープが都合よく存在するかどうかに依存するので一般的な方法とは言えない。しかし、両者の反応を行うことにより、n-γの同時計数を測定しなくてもほぼ残留核のγ線を確認することができる。ところが、(α,nγ)と(p,nγ)の両方の反応で検出されるけれども本物のγ線でなくてBackgroundγ線となるものがあるので注意しなければならない。Backgroundγ線としてはGe(Li)検出器の周囲にある物質やGe結晶自身が中性子と反応して放出されるγ線、あるいは、ターゲット物質中の共通の不純物が入射粒子と非弾性散乱反応する結果放出されるγ線が考えられる。実際の例としては$^{19}F(n,n'\gamma)$反応による110KeV, 197KeVのγ線、$^{56}Fe(n,n'\gamma)$反応による847KeVγ線が検出されている。

前に述べた様に$^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応では残留核準位の励起強度が残留核準位のスピンの大きさにあまり影響されない。これを表わすのが$E_\alpha=7.6$ MeVにおける^{54}Mnの下位4本の励起準位が形成される断面積であり表5-1に示す。ここで、4本の準位の形成断面積がほぼ同じであることが判る。各準位のスピンの値は(p,nγ)反応の結果をもとにして求めた値である。

表 5-1

E_α=7.6MeV における下位準位の形成断面積		
Level	σ	J
55 KeV	3.4 mb	2^+
156	5.3	4^+
368	5.6	5^+
407	4.2	3^+

Blatt & Weisskopf[17]が α粒子による複合核形成断面積を計算しており、図5-15 に Z=20 と Z=30 の場合の結果を示す。彼等の計算では 有効半径Rを $R=r_0A^{1/3}+\rho$, $r_0=1.3\times10^{-13}$cm, $\rho=1.2\times10^{-13}$cm, A=質量数としている。Coulomb Barrier の大きさは Z=20 に対して 7.6 MeV, Z=30に対して10.7MeV をとり、図5-15の横軸はα粒子のエネルギーである。図中の×印は E_α=7.1 MeV, E_α=7.6 MeVにおける $^{51}V(\alpha,n\gamma)^{45}Mn$ 反応により放出されたγ線強度の総和を示す。γ線強度の総和であるので、複合核形成断積を正しく与えていない。しかし、基底準位への中性子崩壊の寄与を入れていないので、基底準位形成の強度が カスケードγ線の成分を余分に加えることによって、相殺される。従って、γ線強度の総和が複合核形成の断面積と大して異なった値を示しているとは考えられない。^{51}V は Z=23であり、図5-15の×印の値が Z=20 と Z=30 の曲線の間にあり、オーダーとしては Blatt & Weisskopfの計算と合っている。図中の曲線を見ると E_α=3～6 MeVの間で 複合核形成の断面

積が急激に変化することが判る。(p,nγ)反応の励起関数測定において実際にγ線の励起関の測定ができたのは約10^{-2}mb以上の強度〔Backgroundとか Ge(Li)検出器の検出効率に依存するが〕のものであったから、(α,nγ)反応の励起関数測定ができるのは、10^{-2}mb以上の断面積がある場合に制限されるであろう。図5-15によれば $^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応のγ線励起関数が実質的に測定できるのは $E_\alpha > 4$MeVの場合である。基底準位に対する$^{51}V(\alpha,n)$反応のthresholdが2.47MeVであるので、^{54}Mnの1.5MeV以下の励起準位に対して$^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応のγ線励起関数を測定することは困難とみられる。なお、入射α粒子として2価のイオンビームを使って Z=20〜30の領域のターゲットに対して(α,nγ)反応のγ線励起関数を測定することは、ビーム電流が小さくて事実上不可能である。

今回の実験で得られた図5-15中のX印の点をZ=20とZ=30の場合の曲線に沿って延長すれば E_α=3.5MeVに対しては複合核形成断面積が10^{-2}mb程度となり、最初にE_α=3.5MeVで行った実験で^{54}Mnのγ線が測定されなかったことも、納得できる。

<第5-3章> ^{54}Mnの準位の設定

$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応と $^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応の結果を元にし、Bjerrgaard et al④の(d,α)反応で報告されている準位エネルギー〔付録①〕を参考にして ^{54}Mnの励起準位の位置を求めるのが この章の目的である。以下、順番に^{54}Mnの励起準位について述べる。$(p,n\gamma)$反応によるγ線の励起関数を測定したものについては、できる限りその結果を利用することになる。

〔54KeV準位〕

54KeV γ線は $^{54}Cr(p,n\gamma)$反応と $^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応の両方で検出されるので ^{54}Mnのγ線と考えられる。54KeV γ線の励起関数は $E_p=2.30$MeV から急に強くなるのが、図5-3で示される。$E_p \leq 2.20$ MeVでも観測されるが、これは ターゲット中に含まれる ^{53}Cr (2%)の(p,γ)反応によると考えられる。このγ線のthresholdは ^{54}Mnの励起準位としては 100KeVより低いことを示す。励起関数のエネルギー精度は 54KeVγ線が基底準位へ直接に転移していることを決定する程よくない。しかし、より高い準位から転移するγ線のエネルギー差をみると ±1.5KeVの範囲で 54KeVγ線のエネルギーに一致することから、54KeVγ線は基底準位へ直接転移しているとみなされる。従って 54KeVに準位を設定することになる。〔この準位のエネルギー値は他のγ線のエネルギー差も考慮して平均すると 54.7KeVとなる

ので 55KeVと称する方が正しいかもしれないが、γ線のエネルギーは平均として 54.3KeV であるので 本論文中では この準位を 54KeV と称することにした。]

この準位は (d,α)反応④では 56±12KeV の第1励起準位〔付録①〕に相当するとみなされる。

〔156KeV準位〕

156KeVは $^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応でも検出され $^{54}Cr(p,n\gamma)$反応の励起関数を 図5-3に示す。156KeVγ線は $E_p=2.40$ MeVから検出され、$E_p=2.60$ MeVまでは 54KeVγ線に比べると 約1/100の強さであるので、実際のthresholdは 2.40MeV よりも低いと考えられる。従って、156KeVγ線が 54±156KeV準位から転移するのでなく 156KeV準位から基底準位へ転移するとみなされる。このことは、高い準位からのγ線のエネルギー差とも一致する。他の反応では、210(54+156)KeV準位の報告はなく、(d,α)反応④の 156±12KeV準位〔付録①〕に対応する準位と考えられる。

〔407KeV準位〕

407KeV, 353KeV, 251KeV のγ線は $^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応で

も検出される。(p,nγ)反応の励起関数〔図5-4〕においては、これらの3本のγ線が E_p=2.65 MeVから現れ，3本は共に同じ形の励起関である。さらに、3本のγ線の相対比もほとんど一致しているので、これらの3本のγ線は同一準位からの転移とみなされる。そして、励起準位の位置は450 KeVより低いエネルギーにあることも判る。3本のγ線は407 KeV→0 KeV, 407 KeV→54 KeV, 407 KeV→156 KeVの転移に相当することが、γ線のエネルギー値から言える。従って、407 KeV準位を設定することになるが、これは(d,α)反応④の405±12 KeV準位〔付録①〕に相当する。

〔368 KeV準位〕

212 KeVγ線の励起関数を図5-5に示す。このγ線は407 KeV準位から転移する3本のγ線の励起関数とは共鳴の形が異なるので407 KeV準位とは異なるがエネルギーは407 KeVに近い準位から転移するγ線である。E_p=2.67 MeVから検出されるので準位の位置は0.47 MeV以下である。(d,α)反応では365±12 KeV準位〔付録①〕があるので212 KeVγ線は368 KeV→156 KeV転移によるものと考えられる。E_p=3.0 MeVまでは212 KeVγ線の強度が小さいので、高いスピンの準位から転移するγ線と推定される。そのために、想定されるthresholdの位置よりも100 KeV以上高い陽子エネルギーの点で検出され始めたのであろう。(p,nγ)反応では368 KeV→

0KeV転移に相当する 368KeVγ線は検出されなかった。他方 $^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応では 212KeVγ線に加えて 弱い368KeVγ線が検出された。 しかし、この368KeVγ線は 156KeVγ線と212KeVγ線による sum peakである。 従って 368KeVに準位が存在することは より確実となった。

〔839KeV準位〕

471KeVγ線の励起関数を 図5-7に示す。 励起強度が小さいことから 高いスピンの準位からの転移と考えられ、その準位の位置は 1.10MeV以下である。 (d,α)反応から知れている準位にあてはめると、エネルギーからは 834±12KeV準位〔付録⑦〕に対応する 839KeV準位を設定し、471KeVγ線は 839KeV→368KeV転移のγ線と考えられる。 839KeV→0KeV転移の 839KeVγ線は スペクトルの前後に強い 835KeVγ線〔^{54}Cr〕と 847KeVγ線〔$^{56}Fe(n,n'\gamma)$〕がある為に励起関数の測定ができなかったが、図5-2の E_p=3.90MeVのγ線スペクトルでは 839KeV のピークが分離されている。 839KeV→156KeV転移に相当 682KeVγ線は、強度が小さいので励起関数を測定できなかったが、図5-2では弱く認められる。 471KeVγ線が 839KeV準位からの転移とする場合 想定されるthresholdよりも約250KeV高い陽子エネルギーから測定され始めたことになりthresholdの位置を決めることに関しては やや説得力に不足する。 しかし、以上の $^{54}Cr(p,n\gamma)$反応の結果の他に $^{51}V(\alpha,n\gamma)$

反応でも 471KeV, 682KeV, 839KeV のγ線が観測されることから 839KeVに準位を設定することができる。

〔1010KeV 準位〕

854KeV, 955KeVのγ線は (p,nγ)反応と (α,nγ)反応の両方で検出されるので ^{54}Mnのγ線とみなされる。854KeV, 955KeVγ線の励起関数を 図5-6に示すが、この2本のγ線は同じ共鳴の形をしているので 同一の準位から転移することが判る。 E_p=3.30MeVから検出され始めるので 準位の位置は 1.10 MeV以下である。854KeVγ線と 955KeVγ線とのエネルギー差が 54KeVγ線と 156KeVγ線とのエネルギー差に 約1KeV 以内の精度で一致する。 従って 854KeVと 955KeV のγ線は それぞれ 1010KeV → 156KeV, 1010KeV → 54KeV 転移のγ線であると考えられる。 すると、この 1010KeV準位は (d,α)反応の 1008±12KeV準位〔付録①〕の準位に対応することとなり、1010KeV準位の存在は確実なものになる。 なお、1010KeV → 0 KeV 転移に相当する 1010KeVγ線は (p,nγ)反応と (α,nγ)反応のどちらにも認められなかった。

〔1073KeV準位〕

^{51}V(α,nγ)反応により、705KeVγ線が検出されるが ^{54}Cr(p,nγ)反応では ^{72}Ge(n,n'γ)反応の Backgroundがある為に 705KeVγ線が検出されなかった。 705KeVγ線が 1073KeV → 368 KeV 転移に相当するとすれば 1073KeV 準位は (d,α)反応④

の 1074±12KeV準位〔付録①〕に対応する。 今回の実験では705KeVγ線の励起関数が測定されていないことに加えて、368KeV準位以外に転移するγ線が検出されていない為に 1073KeV準位を設定することに対して 説得力が弱くなっている。しかし、他の準位のエネルギーに関しては Bjerrgaard et al の (d,α)反応の結果〔付録①〕と、今回の実験結果とが よい一致を得ている。 従って 1073KeV準位のエネルギーを 1074±12KeVに対応させる限り 705KeVγ線の検出は この準位の存在を支持することになる。

〔1137KeV準位〕

(p,nγ)反応と (α,nγ)反応の両方で 769KeV, 981KeVγ線が検出される。 (p,nγ)反応では 769KeV, 981KeVγ線が弱いので 励起関数を求めなかった。 しかし、γ線のエネルギーからこの2本のγ線は それぞれ 1137KeV → 368KeV, 1137KeV → 156KeV転移とみなすことができ, 1137KeV準位は (d,α)反応の 1137±12KeV準位〔付録①〕と, エネルギー的に よい一致を得ている。 従って 769KeVと 981KeVγ線を (p,nγ)反応と (α,nγ)反応の両方で検出していることが 1137KeV準位の存在を確実にしている。

〔1375KeV準位〕

1375KeV, 1320KeV, 967KeVのγ線の励起関数を 図5-7に示す。 この中で 1375KeVγ線は E_p=3.60MeVで検出

されず、E_p=3.625 MeV から検出され始める。もし、1375 KeV γ線が (1375+54) KeV → 54 KeV転移とすると、この (1375+54) KeV準位の thresholdは E_p=3.65 MeVになり、E_p=3.625 MeVでは検出されないはずである。従って 1375 KeV γ線は 1375 KeV → 0 KeV転移のγ線と考えられる。1320 KeV, 967 KeVのγ線はそれぞれ 1375 KeV → 54 KeV転移, 1375 KeV → 407 KeV転移と考えられ、エネルギー的には約1 KeVの範囲で一致する。しかし、図5-7では 1320 KeV, 967 KeVのγ線の励起の形が 1375 KeV γ線のそれとは一致していない。この理由としては、1320 KeVに接近して強い1336 KeV γ線があり 967 KeVに接近して 962 KeV(^{63}Cu), 955 KeVのγ線があり、E_p=3.69 ~ 3.96 MeV間の〔γ線励起関数測定の(B)〕には Ge(Li)検出器系の分解能が悪く 1320 KeVと967 KeVのγ線が充分に分離されなかった為である。そこで Ge(Li)検出器系の分解能を上げて〔前置増巾器を ORTEC-120型に交換して〕E_p=3.60 ~ 3.90 MeV の間の励起関数を再度測定した結果が図5-9に示される。ここで、1375 KeV, 1320 KeV, 967 KeVの各γ線の励起関数は同じ形をしており、3本のγ線が同一の 1375 KeV準位から転移していることが確認される。なお、^{51}V(α, nγ)反応では 1375 KeV, 967 KeV γ線が認められるが 1320 KeV γ線は弱く 1336 KeV γ線が近接しているために検出されなかった。この、1375 KeV準位は (d, α) 反応の

1376±12 KeV準位〔付録①〕に対応している。以上のことから 1375 KeV 準位の存在は確実である。

〔1454 KeV準位〕

γ線の分解能が悪い時に測定した 1400KeV, 1454KeV γ線の励起関数を それぞれ 図5-7, 図5-8に示す。この測定では後述の 1509KeV準位と 1454KeVγ線との関係がはっきりしないので γ線検出器系の分解能を高めて 再度γ線励起関数を測定した。その結果を 図5-10に示す。1400KeVγ線は E_p=3.70MeVから検出され始める。E_p=3.72, 3.73, 3.75 MeVにおける 1400KeVγ線と 1454KeVγ線との励起関数が相似形であるので このZ本のγ線が同一準位から転移すると言える。$^{51}V(\alpha, n\gamma)$反応でも 1400KeV, 1454KeVγ線が検出されこの2本のγ線のエネルギー差は 第1励起準位のエネルギーとよい一致を示す。さらに、1400KeVγ線の threshold は ^{54}Mn の励起準位のエネルギーが 1.48MeV以下を示している。故に 1400KeV, 1454KeVγ線は それぞれ 1454KeV→54KeV 転移, 1454KeV→0KeV転移によるγ線とみなされ, 1454 KeV準位の存在を決定することができる。なお、この1454 KeV準位は (d,α)反応の 1455±12 KeV準位〔付録①〕と, (H_e^3, P)反応の 1449±20 KeV準位〔付録①〕に対応する。

〔1509 KeV準位〕

1509KeV, 1454KeVγ線は (P,nγ)反応と (α,nγ)反応の

両方で検出されるので、この2本のγ線は^{54}Mnのγ線と考えられる。この2本のγ線の励起関数は2回測定し、その1回目の結果を図5-8に示す。ここで、1509KeVγ線はE_p=3.77MeVから検出されるので、このγ線は1.54MeVより低い準位から転移するγ線である。従って、エネルギーの関係から1509KeVγ線は1509KeV→0KeV転移とみなされる。しかし、1454KeVγ線はエネルギーの点では1454KeV→0KeV転移によるものか、1509KeV→54KeV転移によるものかどうかの区別がつかない。E_p=3.75MeVでは1509KeVγ線が検出されず1454KeVγ線が弱く検出されることから、1454KeV→0KeV転移による1454KeVγ線が存在する。図5-8の左側に示す1454KeVと1509KeVγ線の励起関数はよく似た形を示しているが途中で大小関係が入れ換っている。そこで1454KeVγ線には1454KeV→0KeV転移の成分と1509KeV→54KeV転移の成分が混合していると考えられる。E_p=3.73MeVにおける1400KeVγ線と1454KeVγ線の強度比を元にして$E_p \geqq$3.77MeVにおける1454KeVγ線の強度を補正した結果の励起関数を図5-8の右側に示す。すると、1509KeVγ線と1454KeVγ線の励起関数の形がよく合う様になり、1454KeVγ線には1509KeV→54転移の成分があることが判る。しかし、この1回目の励起関数測定においては、1509KeVγ線が検出されず、1454KeVγ線が検出

されるのは $E_p=3.73$ MeVにおける ただ一点の測定であった為に 1454 KeV準位と 1509 KeV準位の threshold 近辺をもう一度測定することにした。 2回目の励起関数の測定結果を 図5-10に示す。 この図から 1454 KeV γ線には 1454 KeV → 0 KeV転移の成分があることが まず 明らかになる。次に 1454 KeV γ線の強度と 1400 KeV γ線の強度との比である Y(1454)/Y(1400) をプロットしてみる。 すると、図5-10に示す Y(1454)/Y(1400) は 1509 KeV γ線が検出され始める $E_p=3.77$ MeV から 急に2倍の大きさになり 1454 KeV γ線には 1509 KeV → 54 KeV転移の成分が含まれることが 再確認される。 この2回目の励起関数を測定した時の $E_p=3.90$ MeVにおけるγ線スペクトルが 図5-2である。 このスペクトルでは 1454 KeV のピークは明確な doublet になっていない。 しかし 1400 KeVと 1509 KeVのピークの半値巾が 約3.2 KeVに対して、1454 KeVピークの半値巾は 約3.5 KeVであり、1454 KeVピークの方が 10%だけ広い巾となっている。 そこで、1454 KeV → 0 KeV転移のγ線と 1509 KeV → 54 KeV 転移のγ線とのエネルギー差は 非常に小さいと言える。

以上の議論、すなわち 1509 KeV γ線が $E_p=3.77$ MeVから検出されること, 1509 KeV → 54 KeV転移に相当する 1454 KeV γ線が存在することから、1509 KeV 準位を設定することができる。 この 1509 KeV準位は (d,α) 反応の 1511 ± 12 KeV

準位〔付録①〕に対応するものである。

〔その他の準位〕

これまでに述べた準位は 1509 KeV準位までが全て (d,α)反応〔付録①〕で報告されている準位に対応していることが認められた。 $^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応では (d,α)反応で報告されている 1.54 MeV 以上の準位から転移しているとみられるγ線が検出されているけれども $^{54}Cr(p,n\gamma)$ 反応の励起関数が測定されていないので、とり上げないことにした。 次に、疑問のあるγ線について述べることにする。

(p,nγ)反応と (α,nγ)反応の両方で 1336 KeV, 804 KeV γ線が測定されるけれども この2本のγ線は (d,α)反応で知れている準位からの転移には エネルギーの点で合わず、しかも Backgroundγ線とすると、その起因が不明なγ線である。

そこで、まず 1336 KeVγ線について述べる。 このγ線の励起関数を 図5-7, 図5-9 に示す。 1336 KeV γ線の励起関数は 立上りが急で、強度は1375 KeV γ線よりも強い。 1375 KeVγ線は E_p=3.62MeVから検出されるけれども 1336 KeV γ線は それより高い E_p=3.64MeV から検出されるので、もし、1336 KeV γ線が ^{54}Mnのγ線であるならば 1375 KeV準位よりも高い準位から転移するγ線である。 しかも、E_p=3.64 MeV から検出され始めることは、その仮想準位は 1.42MeVよりも低い位置にある。 従って、1336 KeV γ線は 基底準位や

156 KeV以上の準位に転移するのでなく 1391 KeV → 55 KeV 転移によるγ線と考えられる。 この、1391 KeV準位に対応するとみなされる準位は，他のいろいろな反応の結果では報告されていないが、^{54}Mn の新しい準位である可能性がある。この1391 KeV準位の可能性については、もう一度、後の章でとり上げることにする。

次に，804 KeVγ線について述べる。 3.15 MeV以上の陽子エネルギーの (p, nγ)反応で 804 KeVγ線が検出され (α, nγ)反応でも検出される。 しかし、^{54}Mn の別の準位に分岐しているγ線に相当するものが検出されていない。 804 KeVγ線の関係する仮想的な準位は 1010 KeV準位より低いとみなされるけれども，(α, nγ)反応のスペクトルでは 1010 KeV準位から転移する 854 KeV, 955 KeVγ線の強度よりも 804 KeVγ線の強度は小さい。複合核から崩壊する中性子のエネルギーがほぼ同じ場合に、^{51}V(α, nγ)反応では残留核準位のスピンの大きさに依存せずに、残留核準位の形成される断面積はほぼ同じである。 従って、804 KeVγ線は ^{54}Mnのγ線でなく起因が不明な Background γ線であるという結論が出る。

〈補足〉

(P, nγ)反応と(α, nγ)反応のγ線スペクトルには放出された中性子がGe(Li)検出器の周囲の物質及びGe結晶そのものと反応する為に現れるBackgroundγ線があるので注意しなければならない。Backgroundγ線の例としては、$^{19}F(n,n'\gamma)$反応による110KeV, 197KeVγ線, $^{56}Fe(n,n'\gamma)$反応による847KeVγ線があり その他にもGe(n, n'γ)反応によるBackgroundがある。これら以外にも弱いBacgroundγ線がある。従って、あらかじめ他の反応で知られている準位のエネルギーに対応しないγ線が検出されても、その強度が弱い場合にはγ線スペクトルから新しい準位を設定することは困難である。また、エネルギーの対応のつかないγ線が強く、励起関数が測定されていても、新しい準位を設定するには慎重でなければならない。

<5-4> $^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$ 反応の γ線角分布

入射陽子エネルギー Ep が Ep = 2.35～2.39, 2.45～2.49, 2.55～2.59, 2.65～2.71, 2.80～2.82, 2.94～2.98, 3.35～3.39, 3.80～3.84 MeV の8種類の領域で $^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$ 反応の γ線角分布を測定した。90°の角度における強度を1.0に規格した各々のγ線の角分布を図5-16に示す。ただし図5-16の(z)の1454KeVγ線は，1454KeV → 0KeV転移の成分を差引いて，1509KeV → 54KeV転移の成分を表わしている。図中で誤差棒が記入していない角分布(b, c, k, s, y)では，誤差の大きさが点の大きさより小さい場合である。角分布は Legendre 関数で展開した $W(\theta)=\sum_{\nu=0}^{4} A'_\nu P_\nu(\cos\theta)$ の式に最小二乗法で合わせ，$A'_0=1$ に規格化した A'_2, A'_4 を求める。この A'_2, A'_4 を元にして角分布関数を表わしたのが，図5-16の中に示す曲線である。A'_2, A'_4 の係数を，Ge(Li)検出器の減衰因子で補正した後の A_2, A_4 の値，及び最小二乗法で合わせた時の χ^2 の値を表5-2に載せる。

理論計算からの角分布係数 A_2, A_4 が，γ線の多重極混合比 δ をパラメーターとして，変化する曲線が図5-17に示され，実験値の A_2, A_4 も同じ図5-17に示してある。ここでの δ のとり方は

$$\delta \equiv \langle f \| L' \| i \rangle / \langle f \| L \| i \rangle$$

$$L'=2,\ L=1 \quad \text{もしくは} \quad L'=3,\ L=2$$

γ線転移の始まる準位のスピン J_2 が $J_2=1$ の場合，$A_4 \equiv 0$ となり，δ の変化に対しては A_2 だけが変化する直線となる。図5-17の中に記してある陽子エネルギー Ep の値は，入射陽子エネルギーを 20KeV づつ変化させた時の中間の値

を示す。(d)を除く(a)〜(c),(e)〜(g)の図は,光学ポテンシャルの深さV_cが$V_c=52$MeVの場合の陽子透過係数を使用した計算である。(d)の図は$V_c=57$MeVの場合の計算である。図5-17では全ての中性子透過係数はMoldauerの光学ポテンシャルに基づいたもので,図中にELASTという記号で表わしている。なお,図5-17の中で,他の実験事実から明らかにスピンJ_2を除外できる場合には,そのA_2-A_4曲線を示していない。

γ線の角分布の結果だけからは,準位のスピンを決定することが,ほとんどの場合,困難かもしくは不可能である為に,各準位のスピンを求めるには,γ線の励起関数やその他の実験結果を利用する必要がある。スピンを決定する議論は次の5-5章で行うことにして,この章では省略する。

各準位のスピンが決まれば,理論計算によるA_2-δ曲線に実験値のA_2をあてはめて,γ線の多重極混合比δを求めることができる。第5-5章で得られる各準位のスピンの値に従ったA_2-δ曲線を図5-18に示す。

図5-18,表5-2の中に記されている,V=52,V=57とは陽子透過係数がそれぞれ[$V_c=52$MeV, $W_c=11.5$MeV],[$V_c=57$MeV, $W_c=13.5$MeV]の光学ポテンシャルパラメーターから算出されたものであることを表わす。

中性子の透過係数を表わす記号がELAST,B+F,P+Bであり,それぞれの記号は,Moldauerの光学ポテンシャルから計算した透過係数,Bjorklund & Fernbachの透過係数,Perey & Buckの透過係数を表わす。これらの透過係数や角分布の理論計算などについては,第4章に述べてある。

A_2-δ曲線と実験値のA_2から,色々な実験条件と各種の透過係数

の組合せに対して δを求めた結果を表5-2に示す。

現在までに行われた直接反応の結果では，パリティの決っていない準位があるけれども，今回のγ線角分布の理論計算において，1509 KeV準位までの全ての準位は正パリティとして解析した。Ep=3.80～3.84 Mevの計算に対しては，1073 KeV，1137 KeV，1391 KeVの準位を中性子の出力チャンネルとして取入れなかった。しかし Ep=3.80～3.84 MeVでは，下位準位へ崩壊する中性子の透過係数が大きくなっており，penetrability項での分母がすでに大きな値になっていることと，1073 KeV，1137 KeV準位は高いスピンの準位であり，他方で1375 KeV，1454 KeV，1509 KeV準位は低いスピンの準位であることから，1073 KeV準位と1137 KeV準位を出力チャンネルから除いて計算しても，A_2-δの関係に与える影響は小さいとみられる。

もし1391 KeV準位が存在するならば，この準位はスピンが小さいとみられるので，1391 KeV準位を出力チャンネルに取入れないことの影響が予想される。しかしでの分母が大きいことを考えるとその影響は，透過係数の選び方の影響に比べれば小さいことが予想される。

〈5-5〉 準位のスピン

前の5-3章では ^{54}Mn の各準位のエネルギーを決めることをしたが，この章では，それらの準位のスピンについて議論をする。

準位のスピンを求めるには，γ線角分布の結果だけでは結論が出せない場合が多い。そこで，γ線励起関数の結果，あるいは，直接反応の結果などを同時に利用することになる。γ線励起関数，又はγ線角分布を測定していない準位については，可能性のあるスピンの値を示すことになる。

前述の5-3章では 1391 KeV に新しい準位の存在する可能性を述べたが，この章でも，もう一度議論することになる。なお，各準位のスピンを決めるにあたっては，論理の都合上，とりあげる準位の順番は必ずしもエネルギー順にならなかった。

^{54}Mn の各々の励起準位のスピンを決めるための出発点として，^{54}Mn の基底準位のスピンが 3^+ であることは正しいとする。⑬ ㊸ ㊹

〔54 KeV 準位，156 KeV 準位〕

この2つの準位は (He^3,d) 反応において $\ell_p=3$ 〔付録⑤〕であるので，正パリティである。入射陽子エネルギーが threshold よりも 0.19〜0.23 MeV だけ高い場合の 54 KeV → 0 KeV 転移と 156 KeV → 0 KeV 転移のγ線の角分布係数をそれぞれ図5-17の(a)，(b)に示す。γ線の角分布から，54 KeV 準位と 156 KeV 準位はどちらもスピンの値として，2^+ と 4^+ が

可能である。他方，図5-12，図5-13に示す励起関数の理論計算において，準位のスピン値が大きい程，励起関数の断面積が小さいことが判る。次に，54 KeV準位と156 KeV準位の形成される励起関数が図5-11に示してあるが，156 KeV準位の強度は54 KeV準位の強度よりも小さい。そこで156 KeV準位のスピンは54 KeV準位のスピンよりも大きいことが判明する。故に54 KeV準位は2^+，156 KeV準位は4^+という結論が出る。この2つの準位のスピンが，それぞれ2^+，4^+ということが判ると，図5-12又は図5-13に示す励起関数の理論計算が図5-11の実験から得た励起関数の断面積の絶対値，及び$E_p - E_{threshold}$が0.3 MeV以下の領域において156 KeV準位の強度が54 KeV準位の強度の約$1/10^2$である実験事実を良く再現していることになる。

図5-17の(b)において，仮に156 KeV γ線角分布の実験値のA_4の誤差がもっと大きい為に，$3^+ \rightarrow 3^+$転移の可能性が残るとしても図5-12中の156 KeV(3^+)の強度は，実験から得た励起関数の強度（54 KeV準位と156 KeV準位の相対強度）を説明できないので$3^+ \rightarrow 3^+$転移は除外される。

156 KeV → 54 KeV転移に相当する，E2 γ線が検出されないことも54 KeV準位が2^+，156 KeV準位が4^+であることに適合する。

〔407 KeV準位〕

(He^3, d)反応では，407 KeV準位に対して角分布が$l_p=3$〔付録⑤〕となっているので，パリティは正である。

407Kev準位から転移するγ線として，407Kev（407Kev→0Kev），353Kev（407Kev→54Kev），251Kev（407Kev→156Kev）の3本のγ線があり，分岐比はそれぞれ 24%，9%，67%である。

図5-17の(e)と(f)に 407Kev→156Kev(4^+)転移の251Kev γ線の角分布係数を示す。(e)は入射陽子エネルギーが407Kev準位のthresholdより0.03～0.09MeV高い場合であり，(f)は0.32～0.36MeV高い場合である。(e)の方がthresholdに近いので，理論計算の示すところでは，(f)に比べて(e)の方がδの変化に対するA_4の変化範囲が大きくなっている。(f)では3^+→4の転移についてのみ，光学ポテンシャルの深さV_cがV_c=57MeVである光学パラメーターで計算した陽子の透過係数を使用した場合も示している。(e)と(f)の両方で，4^+→4転移が除外され，M_3（あるいはE_3）の混合を考えなければ，2^+→4転移，6^+→4転移も除外される。従って251Kev γ線の角分布から，407Kev準位のスピンは$J_2=3^+$もしくは$J_2=5^+$である。

図5-17の(h)には，407Kev→0Kev(3^+)転移の角分布係数を示す。この図からJ_2=1，2，5が除外される。J_2=4の可能性が少し残るけれども，J_2=3の可能性が最も強いことが判る。

図5-17の(g)には，407Kev→54Kev(2^+)転移の353Kev γ線の角分布係数を示す。この図から4^+→2^+転移は除外される。実験のA_4は2→2転移よりも3→2転移の可能性が大きいことを示している。図中には示されていないけれども，角分布係数からは1→2転移も可能である。353Kev γ線にM_3，M_4転移を考えなければ5→2転移，6→2転移が除外される。

以上の，251 KeV，407 KeV，353 KeV γ線の角分布の結果をまとめると次の表になる。

J_2	1	2	3	4	5	6
407 KeV	X	X	O	(O)	X	
353	O	(O)	O	X	X	X
251	X	X	O	X	O	X

X印は可能性が除外されるもの
O印は可能なスピン

従って 407 KeV 準位のスピンは γ線角分布から，一義的に $J_2 = 3^+$ と決定される。

他方で，図5-12，図5-13の 407 KeV 準位に対する励起関数の理論計算は，407 KeV 準位の 3^+ とすると，実験から得られる 54 KeV と 156 KeV 準位の強度に対する 407 KeV 準位の相対強度〔図5-11〕をよく説明している。さらに，0 KeV(3^+)，54 KeV(2^+)，156 KeV(4^+) の各準位に同じオーダーの強度でγ線分岐があることは，407 KeV 準位のスピンが 3^+ であることに適合する。

〔368 KeV 準位〕

この準位は (He^3, d)反応で角分布が $l_p=3$〔付録⑤〕となっているので，正パリティ準位である。368 KeV 準位から転移するγ線は，368 KeV → 156 KeV(4^+) 転移の 212 KeV γ線である。368 KeV γ線は (p, nγ)反応で検出されず，51V (α, nγ)反応では 212 KeV γ線と 156 KeV γ線の sum peak として 368 KeV γ線が検出された。

入射陽子エネルギーが 0.36～0.40 MeV だけ 368 KeV 準位の threshold よりも高い場合の，212 KeV γ線の角分布係数を 図5-17 の (c) と (d) に示す。陽子の透過係数として，光学ポテンシャルの深さ V_c を V_c=52 MeV にした場合の理論計算が (c) であり，V_c=57 MeV の場合が (d) である。(c) の図ではまず $J_2=6^+$ が除外される。$J_2=4^+$ は (c) の図では除外されるけれども，(d) では実験値の A_4 の誤差が大きい為に，$4^+\rightarrow 4$ 曲線に少しかかる。しかし $J_2=4^+$ よりも $J_2=3^+$ と $J_2=5^+$ の方が可能性が大きい。他方，図5-11 の励起関数の強度に関しては，368 KeV 準位の強度が 407 KeV 準位の強度よりも約 1 ケタ小さいので，368 KeV 準位のスピンは 407 KeV 準位のスピン (3^+) よりも大きいことになる。従って $J_2=3^+$ の場合が除外される。407 KeV 準位のスピンを 3^+，368 KeV 準位のスピンを 5^+ とした場合の理論計算による励起関数を 図5-12，図5-13 に示すが，実験からの 407 KeV 準位強度と 368 KeV 準位強度との相対的な関係に一致している。368 KeV 準位の励起関数強度が 156 KeV (4^+) 準位の励起関数強度よりも小さいことが実験で示されるので [図5-11]，368 KeV 準位のスピンは 4^+ よりも大きい 5^+ をとることが有力である。さらに，368 KeV → 0 KeV (3^+) 転移の γ線が検出されないことからも，368 KeV 準位のスピンは 4^+ より 5^+ をとることが有力である。

以上のことから，368 KeV 準位のスピンは 5^+ という結論になる。

[1010 KeV 準位]

(He^3, d) 反応から角分布が $l_p=1$，(He^3, p) 反応から角分布が $L=2$ となっているので [付録 ⑤～⑪]，この準位のパリティは正である。

1010 KeV 準位から転移するγ線には，1010 KeV → 54 KeV (2^+) 転移の 955 KeV γ線 (57%) と 1010 KeV → 156 KeV (4^+) 転移の 854 KeV γ線 (43%) が測定される。M_3 転移がないとすれば，$1^+ \to 4^+$，$5^+ \to 2^+$ 転移を除外できる。そこで 1010 KeV 準位のスピンとしては $J_2 = 2^+, 3^+, 4^+$ の可能性が考えられる。

図 5-17 の (f) には $E_p = 3.35 \sim 3.39$ MeV [threshold より 0.12 ~ 0.16 MeV 高い] における 854 KeV γ線の角分布係数を示す。この図から $4^+ \to 4^+$ 転移が除外される。図中には示してないが $|\delta| > 0.3$ の M_3 多重極混合がないとすれば $2^+ \to 4^+$ 転移も除外され，1010 KeV 準位のスピンは $J_2 = 3^+$ となる。図 (f) と同じ陽子エネルギーの時の，955 KeV γ線の角分布係数を図 5-17 の (k) に示す。ここでは $4^+ \to 2^+$ 転位が除外される。実験値の A_4 が $A_4 \approx 0$ の値からずれていることに加えて，$A_2 = -0.2 \sim -0.3$ の領域にある，$3^+ \to 2$ 転位の曲線と $2^+ \to 2$ 転移の曲線が近接しているので，実験値の A_4 が $A_4 \approx 0$ の値であったとしても，実験値の誤差を考慮すると，955 KeV γ線の角分布係数から $J_2 = 2^+$ と $J_2 = 3^+$ を区別することができない。表 5-2 の (e) に示してある $E_p = 3.80 \sim 3.84$ MeV における 955 KeV γ線の角分布係数は $A_4 = -0.0048 \pm 0.0238$ であり，この場合には $A_4 \approx 0$ となっている。

他方では，図 5-11 に示す，実験から得られる 1010 KeV 準位の励起関数強度が，407 KeV 準位 (3^+) の励起関数強度とほぼ同じ大きさであることから，1010 KeV 準位のスピンとしては $J_2 = 3^+$ が考えられる。

従って 854 KeV γ線に $|\delta| > 0.3$ の M_3 多重極混合を考えない場合の角分布係数と，励起関数の両方から 1010 KeV 準位のスピンは $J_2 = 3^+$ となる。

$J_2=3^+$ とすれば 54 KeV 準位(2+) と 156 KeV 準位(4+) への γ線分岐がほぼ同じ強度であることに適合する。しかし $3^+ \rightarrow 3^+$ 転移の 1010 KeV γ線が検出されないことは奇妙なことである。

[839 KeV 準位]

この準位は、(He^3,p) 反応と (He^3,d) 反応で報告されておらず、(d,α) 反応では角分布がかっこ付の $L=(0)$ である。従ってここではこの準位のパリティが確定されていないと判断する。

この準位から転移するγ線として、839 KeV → 0 KeV(3+) の 839 KeV, 839 KeV → 156 KeV(4+) の 682 KeV, 839 KeV → 368 KeV(5+) の 471 KeV の3本のγ線が認められる。この中で 839 KeV と 682 KeV のγ線は強度が小さいことと、Ge(Li) 検出器系の分解能が悪かったことのために、励起関数と角度分布が測定できなかった。471 KeV γ線の励起関数を図5-5に示す。471 KeV γ線の強度は図5-6の 854 KeV, 955 KeV のγ線の強度よりも小さくなっている。471 KeV γ線の分岐比が 38% であることを考慮しても、839 KeV 準位の形成される強度はエネルギーの高い 1010 KeV 準位の形成される強度よりも小さい。このことから 839 KeV 準位のスピンは 1010 KeV 準位のスピン(3+) よりも大きいことが言える。しかも M3 (あるいは E3) 転移がないとすれば 839 KeV → 0 KeV(3+) 転移があることから 839 KeV 準位のスピンとして $J_2 \geq 6$ は除外される。図5-17の(c)に 471 KeV γ線の角分布係数を示すが、計数が少ないために、A_2 と A_4 の誤差が大きく、角分布から 4 と 5 のスピンの区別をつけることができない。しかし基底準位(3+)への転移が強いこと、及び $5^+ \rightarrow 5^+$ 転移とすると $\delta^2 \approx 0.5$ で E2 の転移強度が相当大きくなることを考えると、839 KeV 準位のスピン

としては，5よりも4の方が可能性が大きいと推定される。しかし4と5のいずれかに決定することはできない。

図5-17の(i)を見れば $4^+ \to 5$ と $5^+ \to 5$ の曲線は $A_2=0\sim-0.2$ の範囲では，A_4 の値が 0.07 以上離れているので 471 KeV γ線の計数を充分に大きくした角分布を測定し，A_4 の誤差を 0.05 以下にすれば $J_2=4$ と $J_2=5$ の区別が可能となって，839 KeV 準位のスピンを決定することができるであろう。

［1375 KeV 準位］

この準位から転移するγ線としては 1375 KeV → 0 KeV (3^+) の 1375 KeV，1375 KeV → 54 KeV (2^+) の 1320 KeV，1375 KeV → 407 KeV (3^+) の 967 KeV の3本のγ線が検出される。これらのγ線の励起関数は図5-7と図5-9に示されるが，図5-7の方は Ge(Li) 検出器系の分解能が悪い場合の測定である。いずれの励起関数でも threshold より 0.2 MeV 高い陽子エネルギーで，1375 KeV γ線の断面積は mb のオーダーである。他方，図5-3に示す 156 KeV γ線の励起関数は threshold より 0.2 MeV 高い陽子エネルギーに対して断面積の大きさが 0.1 mb のオーダーである。しかも 1375 KeV γ線の励起関数の立上りは 156 KeV γ線の励起関数の立上りよりも急であり，54 KeV γ線の励起関数の立上りに近い形を示している。従って 1375 KeV 準位のスピンの大きさは 3 以下である。

図5-17の(l)，(m)，(n)にそれぞれ 967 KeV，1320 KeV，1375 KeV γ線の角分布係数を示す。この $E_p=3.80\sim3.84$ MeV における角分布測定では，Ge(Li) 検出器系の分解能が悪かった。その為に 967 KeV γ線と 1320 KeV γ線は A_2，A_4 の実験誤差が大きくなっている。

まず，(l)，(m)，(n)に示す3本のγ線角分布から $J_2=0$，1 は除外される。

967KeVγ線の角分布係数は 2→3転移を示している。しかし 967KeVγ線は 962KeVのBackgroundγ線(^{63}Cu)からの分離が悪いので，967KeVγ線の角分布の結果は信頼度が低いと考えられる。次に 1320KeVγ線は 2→2転移よりも 3→2転移を示しているけれども，1320KeVγ線は強い1336KeVγ線からの分離が悪いので，実験値のA4の信頼度には疑問がある。そこで1320KeVγ線の角分布からは 2→2と3→2の区別はできないと考えられる。図5-17の(n)に示される 1375KeVγ線の角分布係数の場合，$A_2=0\sim-0.1$の範囲で 2→3曲線と 3→3曲線とは A4の値の差が小さいけれども，実験値の A2, A4は誤差が充分に小さい。そこで，1375KeVγ線の角分布は 3→3転移を除外して 2→3転移を示している。

1375KeV → 156KeV(4^+)転移に相当する 1218KeVγ線が検出されないことは、1375KeV準位のスピンを 2とすることに適合する。

(He^3,p)反応の角分布は かっこ付の L=(2) [付録⑥⑪]であり，(dα)反応の角分布は L=4 [付録②③]である。従って(dα)反応の結果とは矛盾するけれども，今回のγ線の実験から 1375KeV準位のスピンは $2^{(+)}$となる。

[1454 KeV 準位]

この準位は，(He^3,p)反応の角分布が L=0であるので，スピンは 0^+もしくは 1^+である。(He^3,d)反応では角分布が $l_p=1$である。[付録④～⑪]

この準位から転移するγ線には，基底準位(3^+)へ転移する 1454KeVγ線(5%)と 54KeV準位(2^+)へ転移する 1400KeVγ線(95%)の2本がある。

この2本のγ線の励起関数を図5-10に示すが，0^+又は1^+という小さいスピン

を反映して 1400 KeV γ線の強度は大きく，10mbのオーダーである。図5-16の(z)に示す 1400 KeV γ線の角分布は等方であるが，この実験値を最小二乗法で合わせると 図5-17の(o)に示す様に，A4の値は正の方向に少しずれている。このずれは角分布測定系の精度から起因する誤差と考えられる。$0^+ \to 2^+$ 転移の角分布の理論値は $A_2 = A_4 = 0$ である。従って 1400KeV γ線の実験値のA4からは 0^+ と 1^+ との区別をつけることができない。

そこで，もし 1454 KeV 準位のスピンが 0^+ ならば，1454 KeV γ線は $0^+ \to 3^+$ 転移の M_3 転移となるが，1454 KeV γ線の分岐比が 5% の大きさを持つことに注目すれば，この準位のスピンは 0^+ よりも 1^+ の方が可能性が大きいと言える。

[1509 KeV 準位]

この準位に対しては直接反応による角分布が測定されていないので，パリティは不明である。　この準位から転移するγ線には，1509 KeV → 0 KeV(3^+) の 1509 KeV γ線と 1509 KeV → 54 KeV(2^+) の 1454 KeV γ線がある。ただし 1454 KeV γ線は 1454 KeV → 0 KeV 転移のγ線とエネルギーが一致している。図5-12 又は 図5-13に示す励起関数の理論計算では，54 KeV(1^+ と仮定した場合) 準位と 156 KeV (4^+) 準位の強度とは約2ケタの違いがある。

又，図5-11の実験からの励起関数においても，threshold に近い部分では 156 KeV(4^+) 準位の強度は 54 KeV (2^+) 準位の強度の 1/100 のオーダーである。他方，1^+ もしくは 0^+ である 1454 KeV 準位から転移する 1400 KeV γ線の励起関数の強度 [図5-7 と 図5-10] と，1509 KeV γ線の励起関数の強度 [図5-8，図5-10] を比較すると 1509 KeV 準位の形成される強

度は 1454 KeV 準位の形成される強度の 1/10 のオーダーである。この2つの準位の形成される強度比から，1509 KeV 準位のスピンの大きさは，$J_2 < 3$ ということが決まる。

1454 KeV γ線の中には 1454 KeV → 0 KeV 転移の成分が含まれるので，1509 KeV → 54 KeV 転移の角分布を出すには次の補正をする。1454 KeV 準位が 0^+ ならば 1454 KeV → 0 KeV 転移の成分は等方であり，1^+ としても $1^+ \to 3^+$ 転位の角分布は非等方性が小さい。そして，1400 KeV γ線はほとんど等方である。そこで 1454 KeV → 0 KeV 転移の成分は等方であると仮定し，1400 KeV γ線の強度を元にして，1454 KeV → 0 KeV 転移の分岐比に相当する部分を差引いて 1509 KeV → 54 KeV 転移に相当する 1454 KeV γ線の角分布を出した。この 1454 KeV γ線の角分布係数を図 5-17 の (P) に示すが，$1^+ \to 2$ 転移が除外され，$3^+ \to 2$ 転移と $2^+ \to 2$ 転移の区別はつけられない。

図 5-17 の (q) に示す 1509 KeV γ線の角分布係数からは，$3^+ \to 3$ 転移よりも $2^+ \to 3$ 転移を支持している。そこで 1010 KeV 準位 (3^+) と 407 KeV 準位 (3^+) の励起強度がほぼ同じ大きさ［図5-11］であるので，もし 1509 KeV 準位のスピンを $2^{(+)}$ とすると，1509 KeV 準位の励起強度と 1375 KeV 準位 ($2^{(+)}$) の励起強度がほぼ同じであることが期待される。しかし図5-7，図5-9 の 1375 KeV 準位の強度（1375 KeV，1320 KeV，967 KeV γ線の和）に比べて，図5-8 の 1509 KeV 準位の強度（1509 KeV，1454 KeV γ線の和）が約 1/2 の大きさであって，予想される大きさと異なる。このことの定性的な説明としては，次のことが考えられる。1509 KeV 準位に近い 1454 KeV 準位と 1375 KeV 準位

のスピンが小さい為に，この2つの下位準位に崩壊する中性子のs, p, d波の透過係数がpenetrabilityで

$$\left[\tau = T_{\ell}^{J}(E_p)\, T_{\ell'}^{J'}(E_n) \Big/ \sum_{J''\ell''E''} T_{\ell''}^{J''}(E'') \right]$$

の分母に加わり，1509 KeV準位に関係するτが，1454 KeV準位や1375 KeV準位のτよりも小さくなることが考えられる。他方，1010 KeV準位と407 KeV準位の場合では，1010 KeV準位に関係するτの分母は，407 KeV準位に関係するτの分母よりも大きくなっているけれども，1010 KeV準位の方は407 KeV準位の時よりも陽子エネルギーが約0.6 MeV高い為に，407 KeV準位の場合よりもτの分子にある陽子透過係数が大きくなっている。従って1010 KeV準位の場合には，τの分母が大きくなることを，陽子透過係数が大きくなることで相殺するので，実効的には1010 KeV準位の強度と407 KeV準位の強度がほぼ同じ大きさになると考えられる。ただし以上の説明はあくまでも定性的な推定であるので，正確な議論をするには，実際の透過係数を使った計算をしなければならない。

なお $E_p = 3.80 \sim 3.84$ MeVは1509 KeV準位のthresholdより0.06〜0.10 MeV高い条件であり，この範囲では中性子透過係数がエネルギーに対して大きく変化する。そこで，図5-17の(8)の理論計算において2→3曲線と3→3曲線との相対的な違いに誤差の入ることが考えられるけれども，1509 KeV γ線の角分布が3→3転移よりも2→3転移の方を支持することに変わりはない。故に1509 KeV準位のスピンは3よりも2の方が有力であると結論する。

東京工業大学 297516

〔1073 KeV 準位〕

$^{51}V(\alpha, n\gamma)$反応で705KeV γ線が検出され，このγ線は1073KeV→368KeV転移によるものとみなされた。今回の実験では368KeV(5+)以外の準位に転移するγ線が検出されていないので，1073KeVに準位を設定することには疑問が残るけれども，(d,α)反応の1074±12KeV準位に対してエネルギー的に一致することから，1073KeV準位を設定することになった。$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応では705KeVγ線の強度が$^{72}Ge(n,n'\gamma)$反応のBackground強度に比べて弱い為に検出されなかったこと，705keV γ線が5+の準位(368KeV)に転移していることを考えると，1073KeV準位のスピンとして4以上の値をとることが適当である。705KeV γ線に対してM3(あるいはE3)転移を考えないならば，8以上のスピンの値はとらないことになる。従って1073KeV準位のスピンとして考えられるものは，4，5，6，7である。

〔1137 KeV 準位〕

769KeV，981KeV γ線が検出されることから，(d,α)反応の1137±12KeV準位〔付録①〕に対応するものとして，この準位が設定された。(p,nγ)反応では，この2本のγ線強度が小さいこと，及び368KeV(5+)準位と156KeV(4+)準位にγ線転移していることから，1137KeV準位のスピンとして，4,5,6が考えられる。

〔1391 KeV 準位〕

1336KeVγ線が$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応で強く検出され，$^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応では1375KeVγ線と同程度の強度で検出されるので，このγ線が^{54}Mnのγ線であることが考えられる。(p,nγ)反応の励起関数のthresholdの位置(エネ

ルギー）から，1391 KeV に未知の準位が存在する可能性を第5-3章において述べた。ここでもう一度，この準位の存在を吟味する。

もし 1336 KeV γ線が ^{54}Mn 以外の Background γ線であるならば，Ge(Li) 検出器の周囲にある物質が中性子と反応した後に放出されるγ線が考えられる。図5-7と図5-9に示す 1336 KeV γ線の励起関数が急な立上りをしていることから，何か threshold のある反応が原因しているとみられる。そこで，中性子による反応としては非弾性散乱が考えられる。しかし，$^{19}F(n,n'\gamma)$，$^{27}Al(n,n'\gamma)$，$^{56}Fe(n,n'\gamma)$，$^{63}Cu(n,n'\gamma)$，$^{65}Cu(n,n'\gamma)$ $^{70,72,74}Ge(n,n'\gamma)$ などの反応には γ線エネルギーが一致しない。

中性子の関係しない場合として，^{55}Mn，^{181}Ta の γ線とも考えられるが 1336 KeV はエネルギーが当てはまらない。

図5-7に示す励起関数では，1336 KeV γ線の断面積が 10 mb のオーダーであって，1400 KeV γ線の断面積と同じオーダーである。他方，$^{19}F(n,n'\gamma)$ 反応による 109 KeV と 197 KeV γ線の見かけ上の断面積が 0.1 mb のオーダーであるので，1336 KeV γ線が Background とするならば，その強度は非常に大きいものである。このことは，1336 KeV γ線が，何か不明の Background γ線であると断定するのが困難であることを示している。Bjerrgaard 達の (d,α) 反応，あるいはそれ以外の荷電粒子のスペクトルを測定する色々な反応においても，1391 KeV 準位又は 1336 KeV 準位に相当する準位が報告されていない［付録①～⑦］。しかし最近，東工大において $^{53}Cr(p,\gamma)$ 反応［Ep = 1424 KeV, 1661 KeV］の γ線スペクトルが測定され，その中に 1336 KeV γ線が検出された。[45]

従って $^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応と $^{54}Cr(p,n\gamma)$反応の両方で 1336 KeV γ線が検出されたこと，γ線の励起関数の立上りが急であること，二次的な反応にしては見かけ上の断面積が大きくて，10mb のオーダーであること等の理由によって，今回の実験結果は 1391 KeV 準位の存在を支持している。

1391 KeV 準位を設定すると，次にはこの準位のスピンが問題となる。図5-7の励起関数を見ると，1336 KeV γ線の強度は 1400 KeV γ線の強度と同じ大きさであり，1375 KeV 準位の強度（1375 KeV，1320 KeV，967 KeV の γ線の和）よりも大きい。1391 KeV 準位の方が 1375 KeV 準位よりも高いエネルギー準位であるのに断面積が大きいことから，1391 KeV 準位のスピンは 1375 KeV 準位のスピンよりも小さいことになる。1375 KeV 準位のスピンを 2 とすると，1391 KeV 準位のスピンは 0 又は 1 である。さらに，1391 KeV 準位の励起強度が 1454 KeV 準位の励起強度とほぼ同じ大きさであることは，1391 KeV 準位のスピンが 1454 KeV 準位のスピンと同じ大きさであることを支持する。従って 1336 KeV γ線の励起強度から，1391 KeV 準位のスピンは，0 又は 1 が考えられる。

1336 KeV γ線の角分布を図5-16の(S)に示すが，小さな非等方性がある。角分布係数は $A_2=0.0183\pm0.0036$ であり，$A_2=0.0$ よりも少し正の大きい値となっている。もし 1391 KeV 準位のスピンが 0 ならば，理論から $A_2=A_4=0$ なので，1336 KeV γ線が 0 より少し大きい A_2 の値をもつことは，1391 KeV 準位のスピンが 0 よりも 1 である可能性が大きいことになる。

以上の議論を総合すると，スピン 1（あるいは 0）の新しい 1391 KeV 準位が存在することを今回の実験事実が示している。

〈5-6〉 実験結果のまとめ

$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応と$^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応で検出されるγ線エネルギーと励起準位のエネルギーを表5-3に示す。なお各々の励起準位の存在に関しては，既に5-3章において述べた。5-5章においては，γ線の励起関数とγ線角分布の結果を元にして各々の準位のスピンを求めた。その結果，例えば^{54}Mnの低エネルギー準位に関してはスピン，パリティが54keV(2^+)，156keV(4^+)，368keV(5^+)407keV(3^+)と決定した。新しい準位として1391keV準位の存在可能性が得られた。今回の実験結果をまとめた^{54}Mnのレベルスキームを図5-19に示す。ここでパリティに関しては，直接反応の結果を使用した。γ線角分布を解析するにあたっては，統計モデルに基づく計算［付録⑩］を行った。図5-19のレベルスキームの中に記すγ線分岐比(%)には，Ge(Li)検出器の検出効率の誤差や，γ線のfull energy peakの計数の誤差などのために，相対的に約20%の誤差が見込まれる。

〔多重極混合比δ〕

図5-19のレベルスキームの中で○印をつけた16本のγ線について角度分布を測定した。得られた各準位のスピンの値に従って，これらのγ線の多重極混合比δを求めた。δを求める為のA_2-δ曲線を図5-18に示す。このA_2-δ曲線は陽子と中性子の透過係数の違いによって計算結果が少し変化する。各々のγ線に対して求めたδの値を表5-2に示す。ここでδの値としては，実験値のA_2に対する値と，A_2の誤差によってδのとり得る範囲を記入している。異なる入射陽子エネルギーで角分布を測定した場合には，

それぞれの場合に対して δ と δ のとり得る範囲を示している。A4の実験値から $|\delta|$ が大きい領域と $|\delta|$ が小さい領域を区別できない場合については，δ の値として2通りを与えている。δ の値が2通りとれる場合には $|\delta|$ が小さい方を選ぶと，透過係数の選び方によって δ の値が異っているけれども，ほとんどの γ 線は δ^2 の大きさが1%以下である。この例外として，353 KeV γ 線の $\delta = +0.18$ がある。さらに，$E_p = 2.35 \sim 2.39$ MeV における 54 KeV γ 線の解析では $\delta = +0.1 \sim +0.2$ となり，δ^2 は1%より大きくなる。しかしこの場合には，$E_p - E_{threshold}$ が他の場合よりも小さく，中性子エネルギー E_n が $E_n = 0.10 \sim 0.14$ MeV と低い為に，中性子の透過係数が中性子エネルギーに対する依存性が大きくなっており，$E_p = 2.45 \sim 2.49$ MeV の場合よりも δ の信頼度が低いと考えられる。407 KeV γ 線については，$E_p = 2.80 \sim 2.82$ MeV と $E_p = 2.94 \sim 2.98$ MeV における実験値を [V=57, B+F] の透過係数で解析した時に δ^2 が1%より大きくなっている。

967 KeV γ 線と 1320 KeV γ 線は Ge(Li)検出器系の分解能が悪くて，充分に分離されなかったので，実験値の A2, A4 の信頼性が低いと考えて，この2本の γ 線を除外すれば，角分布を測定した γ 線の中では 353 KeV γ 線の δ が最大である。ただし，δ が2通りある場合には $|\delta|$ の小さい方を比較している。それでも 353 KeV γ 線の E2 と M_1 の強度比 $E2/M_1$ は 3.2% である。パリティが不明の準位も正パリティと仮定すれば，どの γ 線も M_1 に比べて E2 の混合強度が小さいことになる。

〈5-7〉 他の実験との比較

1391keV準位を除いて，今回の実験で得られた励起準位は，Bjerrgaard達が(d,α)反応で報告している［付録①］基底準位から1511±12keV準位までの全ての励起準位を再確認した。励起準位のエネルギー値に関しては今回の結果とBjerrgaard達の結果と±3keVの範囲で一致している。ところがNuclear Data Sheetsに載っている励起準位のエネルギー値は，他の反応から得た値を平均している為に，Bjerrgaard達の結果よりもずれが大きくなっている。これまでに行われた色々な実験の中では，Bjerrgaard達が最も多数の準位を報告しているけれども，1391keV準位に相当する準位を報告していない。

Ep<3.60MeVの領域で(P,nγ)反応によって検出されるγ線は相対的に良い精度でエネルギーを求めることができた。しかし波高分析器も含めた回路系の非直線の為にγ線のエネルギー(54.3keV)は準位のエネルギー(54.7keV)から少しづれた値を得た。Hill達[46]が最近になって報告している^{54}Cr(P,nγ)反応のγ線エネルギーを表5-3の下段に示すが，今回の実験で求めたγ線エネルギーの値とずれている。例えば407keVγ線については約1keVの相違があり，誤差よりも大きく違っている。Hill達の報告ではγ線エネルギーの誤差が不明であるが，約0.5keVの誤差が予想されるとしても，407keV準位からのγ線エネルギー値は今回の実験結果の方が高エネルギー方向にずれている。Ep>3.60MeVの領域の(P,nγ)反応と^{51}V(α,nγ)反応との測定では増巾器系のGain Driftと波高分析器の非直線性の為に

精度よくγ線エネルギーを求めることができなかった。 Hill達が368KeV γ線を報告していないことは，今回の(p,nγ)反応で368keV γ線が検出されなかったことと一致する。

Jonsson達[1]は Ep= 1209 KeVの共鳴で $^{53}Cr(p,\gamma)$反応のγ線を調べている。しかし使用したGe(Li)検出器が小型である為に，0.5～1.5MeVの間にある多数のγ線を検出していない。同時計数によって得られたスペクトルの中で，0.41MeVのピークは大部分が0.16 MeVと0.25MeVのγ線によるSum Peakとして解析した。その為に彼等のレベルスキーム［付録⑧］では0.405→0 MeV転移の分岐比が5%以下という間違った結果を得ている。今回の実験から得た407KeV準位のγ線分岐比は，10cm³のGe(Li)検出器で測定した結果と35cm³のGe(Li)検出器で測定した結果では，分岐比の数値が±1%の範囲で一致しているので，正しいとみられる。Jonsson達のレベルスキーム［付録⑧］に示される，1.5MeV準位から転移するγ線は，γ線エネルギーが正確に求められていないので，彼等の結果は信頼性が乏しくて比較の対象にならない。

Sekiguchi[2]は $^{53}Cr(p,\gamma)$反応と$^{52}Cr(t,n\gamma)$反応で，55keV, 156 KeV, 210 KeV, 250keVのγ線を検出したことは今回の実験と一致する。彼は408KeV γ線を検出したけれども，これを1403KeV γ線のdouble escapeによるものとして間違った処置をしている。

54KeV→0 KeV転移に関しては内部変換係数のK/LM比と半減期のデータがある。[14] Roseの計算した内部変換係数[16]から得られるK/LM比を付録⑨に示す。実験値はK/LM=7.1と報告

されているので，54 KeV → 0 KeV 転移は M1 成分が強いことになる。半減期は $T_{1/2} < 0.7$ nsec であり，dipole 転移を示している。従って 54 KeV 準位のスピンを 2^+ とすることは K/LM 比と $T_{1/2}$ に矛盾しない。今回の γ 線角分布解析では，54 KeV γ 線の δ には 2 通りの値が可能であるが，K/LM 比と半減期のデータから，表 5-2 に示す |δ| の値の小さい方をとることになる。156 KeV 準位に関しては，半減期が $T_{1/2} < 0.4$ nsec というデータがある[44]。この半減期から 156 KeV → 0 KeV 転移は dipole 転移と考えられる。従って 156 KeV 準位のスピンが 4^+ であり，156 KeV γ 線の多重極混合比 δ が $|\delta| < 0.1$ であることは，半減期のデータと矛盾しない。

Lynn 達の (He^3, p) 反応の角分布［付録⑥⑦］は，0.048 MeV［L=(2)］1.013 MeV［L=2］，1.374 MeV［L=(2)］，1.449 MeV［L=0］となっている。これらの角分布はいずれも今回の実験結果と矛盾していない。1454 KeV 準位に関しては (He^3, p) 反応の結果から出発してスピンを求めているけれども，1400 KeV γ 線の励起関数［図 5-7，図 5-10］と角分布係数の A2［図 5-17 の (0)］は，スピンを 1^+ とすることに矛盾していない。

Lynn 達の (He^3, d) 反応［付録④，⑤］の角分布は，それぞれ 0.065 MeV［$l_p=3$］，0.160 MeV［$l_p=3$］，0.363 MeV［$l_p=3$］，0.404 MeV［$l_p=3$］，1.004 MeV［$l_p=1$］，1.458 MeV［$l_p=1$］であり，今回の実験から求めたスピンと矛盾しない。しかし基底準位から 0.404 MeV 準位までの $l_p=3$ の角分布の spectroscopic factor $\frac{2J+1}{2I+1} C^2S$ をみると，0.363 MeV 準位よりも 0.160 MeV 準位の値の方が大きくなっている。しかしこれらの $l_p=3$ の 5 本の

準位に関して spectroscopic factor の (2J+1) 法則は成立していなくて，しかも spectroscopic factor は残留核の構造によって大きさが影響されるので，$\frac{2J+1}{2I+1}C^2S$ が大きい程，スピンの値が大きいという単純な議論はできない。従って 368 keV 準位のスピンが 5^+ で，156 keV 準位のスピンが 4^+ であることは，$\frac{2J+1}{2I+1}C^2S$ の値に矛盾しない。

Hjorth の (d,α) 反応〔付録②③〕ではエネルギー分解能が約 50 keV である為に，残留核準位を充分に分解していない。彼の報告で Ex=0 MeV の準位は基底準位と 54 keV 準位の両方を含んでいるとみられる。Ex=0 MeV に対して L=2 であることは今回の結果において 54 keV 準位のスピンが 2^+ であることに適合する。Ex=0.137 MeV の準位は角分布が L=(2) であるので，スピンとして $1^+, 2^+, 3^+$ が考えられる。もし Ex=0.137 MeV 準位が今回の 156 keV 準位に対応するならば，156 keV 準位のスピンが 4^+ であることに矛盾する。Ex=0.365 MeV の準位は，今回の実験で得られる 368 keV 準位と 407 keV 準位の両方を含んだものに対応しているとみなされる。そうすると，Ex=0.365 MeV の角分布が L=4 であることは，368 keV 準位と 407 keV 準位のスピンがそれぞれ $5^+, 3^+$ であることに適合する。Ex=0.824 MeV の角分布がかっこ付の L=(0) である。すると Ex=0.824 MeV の準位のスピンは 0^+ 又は 1^+ となる。この準位が今回の実験から得た 839 keV 準位に対応していると仮定すると，839 keV 準位のスピンが 4 又は 5 であることに矛盾する。471 keV γ線の励起関数の大きさ〔図5-5〕と，839 keV 準位から 368 keV (5^+) 準位，156 keV (4^+) 準位，0 keV (3^+) 準位の各々の準位へγ線転移があることから，839 keV 準位のスピンが 0^+ 又は 1^+ である

ことはあり得ない。 Hjorthの得たα粒子スペクトルは統計と分解能が悪いので，Ex=0.824 MeVに対する角分布の結果は間違っていると考えられる。Ex=1.011 MeVが今回の1010 keV (3+)準位に対応するならば，L=2の角分布は適合する。 Ex=1.115 MeVは Ex=1.011 MeVから充分に分解されていないが，今回の実験で得られた1073 keV準位と1137 keV準位の両方を含んだものに対応しているとみられる。 Ex=1.115 MeVの角分布はかっこ付のL=(4)であることは，1073 keV準位と1137 keV準位がJ≧4の高いスピンであることに矛盾しない。 次に，Ex=1.386 MeVに対して角分布がL=4という結果は 1375 keV準位のスピンが 2(+) という結果と矛盾している。 Hjorthの(d,α)反応は分解能が悪い為に 54Mnの準位を充分に分解しておらず，今回の実験から得た準位との対応が明確でない。 しかも Ex=0.137, 0.824, 1.386 MeVの角分布は今回の実験から求めたスピンと矛盾している。

全般的にみると直接反応の中では，Lynn達の(He³,p)反応と(He³,d)反応の結果[付録④〜⑪]が今回の実験結果と良い一致を示している。複合核反応の中ではBjerrgaard達の(d,α)反応[付録①]とHill達の(p,nγ)反応[表5-3]が良い一致をしている。

(He³,p)反応と(He³,d)反応では共に 1454 keV準位(J=1+)を報告しているけれども，同じ低いスピンの準位である1391 keV準位(J=1)を検出していない。(He³,p)反応と(He³,d)反応の分解能はそれぞれ45 keV 25 keVであるので，もし1391 keV準位の励起強度が大きければ，1454 keVと1391 keVのdoubletとして観測されるはずである。

γ線転移に関しては，1454 Kev 準位から基底準位へ転移する分岐成分があるけれども，1391 Kev 準位から基底準位へ転移するγ線（E_γ = 1391 Kev）が検出されていない。従ってもし 1391 Kev 準位が存在すれば，この準位は 1454 Kev 準位と同じスピンであるけれども核構造は互に異なっていることが考えられる。

第 6 章

^{54}Mn についての討論

<6-1> 理論計算との比較

殻模型に基づいた ^{54}Mn の準位の計算が Vervier[7], Ohnuma[8] K. Ogawa[9][47] によってされている。そこでこれらの計算結果と今回の実験結果とを比較することによって ^{54}Mn の核構造を討論するが，K. Ogawa の計算結果との比較を特に詳しく議論することになる。

三者の計算で共通している仮定は，^{48}Ca を芯として，$Z=20$ 殻の外側にある陽子軌道を $1f_{7/2}$ に限定していることである。すなわち陽子の配位は $(1f_{7/2})^5_\pi$ としている。これ以外の点では，三者の計算方法は少しづつ異っており，以下に簡単に述べる。　まず Vervier は 2通りの計算 [A], [B] をしている。

[A]： $N=28$ 殻の外側の29番目の中性子の軌道は $2p_{3/2}$ だけとする。相互作用の形を決めずに，核子－核子有効相互作用の行列要素を実験値から決めて計算をする。P-P 有効相互作用は $N=28$ 核である ^{53}Mn の実験値から求め，p-n 有効相互作用は ^{56}Co の実験値から求める。これらの行列要素を元にして ^{54}Mn のエネルギースペクトルを計算する。

[B]： $N=28$ 殻の外側の29番目の中性子軌道としては，$2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$ をとり入れた場合の計算である。P-P 有効相互作用の行列要素は ^{53}Mn の実験値から求める。　p-n 有効相互作用として $V_{pn}=(V_0+V_1\vec{\sigma_p}\cdot\vec{\sigma_n})\delta(|r_p-r_n|)$ を仮定し，^{56}Co と ^{50}Sc の実験値に合わせて $(1f_{7/2})_\pi(2p_{3/2})_\nu$ 配位の V_0I, V_1/V_0 を決める。ここで I は Slater 積分である。　次に $(1f_{7/2})_\pi(2p_{1/2})_\nu$, $(1f_{7/2})_\pi(1f_{5/2})_\nu$ 配位に対しては $(1f_{7/2})_\pi(2p_{3/2})_\nu$ 配位と同じ V_0I を使い，

^{49}Ca と ^{57}Ni の single particle 準位に合わせて V_0I を決める。これらの有効相互作用から ^{54}Mn のエネルギースペクトルを計算する。

[C]： Ohnuma の計算⑧では，殻外の29番目の中性子軌道として $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$ をとり入れる。p-p 有効相互作用には N=28 核の ^{53}Mn の実験値を使う。p-n 相互作用として $V_{pn}=-V_0[1-\alpha+\alpha(\vec{\sigma}_n\cdot\vec{\sigma}_p)]f(r_{pn})$ を仮定する。ここで $f(r_{pn})$ は Gauss 型とし，波動関数には調和振動子型を使う。V_0 と相互作用の範囲は ^{56}Co と ^{50}Sc の実験値に合わせて決める。中性子の single particle エネルギーと α はパラメーターとして変化させて，^{54}Mn のエネルギースペクトルを計算する。

[D]： K. Ogawa の計算では殻外の29番目の中性子軌道として，$2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$ をとり入れる。p-p 有効相互作用には ^{53}Mn の実験値（エネルギースペクトル）を使う。p-n 有効相互作用の行列要素（20個）は，実験から得られた N=29 核の基底準位と低い励起エネルギーが殻模型で計算したエネルギーと一致する様に，最小二乗法で決定する。得られた有効相互作用の行列要素から，^{54}Mn のエネルギースペクトルを計算する。

[A], [B], [C], [D] の計算から得た ^{54}Mn のエネルギースペクトルと，今回の実験から得られたエネルギースペクトルを図6-1に示す。理論計算の精度が 0.2 MeV 程度であることを考えると，0.5 MeV 以下の準位に関して，4種類の計算はいずれも実験値の傾向を再現しているとみなされる。基底準位から 407 keV 準位までの低エネルギー準位の実験から求めたスピンと計算から求めたスピンの順番が一致しているのは，K. Ogawa の [D] の計算である。実験から得られる 368 keV (5+) 準位と 407 keV (3+) 準位がエネルギー的に接近している

ことを考慮すれば，Vervierの[B]の計算も低エネルギー準位に関して，実験を良く再現している。　実験から得られる839 KeV準位のスピンを4^+とすれば，[B]，[C]，[D]の計算で再現され，[A]の計算でも1.07 MeVの4^+準位が対応していると考えられる。4種類の計算の中では[B]と[D]が相対的に実験から得られるスペクトルを良く再現している。　1 MeV以上の励起準位に対しては，理論計算のスペクトルと実験から得たスペクトルの対応がはっきりしない。しかし[A]の計算では1.0～1.5 MeVの間に，実験から得られる1073KeV，1137 KeV準位に対応する高いスピンの準位が出ていない。従って^{54}Mnの1 MeV以上の励起準位を計算する為には，中性子軌道として$2p_{3/2}$以外に$2p_{1/2}$，$1f_{5/2}$をとり入れた方が良いと考えられる。

以下の議論ではK. Ogawaの理論計算[D]との対応を考えることにする。図6-1の[D]における800 KeV(4+)準位が実験から求められる839 KeV準位に対応し，1072 KeV(3+)準位が実験から求められる1010 KeV(3+)準位に対応しているとすれば，0.5 MeV以下の準位を含めて，[D]の計算は基底準位から1010 KeV(3+)準位までを再現していることになる。　このことから^{54}Mnの低エネルギー準位に対して，陽子の配位を$(1f_{7/2})_\pi^5$とし，中性子の配位を$(2p_{3/2})_\nu$，$(2p_{1/2})_\nu$，$(1f_{5/2})_\nu$とする近似がかなり正しいとみなすことができる。しかし1 MeV以上の励起準位に関して，理論計算と実験値の対応が悪くなること，及び1010 KeV準位と1454 KeV準位に対して(He^3, d)反応の角分布が$l_p=1$であることから，1.0 MeV以上の励起準位には理論計算において仮定した配位が良い近似でないであろう。そこで高エネルギーの励起に対しては，陽子又は中性子が$1f_{7/2}$軌道から$2p_{3/2}$，$2p_{1/2}$，$1f_{5/2}$軌道に

上っている成分を無視することができないと考えられる。

次に，実験から得られる 1391 KeV 準位が存在し，Xのパリティが正とすれば 1454 KeV 準位を含めて 1^+ 準位が2本存在することになる。すると理論計算から求めた 1^+ 準位の数と異なることになる。(He^3, p) 反応と (He^3, d) 反応で 1454 KeV 準位は励起されるが，1391 KeV 準位が励起されないことから，1454 KeV 準位に比べて 1391 KeV 準位の方が，陽子が 1f 7/2 軌道から 2P 軌道に上っている確率が小さいであろう。従って [D] の計算における 1.25 MeV (1+) 準位に対応する，実験から得られる準位は，1454 KeV 準位よりも 1391 KeV 準位の方が考えられる。実験から得られる 1073 KeV 準位と 1137 KeV 準位に対応する理論計算の準位として，1428 KeV (5^+) 準位と 1438 KeV (4^+) 準位が考えられる。しかし実験からは，1073 KeV 準位と 1137 KeV 準位のスピンが決っていないので，この2本の準位の理論計算から求める準位との対応は不明確である。

K. Ogawa が ^{54}Mn の準位エネルギーの他に，γ線の転移確率を計算しているので，[47] 今回の実験結果と比較してみる。理論計算では図6-1の [D] に示す準位間のγ線転移に対して，reduced transition probability B(M1), B(E2) を出している。そこで今回の実験から得られるエネルギー値をγ線エネルギーとして与えて，転移確率 T(M1), T(E2) を求めた。今回の実験ではγ転移の半減期を測定していない為に，γ線分岐比に関して理論計算と実験値を比較することになり，表6-1に示す。

理論計算で 156 KeV (4^+) → 54 KeV (2^+) 転移と 368 KeV (5^+) → 0 KeV

(3+)転移のE2転移分岐が小さいことは，実験において，それぞれの転移に相当するエネルギーのγ線が検出されなかったことと一致する。407 KeV (3+)準位の分岐比に関して理論計算の結果は実験結果を定量的に正しく再現していない。例えば353 KeVγ線の分岐比は実験値の約2倍を与えている．しかし分岐比の大きさの順序は理論計算と実験値とが一致している．839 KeV準位のスピンを4+とした場合，839 KeV(4+) → 407 KeV(3+)転移に相当するγ線が実験で検出されなかったことは，理論計算でも分岐比が小さくなっていることに一致する。しかし839 KeVγ線に対しては実験値の約1/3倍の分岐比を，471 KeVγ線に対しては実験値の約2倍の分岐比を理論計算が与えている。839 KeV準位に対する理論計算は，励起準位のエネルギーに関して実験結果を良く再現しているけれども，γ線の転移確率に関して実験からずれた値を与えている。

図6-1において実験から得られる1010 KeV(3+)準位が理論計算[D]の1072 KeV(3+)準位に対応するかどうかは，これよりも低い準位の場合よりも明確でない。しかしここでは1010 KeV準位(実験)が1072 KeV準位(理論)に対応しているとみなす。すると1010 KeV(3+) → 0 KeV(3+)転移に相当するγ線が奇妙なことに実験で検出されなかったことが，理論計算において，その分岐比が5%という小さな値を得ることで，かなり説明することができる。955 KeVγ線と834 KeVγ線に対しては，理論計算が同程度の分岐比を与えており，実験から得た分岐比がほぼ等しいことを良く説明している。さらに，理論計算でも1010 KeV(3+) → 407 KeV(3+)転移の分岐比が0.7%と小さいことも含めて1010 KeV準位から転移するγ線の分岐比に関して理論計算は実験値を良く再現している。

次に，低エネルギーγ線の多重極混合強度 δ^2 の値について，理論と実験を比較したものを表6-2に示す。E2転移確率 T(E2) は陽子，中性子の有効電荷が異なる場合について，それぞれ算出している。γ線角分布から δ を求める時には透過係数の選び方によって結果が異なるので，δ^2 の実験値は透過係数の違いによる範囲を示している。$|\delta| < 10^{-2}$ の場合，実際には δ の値をγ線角分布測定から正しく求めることは困難である。従って δ^2 が 10^{-4} 以下の場合に，理論と実験を比較することに無理がある。表6-2に示すγ線の混合はどの実験値も小さな値を得ている。それでも理論と実験を比較するといずれも実験値の方が理論値よりも大きくなっている。353 keV γ線に対して，理論値は相対的に他のγ線よりも δ^2 が大きくなっているけれども，理論値は実験値の約 10^{-2} 倍の大きさとなっている。従って実験から得た δ^2 の値が小さいという傾向を理論計算は再現しているが，理論値は実験値よりも $10^2 \sim 10^6$ 倍小さい δ^2 を出している。

以上のことから K.Ogawa の有効相互作用によって計算した結果は，839 keV 準位から転移するγ線の分岐比に関して理論と実験が異なっていることを除けば，基底準位から 1 MeV までの励起準位について，準位エネルギー，γ線分岐比，及びγ線の多重極混合を良く説明している。しかし 1 MeV よりも高い励起準位に関しては，理論計算の結果と実験結果とを対応づけることが困難である。

〈6-2〉 総合討論

^{54}Mnの低エネルギー準位，すなわち，0keV(3+)，54keV(2+)，156keV(4+)，368keV(5+)，407keV(3+)に関しては，K. Ogawaの有効相互作用に基づく計算［図6-1の(D)］が同じスピンの順番で再現している。これらの5本の準位間のγ線転移についても，理論計算が実験値の傾向を良く説明している［表6-1，表6-2］。さらに(He^3,d)反応［付録④⑤］では，これらの5本の準位に対して$l_p=3$の角分布を得ており，(He^3,p)反応［付録⑥⑪］では励起強度が小さい。従って^{54}Mnの低エネルギー準位は^{48}Caを芯として，その外側にある陽子の配位が$(1f_{7/2})^5_\pi$であり，中性子の配位が$(2p_{3/2})_\nu$，$(2p_{1/2})_\nu$，$(1f_{5/2})_\nu$であるという記述がかなり正しいとみられる。839keV準位のスピンは，実験から5よりも4の方が可能性が大きいので，この準位のスピンを4^+とするならば，有効相互作用による計算のエネルギースペクトルに再現される。しかし839keV準位のγ線分岐比に関しては理論計算と実験が異なっている。

1010keV(3+)準位は，(He^3,d)反応で角分布が$l_p=1$［付録④⑤］となっているので，陽子の配位には$(1f_{7/2})^4_\pi(2p_{3/2})_\pi$又は$(1f_{7/2})^4_\pi(2p_{1/2})_\pi$の成分があることになる。しかし陽子は2p軌道に上っていないと仮定した計算でも1010keVに近い1072keV(3+)準位が再現され［図6-1の(D)］，γ線分岐比についても実験値の傾向を良く再現している［表6-1］。

1375keV準位と1454keV準位は(He^3,p)反応［付録⑪］で中程度の励起強度（Ex=1.9MeV，Ex=2.1MeVが強く励起される）を持ち，

(He^3, d)反応では 1454 KeV 準位に対する角分布が $l_p=1$ である。しかも実験から得られる 1073 KeV 準位よりも高い準位に対して理論計算で得られる準位の対応が悪くなっている。この一致の悪さとして，有効相互作用に基づく計算方法に有効性の限界があると考えられるけれども，それよりもむしろ 1 MeV 以上の高い準位に対しても陽子の配位を $(1f_{7/2})^5_\pi$ に限定したことが，実際の核構造を反映していないと考えられる。そこで 1 MeV 以上の高い励起準位においては，陽子が $1f_{7/2}$ 軌道から 2P 軌道に上っている成分を持つことが考えられる。他方，1375 KeV, 1400 KeV, 1454 KeV, 1509 KeV の 4 本の γ 線の角分布から求めた多重極混合比 δ [表 5-2] は $|\delta|$ が小さい値と $|\delta|$ が大きい値の 2 通りあるけれども，$|\delta|$ が小さい方に注目するといずれも δ^2 が 1% 以下で E2 の混合が小さくなっている。もしこれらの 4 本の γ 線が $|\delta|$ の小さい方の多重極混合を持つと仮定すると陽子軌道が $2P \rightarrow 1f_{7/2}$ に転移することによる E2 転移確率が M1 転移確率に比べて小さいことになり，陽子が 2P 軌道に上っている成分は小さいと想像される。逆に $|\delta|$ の大きい方の多重極混合を考えるならば，陽子が 2P 軌道に上っている成分が大きいと考えられる。従って，現在の時点では高い励起準位から転移する γ 線の多重極混合比が $|\delta|$ の小さい値と $|\delta|$ の大きい値とを区別することができず，理論計算から得たエネルギースペクトルが 1 MeV 以上の準位に対しては実験から得たエネルギースペクトルとの対応が悪い為に，高い励起準位についての核構造を議論することが困難である。

従って陽子と中性子にもっと複雑な配位をとり入れた，より

精密な殻模型の計算を行い，実験から得られるエネルギースペクトル，γ線分岐比，γ線多重極混合などの量を，理論計算の結果と比較することができれば，^{54}Mnの核構造をさらに詳しく知ることができるであろう。

〈6−3〉 N=29 核の準位の比較・検討

中性子数が29の奇−奇核として ^{50}Sc, ^{52}V, ^{54}Mn, ^{56}Co を考えてみる。これらの原子核に関して実験から求めたエネルギースペクトルと H. Horie & K. Ogawa の殻模型に基づく理論計算によって求めたエネルギースペクトル⑨㊺を図6−2に示す。

^{50}Sc については ^{50}Ca の β崩壊㊾, 及び $^{48}Ca(He^3, p)$ 反応㊿によって調べられた。^{52}V については $^{51}V(n,\gamma)$ 反応(51), 及び $^{51}V(d,p)$ 反応④によって調べられた。^{54}Mn については今回の実験結果と $^{56}Fe(d,\alpha)$ 反応④の結果を示す。^{56}Co については $^{54}Fe(He^3,p)$ 反応(52)(53), $^{58}Ni(d,\alpha)$ 反応(52), 及び ^{56}Ni の β崩壊からの γ線測定(54)によって調べられた。

^{52}V と ^{54}Mn の低エネルギー準位に関しては比較的よく調べられている。しかし ^{52}V と ^{54}Mn の場合に比べて ^{50}Sc と ^{56}Co については それ程よく調べられていない。

^{50}Sc に関しては 0.329 MeV と 0.761 MeV 準位のスピンが実験から確定されていないが, それぞれのスピン, パリティは 3^+, 4^+ とみなされている。

^{56}Co に関しても 2MeV 以下の励起では 実験から スピン, パリティの決定されていない準位が5本あり, スピンの決定されている準位が5本ある。理論計算では 0.29 MeV に 5^+ 準位が求められることから, 実験から得られる 0.58 MeV 準位のスピン

は 5^+ とみられる。　β崩壊に続くγ線転移を調べることによって ^{50}Sc と ^{56}Co を調べる場合には，β崩壊の親核である ^{50}Ca と ^{56}Ni のスピンが 0^+ である為に，^{50}Sc と ^{56}Co の高いスピンの準位が観測されていない。

N=29の4種類の奇-奇核について，基底準位を含めた2MeV以下の励起にある準位の本数は，^{50}Sc, ^{52}V, ^{54}Mn, ^{56}Co がそれぞれ 5, 18, 17, 10 である。^{50}Sc の準位密度が最も小さくなっていることは，^{48}Ca の芯の外側にある核子の数が2個であり，^{52}V, ^{54}Mn, ^{56}Co の場合よりも少ないために，芯の外側にある核子の自由度が少ないことに対応している。^{52}V と ^{54}Mn の準位密度はほぼ等しく，^{50}Sc の準位密度の3倍以上になっている。^{56}Co の準位密度は ^{52}V と ^{54}Mn の準位密度と ^{50}Sc の準位密度の中間である。このことは ^{56}Co に対して，^{56}Ni を芯とした1孔子-1粒子配位を考えることが ^{50}Sc の場合に ^{48}Ca を芯とした1粒子-1粒子配位を考えることよりも適当でないとみられる。言いかえれば，^{56}Ni よりも ^{48}Ca の方が良い芯となっているのであろう。

図6-2に示すところでは4種類の原子核の1MeV以下の準位に対して理論計算が実験から得られたエネルギースペクトルを定性的に良く再現している。従って，N=29の奇-奇核の低エネルギー準位に関しては ^{48}Ca を芯としてその外側にある陽子は $1f_{7/2}$ 軌道にあり，中性子は，$2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$

軌道にあるとする近似によって理解することができる。

次に，1^+ 又は 0^+ 準位に注目してみる。^{50}Sc では 1.85 MeV に 1^+ 準位がある。理論計算では $(1f_{7/2})_\pi(1f_{5/2})_\nu$ 配位によって⑨㊺ 2.4 MeV に求められているが 計算の精度 (0.2 MeV) よりも大きくズレている。

^{52}V では 0.14 MeV という非常に低いエネルギーに 1^+ 準位がある。この準位は理論計算でも 0.23 MeV に求められており，$(1f_{7/2})^3_\pi(2p_{3/2})_\nu$ 配位で説明される。⑨㊺

^{54}Mn では 1.45 MeV に $1^+(0^+)$ 準位があり，理論計算では 1.28 MeV に 1^+ 準位が求められているけれども，^{52}V の場合の様には理論計算と実験の対応が明らかでない。

^{56}Co では 1.45 MeV に (0^+) 準位があり，1.72 MeV に 1^+ 準位があるけれども 理論計算では再現されていない。このことは ^{56}Co の 1 MeV 以上の励起に対して陽子が $1f_{7/2}$ 軌道よりも高い軌道に上っている成分を無視している理論計算の仮定が正しくないことを示している。(He^3,p) 反応の結果を見ると ^{50}Sc では 1.85 MeV [1^+] 準位が 1 MeV 以下の準位よりも強く励起される。㊿ $^{52}Cr(He^3,p)^{54}Mn$ 反応では 1 MeV 以下の準位の励起強度は小さくて，1.45 MeV 準位は強く励起される [付録⑦]。$^{54}Fe(He^3,p)^{56}Co$ 反応では，1.45 MeV と 1.72 MeV の準位が強く励起されるが，1.2 MeV 以下の準位の励起は弱くなっている。(52) (He^3,p) 反応では 残留核において

陽子と中性子が同じ軌道にある配位の準位を特に強く励起することが予想される。従ってこの (He^3, P) 反応の結果，及び ^{56}Co において 1^+, (0^+) 準位が理論計算で正しく再現されなかったことから，$N=29$ の奇-奇核では，1MeV以上の高い励起に対して陽子が $1f_{7/2}$ 軌道よりも高い軌道に上っている配位を無視できないと考えられる。

第 7 章

γ線角分布測定によるスピン，パリティ決定法についての討論

<7−1> スピン，パリティの決定の手順

(p,nγ)反応のγ線角分布を解析するにあたっては，Sheldonの計算式〔付録⑩〕を使用した。複合核反応における中間状態が統計分布をしており，中間状態の確率振巾の分布に規則性がないと仮定すると，多数の中間状態を経由する場合には，中間状態の間の干渉が打消されることにより，Sheldonの計算式を得る。この計算式に陽子と中性子の透過係数を与えて，Legendre関数の係数 A_2, A_4 を求める。γ線の多重極混合比 δ をパラメーターとして変化させた時の A_2-A_4 曲線を図5-17に示す。A_2-A_4 曲線は一般にスピンの組合せが $J\to J$ 転移の場合には，$A_4\leq 0$ の領域にあり，$\delta=0$ のとき $A_2>0$ である。$J-1\to J$ 転移と $J+1\to J$ 転移の場合には $A_4\geq 0$ の領域にあり，$\delta=0$ のとき $A_2<0$ である。$J+1\to J$ 転移や $J+2\to J$ 転移に比べて $J-1\to J$ 転移や $J-2\to J$ 転移の方が δ を変化させた時の A_4 の変化巾が小さくなる。$J_i\to J_f$ 転移において $J_i=0\ (1/2)$ のときは $A_2=A_4=0$ であり，$J_i=1\ (3/2)$ のときは $A_4=0$ である。$J_i\geq 2$ の場合には $J_i\to J_f$ 転移において J_i が大きい程，δ を変化させた時の A_4 の変化巾が大きくなる。

今回のγ線角分布測定は，全てのγ線に対して A_4(実験)≈ 0 であり，γ線の角分布係数だけから励起準位のスピンを一義的に決定するのが困難であった。ただし特別な場合は，図5-17の(h)に示す407keVγ線であり，この時にはγ線角分布係数だけから $4^+\to 3$ 転移の可能

性が小さく，$3^+ \to 3^+$ 転移を指定することができる。

407 keV γ線以外の多くの場合には，A_4の実験値から J→J転移を J±1→J転移から区別することができる。次に J−1→J転移と J+1→J転移とを区別する為には，γ線の励起関数を利用する。残留核準位のスピン（J_c）が大きい程，(p, nγ)反応によって残留核の形成される強度は小さくなる。この様子は励起関数の理論計算を示す図5-12，図5-13を見ると判る。残留核準位のスピンが J−1と J+1では スピン値の差が 2 ある為に，準位の励起強度は 1〜2 オーダー異なり，J−1 と J+1 とを区別することができる。例えば図5-17の(a)，(b)に示す 54 keV と 156 keV γ線の角分布係数は両方とも，$3^+ \to 3^+$ 転移を除外し，$2^+ \to 3^+$ 転移又は $4^+ \to 3^+$ 転移を示し，角分布からは $2^+ \to 3^+$ 転移と $4^+ \to 3^+$ 転移を区別できない。他方，図5-11の励起関数を見ると，156 keV 準位の強度に比べて 54 keV 準位の強度が 10^2 倍大きいので，54 keV 準位のスピンが 156 keV 準位のスピンよりも小さいことになる。従って，54 keV 準位と 156 keV 準位のスピンがそれぞれ 2^+，4^+ という結果を得る。

陽子と中性子の透過係数の選択がパリティの正負によって変化する為に，γ線角分布は残留核準位のパリティ依存性がある。^{54}Mn の解析においては全ての準位が正パリティと仮定して理論計算をしたが，実際に励起準位のパリティを決定したのは，直接反応の結果から判っているものに限った。そこでパリティが角分布に影響を与える例として，^{92}Zr (p, nγ) 反応に対して計算したものを図7-1

に示す。ここで $3^- \to 2^-$ 転移の A_2-A_4 曲線は $3^+ \to 2^+$ 転移の曲線を A_4 軸方向に押しつぶした形になっている。この2つの A_2-A_4 曲線は $A_4 \approx 0$ の部分が重っている為に A_4(実験) ≈ 0 の場合には準位のパリティを区別することができない。従って γ線角分布から準位のパリティを区別することができるのは A_2-A_4 曲線の離れている部分であり，多重極混合が大きい場合に限られる。

〈7-2〉 実験条件の選び方

次に，(p, nγ)反応のγ線角分布は入射陽子のエネルギー(E_p)が目的とする準位のしきいエネルギー(E threshold)より高い程，角分布の異方性が小さくなる。これは陽子の透過係数よりも中性子の透過係数の方がエネルギー依存性が大きいことと，中性子エネルギーが高くなると中性子の透過係数の中には $l=0$ の他に $l=1$，$l=2$ の寄与が大きくなること［図4-10］によっている。E_p − Ethreshold を小さくすれば，γ線角分布の異方性は大きいけれども，γ線の強度が小さいことになり，逆に E_p − Ethreshold を大きくすれば，γ線強度が大きくなるけれども角分布の異方性が小さくなる。この例として，$3^+ \to 4^+$ 転移の 251 keV γ線の場合を図5-17の(e)と(f)に示す。(e)図は $E_p = 2.65 \sim 2.71$ MeV で E_p − Ethreshold $= 0.03 \sim 0.09$ MeV の場合であり (f)図は $E_p = 2.94 \sim 2.98$ MeV で E_p − Ethreshold $= 0.32 \sim 0.36$ MeV の場合である。ここで(f)図の A_4 の尺度は(e)図の10倍に拡大してある。(e)と(f)を比較すれば A_2-A_4 曲線の変化の大きさは E_p − Ethreshold の大きい方が

小さくなっていることが判る。他方，中性子エネルギー E_n が $E_n < 0.1$ MeV の領域では中性子の透過係数が E_n に対して急激に変化する為に，理論計算の精度が悪くなることが考えられる。しかも，$E_p - E_{threshold} < 0.1$ MeV では γ線の強度も小さい。従って入射陽子エネルギーは threshold から 0.1 ～0.5 MeV 高い値に選ぶとよい。$J_i \to J_f$ 転移において J_i が大きい（$J_i \geq 4$）場合には，入射陽子エネルギーを比較的高い値に選び，角分布の精度を上げることが特策であろう。γ線の混合比 δ が $\delta \approx 0$ の場合には A_4 の値の小さな差から $J \to J$ 転移と $J \pm 1 \to J$ 転移とを区別しなければならない。$J \to J$ 転移と $J \pm 1 \to J$ 転移とを区別する為には A_4 の実験値の誤差が 0.01 ～ 0.03 程度になるまで角分布の統計精度を上げることが望ましい。

〈7-3〉　混合比 δ

$A_2 - A_4$ 曲線と励起関数の強度から準位のスピン（パリティ）が決まれば，$A_2 - \delta$ 曲線（図5-18）から γ線の多重極混合比が求められる。角分布の理論計算式の中には陽子と中性子の透過係数が入っているので〔付録⑩〕，角分布の形が入射陽子エネルギーによって変化する。この事情を 251 KeV γ線（$3^+ \to 4^+$）について図5-18の(f)に見ることができる。実験値の A_2 は入射陽子エネルギーが高くなるにつれて小さくなるが，それに応じて $A_2 - \delta$ 曲線も変化している。このことから，理論計算式及び透過係数が実際の反応の傾向を表現していると

みなすことができる。

しかし 透過係数の選び方によって A_2-δ曲線が変化する為に，A_2の実験値から求めるδの値が一義的に決まらない。表5-2のδの値をプロットしたものを図7-2に示す。ここでは透過係数の組合せにより得られるδの値が変化する様子を見ることができる。図7-2の(c)に示す 212 KeV γ線($5^+ \to 4^+$)と 353 KeV γ線($3^+ \to 2^+$)の場合には透過係数の選び方に対してδの変動が小さい。353 KeV γ線に対する A_2-δ曲線を図5-18の(g)に示すが，ここで各々の A_2-δ曲線が $A_2 \approx 0$ の点で交叉している。他方それぞれの入射陽子エネルギーに対して A_2(実験)≈0 となっている為にδの値が変動しなかった。これらのことから J+1 → J 転移に対する理論計算は，透過係数の組合せに対しての依存度が小さい。しかし図7-2の(a)に示す 156 KeV γ線($4^+ \to 3^+$)の $E_p = 2.55 \sim 2.59$ MeV の場合には，212 KeV γ線と353 KeV γ線［図7-2の(c)］の場合よりも変動が大きくなっている。図7-2の(b)に示す 407 KeV γ線($3^+ \to 3^+$)の $E_p = 2.94 \sim 2.98$ MeV における場合が，δのバラツキが最も大きくなっている。この場合透過係数の違いによって得られる|δ|の最大値と|δ|の最小値の比は $|\delta|_{max}/|\delta|_{min} \approx 3$ である。その他の J-1 → J 転移に対して得られるδのバラツキは $|\delta|_{max}/|\delta|_{min} \leq 2$ の範囲に入っている。以上の J+1 → J，J → J，J-1 → J 転移について考えると J+1 → J 転移の場合には A_2-A_4 曲線，A_2-δ曲線の変化が，J → J 転移，J-1 → J 転移よりも大きい為に，相対的に求めるδの精度が良いとみられる。

しかし 角分布の理論計算式には

$$M(\delta) \simeq (1+\delta^2)^{-1}\left[M(L,L)+2\delta M(L',L)+\delta^2(L',L')\right]$$

という項があり〔付録⑩〕，δの変化が δ^2 の形で入っているために，$|\delta|>10$ 又は $|\delta|<0.1$ の領域では δの変化に対する A_2 の変化が小さくなっている。この為に γ線角分布から $|\delta|>10$ 又は $|\delta|<0.1$ の領域の δを求める精度は相対的に悪いことになる。もっとも，この事情はγ-γ角相関の場合でも同じである。従って今回の実験解析ではほとんど全てのγ線が $|\delta|<0.1$ であるので，求めるδの値が変動し多くの場合に $|\delta|_{max}/|\delta|_{min} = 1.5 \sim 3$ となる。そこでγ線角分布から多重極混合比δを求める精度は，$|\delta| \simeq 0.1$ の大きさの場合に，透過係数の選び方により相対的に約2倍の不確定性が見込まれる。即ち，求めるδが $|\delta|=a$ ならば $^{+a}_{-\frac{1}{2}a}$ 程度の不確定性が考えられる。$|\delta|<0.01$ の場合には $|\delta|$ の大小を比較する程の精度が理論式に含まれていないとみなされる。尚，入射陽子エネルギーが目的とする準位のthresholdからそれ程高くなくて中性子エネルギーが100 keV以下の場合には中性子エネルギーの変化に対して，中性子の透過係数が急激に変化する為に，$E_n > 100$ keV の場合よりも理論計算の精度が悪いとみられる。

〈7-4〉 透過係数

前節で述べた様に (p,nγ)反応のγ線角分布を解析する場合，陽子と中性子の透過係数の違いによって，多重極混合比δが変化する。そこで統計モデルの仮定が満足されてγ線角分布の解析式が正しく成立する場合でも，透過係数の不確定さ，すなわち光学ポテンシャルの不確定さによって得られるδの信頼性が影響を受けることになる。

陽子に対する光学ポテンシャルは Perey (表4-2)の平均パラメーターを参考にして ポテンシャルの深さが $V_c = 52$ MeV と $V_c = 57$ MeV の二種類の場合について透過係数を計算した。ところが Perey の光学ポテンシャルは陽子エネルギーが 2～4 MeV の低エネルギーの場合までも考慮して求めたものではないので，今回の実験(E_p = 2～4 MeV)に Perey のパラメーターが適応するかどうかは問題である。しかし E_p = 2～4 MeV の低エネルギー陽子に対して，系統的に光学ポテンシャルが研究されていない為に，Perey の平均ポテンシャルを拡張して使用することになった。

ポテンシャルの深さ V_c が変化すると透過係数 T_ℓ^j の相対的な比率が変化する(図4-1)ので，陽子の透過係数の違いがδの値に影響を与える。尚 実際の $^{54}Cr(p,p)$ 反応の微分断面積に対して Automatic Search コード[34]で光学パラメーターを求めることが考えられるが，図4-4の(a),(b)に示す

σ(ELASTIC)/σ(RUTHERFORD) の計算は 陽子エネルギー

が低い為に、$V_c = 52$ MeV と $V_c = 57$ MeV の相異が小さくなっている。従って Automatic Search コードを使って光学パラメーター（透過係数）を求める方法によって、どの程度透過係数が正確に求められるかは、疑問であるが試みる価値があると考えられる。

中性子の透過係数としては Bjorklund & Fernbach の計算、Perey & Buck の計算、Moldauer の光学ポテンシャルを使って ELASTIC コードによる計算の三種類を角分布の計算に使用した。Perey & Buck の透過係数は non-local な光学ポテンシャルに基づく計算であり、他の二つは local ポテンシャルによる計算である。$E_n > 0.2$ MeV の場合には以上の三種類（B+F, P+B, ELAST）の中性子透過係数による A_2-δ曲線の相異が図5-18の(d)(f)(i)に示される。三種類を比較すると Moldauer の光学ポテンシャルに基づく透過係数と Perey & Buck の透過係数が実効的に良く似た A_2-δ曲線を与えることが判る。Perey & Buck の透過係数は non-local ポテンシャルに基づく計算であるので Bjorklund & Fernbach の透過係数よりも統一的であるし、Moldauer の光学ポテンシャルは $E_n < 1$ MeV の低エネルギー中性子に対して求めたことを考慮すると $E_n < 0.2$ MeV（Perey & Buck の計算がない）の領域では Bjorklund & Fernbach の透過係数よりも Moldauer の光学ポテンシャルによる透過係数の方が信頼性が高いと考えられる。

陽子に対する透過係数の計算ではポテンシャルの深さ V_c が変化すると $T_l\delta$ の相対比が大きく変化する（図4-1）。しかし

吸収ポテンシャル W_c の変化に対しては T_{eff} の変化は小さい。(図4-2)
この事情は中性子に対しても同様であると考えられるので、陽子と中性子に対する光学ポテンシャルの深さが(ポテンシャルの形を固定すると)結果的には、γ線の多重極混合比 δ に影響を与えることになる。

そこで角分布を解析するのに使用する陽子と中性子の透過係数が適当であるかどうかを判断する為の一つの方法として、(p,nγ)反応におけるγ線励起関数の実験値と計算値がよく合うかどうかを調べることが考えられる。図5-12と図5-13に示す励起関数はターゲットの厚さが小さくて入射陽子のエネルギー損失が小さい場合の計算値である。従ってターゲットが厚くて、入射陽子のエネルギー損失の大きい場合、正確には励起関数の理論計算の中に、ターゲットの厚さを考慮して入射陽子エネルギーについての平均化をしなければならない。即ち $\sigma(E_p)=\int_{E_p-\Delta E}^{E_p}\sigma(E)dE$ と実験から得られる励起関数とを比較することになる。

ただし励起関数を実験値と理論計算値とで比較する場合には、陽子と中性子の透過係数の良否を別々に調べるのではなくて両方の透過係数が全体として良く実験を表わしているかどうかを調べることになる。

さて、図5-11に示す実験から得られた励起関数と図5-12図5-13の理論計算の励起関数とを比較してみる。すると計算値から得られる54KeV(2+)準位と156KeV(4+)準位、又は368KeV(5+)準位と407KeV(3+)準位の相対的な励起関数

は　実験から得られる励起関数を良く再現している。　しかし 54MeV (2+) 準位に関して実験値は Ep−Ethreshold >0.2 MeV の領域で励起関数が頭打ちになっているけれども（図5−11）計算値はこれを必ずしも再現していない。従って今回の角分布解析に使用した陽子透過係数（Pereyの光学ポテンシャル）と中性子透過係数（Moldauerの光学ポテンシャル）は完全なものではないが，かなり信頼できることが予想される。

＜7−5＞　統計仮定の良否

（P, nγ）反応のγ線角分布を解析する際には，統計仮定を使用した。　そこで実際の実験条件に対して統計仮定を考えることに矛盾があるかどうかを調べてみる。

まず，中間状態の準位密度を考えてみる。　Lang & Le Couteur が半実験的な準位密度の式として　次のものを与えている。[31]

$$E^* = \frac{A(kT)^2}{f} - kT$$

A ：質量数　　T ：核温度

E^* ：励起エネルギー　　k ：Boltzman 係数

$$D_J = D_0 \left\{ \frac{(8\pi)^{1/2}\sigma^3}{2J+1} \exp\left[\frac{J(J+1)}{2\sigma^2} \right] \right\}$$

D_J ：スピン J の準位の間隔

$$D_0 = 0.054\, B^3 \left(\frac{f^{3/2}}{f'}\right) A^2 (E^* + kT)^2 \exp\left[-2\left(\frac{AE^*}{f'}\right)^{1/2} - \frac{3}{32}(Ef')^{2/3}\right]$$

MeV

B, f, f′ は パラメーターとする。

Lang達は 実験値に良く合うパラメーターとして f = 8 MeV, f′ = 11 MeV, B = 0.55 を得ている。 ターゲットを ^{54}Cr とした場合には, これらの式から Ep = 2.5 MeV で D_0 = 0.45 keV, Ep = 3.5 MeV で D_0 = 0.24 keV を得る。

今回の実験で使用したターゲットは 約 20〜30 keV の厚さであり [表 3-3], 入射陽子エネルギーを 20 keV づつ 3回変化させて, それぞれの γ線角分布スペクトルを加算したものを解析した。 従って 入射陽子エネルギーが 実効的に 60〜90 keV の拡がりを持つとすれば, 統計仮定が 満足されていると考えられる。 尚, 図7-1 に示した ^{92}Zr (P, nγ) 反応の場合には Ep = 3.5 MeV で D_0 = 0.037 keV となり, A≈50 の場合よりも 統計仮定が良く成り立つことになる。

次に, 実際の実験から得られたことを考えてみる。

γ線角分布の測定においては, 陽子エネルギー損失が 20〜30 keV 相当のターゲットを使用し, 入射陽子エネルギーを 20 keV づつ 3回変化させた時の, 各々のスペクトルを加算して得られるスペクトルを解析している。 他方, 図5-3 〜 図5-8 に示すγ線励起関数は, 入射陽子エネルギーを 50 keV づつ変化させて測定したものであり, 共鳴の影響が現れている。 しかし, 入射陽子エネルギーを 20 keV づつ 3回変化させた時の,

各々のγ線強度を加算して得られる仮想的なγ線励起関数は，図5-3～図5-8に示すγ線励起関数よりも滑かであることが予想される。尚，図5-3～図5-11に示すγ線励起関数の振動の原因としては，単一準位の共鳴ではなくて入射陽子エネルギーの拡りの中に含まれている多数の準位の準位密度のバラツキが考えられる。

入射陽子エネルギーを20keVづつ変化させた時の407keVγ線の角分布の変化を図7-3に示し，これらの角分布係数を表7-1に示す。表7-1の中の(d)，(g)，(k)の角分布係数は入射陽子エネルギーが20keVづつ異なる各々のスペクトルを加算して得られるスペクトルを解析したものであり，今回の実験結果としてとりあげたものである。

特定のスピンJ_1を持つ中間状態から特定のスピンSJ_2を持つ中性子が放出される場合，$J_2 \rightarrow J_3$転移の角運動量Lのγ線に対する角分布係数の理論値を表7-2に示す。
これまでに用いた角分布係数A_2，A_4は，それぞれ，ALFA(0)を1に規格化した時のALFA(2)，ALFA(4)に相当する。
放出される中性子の透過係数T_ℓ^γの重みをかけて，とり得るSJ_2について平均すれば，特定のスピン，パリティを持つ中間状態のみを経由する場合の角分布係数を求めることができる。表7-2の(c)に示す$J_2=3$，$J_3=3$の場合についての数値を利用して，入射陽子エネルギー，Epが　Ep＝2・94MeV

の時に $3^+ \rightarrow 3^+$ 転移の 407 KeV γ線が特定のスピン，パリティを持つ中間状態を経由する場合の角分布係数 A_2 の値を表7-3に示す。407 KeV γ線の多重極は M1 のみと仮定した場合であり，$A_4 \equiv 0$ である。各々の特定な中間状態を経由する場合のγ線角分布は表7-3の A_2, A_4 を使って図7-4に示される。

表7-3から，中間状態が特定のスピン，パリティ J_1^π に集中しても，A_2 の符号が反転することはないが，$J_1^\pi = 1/2^\pm$，$3/2^+$ の場合には他の場合にくらべて角分布の非等方性が極端に小さくなることが図7-4を見ると判る。

他方，図7-3の(b)に示す $E_p = 2.94$, 2.96, 2.98 MeV の場合における 407 KeV γ線の角分布は少し変動している。しかしこれらの角分布の異方性は図7-4の $J_1^\pi = 5/2^-$ の場合の異方性よりも小さく，$J_1^\pi = 3/2^+$ の場合の異方性よりも大きい範囲にある。このことから，それぞれの入射陽子エネルギーに対して，陽子エネルギーの拡りの中には，充分に多数の中間状態がまだ含まれていなくて，中間状態の持つスピン，パリティの分布には偏りがあるけれども，中間状態が特定のスピン，パリティに集中していることはない。従って，入射陽子エネルギーを 20 KeV づつ3回変化させた場合にそれぞれの陽子エネルギーの拡りを合計した拡りの中に含まれる中間状態に関しては，そのスピン，パリティの分布の平均化がかなり達成されていると考えられる。

図7-3の(a)に示す，$E_p = 2.67$, 2.69, 2.71 MeV における 407

keV γ線の角分布はそれぞれの変動が小さくなっている。これは，入射陽子エネルギーが407 keV準位のthresholdに近くて，放出される中性子エネルギーが0.1 MeV以下の場合である為に，S波の中性子だけによってγ線角分布が支配されており［$J_1^\pi = 5/2^+$が主である］中間状態の分布には大して影響されていないとみられる。

図5-4に示す，407 keV γ線の励起関数において $E_p \approx 2.7$ MeVの部分は励起関数の立上り部分であり，$E_p \approx 2.8$ MeVの部分は励起関数の谷の部分であり，$E_p \approx 2.9$ MeVの部分は励起関数の山の部分である。他方，入射陽子エネルギーが約150 keVづつ異なる，2.65～2.71 MeV，2.80～2.82 MeV，2.94～2.98 MeVの各々の場合における407 keV γ線の多重極混合比δを図7-2の(b)に示す。この図においては解析に用いる透過係数の選び方によってδが変動すること，及び $|\delta| < 10^{-1}$ の範囲ではγ線角分布からδを求める精度が悪いことを考えれば，それぞれの入射陽子エネルギーに対して求めたδの値に矛盾が認められない。入射陽子エネルギーが約150 keVづつ変化する場合に，同じ407 keV準位から転移する251 keV γ線の角分布係数は，入射陽子エネルギーが高くなるにつれて実験値の$|A_2|$が小さくなり，それに応じて理論計算の方も$|A_2|$が小さくなることが図5-18の(f)に示される。407 keVと251 keV γ線以外のγ線に関しても，入射陽子エネルギーが100～150 keV高くなると，角分布係数の実験値$|A_2|$は小さくなっており，

得られる多重極混合比δには明確な矛盾がない。

表7-1の(m)は，沈降法で製作した$^{54}Cr_2O_3$ターゲットを試験的に用いた場合である。このターゲットの厚さは0.5～1.0 mg/cm²とみなされ，2.8 MeV入射陽子のエネルギー損失は40～80 keVと推定される。(m)の角分布係数A_2はE_p=2.65～2.71 MeVの場合のA_2と，E_p=2.80～2.82 MeVの場合のA_2との中間の値となっている。このことは入射陽子エネルギーが高くなるにつれて理論値のA_2が小さくなることに対応している。

中間状態の干渉効果を調べるためには，角分布の90°対称性を調べるとよい。実際の実験配置では，後方が120°までしか測定できず，詳しい90°対称性を調べることができなかった。しかし，図5-16の(h)，(k)，(n)，(q)に示す20°～120°の角度範囲における角分布に関しては顕著な90°非対称性が認められない。表7-1の(k)，(l)はE_p=2.94～2.96 MeVにおける407 keV γ線の角分布係数であるが，(k)は測定角度が20°～120°の8点であり，(l)は測定角度が20°～90°の6点の場合である。ここで，(k)と(l)の角分布係数は誤差範囲で一致している。

この章の前半で述べた，半実験的な準位密度，及び色々な実験結果の検討を合わせて考えることにより，今回の実験から得られたγ線角分布に対して，統計仮定を利用した解析をすることに重大な矛盾が存在しないと言える。今回の実験においてγ線励起関数とγ線角分布を組合せることによって求めた

励起準位のスピンの値に関しては問題がないと考えられる。

<7-6> まとめ

γ線角分布の解析には統計モデルを仮定し，解析のパラメーターとして，光学ポテンシャルに依存する透過係数を使用する為に，不確定さが少しある。多重極混合比δが透過係数の選び方によって異なるので，δを正確に求める方法としてはγ-γ角相関よりも劣っている。しかしγ線励起関数を組合わせることにより，残留核準位のスピンを決定することが可能であることが今回の実験解析から判明した。従って多重極混合比δが少し不正確であることを犠牲にして残留核準位のスピンを決定することを目的とするならば，(p, nγ)又は(α, nγ)反応のγ線角分布とγ線励起関数を組合わせる方法は，次の点でγ-γ角相関又はn-γ角相関よりも有利である。加速器を使用する実験では，実験に要する時間が短いことが要請されるが，角相関よりも角分布の方が短時間で測定できる。角分布測定は回路系が簡単である。γ-γ角相関はγ線が中間準位にカスケードしていなければならないが，γ線角分布はγ線が直接に基底準位又はアイソマー準位へ転移している場合でも有効である。

しかし A<40のターゲットに対しては中間状態の準位密度が小さい為に，統計モデルの仮定が満足されにくいと考え

られるので，γ線角分布測定は不適当である。

従って，A>50のスピンの小さい核をターゲットにして，吸熱反応である (P, nγ) 反応 又は (α, nγ) 反応のγ線角分布とγ線励起関数を測定する方法はバンデグラフ領域における核分光学の一つの有力な手段である。

この方法の有効性を確めるためには，他の実験によって既にスピンと多重極混合比が判明している核について，この方法を適用し，結果を比較することが要請される。

第 8 章

結　論

^{54}Mnの励起準位のスピンについては，これまでに一つも判明していなかったけれども，今回のγ線測定によって幾つかの準位についてはスピン，パリティの値が決定され，他の準位についても可能なスピンの範囲が決まり，基底準位から1509KeV準位までのレベルスキームがかなり明確なものになった。[図5-19]まず$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応のγ線励起関数[図5-3～図5-11]と$^{51}V(\alpha,n\gamma)$反応のγ線スペクトル[図5-14]から^{54}Mnの励起準位エネルギーとγ線分岐比が求められた。結果として，これまでに報告されている励起準位[付録①～⑪]が再確認され，さらに新しい1391KeV準位の存在可能性が得られた。次に，$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応のγ線角分布を測定し，Sheldonが与えている統計モデルに基づいた式に従って解析をした[付録⑩]。$^{54}Cr(p,n\gamma)$反応のγ線励起関数とγ線角分布を組合せることにより，^{54}Mnの励起準位のスピン，パリティを求めた。なお，励起準位のパリティに関しては直接反応の結果を使用した。その結果として^{54}Mnの励起準位のスピンは54KeV(2^+)，156KeV(4^+)，368KeV(5^+)，407KeV(3^+)，1010KeV(3^+)，1375KeV($2^{(+)}$)を得た。さらに，他の準位については，確定したスピンの値は得られなかったけれども，可能なスピンを求めることができた。これらの励起準位のスピン，パリティの他に，各々の準位から転移するγ線の分岐比などをまとめて，^{54}Mnのレベルスキームを図5-19に示す。γ線角分布を解析することによって得た，γ線の多重極混合比δを表5-2に示す。γ線によってはA_4の実験誤差が大きいために，δの値が2通り可能であるけれども，これらについては$|\delta|$の小さい方をとるとし，パリティが不明な準位も正パリティとすれば，353KeVγ線以外の全てのγ線に対しては，M_1に対するE_2の混合強度δ^2は1%以下である。353KeVγ線でも

E2の混合強度は 3.2%である。

今回の実験結果と K.Ogawa⑨㊼の理論計算とを比較すると，基底準位から1010 KeV準位までのエネルギースペクトルが計算によって再現された［図6-1］。

K.Ogawaの理論計算が 407 KeV以下の低エネルギー準位について，エネルギースペクトルとγ線転移［表6-1，表6-2］について実験結果を良く再現していることから，407 KeV以下の低エネルギー準位に対して，理論計算で仮定した配位が良い近似であると考えられる。他方，(He^3, d)反応［付録④⑤］において，これらの低エネルギー準位に対する角分布が $l_p=1$ である。従って ^{54}Mnの 407 KeV以下の低エネルギー準位では，陽子の配位が $(1f_{7/2})^5_\pi$ であり，中性子の配位が $(2p_{3/2})_\nu$，$(2p_{1/2})_\nu$，$(1f_{5/2})_\nu$ であるとして理解できる。839 KeV準位と1010 KeV準位についても，同様な配位が成立っていると考えられる。しかし 1 MeVよりも高い励起準位に対しては，理論計算と実験との対応が悪くなっている［図6-1］。

他方，高い励起準位に対しては (He^3, p)反応［付録⑥⑦］の励起強度が大きくなり，(He^3, d)反応［付録④⑤］では 1010 KeV準位と1454 KeV準位に対して角分布が $l_p=1$ となっている。従って 1 MeV以上の励起準位に対しては，陽子又は中性子が $1f_{7/2}$ 軌道から 2p軌道又は $1f_{5/2}$ 軌道へ上っている成分を無視できないと考えられる。

そこで，陽子又は中性子が $1f_{7/2}$ 軌道から 2p軌道，$1f_{5/2}$ 軌道に上っている様な複雑な配位を考慮した殻模型の計算により，N=29の奇-奇核の実験値との比較をすることが可能になれば，高いエネルギー準位についても核構造を理解できるであろう。

(p, nγ)反応のγ線角分布の解析においては，統計モデルを仮定し，

実際の計算に用いる陽子と中性子の透過係数が光学ポテンシャルに依存するために，解析結果に不確定さが少しある。しかし $^{54}Cr(p,n\gamma)$ 反応のγ線励起関数とγ線角分布を組合せることにより，^{54}Mn の励起準位のスピンを決めることができた。従って $(p,n\gamma)$ 反応又は $(\alpha,n\gamma)$ 反応において，この2種類の測定を組合せる方法は，バンデグラフ領域の原子核分光学の一つの有力な手段であることが示された。

γ線角分布から多重極混合比δを求める場合には，解析に使用する陽子と中性子の透過係数の組合せの違いによって得られるδの値が変化している〔表5-2，図7-2〕。$|\delta|>10$ 又は $|\delta|<0.1$ の領域では角分布係数 A_2 の小さな変化に対してもδが大きく変化する（図5-18）ことを考慮すれば，透過係数の違いによるδの変化は，光学ポテンシャルが確定しない現時点では止むを得ないであろう。従ってγ線の多重極混合比を，反応の機構に左右されることなく正確に求める為には，γ線角分布測定ではなくて，γ-γ角相関又は粒子-γ角相関の方法が適している。

Fig 3-1

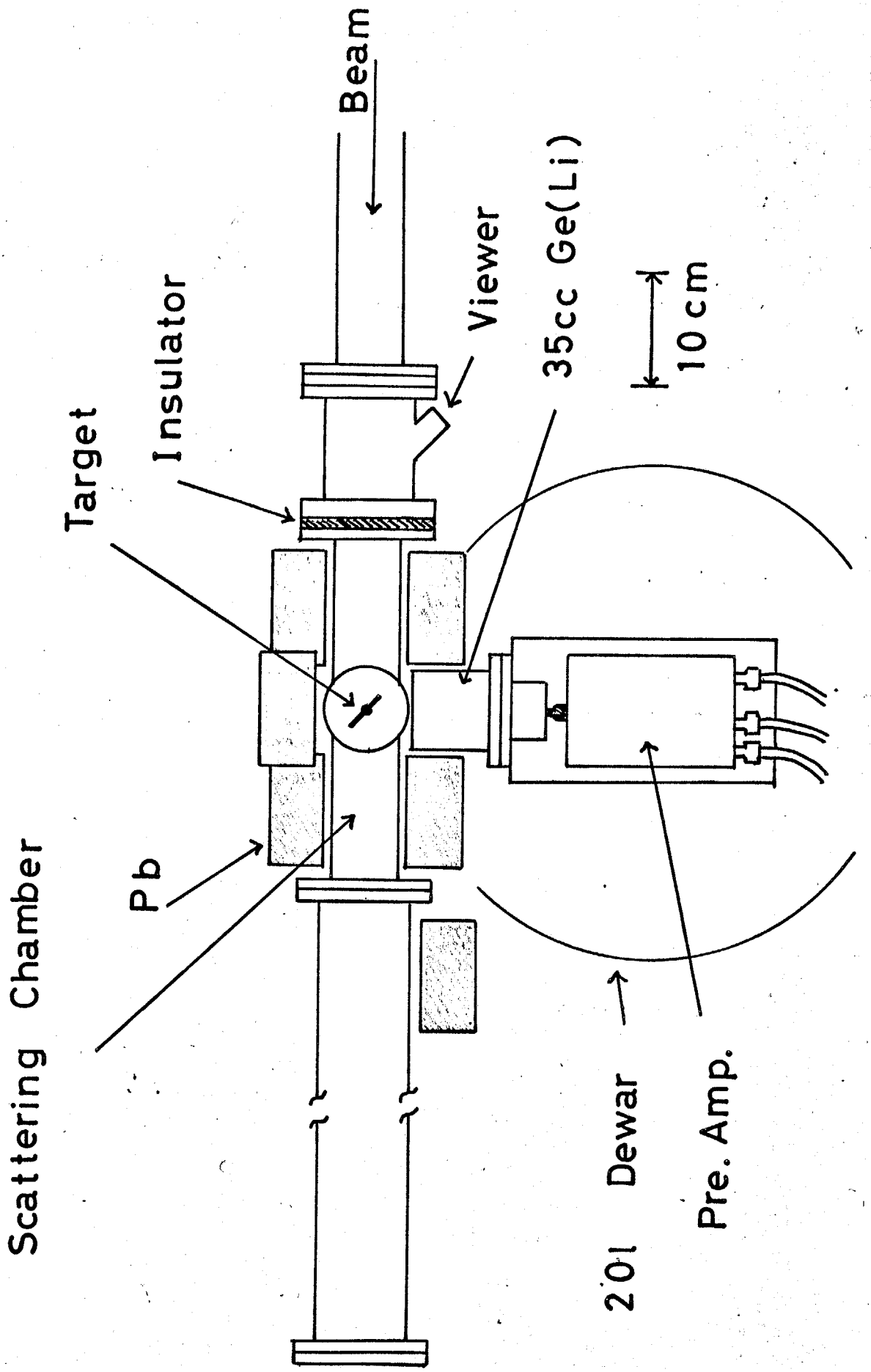

Beam
Viewer
35cc Ge(Li)
10 cm
Insulator
Target
Pb
Scattering Chamber
20l Dewar
Pre. Amp.

Fig 3-2

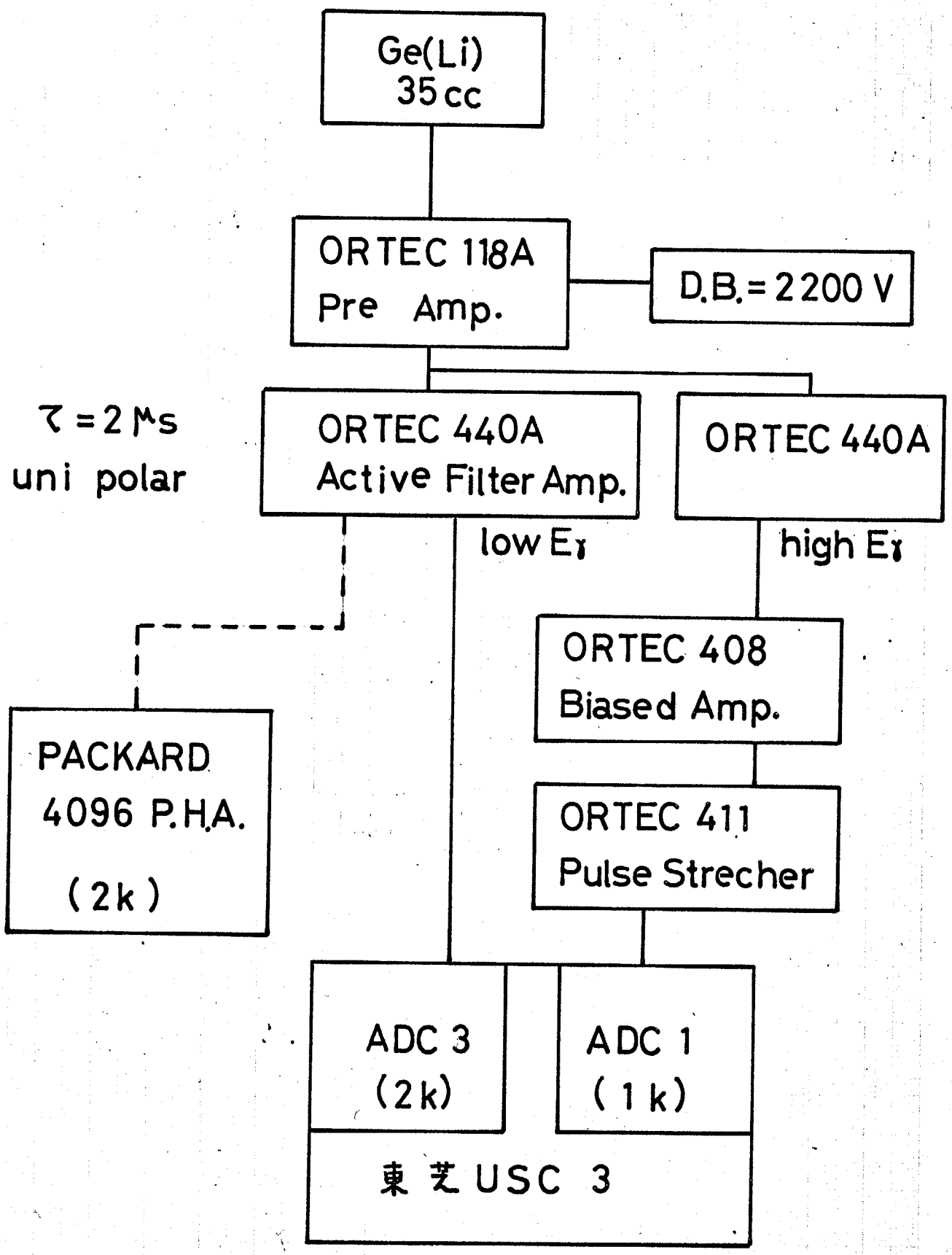
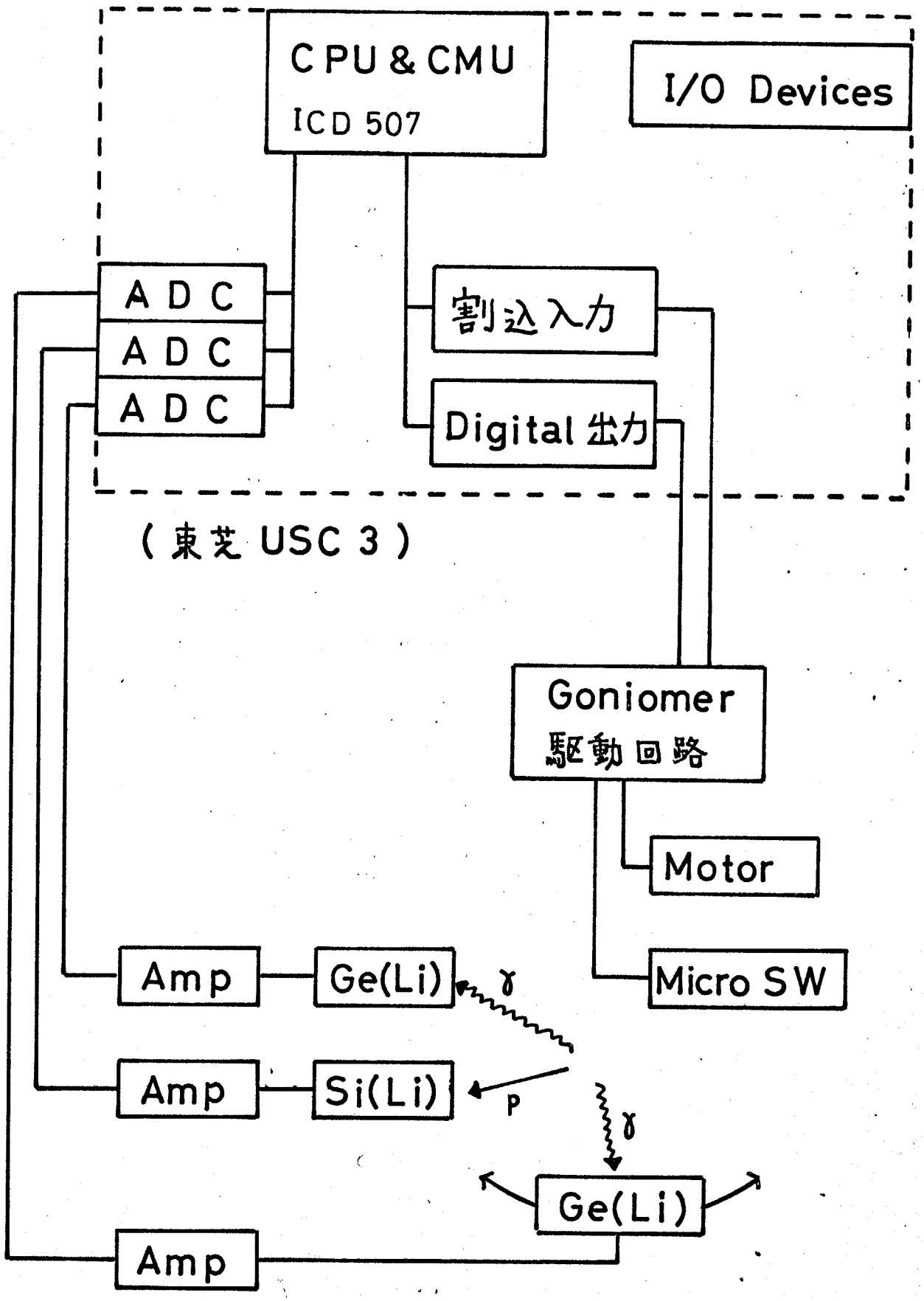

Ge(Li)
35cc
ORTEC 118A
Pre Amp.
D.B.=2200 V
τ=2μs
uni polar
ORTEC 440A
Active Filter Amp.
ORTEC 440A
low Eγ
high Eγ
ORTEC 408
Biased Amp.
PACKARD
4096 P.H.A.
(2k)
ORTEC 411
Pulse Strecher
ADC 3
(2k)
ADC 1
(1k)
東芝USC 3

Fig 3-3


CPU & CMU
ICD 507
I/O Devices
ADC
ADC
ADC
割込入力
Digital 出力
(東芝 USC 3)
Goniomer
駆動回路
Motor
Micro SW
Amp
Ge(Li)
γ
Amp
Si(Li)
p
γ
Ge(Li)
Amp

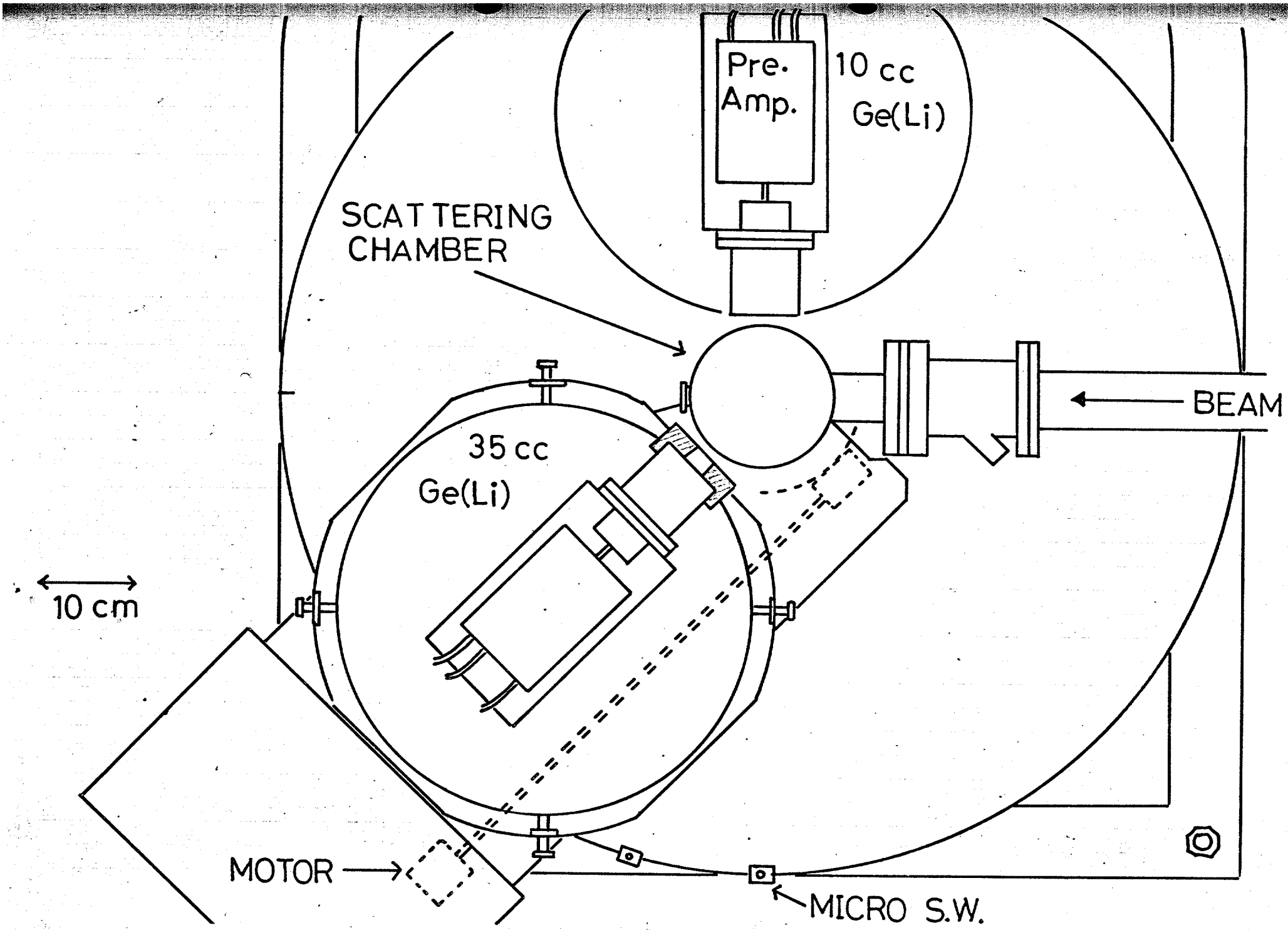

Pre.
Amp.
10 cc
Ge(Li)
SCATTERING
CHAMBER
BEAM
35 cc
Ge(Li)
10 cm
MOTOR
MICRO S.W.

Fig 3-4

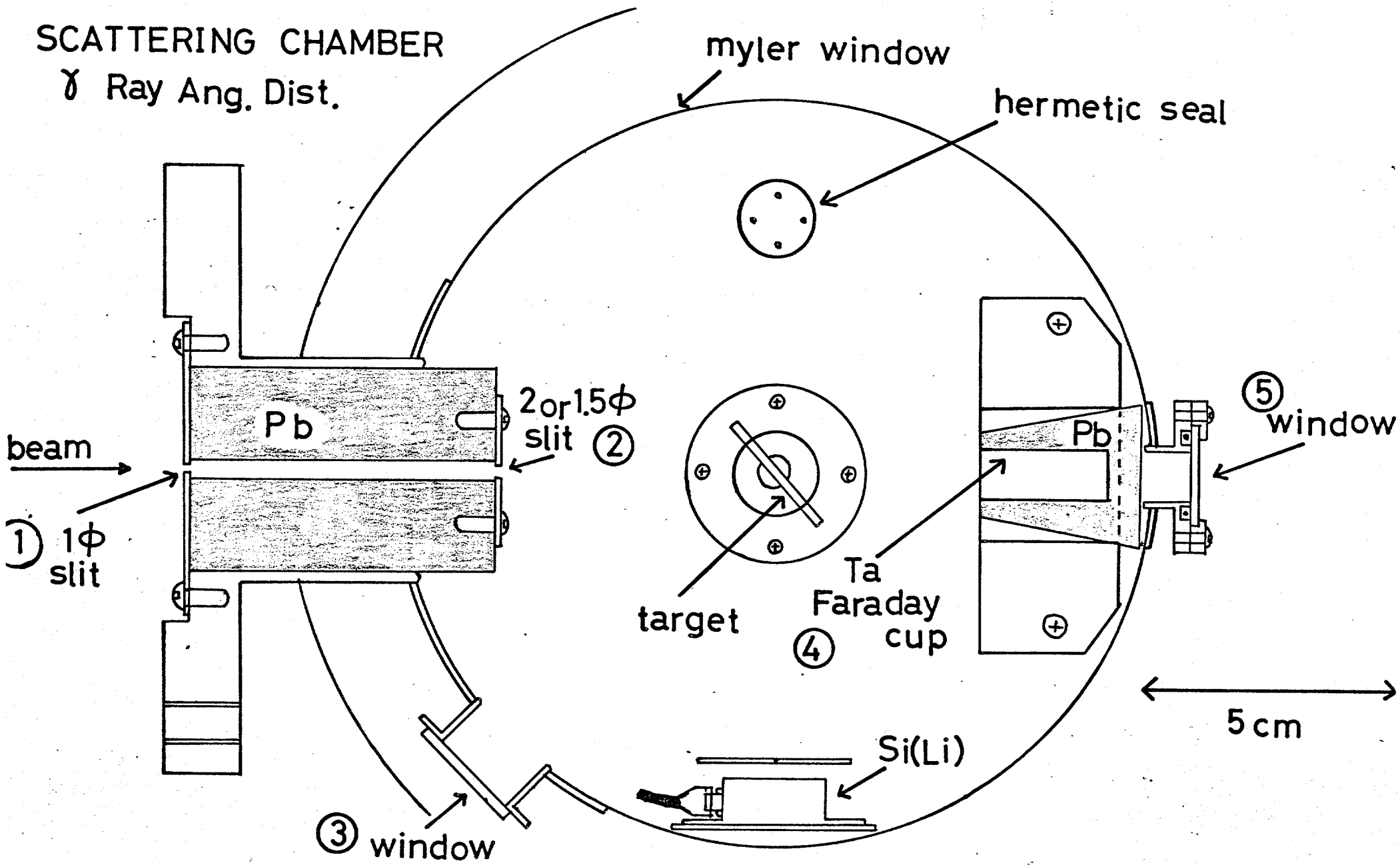
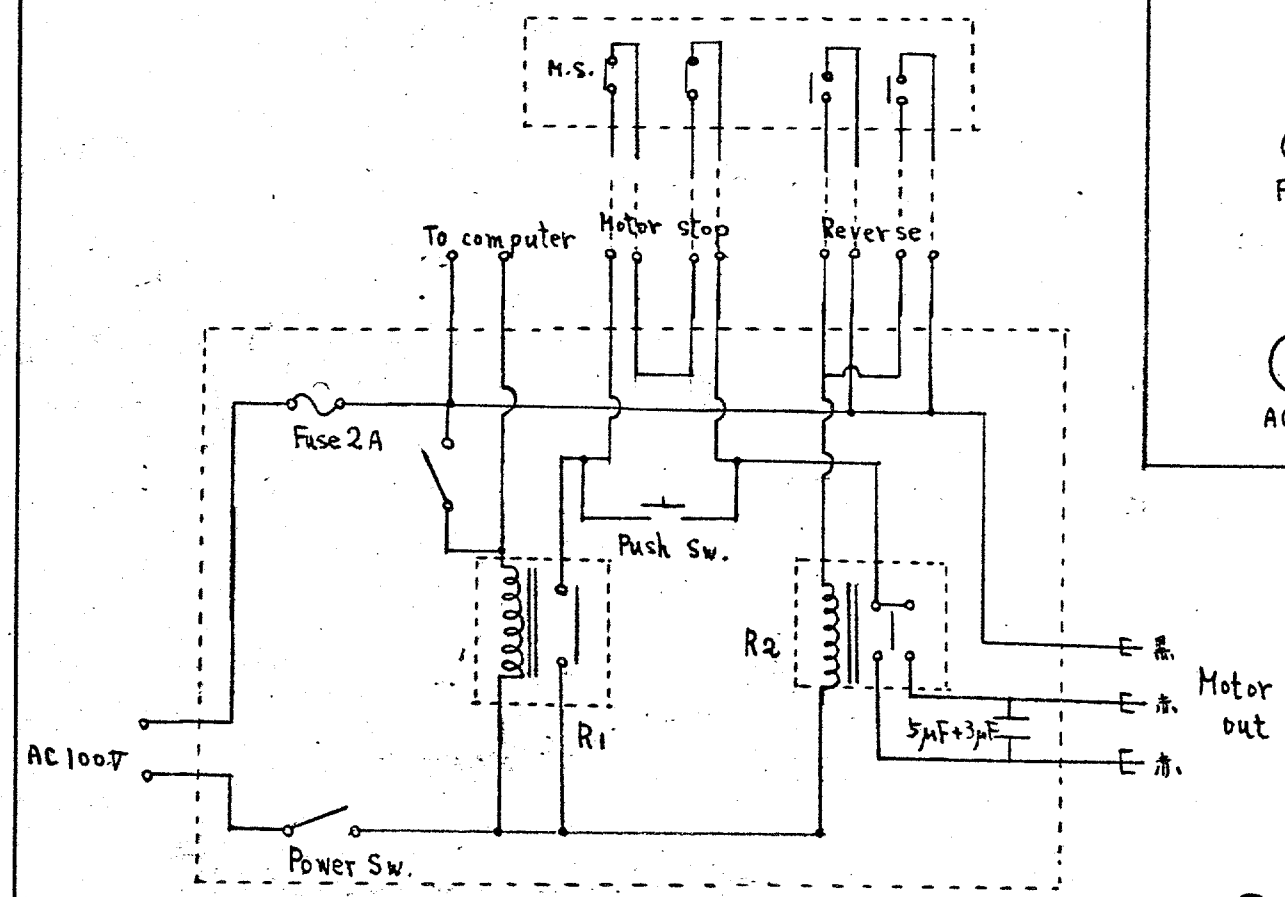
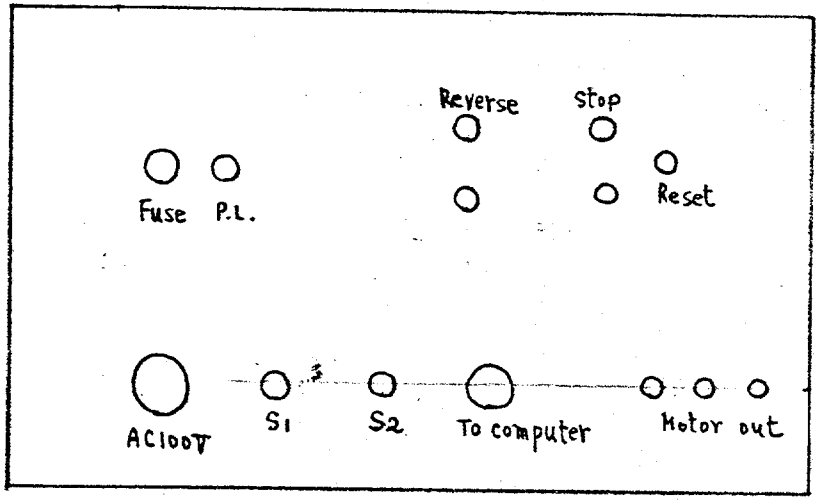

SCATTERING CHAMBER
γ Ray Ang. Dist.
myler window
hermetic seal
beam
① 1φ slit
Pb
2 or 1.5φ slit ②
target
Ta Faraday cup ④
Pb
⑤ window
5 cm
Si(Li)
③ window

Fig 3-5

自動ゴニオメーターモーター制御部



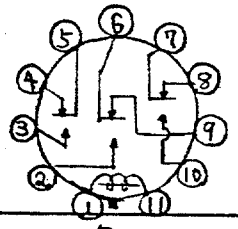
パネル配置



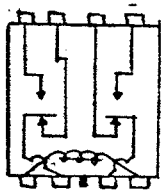
- S1 : Main swich
- S2 : 上へたおす = コンピュータに関係なくMotor on
  下へたおす = コンピュータの指令に従う
- Reverse P.J. につけるM.S.は normal 時 open
- stop P.J. につけるM.S.は normal 時 closed
- push swichは押しながら左へまわすとLockできる

R1 : F. Bv. 34ℓ 6/1 (富士通)

R2 : ラチェットリレー type HR2P (オムロン)



R1



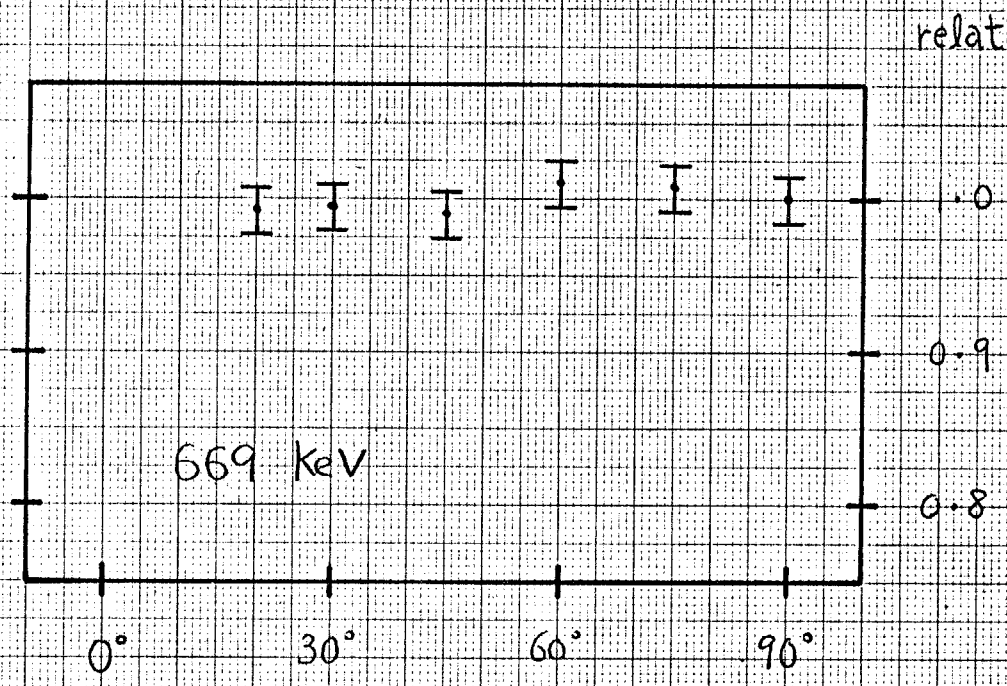
R2

. bottom view

Fig 3-6

Fig 3-7

角分布装置系のテスト



$^{63}Cu(P, P'\gamma)$ 669 KeV($\frac{1}{2}^-$) ⟶ 0 ($\frac{3}{2}^-$)

EP = 3.3 MeV

理論からは等方である

$A_2 = -0.011 \pm 0.013$

$A_4 = -0.002 \pm 0.021$

Fig 3-8

JIS A4 180×250mm
片対数方眼紙

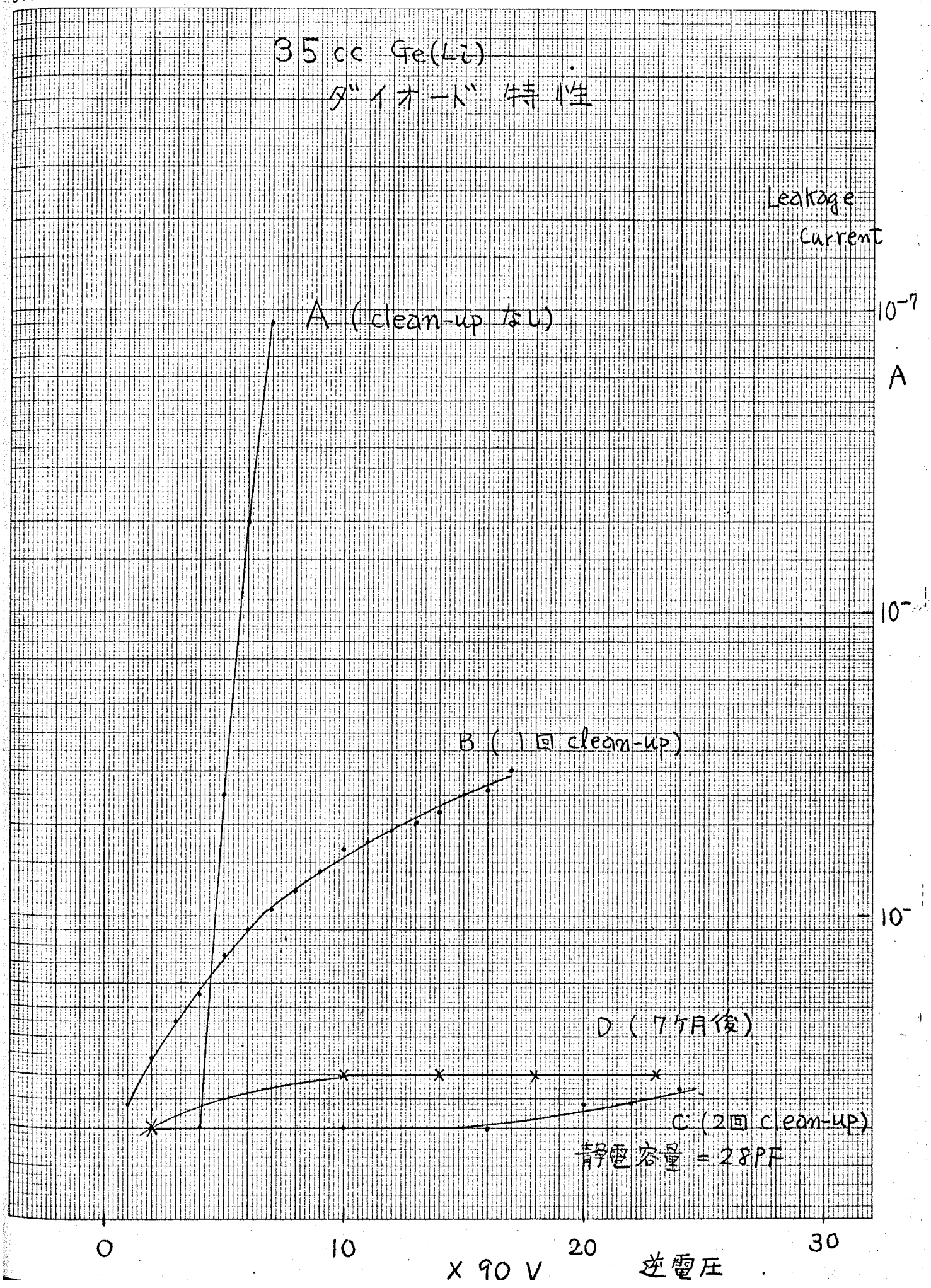
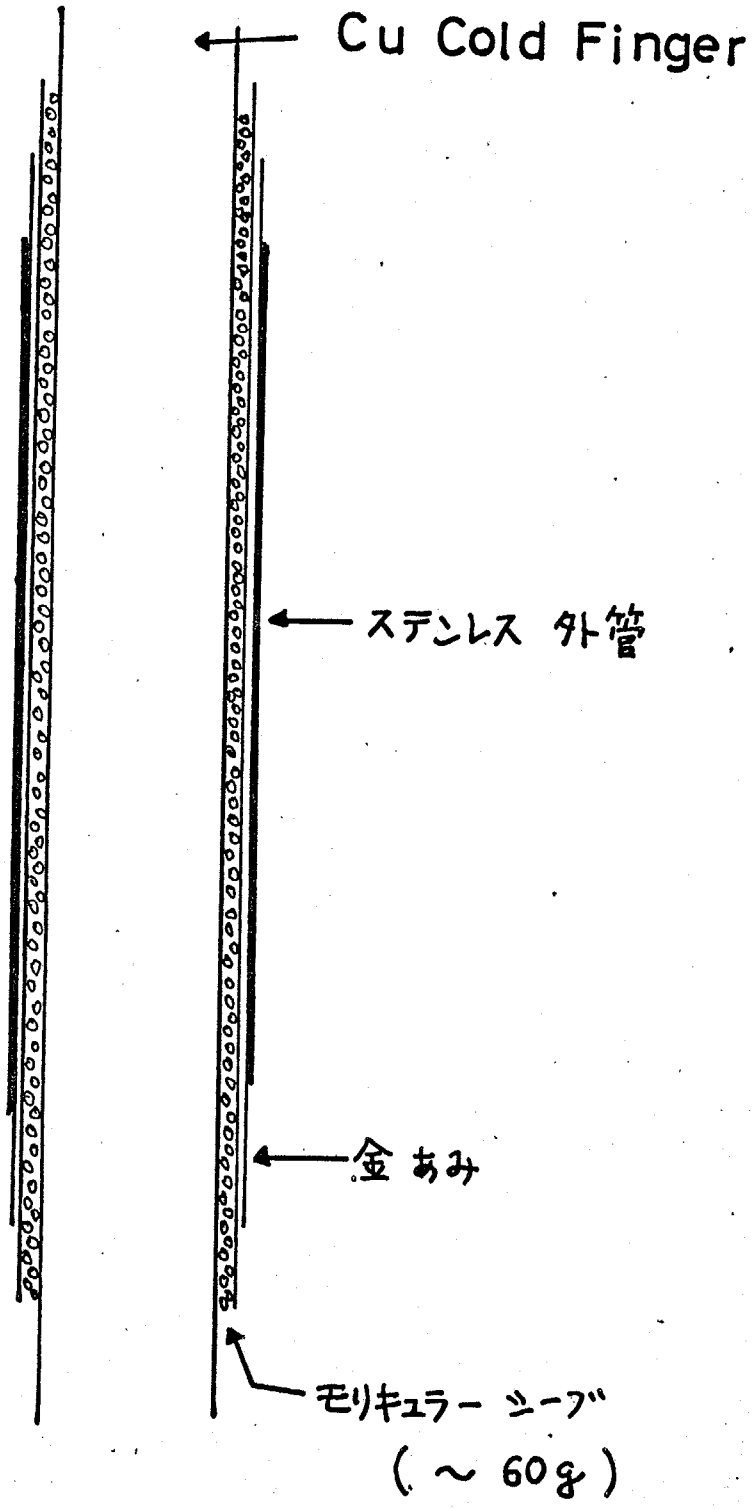


Fig 3-9

クライオスタット　断面



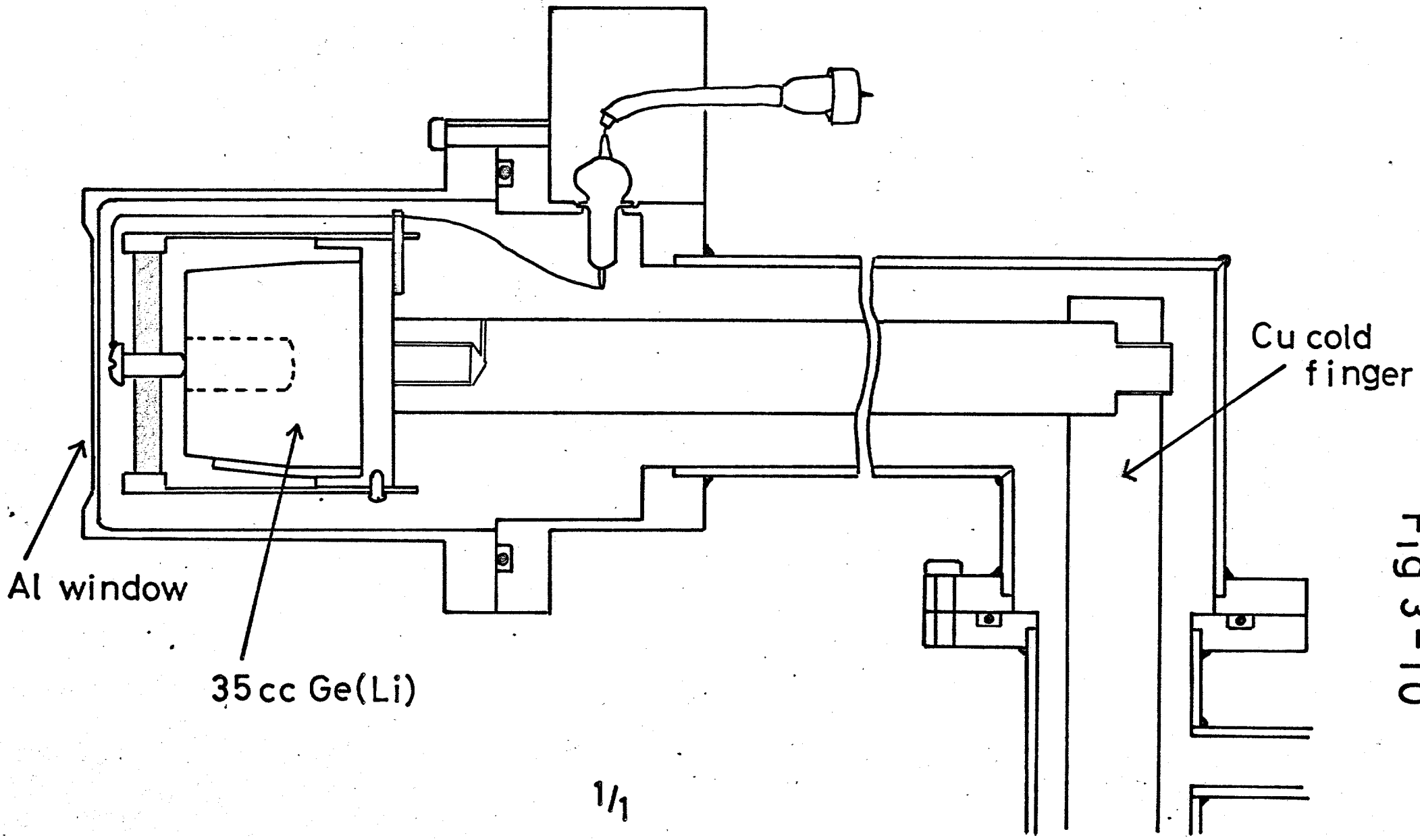


Fig 3-10

Fig 3-11

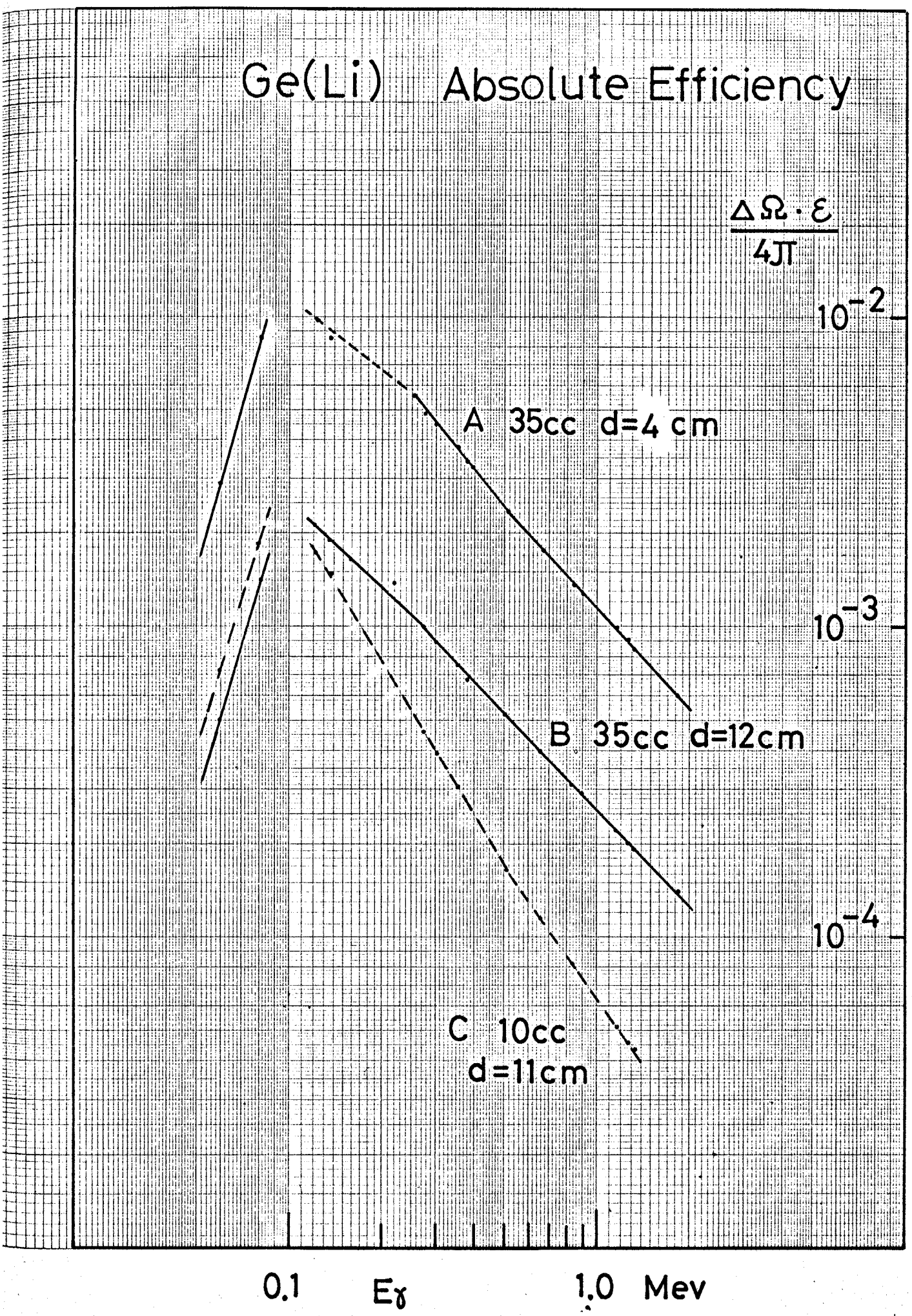

Ge(Li) Absolute Efficiency
$\frac{\Delta\Omega \cdot \varepsilon}{4\pi}$
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
A 35cc d=4 cm
B 35cc d=12cm
C 10cc
d=11cm
0.1
E_γ
1.0 Mev

Fig 3-12

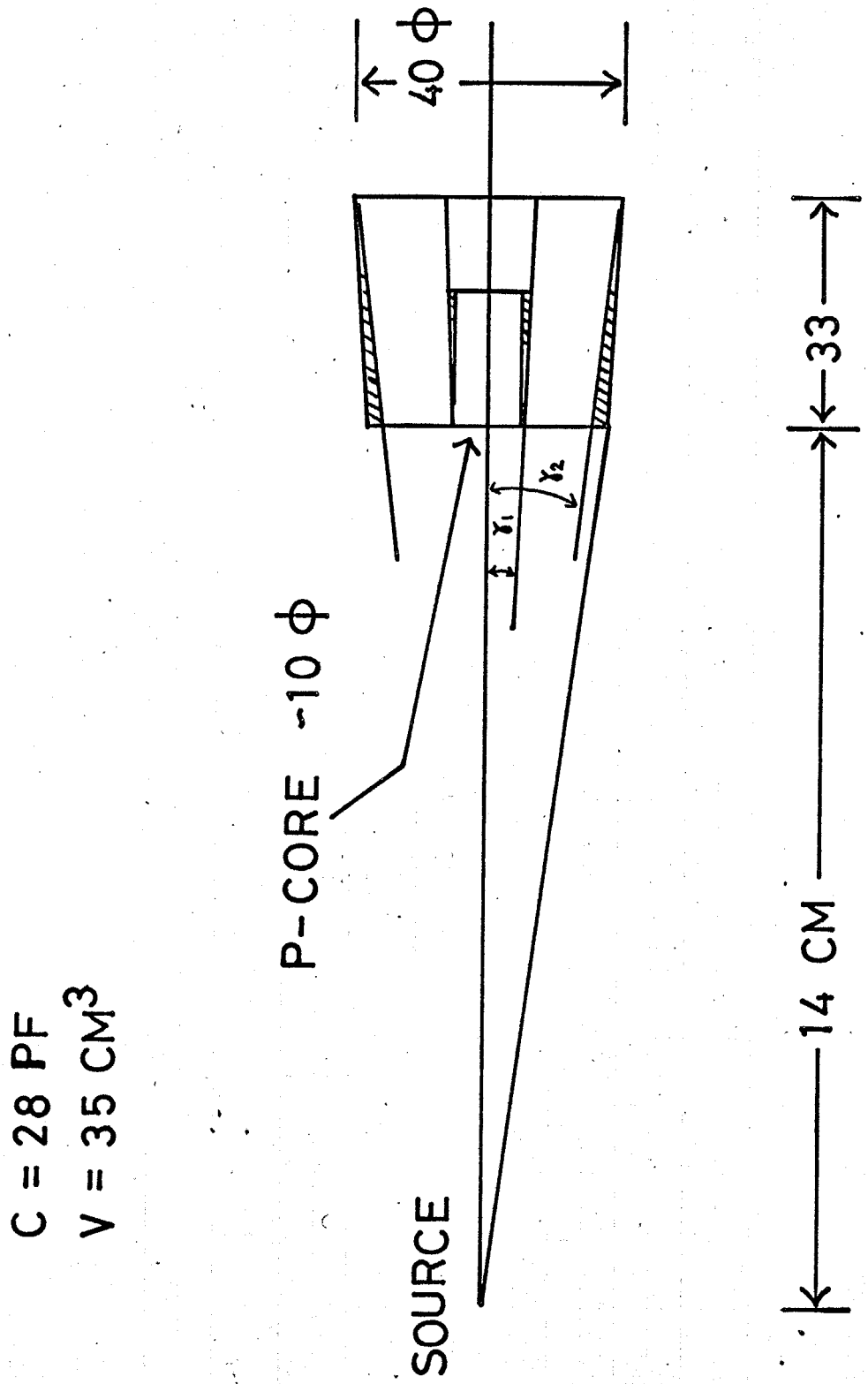


Table 3-1

ANGLE	N(j) / N(average)	
	1970 Dec.	1970 Oct.
20	1.0038 + 0.0011	0.9981 + 0.0011
30	1.0020	0.9959
45	0.9974	0.9994
60	0.9988	1.0031
75	0.9992	1.0030
90	0.9989	1.0004

source ^{137}Cs

662 kev

TABLE 3 - 2

CRYSTAL	35CC Ge(Li) 1967 Jan.	10 CC Ge(Li) 1968 July
WEIGHT (g)	718	375
LENGTH (cm)	11.0	7.6
RESISTIVITY (Ω-cm)	13.0 -- 17.0	14.0 -- 18.0
RADIAL DISPERSION %	7.9	12.0
DIAMETER (mm)	35.8 -- 43.8	33.7 -- 35.2
ETCH-PIT DENSITY $1/cm^2$	2700 -- 4500	4300 -- 1900
UNIFORM DISTRIBUTION OF ETCH PITS	XX	XX
LIFE TIME (μs)	430	420
DRIFT MOBILITY	XXX	XXX
PRICE (¥/g)	790	760

Pulling , Ga doped , P-type , 111 orientation

Table 3-3 (a)

PROPERTIES OF TARGETS

(^{54}Cr)

Isotope Abundance

ISOTOPE	ATOMIC %	PRECISION
^{50}Cr	0.25	± 0.05
^{52}Cr	6.96	± 0.10
^{53}Cr	2.18	± 0.05
^{54}Cr	90.60	± 0.10

Chemical Form : Cr_2O_3

Vaper Pressure :

(Ref. 29)

10^{-4} mmHg	1430 °C
10^{-2} mmHg	1670 °C
1 mmHg	2010 °C

$^{54}Cr \sim 0.2$ mg / cm^2 Au ~ 0.2 mg / cm^2

ENERGY LOSS

Ep MeV	Δ E Au KeV	Δ E ^{54}Cr KeV	Δ E Total KeV	
2.5	11	19	30	
3.0	10	17	27	(Angle=45)
3.5	10	16	26	
4.0	9	14	23	
2.5	9	16	25	
3.0	8.5	14	23	(Angle=60)
3.5	8	13	21	
4.0	7	12	19	

Table 3-3 (b)

continued -

(^{51}V)

Natural V Metal

^{51}V abundance 99.75 %

Chemical Purity 99,9 %

0.80 mg / cm^2 Self-supporting

(Rolling)

(Cu)

Natural Cu Metal

^{63}Cu abandance 69.1 %

1.0 mg / cm^2 Self-supporting

(Evaporation)

Fig 4-1

JIS A4 180×250mm
片対数方眼紙

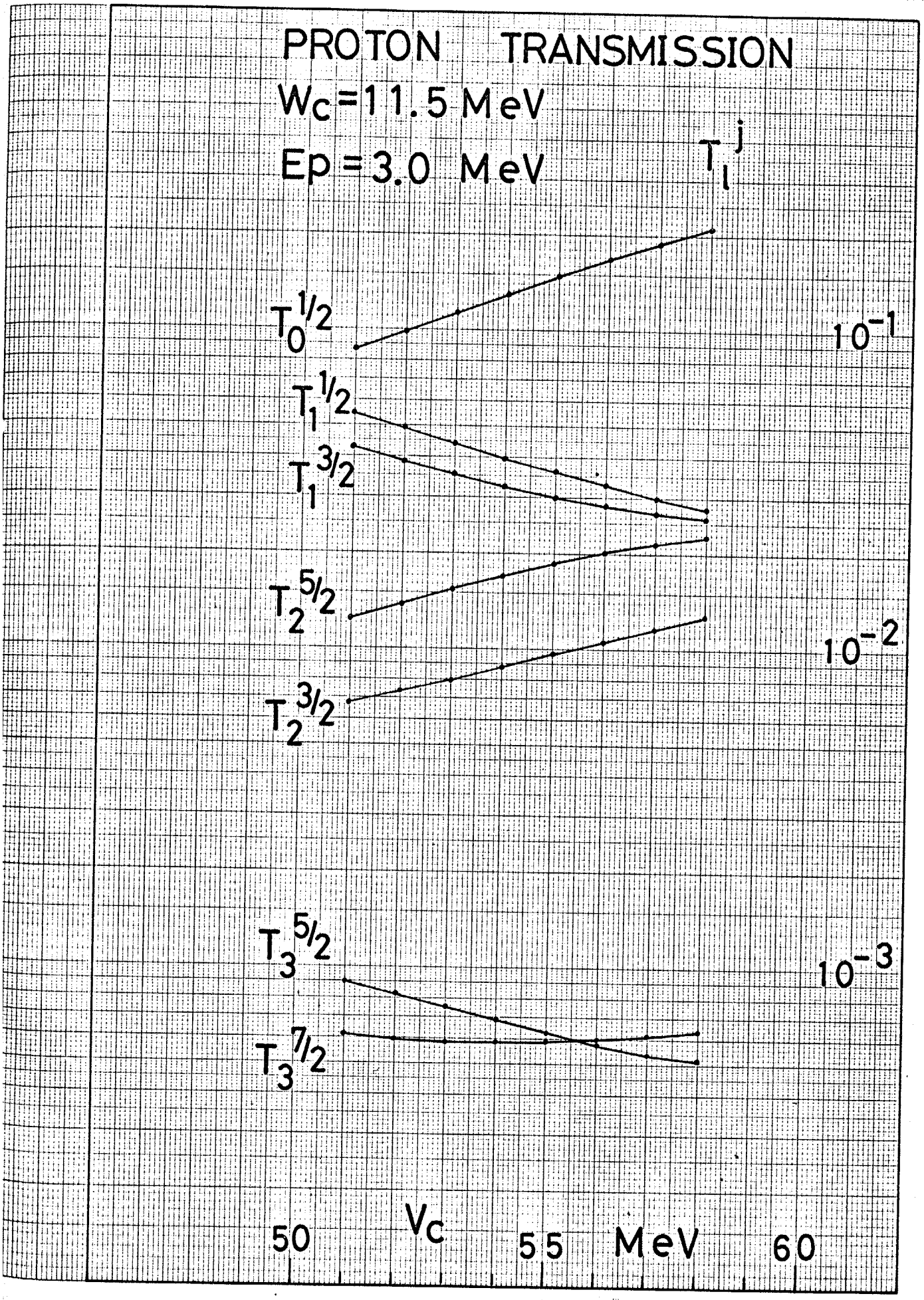


Fig 4-2

JIS A4 180×250mm
片対数方眼紙

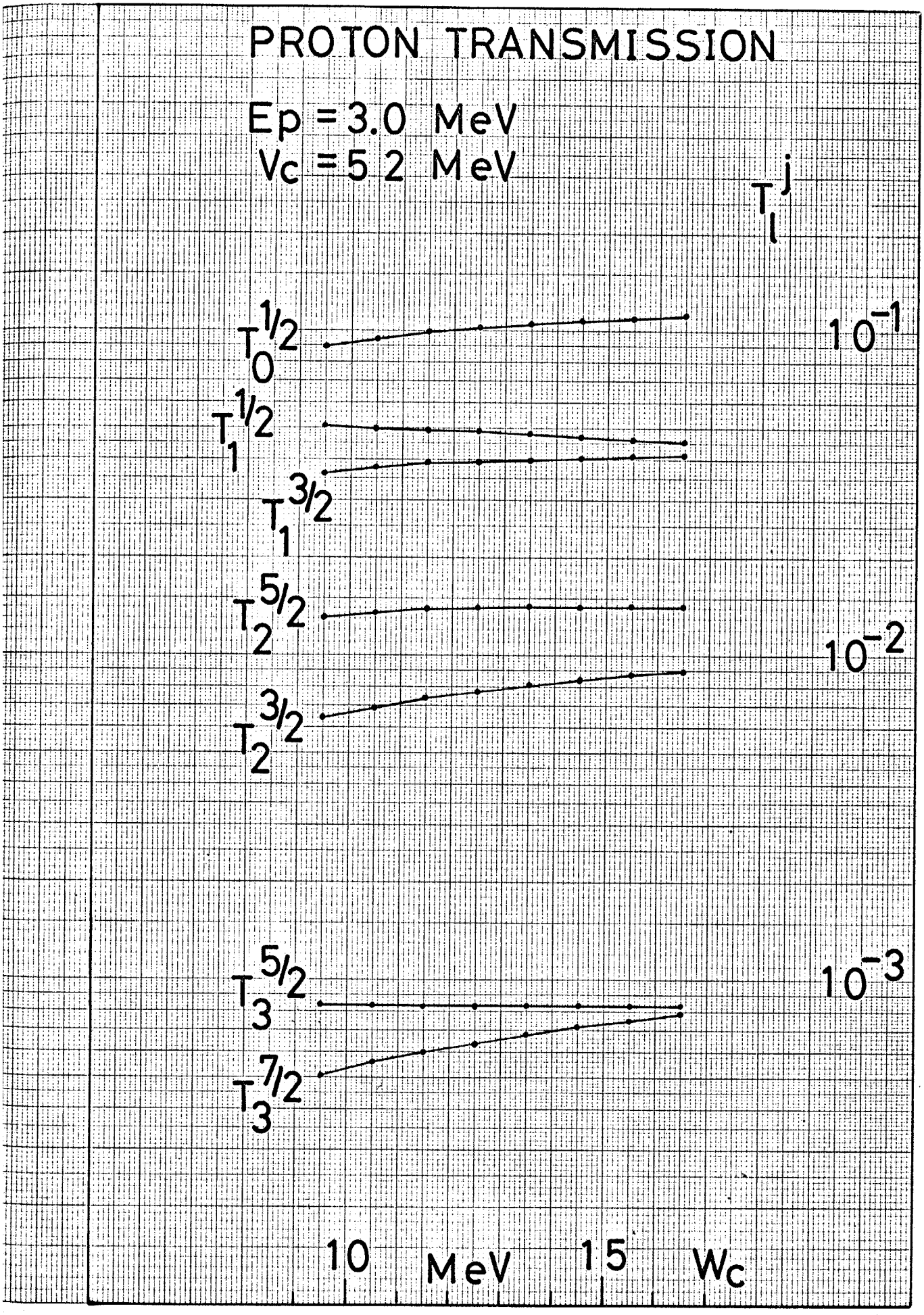


Fig 4-3

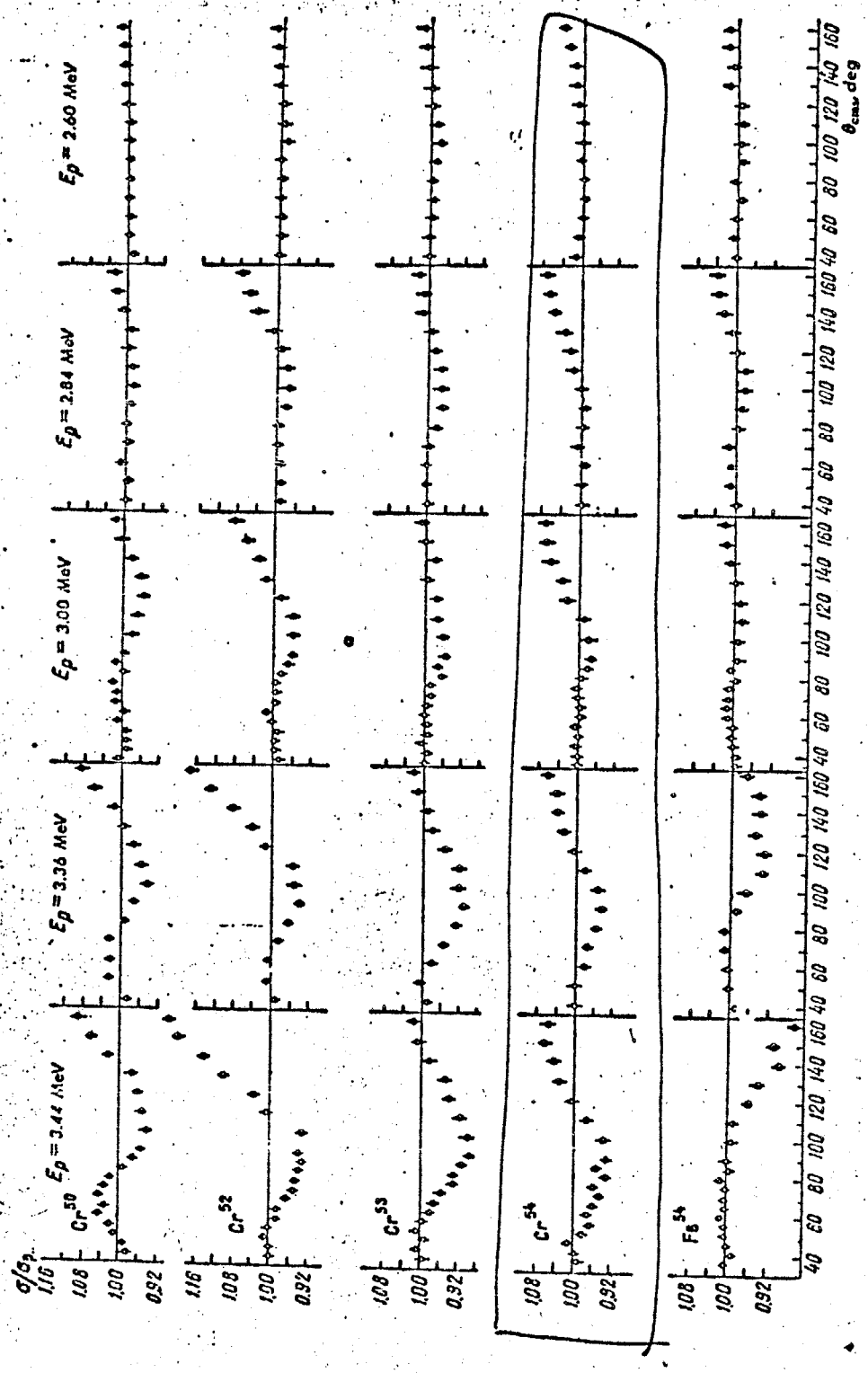
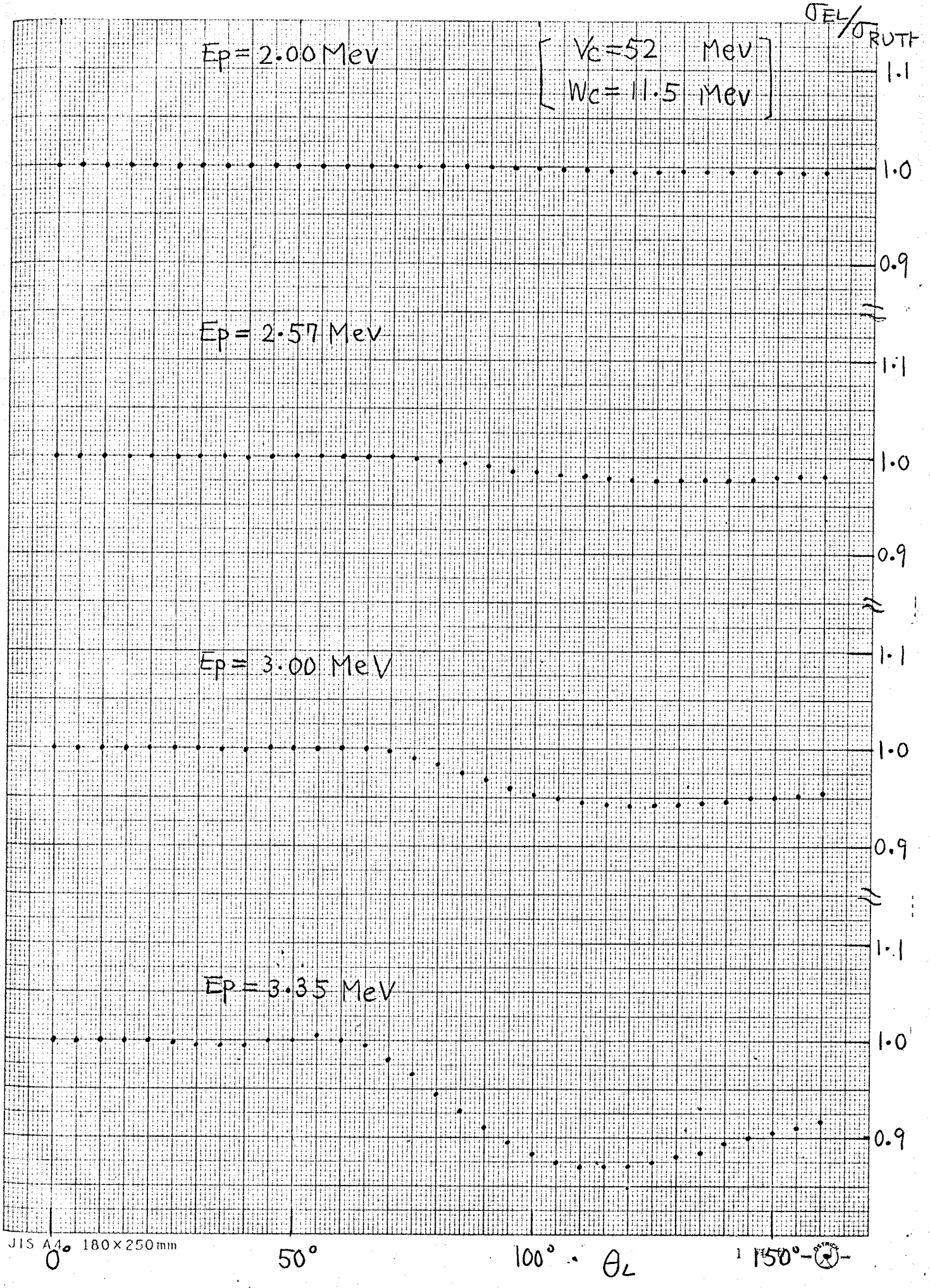


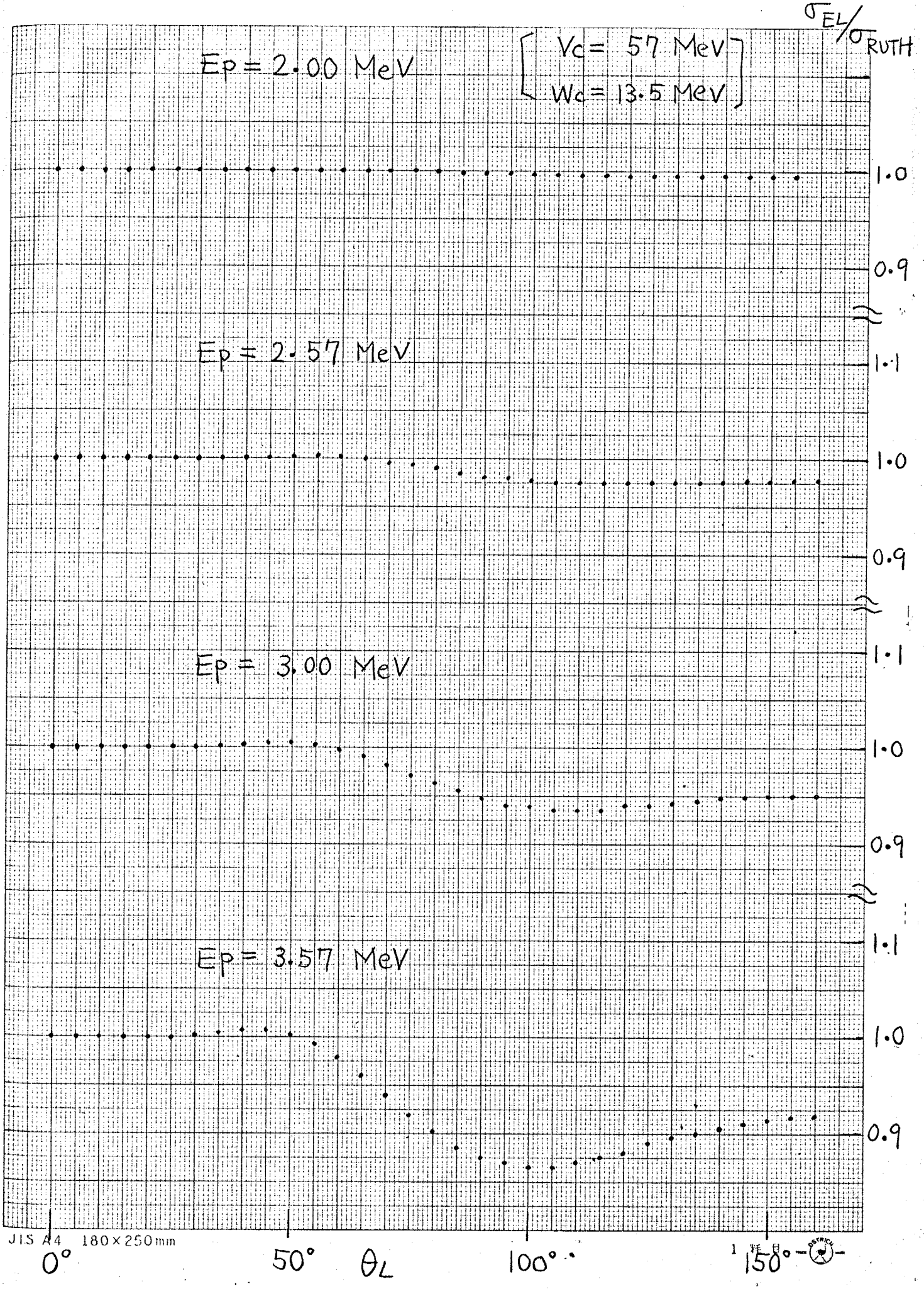
Fig. 4a. Angular dependence of the ratio σ/σ_R of the experimentally measured cross section to the Rutherford cross section. The total experimental error amounts to ±1% in the 35–90° range and ±1.5% in the 100–160° range.

Fig 4-4 (a)



JIS A4 180×250mm

Fig 4-4(b)



JIS A4 180×250mm

PROTON TRANSMISSION

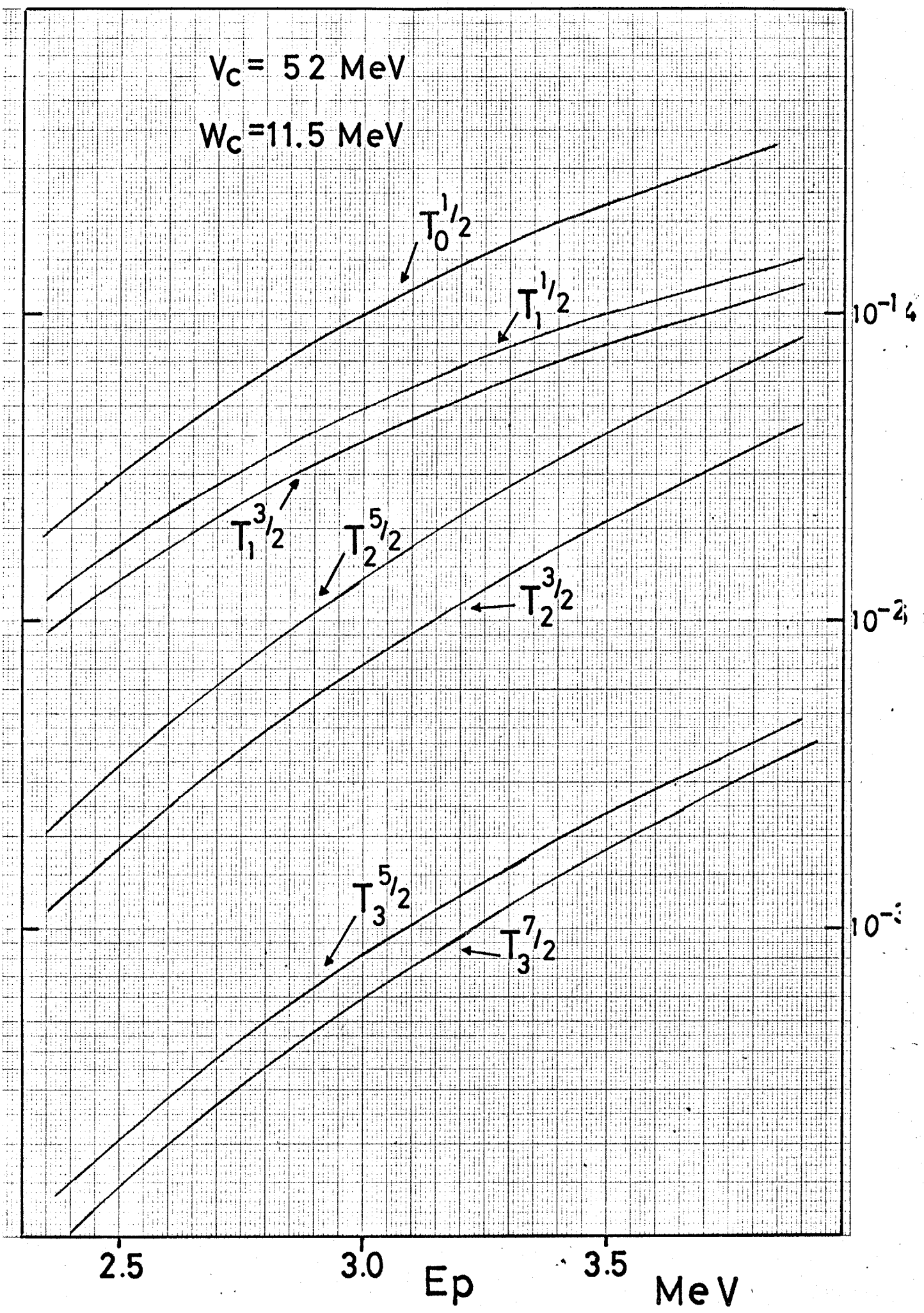


Fig 4-5(b)

Proton Transmission

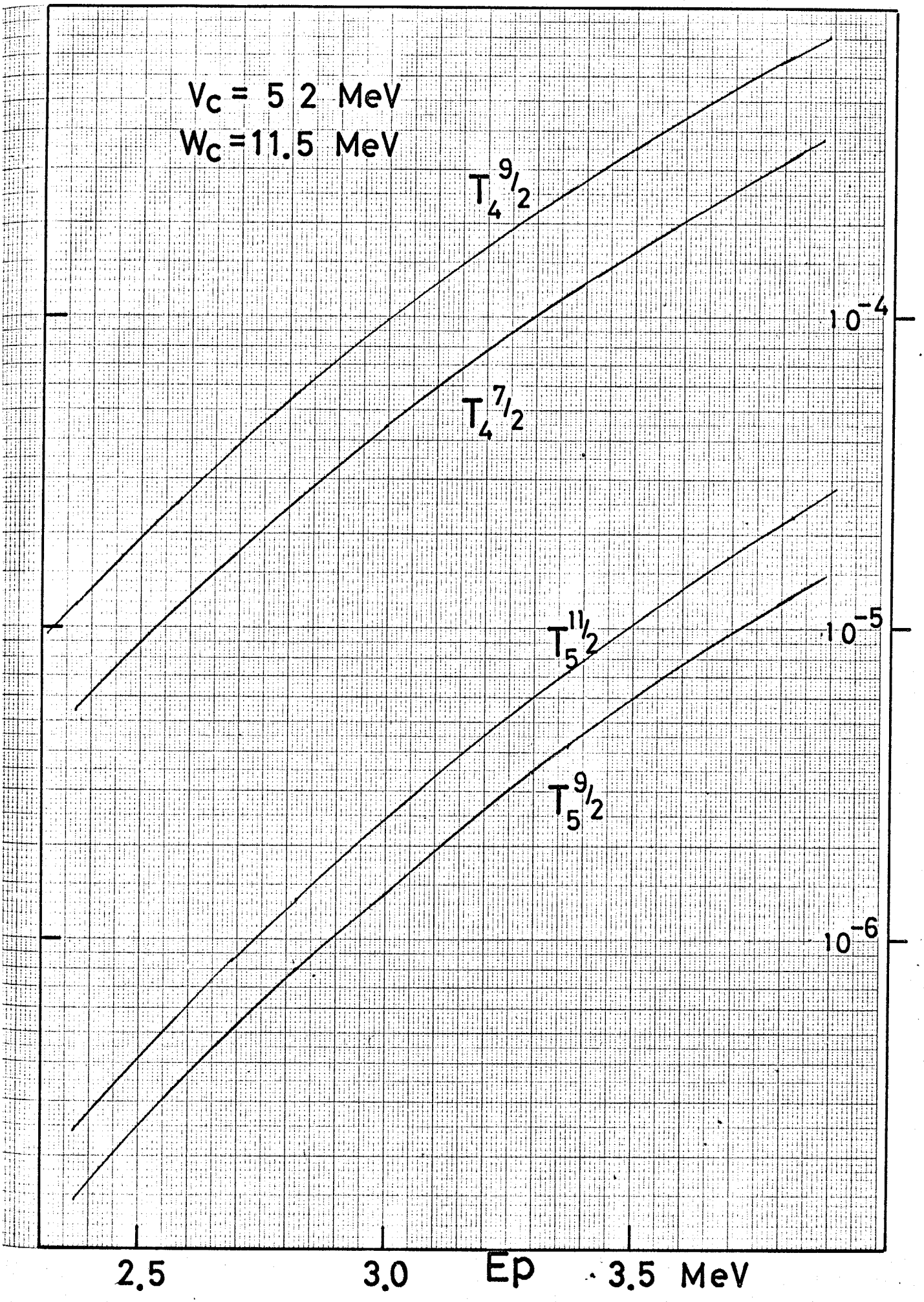


Fig 4-6 (a)

Proton Transmission

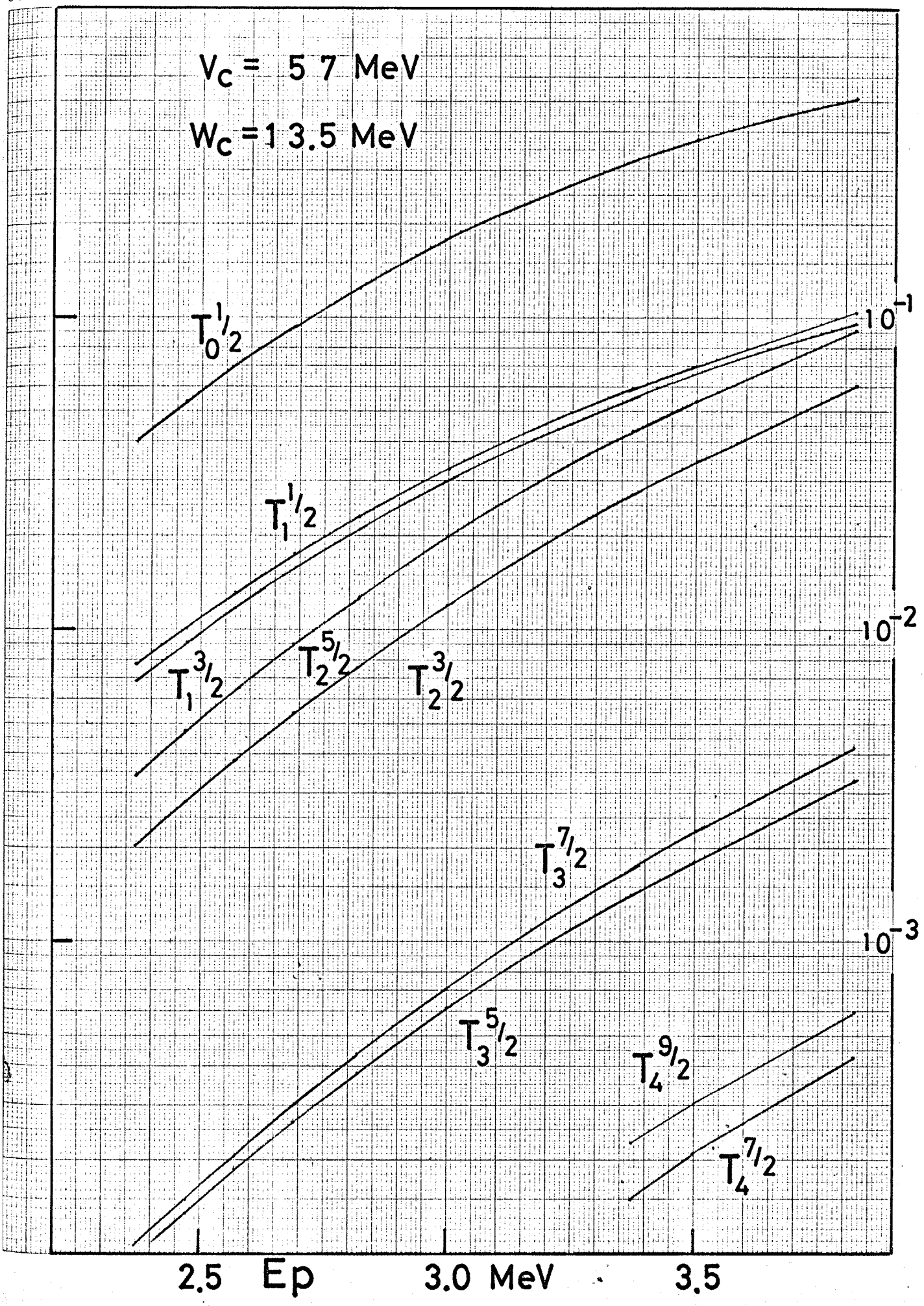


Fig 4-6(b)

PROTON TRANSMISSION

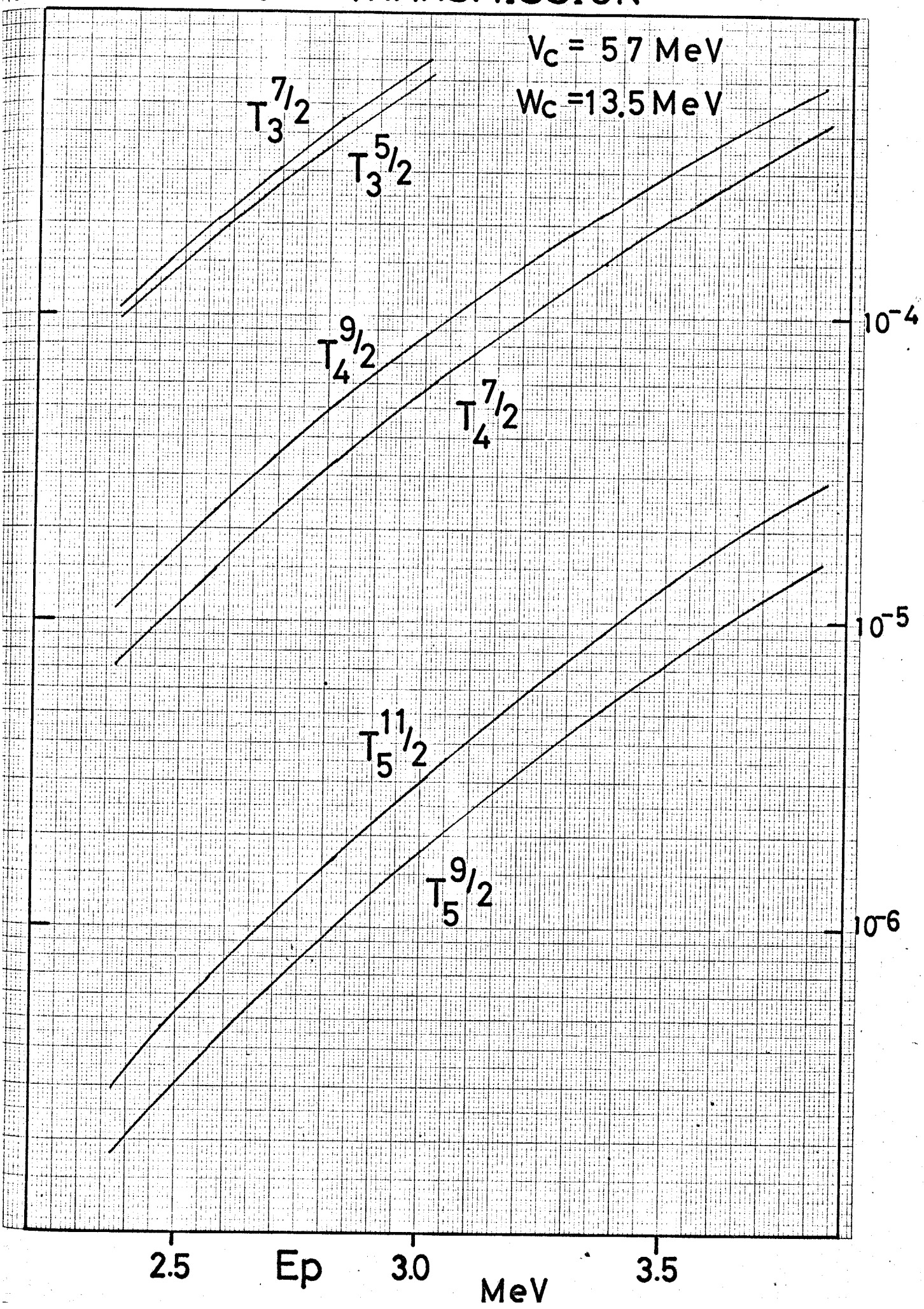
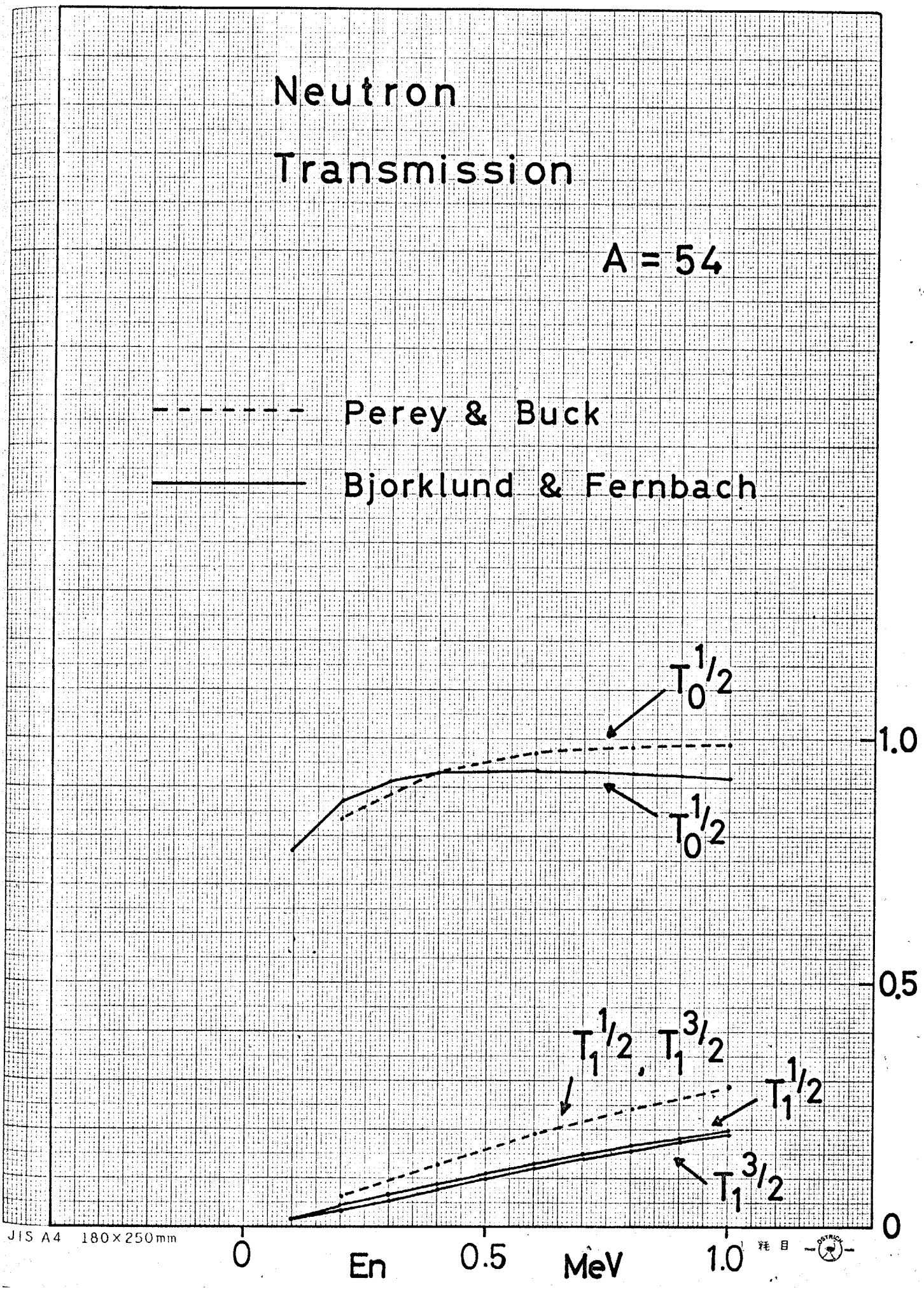
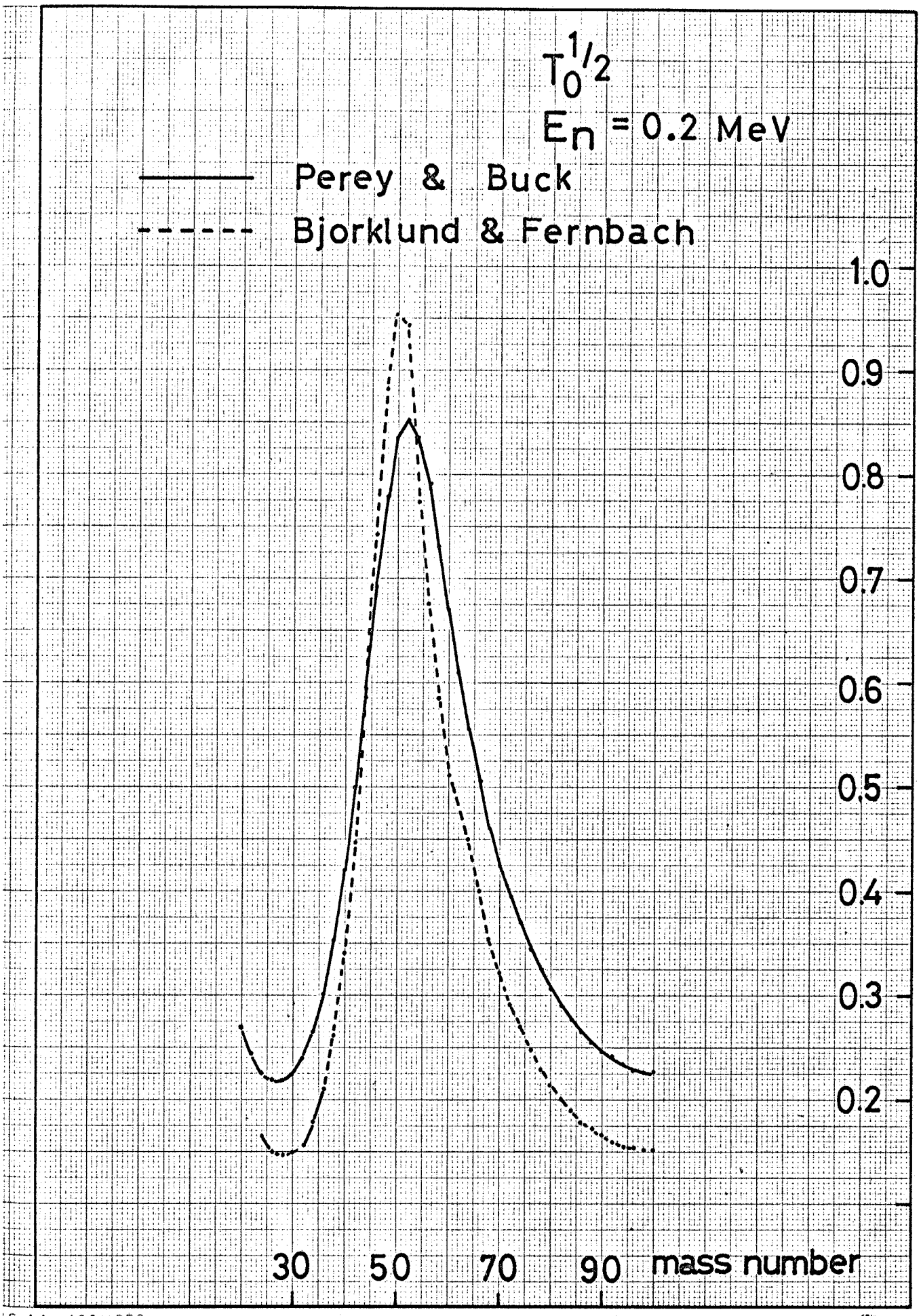


Fig 4-7



JIS A4 180×250mm

Fig 4-8



IS A4 180×250mm
1 枡 目

Fig 4-9

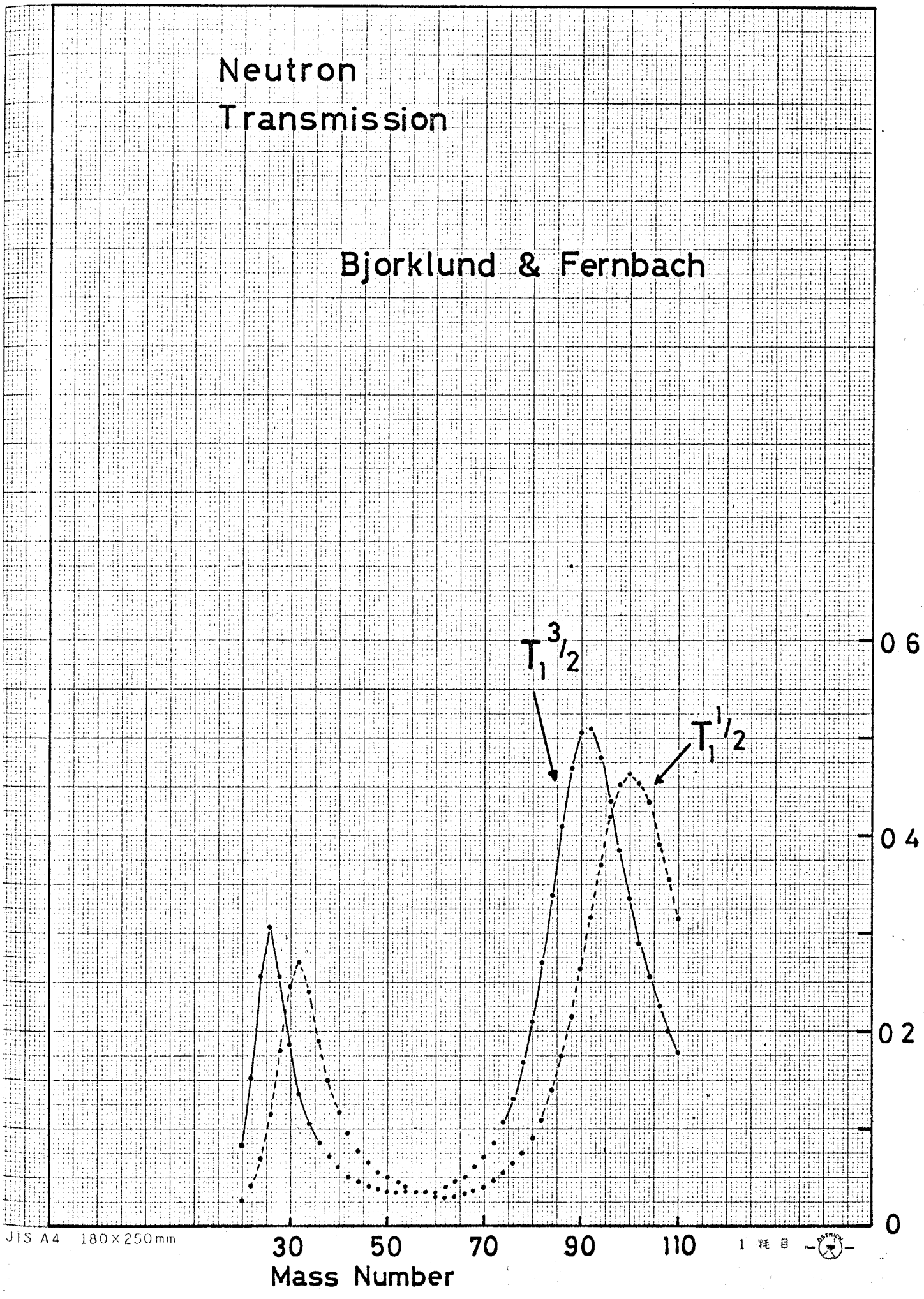

Neutron
Transmission
Bjorklund & Fernbach
$T_1^{3/2}$
$T_1^{1/2}$
0 6
0 4
0 2
0
30
50
70
90
110
Mass Number
JIS A4 180×250mm

Fig 4-10(a)

Neutron Transmission

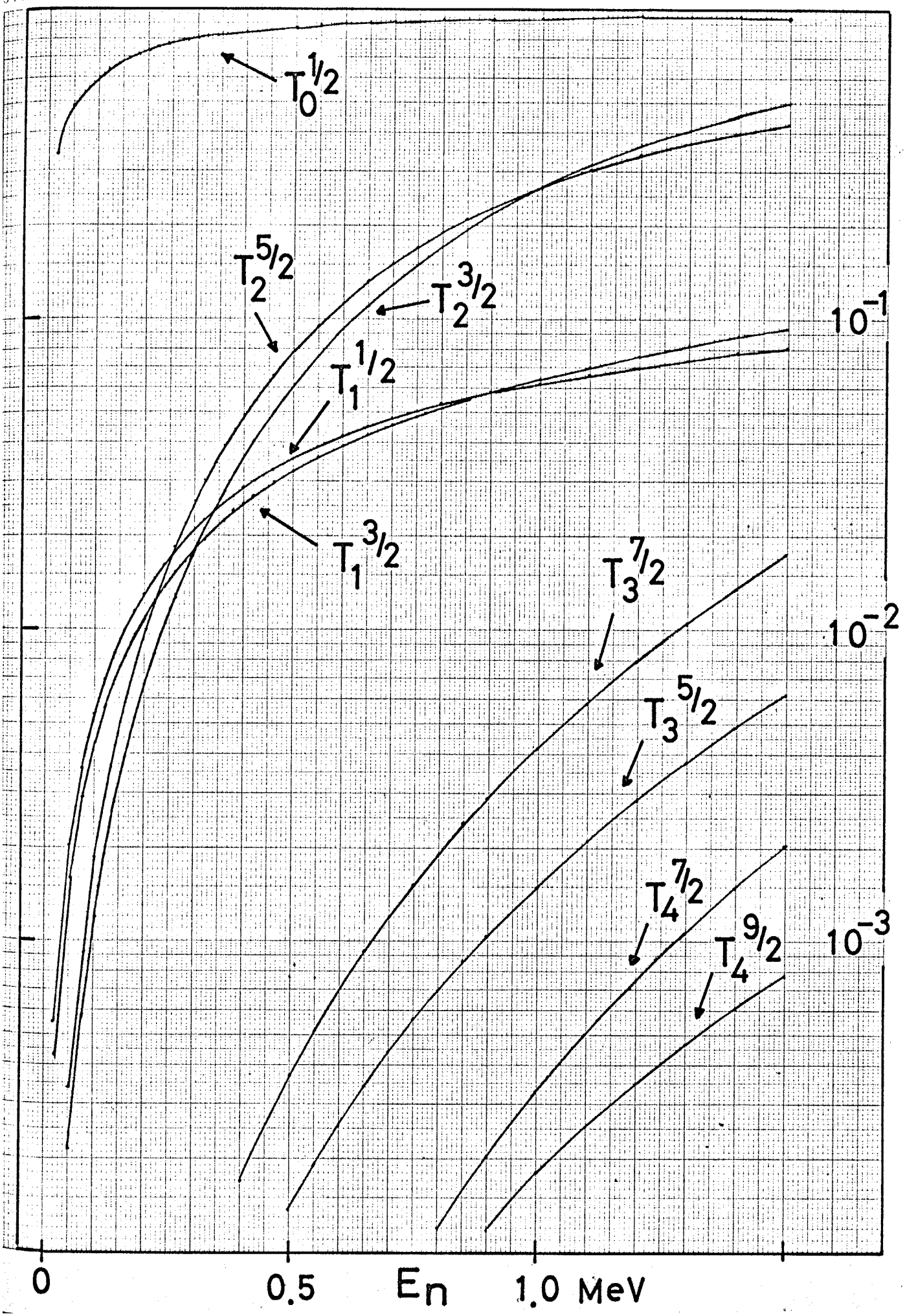


Fig 4-10(b)

Neutron Transmission

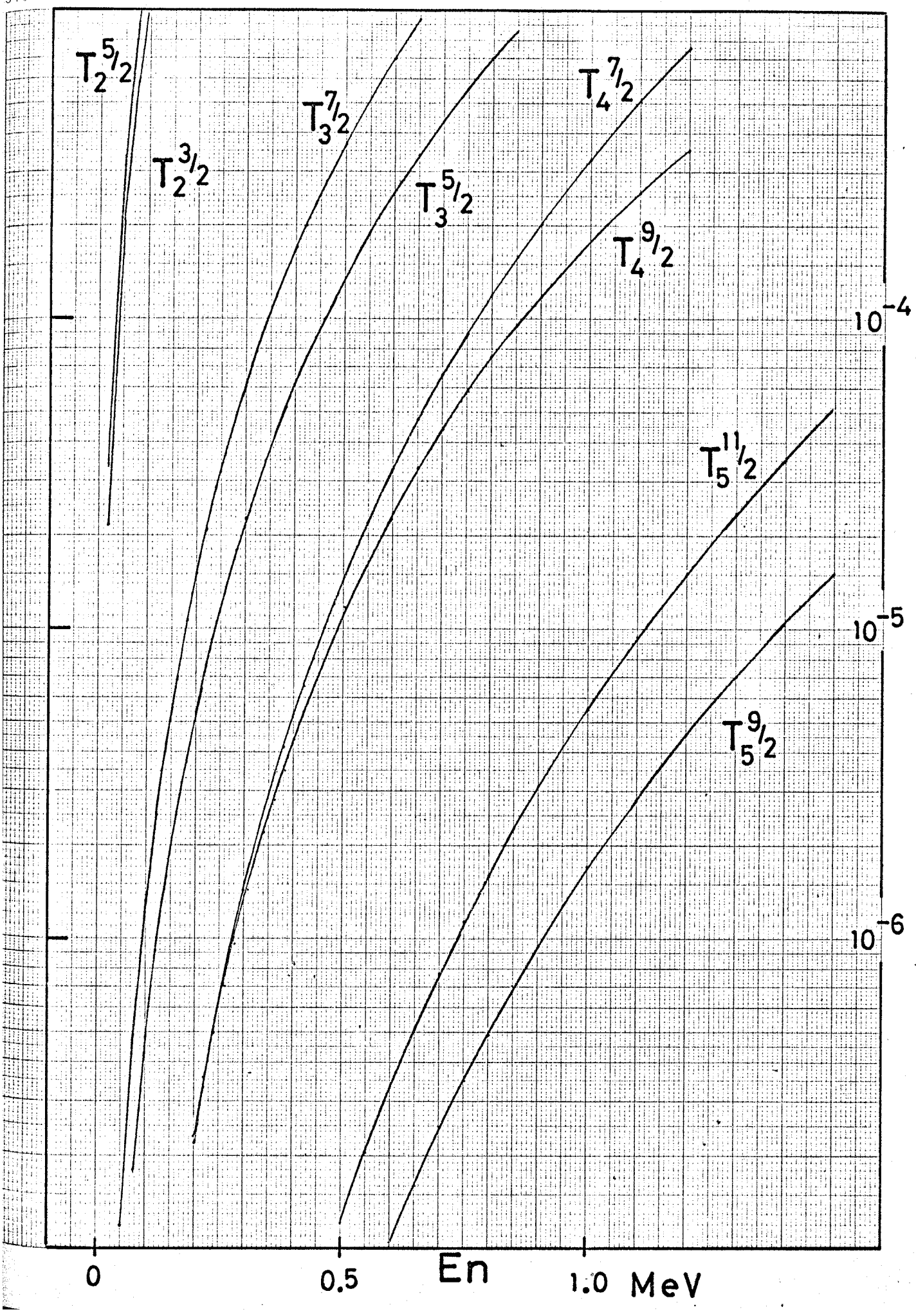


Table 4-1

OPTICAL POTENTIALの定義

[Automatic Search コード ㉞]

$$U = -\left\{V_c f_c^{(R)}(r) + i W_c f_c^{(I)}(r)\right\} + 2\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left\{V_s f_s^{(R)}(r) + i W_s f_s^{(I)}(r)\right\}$$

$$\times (\mathbf{L}\cdot\mathbf{S}) + \begin{cases} \frac{1}{2R_c}\left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) z Z e^2 & \text{------} \quad r \le R_c \\ \frac{1}{r}\cdot z Z e^2 & \text{----} \quad r > R_c \end{cases}$$

$$f_c^{(R)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_R}{a_R}\right)}$$

$$f_c^{(I)} = (1 - C_{sd})\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_I}{a_I}\right)} + C_{sd}\cdot\exp\left[-\left(\frac{r - R_G}{b}\right)^2\right]$$ 中性子用

$$f_c^{(I)} = (1 - C_{sd})\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_I}{a_I}\right)} + 4C_{sd}\cdot\exp\left(\frac{r - R_I}{a_I}\right)\frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_I}{a_I}\right)\right]^2}$$ 陽子用

$$f_s^{(R)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_{SR}}{a_{SR}}\right)}$$

$$f_s^{(I)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_{SI}}{a_{SI}}\right)}$$

$R_C = r_{0C} M^{1/3}$ $\quad R_R = r_{0R} M^{1/3}$ $\quad R_I = r_{0I} M^{1/3}$

$R_G = r_{0G} M^{1/3}$ $\quad R_{SR} = r_{SR} M^{1/3}$ $\quad R_{SI} = r_{SI} M^{1/3}$

Table 4-2

光学ポテンシャルのパラメーター（陽子）

Vc	(51 to 58)	52	57	MeV
Wc	(9.5 to 16.5)	11.5	13.5	MeV
Vc	7.5	MeV		
Ws	0	"		
r_{OR}	1.25	fm		
a_R	0.65	"		
r_{OC}	1.25	"		
r_{OI}	1.25	"		
a_I	0.47	"		
r_{SR}	1.25	"		
a_{SR}	0.65	"		
r_{SI}				
a_{SI}				
CSd	1	（表面吸収のみとなる）		

数値積分の刻みは 0.2 fm で r_{max} = 13 fm まで積分する.

（パラメーターの定義は 表 4-1 による.）

∴ Perey [35] のパラメーターより

NEUTRON TRANSMISSION COEFFICIENTS WITH B+F PARAMETERS A = 54.

E (Mev)	σ_r (barns)	$T_0^{1/2}$	$T_1^{1/2}$	$T_1^{3/2}$	$T_2^{3/2}$	$T_2^{5/2}$	$T_3^{5/2}$	$T_3^{7/2}$	$T_4^{7/2}$	$T_4^{9/2}$	$T_5^{9/2}$	$T_5^{11/2}$	$T_6^{11/2}$	$T_6^{13/2}$	$T_7^{13/2}$	$T_7^{15/2}$
0.100	5.3963	.7720	.0160	.0137												
0.200	3.4146	.8703	.0393	.0344	.0047	.0147										
0.300	2.6993	.9089	.0634	.0566	.0130	.0373										
0.400	2.3694	.9258	.0867	.0787	.0269	.0694										
0.500	2.1987	.9324	.1085	.1000	.0474	.1085										
0.600	2.1073	.9335	.1287	.1204	.0748	.1515	.0004	.0005								
0.700	2.0518	.9316	.1474	.1396	.1097	.1957	.0007	.0009								
0.800	2.0160	.9277	.1646	.1577	.1518	.2389	.0010	.0014								
0.900	1.9902	.9228	.1806	.1747	.2006	.2798	.0015	.0022								
1.000	1.9691	.9173	.1953	.1908	.2552	.3174	.0020	.0031								
1.100	1.9496	.9112	.2089	.2059	.3143	.3514	.0027	.0043								
1.200	1.9298	.9051	.2216	.2202	.3763	.3817	.0036	.0058								
1.300	1.9086	.8989	.2334	.2337	.4396	.4086	.0046	.0077								
1.400	1.8886	.8927	.2444	.2464	.5024	.4322	.0057	.0099	.0006	.0009						
1.500	1.8639	.8866	.2546	.2585	.5634	.4529	.0070	.0125	.0009	.0012						
1.600	1.8368	.8806	.2643	.2699	.6213	.4710	.0085	.0157	.0012	.0015						
1.700	1.8077	.8746	.2733	.2808	.6751	.4868	.0101	.0193	.0015	.0019						
1.800	1.7769	.8689	.2818	.2911	.7243	.5006	.0119	.0235	.0020	.0023						
1.900	1.7449	.8633	.2897	.3010	.7684	.5127	.0139	.0283	.0025	.0028						
2.000	1.7121	.8578	.2973	.3103	.8075	.5232	.0161	.0338	.0032	.0034						
2.100	1.6791	.8525	.3044	.3193	.8415	.5324	.0185	.0400	.0040	.0041						
2.200	1.6462	.8473	.3111	.3279	.8709	.5404	.0211	.0470	.0050	.0048						
2.300	1.6139	.8422	.3175	.3360	.8957	.5475	.0238	.0548	.0061	.0056						
2.400	1.5835	.8374	.3236	.3438	.9165	.5536	.0268	.0634	.0074	.0065	.0001	.0005				
2.500	1.5536	.8327	.3293	.3513	.9337	.5590	.0299	.0729	.0089	.0075	.0001	.0007				
2.600	1.5251	.8281	.3348	.3585	.9477	.5638	.0333	.0834	.0107	.0086	.0001	.0008				
2.700	1.4982	.8236	.3400	.3654	.9588	.5679	.0368	.0946	.0127	.0098	.0001	.0010				
2.800	1.4732	.8193	.3450	.3720	.9675	.5716	.0406	.1073	.0151	.0110	.0002	.0012				
2.900	1.4499	.8151	.3497	.3784	.9740	.5747	.0445	.1207	.0177	.0124	.0002	.0015				
3.000	1.4286	.8110	.3543	.3845	.9787	.5775	.0486	.1352	.0207	.0139	.0003	.0019				

Table 4-3

NEUTRON TRANSMISSION COEFFICIENTS, PEREY AND BUCK, A= 54.

Mev)	σ_r(barns)	$T_0^{1/2}$	$T_1^{1/2}$	$T_1^{3/2}$	$T_2^{3/2}$	$T_2^{5/2}$	$T_3^{5/2}$	$T_3^{7/2}$	$T_4^{7/2}$	$T_4^{9/2}$	$T_5^{9/2}$	$T_5^{11/2}$	$T_6^{11/2}$	$T_6^{13/2}$	$T_7^{13/2}$	$T_7^{15/2}$
200	3.5032	.8352	.0576	.0542	.0066	.0110										
400	2.5787	.9307	.1270	.1214	.0360	.0560	.0002	.0002								
500	2.3576	.9665	.1882	.1821	.0939	.1342	.0007	.0008								
300	2.3047	.9813	.2400	.2343	.1781	.2318	.0018	.0021	.0001	.0001						
000	2.2871	.9864	.2838	.2791	.2804	.3328	.0037	.0044	.0003	.0003						
200	2.2625	.9865	.3211	.3174	.3902	.4260	.0066	.0081	.0006	.0007						
00	2.2188	.9838	.3531	.3506	.4956	.5059	.0106	.0134	.0012	.0013						
00	2.1606	.9796	.3807	.3795	.5916	.5716	.0160	.0206	.0021	.0023						
00	2.0926	.9744	.4048	.4048	.6742	.6242	.0227	.0301	.0034	.0037	.	.0001				
00	2.0208	.9688	.4259	.4271	.7425	.6657	.0308	.0419	.0054	.0055	.0001	.0002				
00	1.9496	.9630	.4446	.4469	.7975	.6981	.0404	.0564	.0081	.0079	.0001	.0003				
00	1.8824	.9570	.4613	.4646	.8408	.7234	.0514	.0735	.0118	.0110	.0002	.0004				
00	1.8207	.9511	.4761	.4804	.8744	.7431	.0638	.0934	.0165	.0147	.0003	.0007				
00	1.7657	.9452	.4892	.4946	.9001	.7586	.0775	.1161	.0224	.0192	.0004	.0010				
00	1.7174	.9395	.5010	.5073	.9195	.7704	.0924	.1413	.0298	.0245	.0006	.0015				
00	1.6757	.9336	.5118	.5190	.9339	.7795	.1085	.1690	.0387	.0305	.0009	.0021				
00	1.6402	.9284	.5215	.5295	.9443	.7865	.1256	.1989	.0492	.0373	.0012	.0029	.	.0001		
00	1.6102	.9232	.5303	.5390	.9516	.7916	.1435	.2307	.0614	.0449	.0016	.0040	.	.0001		
00	1.5852	.9180	.5383	.5477	.9564	.7955	.1621	.2639	.0755	.0532	.0021	.0053	.0001	.0001		
00	1.5643	.9131	.5456	.5556	.9594	.7984	.1812	.2982	.0913	.0623	.0027	.0070	.0001	.0001		
00	1.5469	.9083	.5523	.5629	.9608	.7999	.2009	.3332	.1088	.0720	.0035	.0091	.0001	.0002		
00	1.5327	.9036	.5584	.5695	.9610	.8012	.2209	.3684	.1279	.0824	.0044	.0116	.0002	.0003		
00	1.5210	.8991	.5640	.5755	.9604	.8024	.2411	.4034	.1485	.0933	.0056	.0147	.0002	.0003		
00	1.5111	.8948	.5691	.5811	.9590	.8026	.2613	.4379	.1704	.1047	.0069	.0185	.0003	.0004		
00	1.5026	.8906	.5738	.5862	.9571	.8024	.2815	.4715	.1933	.1166	.0085	.0230	.0003	.0006		

Table 4-5

光学ポテンシャルのパラメーター
(中性子)
(Moldauer の最良フィット ㊳)

Vc	46.0	MeV
Wc	14.0	"
Vs	7.0	"
Ws	0	"
r_{OR}	1.32	fm
a_R	0.62	"
r_{OC}		
r_{OS}	1.32	"
a_{RS}	0.62	"
r_{IS}		
a_{IS}		
r_{OI}		
a_I		
r_{OG}	1.45	"
b	0.5	"
CSd	1	

パラメーターの定義は 表4-1 による.
虚部は Gauss 型の表面吸収のみ.

Fig 5-1(a)

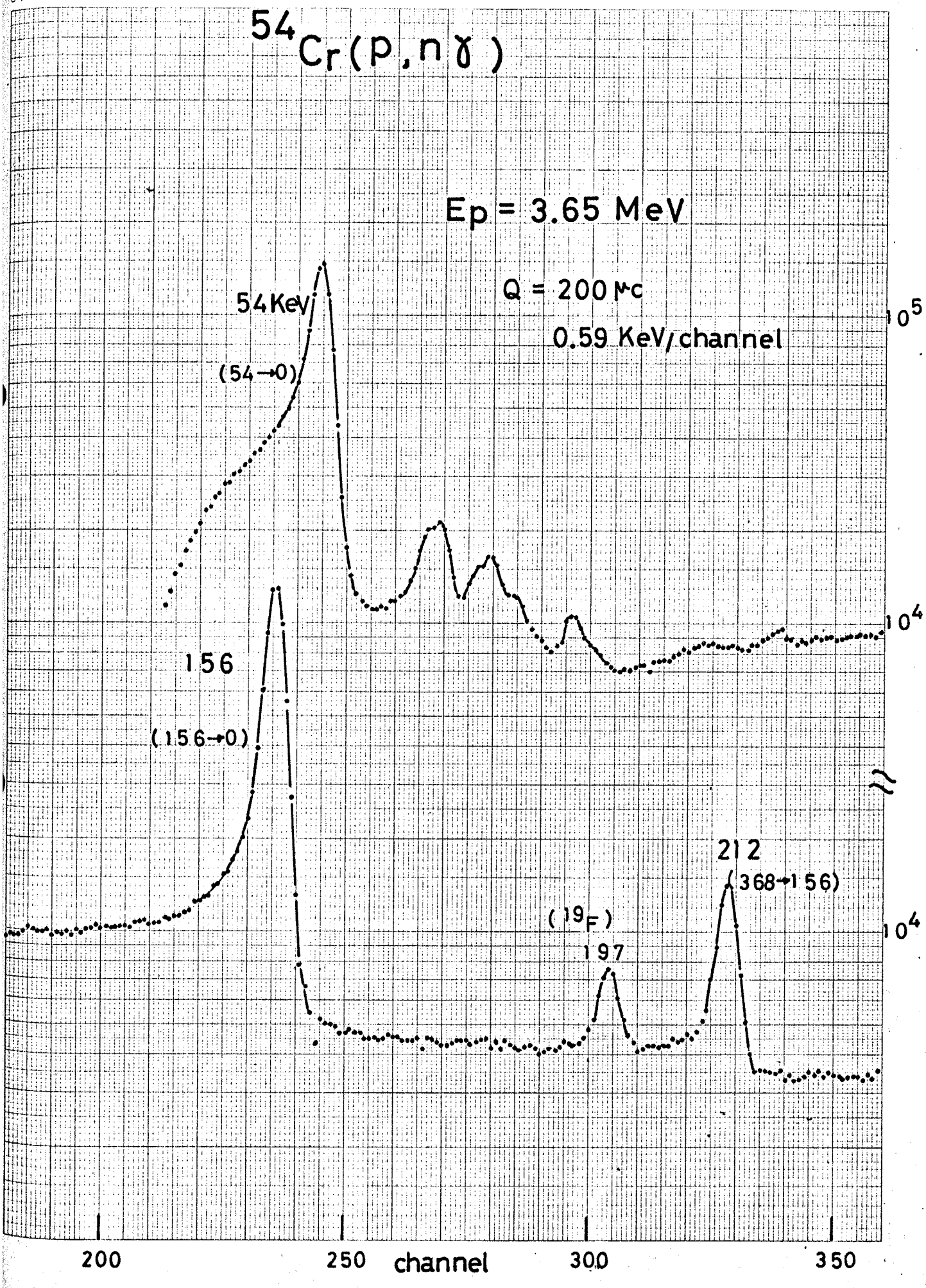

$^{54}Cr(p,n\gamma)$
Ep = 3.65 MeV
Q = 200 μc
0.59 KeV/channel
54 KeV
(54→0)
156
(156→0)
212
(368→156)
(^{19}F)
197
10^5
10^4
10^4
200
250
channel
300
350

Fig 5-1(b)

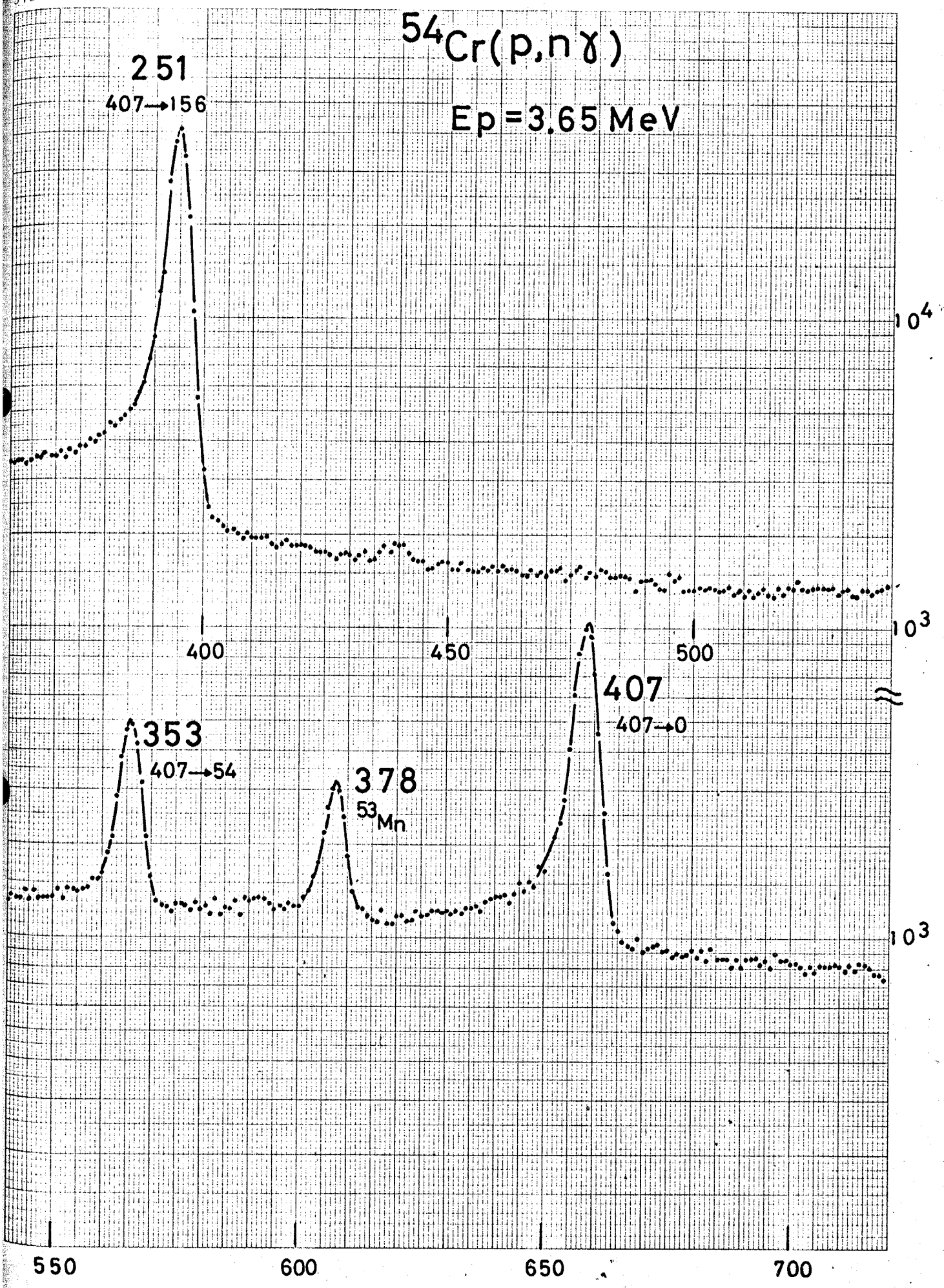

^{54}Cr(p,nγ)
Ep=3.65 MeV
251
407→156
353
407→54
378
^{53}Mn
407
407→0
400
450
500
550
600
650
700
10^4
10^3
10^3

Fig 5-2(a)

JIS A4 180×250mm

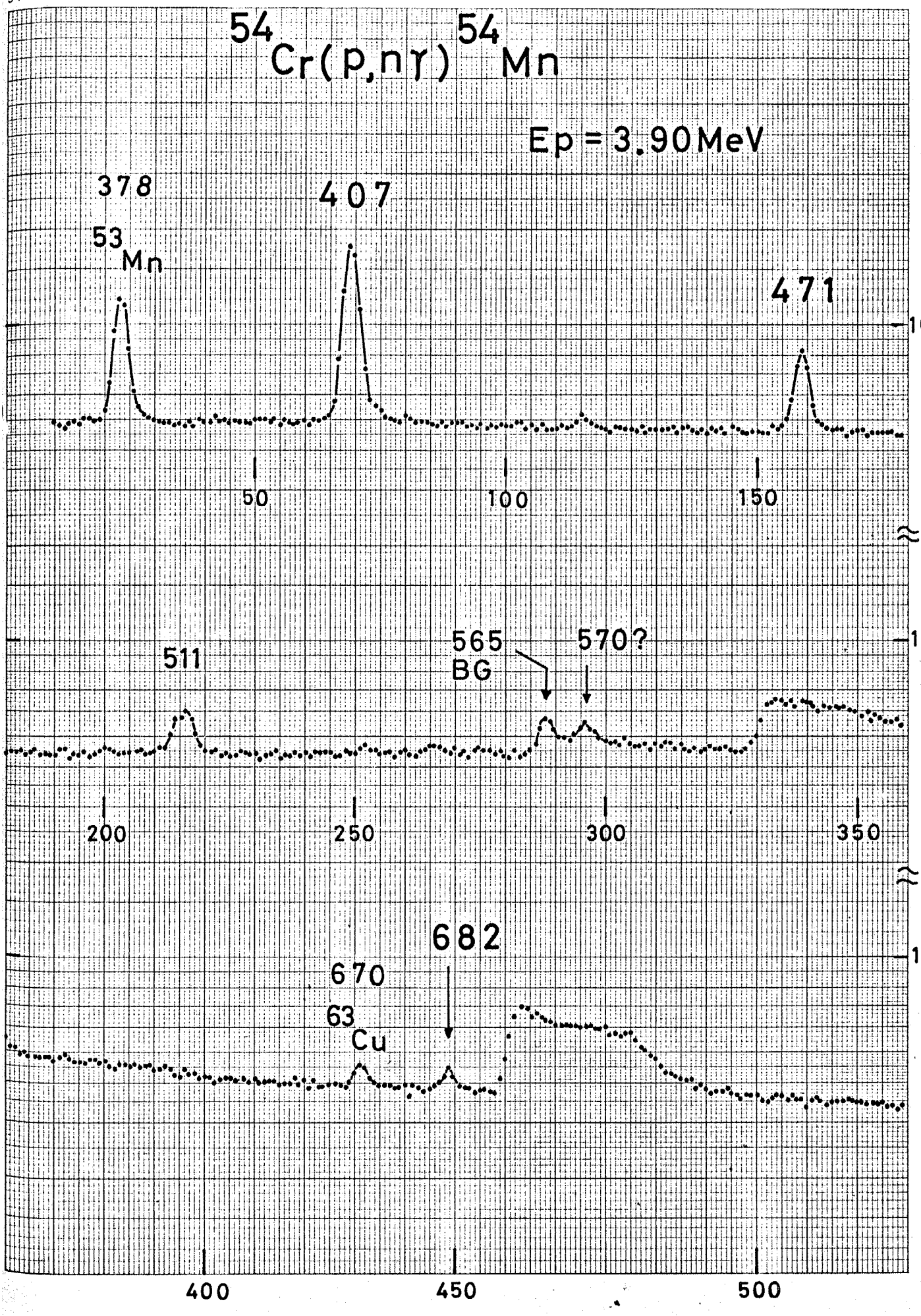


Fig 5-2 (b)

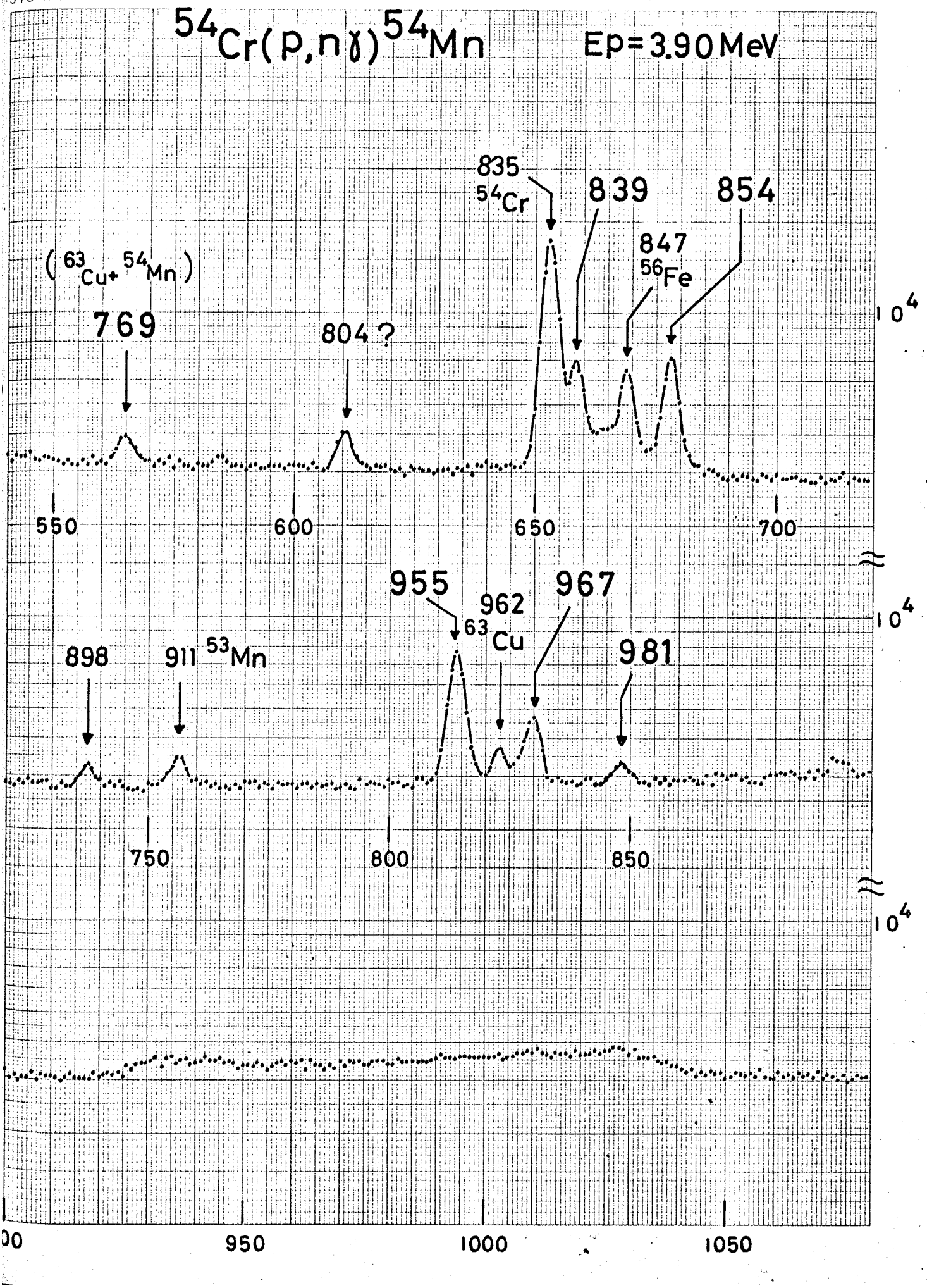

$^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$
Ep=3.90MeV
835
^{54}Cr
839
854
847
^{56}Fe
(^{63}Cu+ ^{54}Mn)
769
804 ?
10^4
550
600
650
700
955
962
^{63}Cu
967
898
911 ^{53}Mn
981
10^4
750
800
850
10^4
950
1000
1050

Fig 5-2(c)

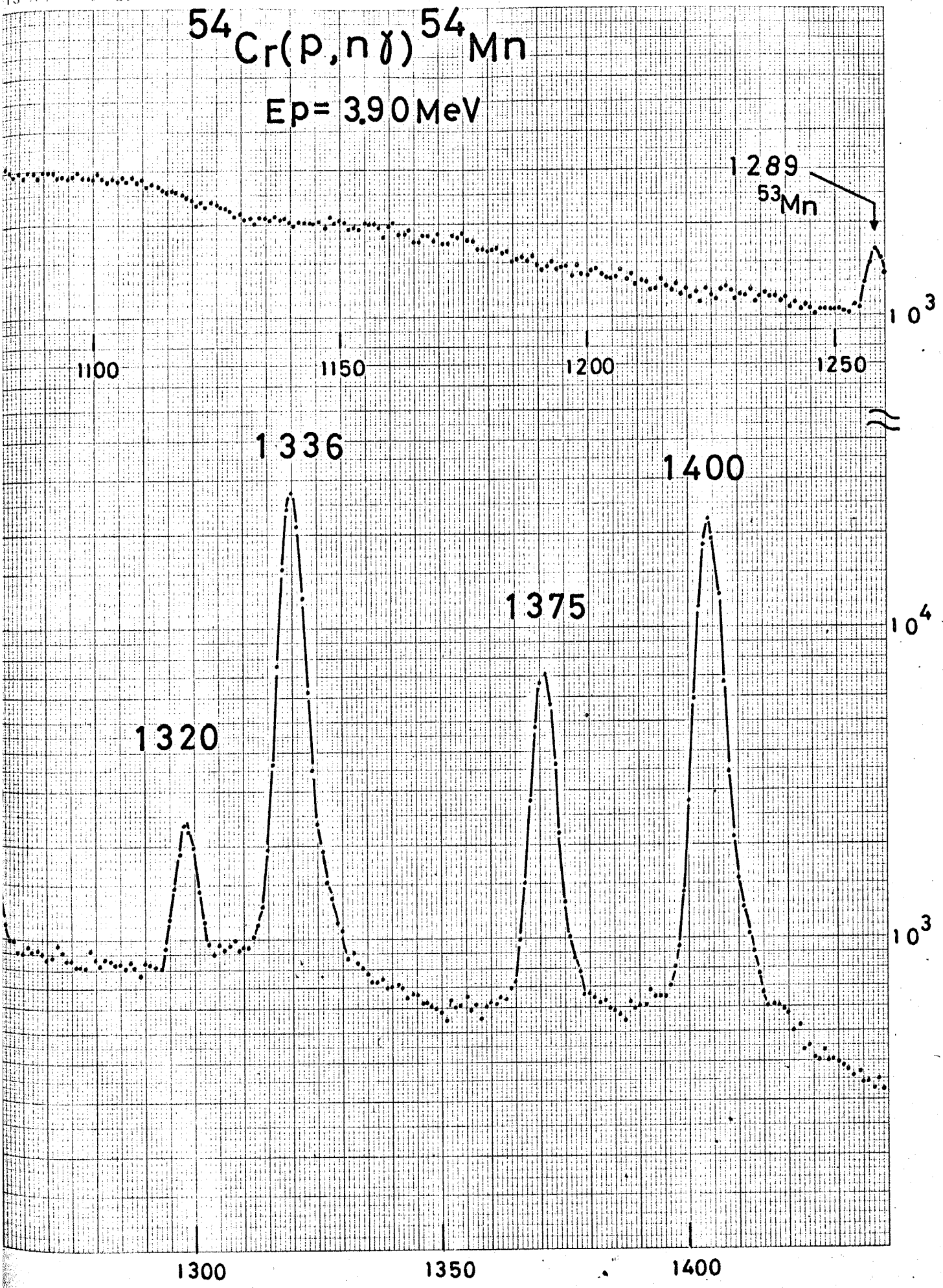

$^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$
Ep= 3.90 MeV
1289
^{53}Mn
10^3
1100
1150
1200
1250
1336
1400
1375
10^4
1320
10^3
1300
1350
1400

Fig 5-2 (d)

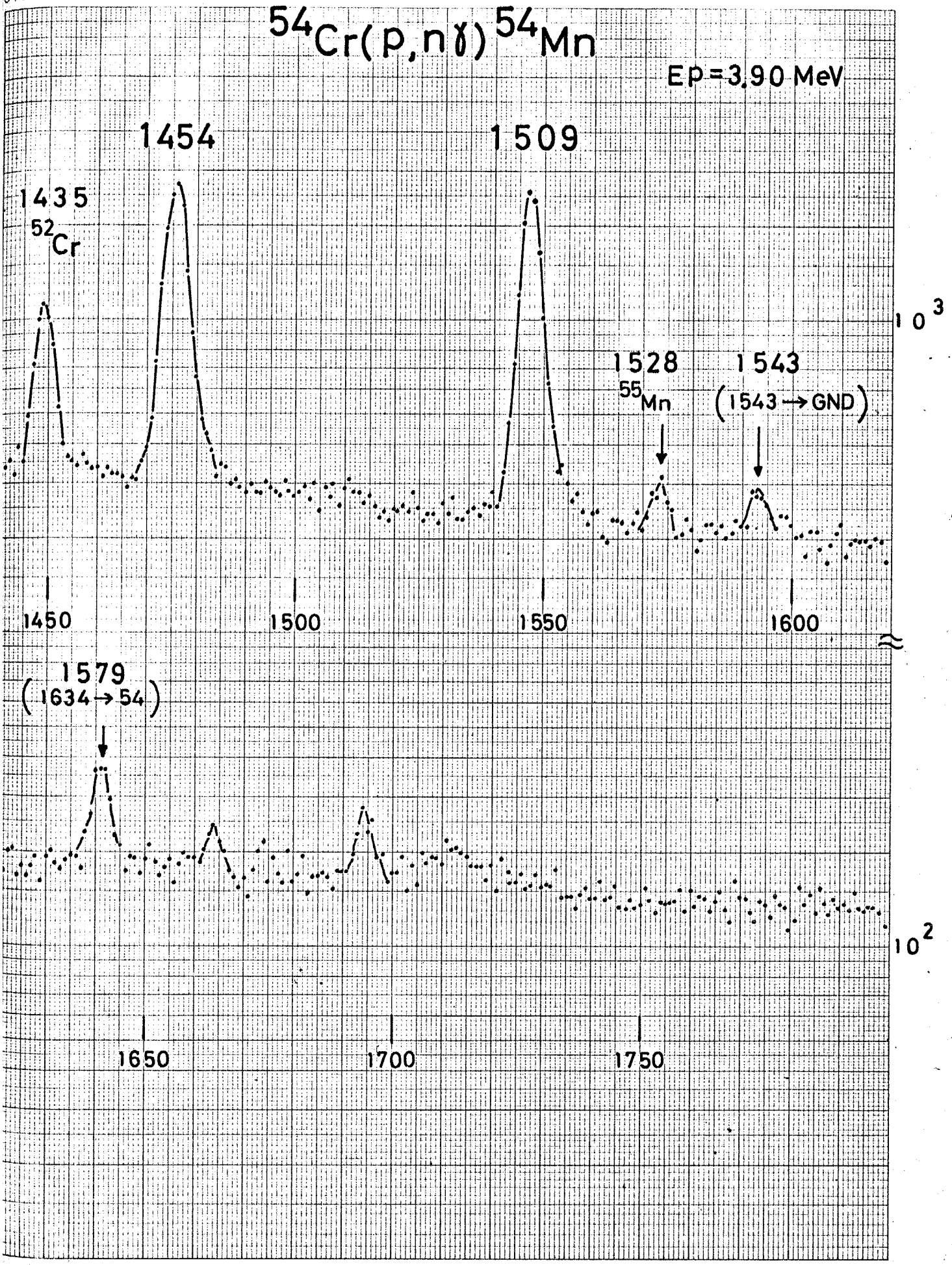

$^{54}Cr(p,n\gamma)^{54}Mn$
Ep=3.90 MeV
1454
1509
1435
^{52}Cr
1528
^{55}Mn
1543
(1543→GND)
10^3
1450
1500
1550
1600
1579
(1634→54)
10^2
1650
1700
1750

Fig 5-3

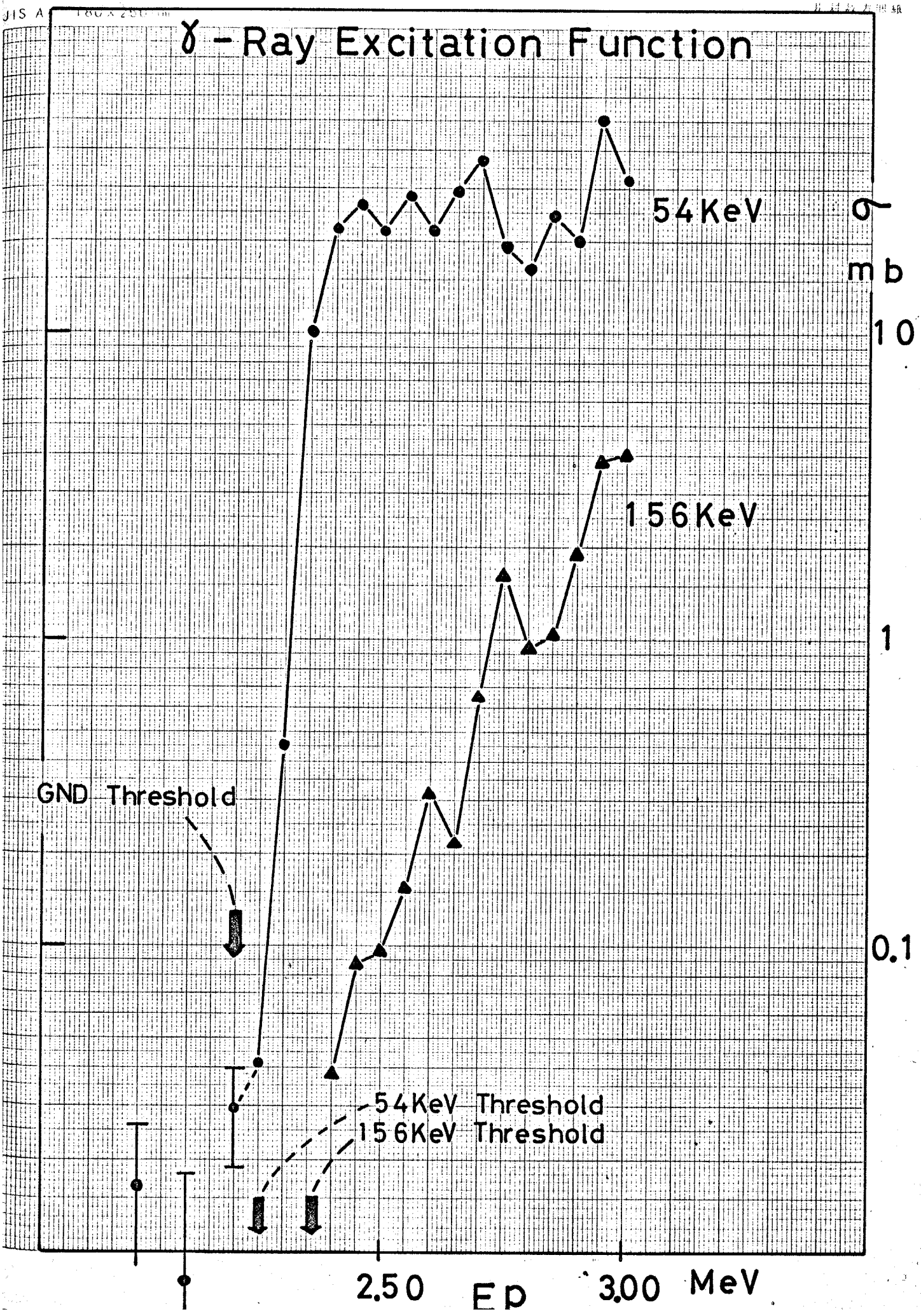

γ-Ray Excitation Function
54KeV
156KeV
σ
mb
10
1
0.1
GND Threshold
54KeV Threshold
156KeV Threshold
2.50
Ep
3.00
MeV

Fig 5-4

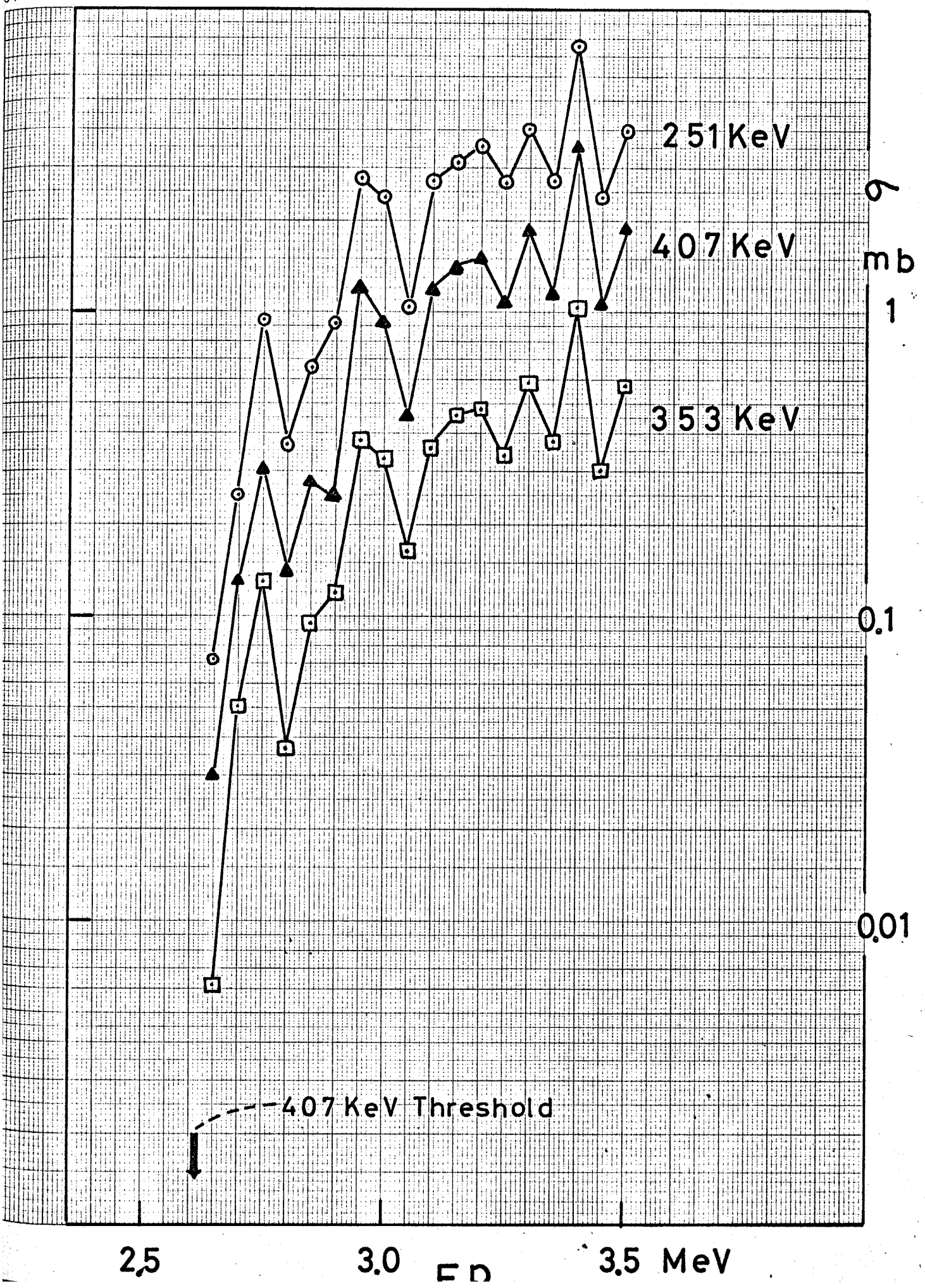

251 KeV
407 KeV
353 KeV
σ
mb
1
0.1
0.01
407 KeV Threshold
2.5
3.0
3.5 MeV
Ep

Fig 5-5

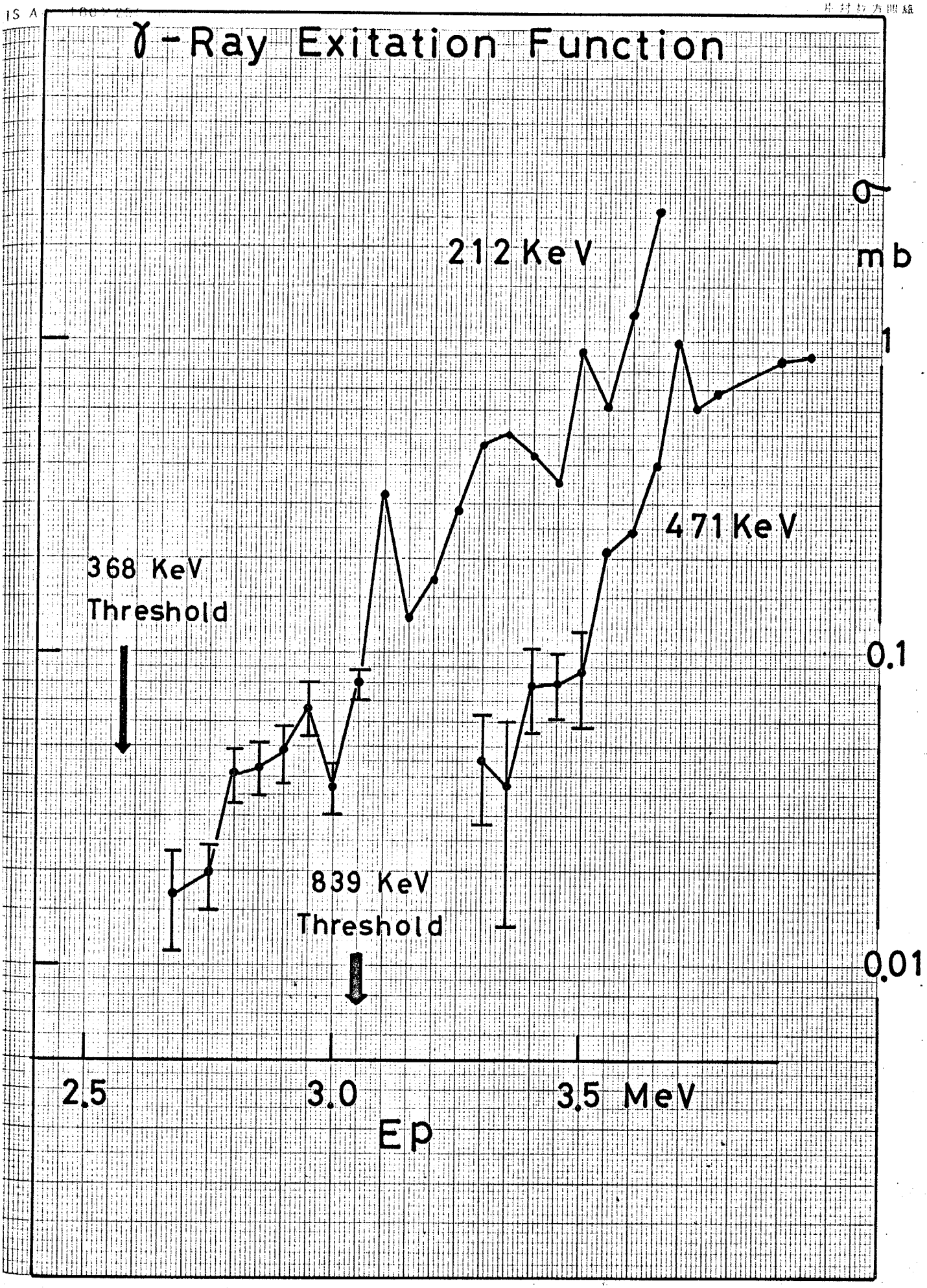

γ-Ray Exitation Function
σ
mb
1
0.1
0.01
212 KeV
471 KeV
368 KeV
Threshold
839 KeV
Threshold
2.5
3.0
3.5 MeV
Ep

Fig 5-6

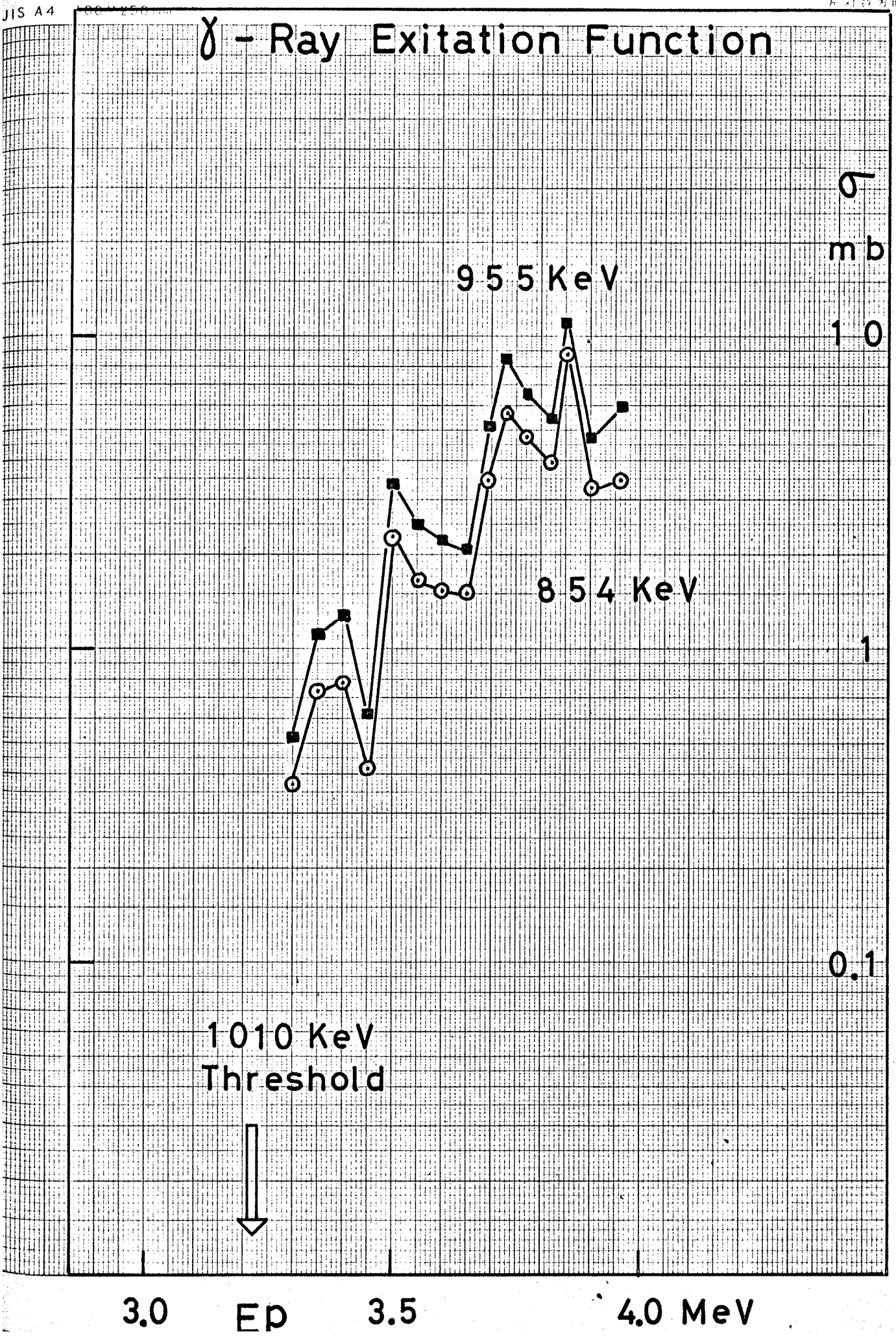

γ - Ray Exitation Function
σ
mb
955 KeV
854 KeV
10
1
0.1
1010 KeV
Threshold
3.0
Ep
3.5
4.0 MeV

Fig 5-7

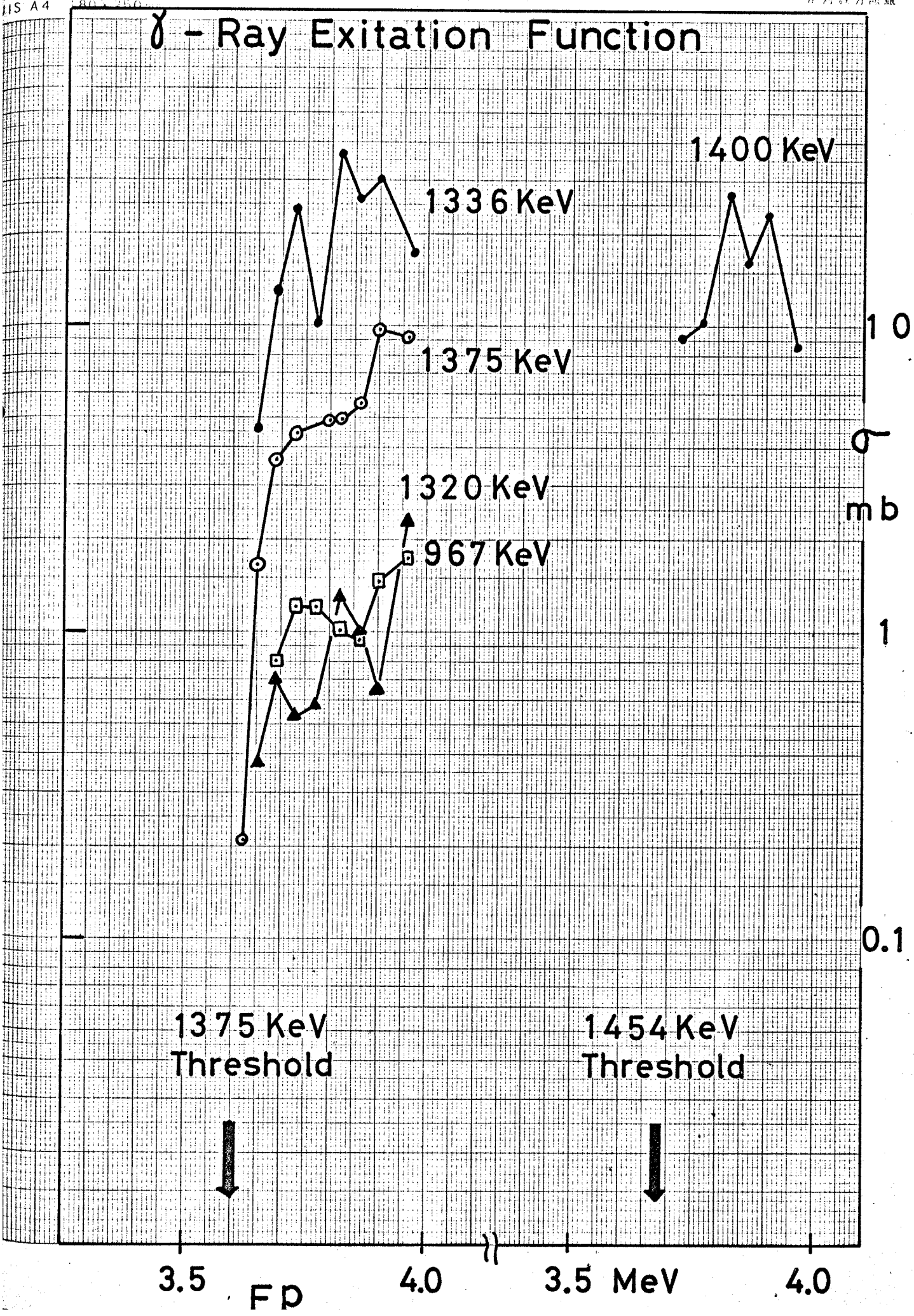

γ - Ray Exitation Function
1400 KeV
1336 KeV
1375 KeV
1320 KeV
967 KeV
10
σ
mb
1
0.1
1375 KeV
Threshold
1454 KeV
Threshold
3.5
Fp
4.0
3.5 MeV
4.0

Fig 5-8

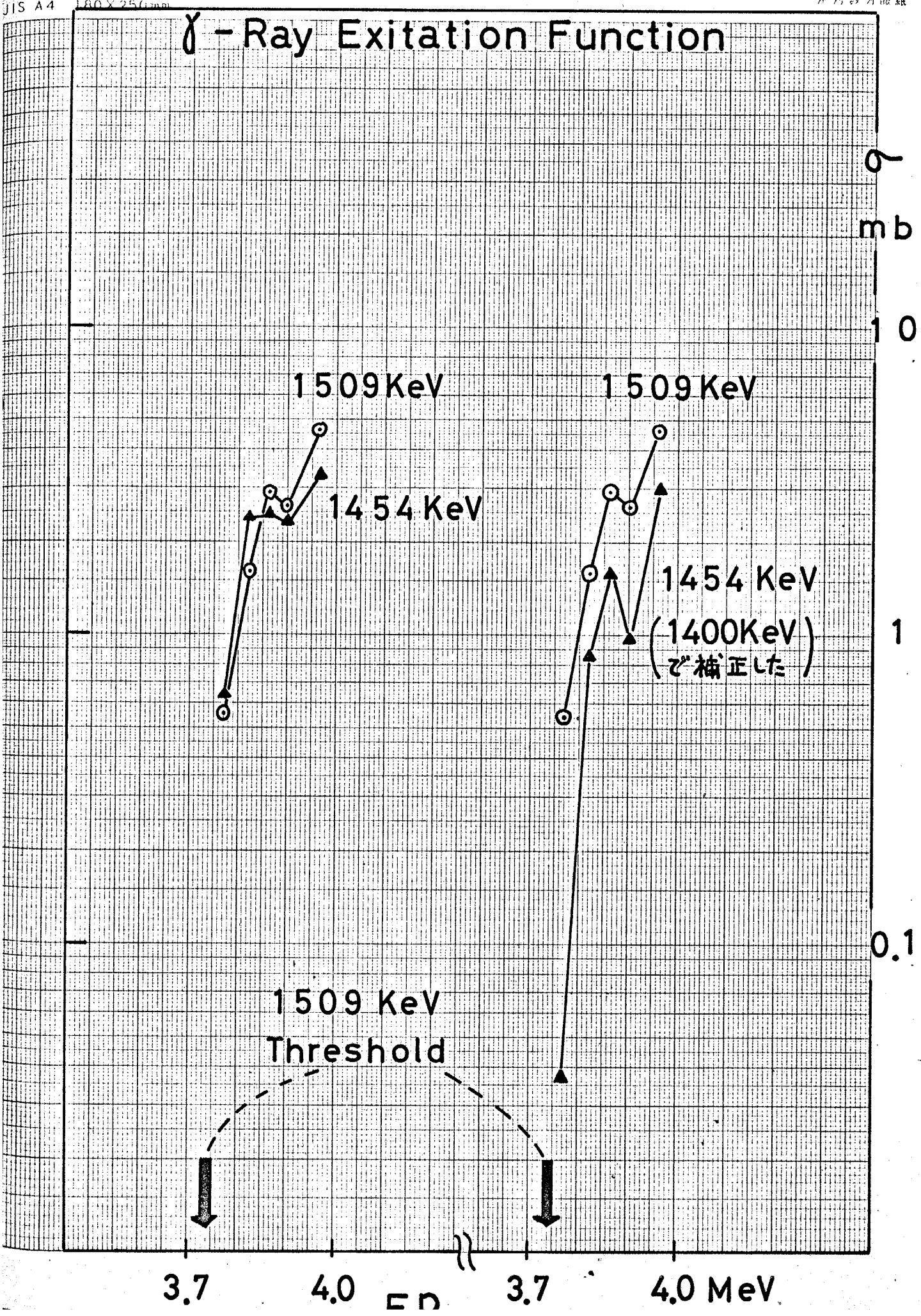

γ-Ray Exitation Function
σ
mb
10
1
0.1
1509KeV
1454KeV
1509KeV
1454 KeV
(1400KeV
で補正した)
1509 KeV
Threshold
3.7
4.0
3.7
4.0 MeV
Ep

Fig 5-9

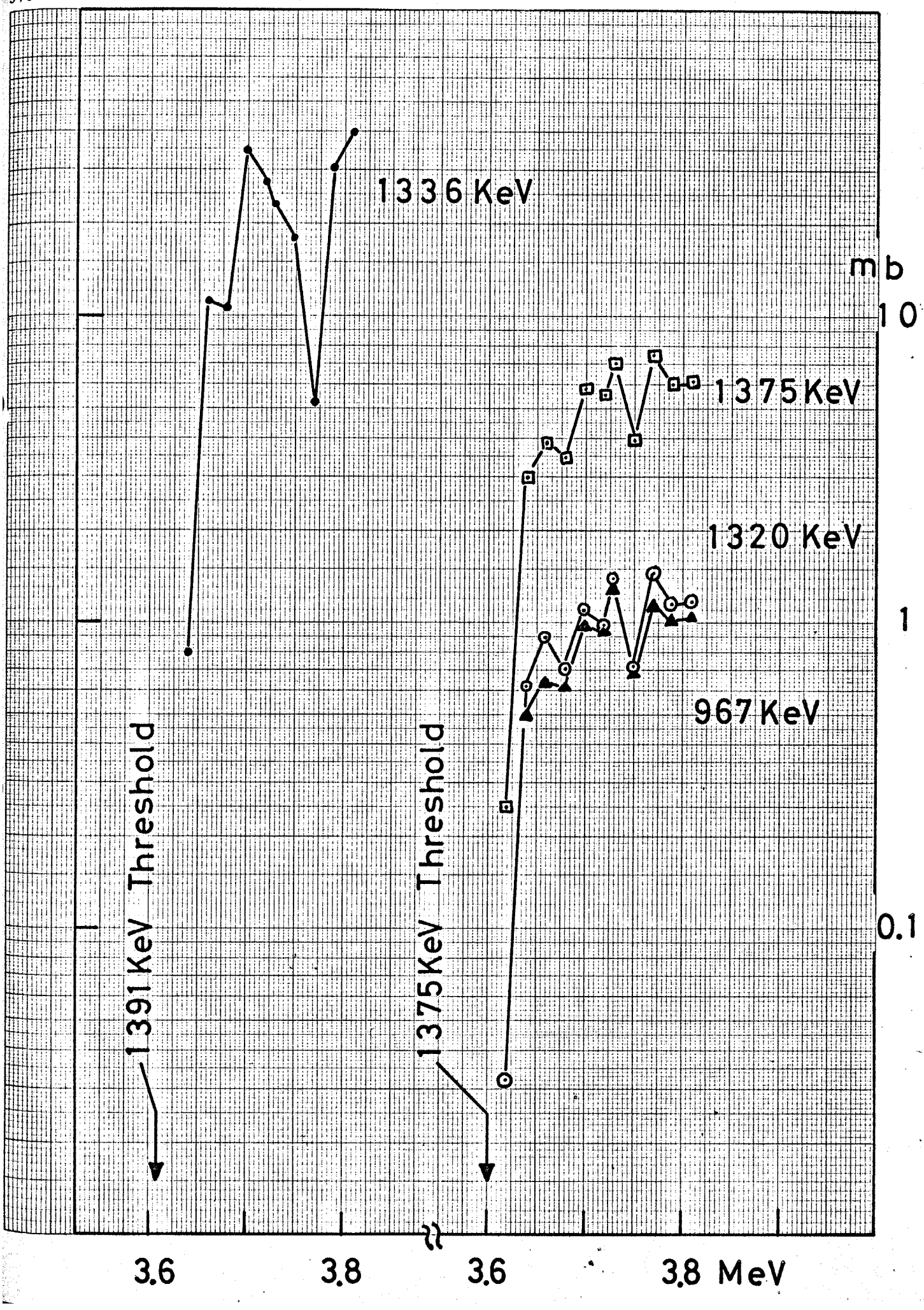

1336 KeV
1375 KeV
1320 KeV
967 KeV
mb
10
1
0.1
1391 KeV Threshold
1375 KeV Threshold
3.6
3.8
3.6
3.8 MeV

Fig 5-10

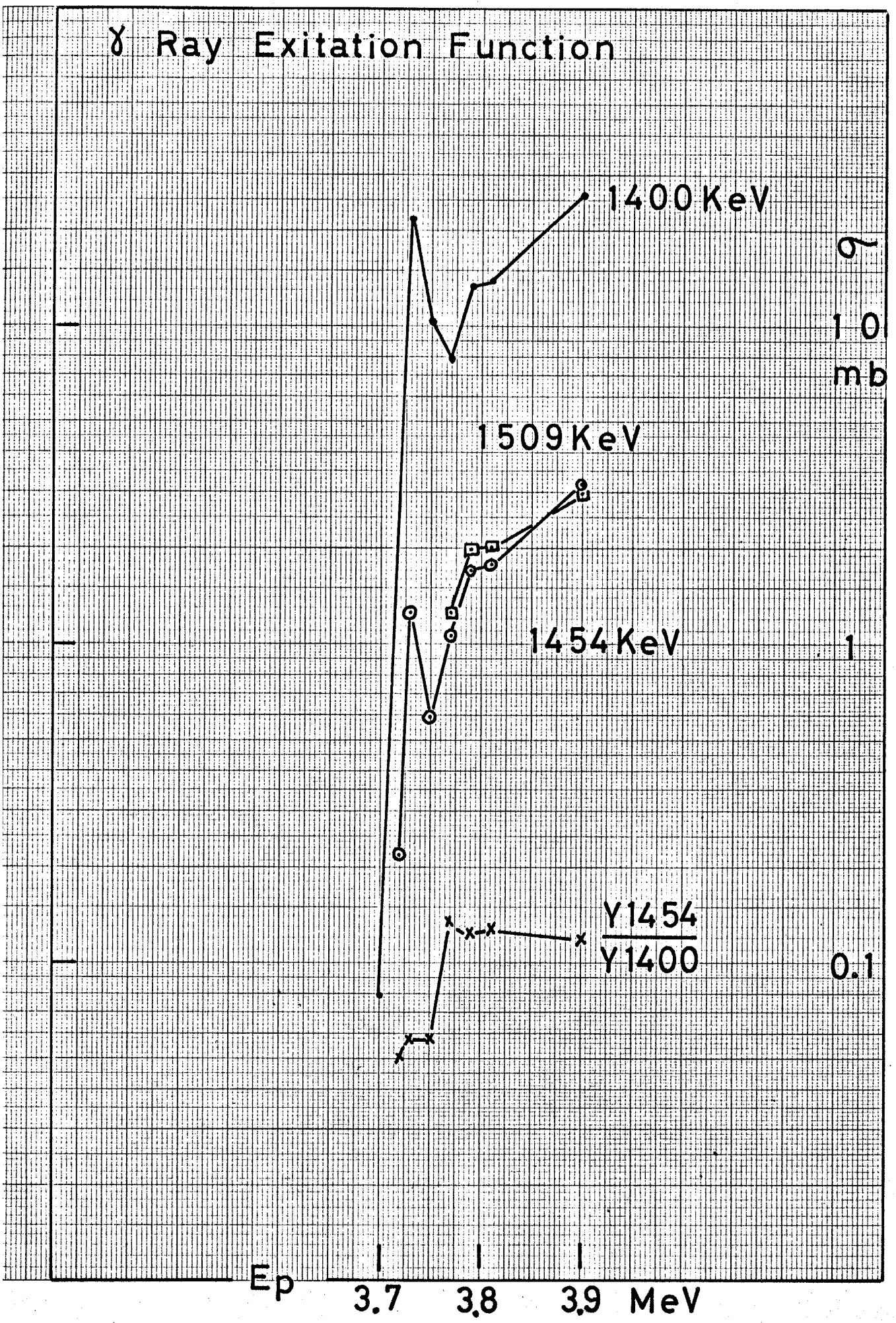

γ Ray Exitation Function
1400 KeV
1509 KeV
1454 KeV
Y1454 / Y1400
σ
10
mb
1
0.1
Ep
3.7
3.8
3.9
MeV

Fig 5-11

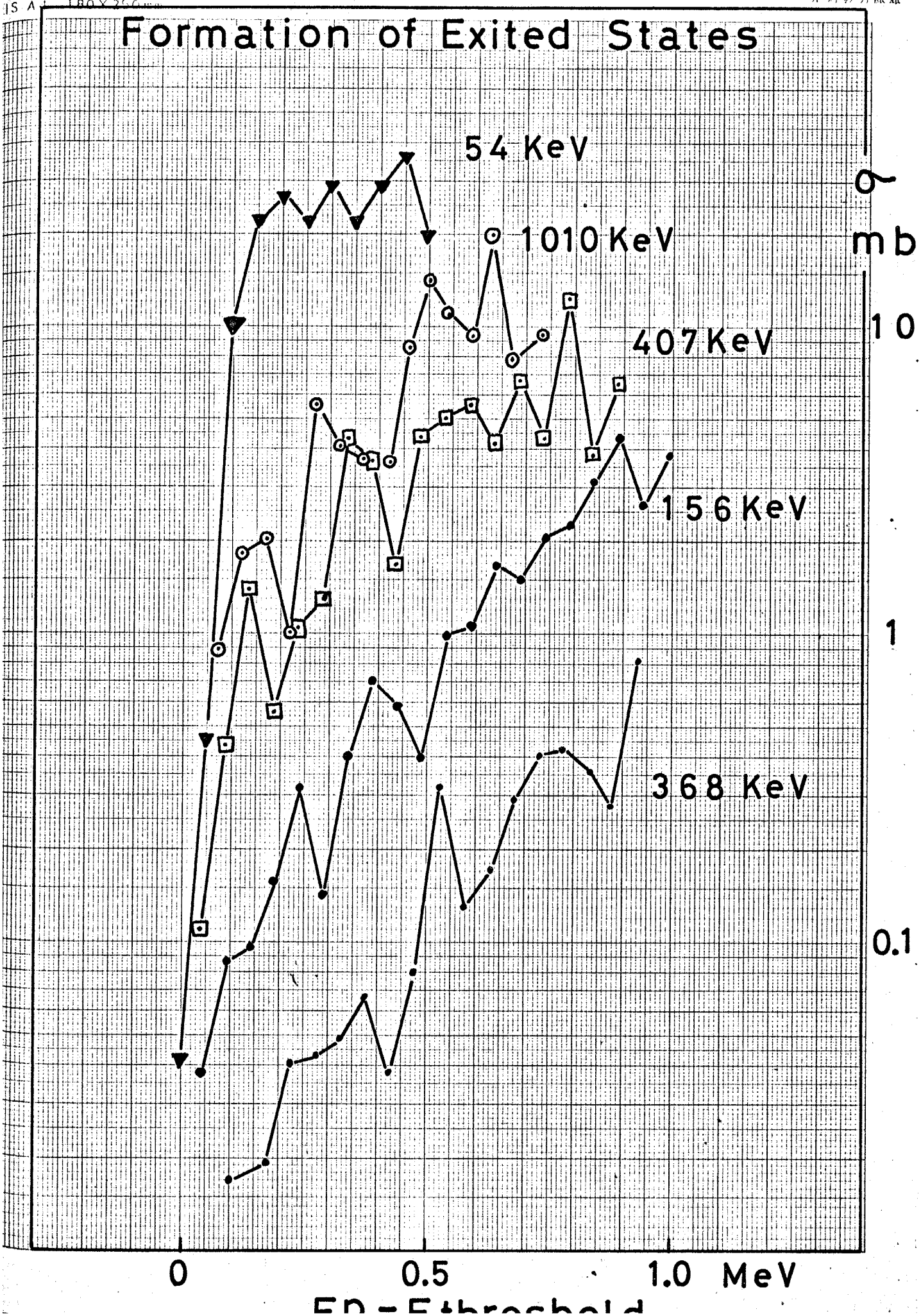

Formation of Exited States
54 KeV
1010 KeV
407 KeV
156 KeV
368 KeV
σ
mb
10
1
0.1
0
0.5
1.0 MeV
Ep - Ethreshold

Fig 5-12

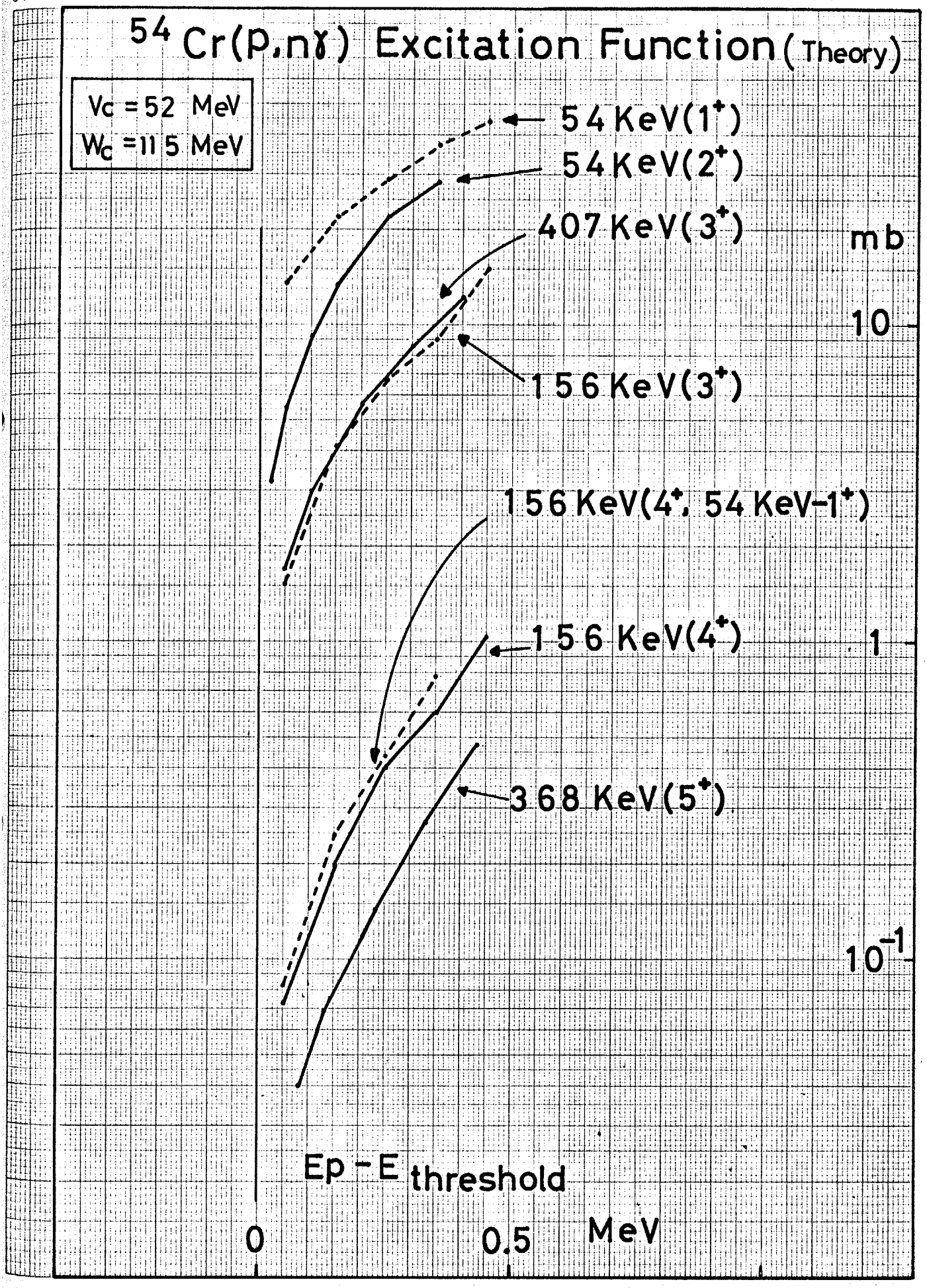

54 Cr(p,nγ) Excitation Function (Theory)
Vc = 52 MeV
Wc = 11.5 MeV
54 KeV(1+)
54 KeV(2+)
407 KeV(3+)
156 KeV(3+)
156 KeV(4+, 54 KeV-1+)
156 KeV(4+)
368 KeV(5+)
mb
10
1
10-1
Ep - E threshold
0
0.5
MeV

Fig 5-13

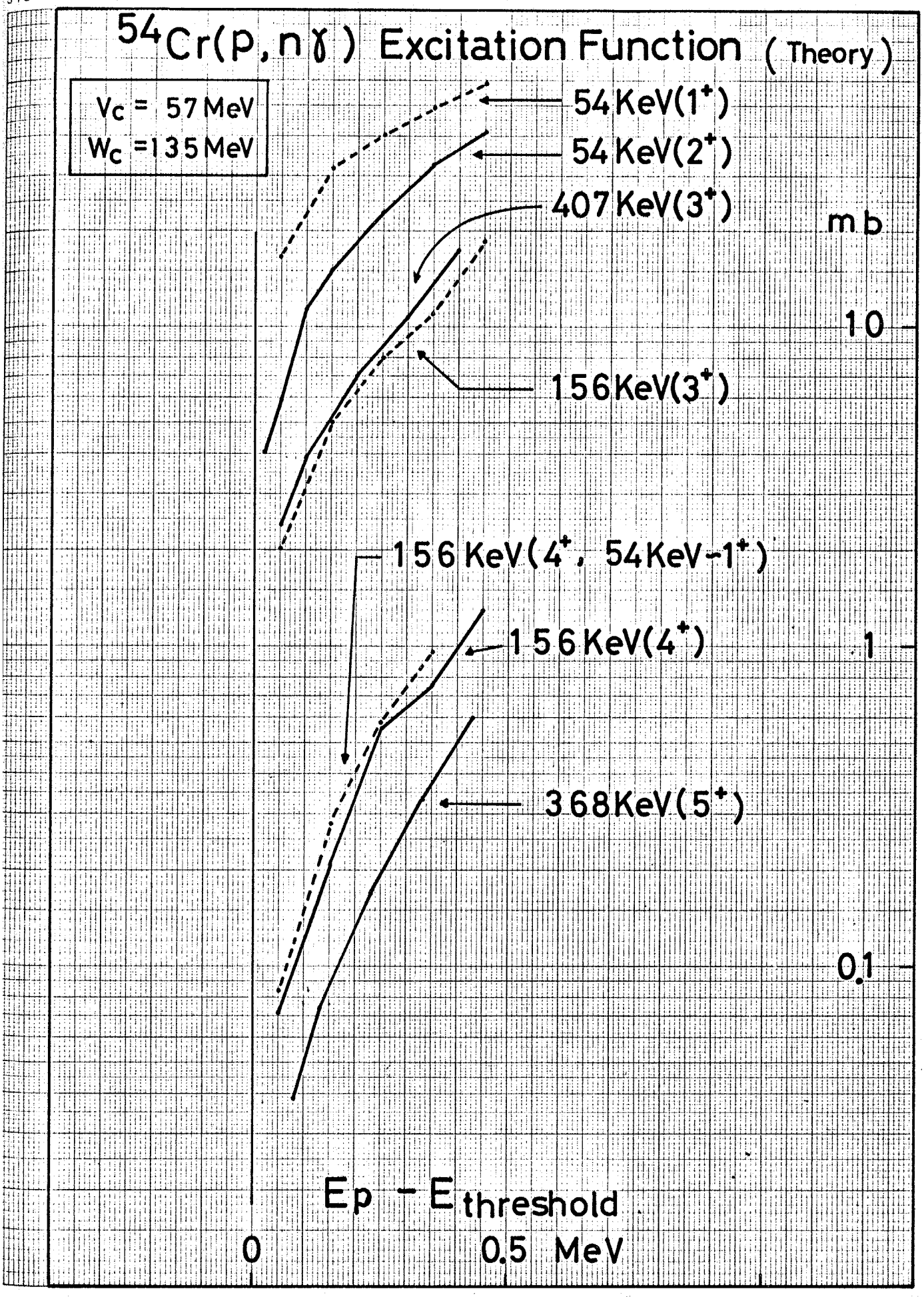

^{54}Cr(p,nγ) Excitation Function (Theory)
Vc = 57 MeV
Wc = 135 MeV
54 KeV(1+)
54 KeV(2+)
407 KeV(3+)
156 KeV(3+)
156 KeV(4+, 54 KeV-1+)
156 KeV(4+)
368 KeV(5+)
mb
10
1
0.1
Ep − E threshold
0
0.5 MeV

Fig 5-14 (a)

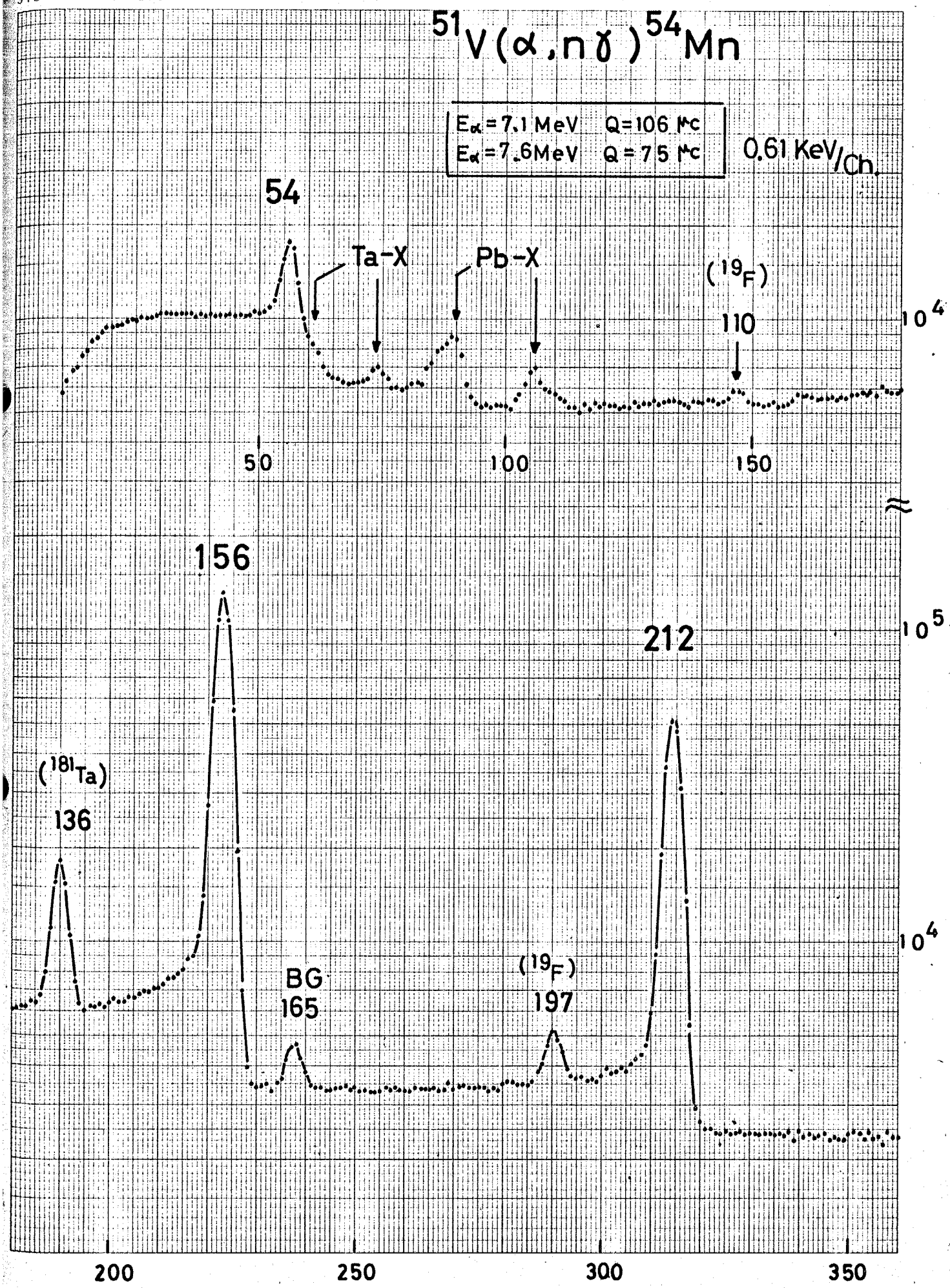

$^{51}V(\alpha,n\gamma)^{54}Mn$
E_α = 7.1 MeV Q = 106 μc
E_α = 7.6 MeV Q = 75 μc
0.61 KeV/Ch.
54
Ta-X
Pb-X
(^{19}F)
110
10^4
50
100
150
156
212
(^{181}Ta)
136
BG
165
(^{19}F)
197
10^5
10^4
200
250
300
350

Fig 5-14(b)

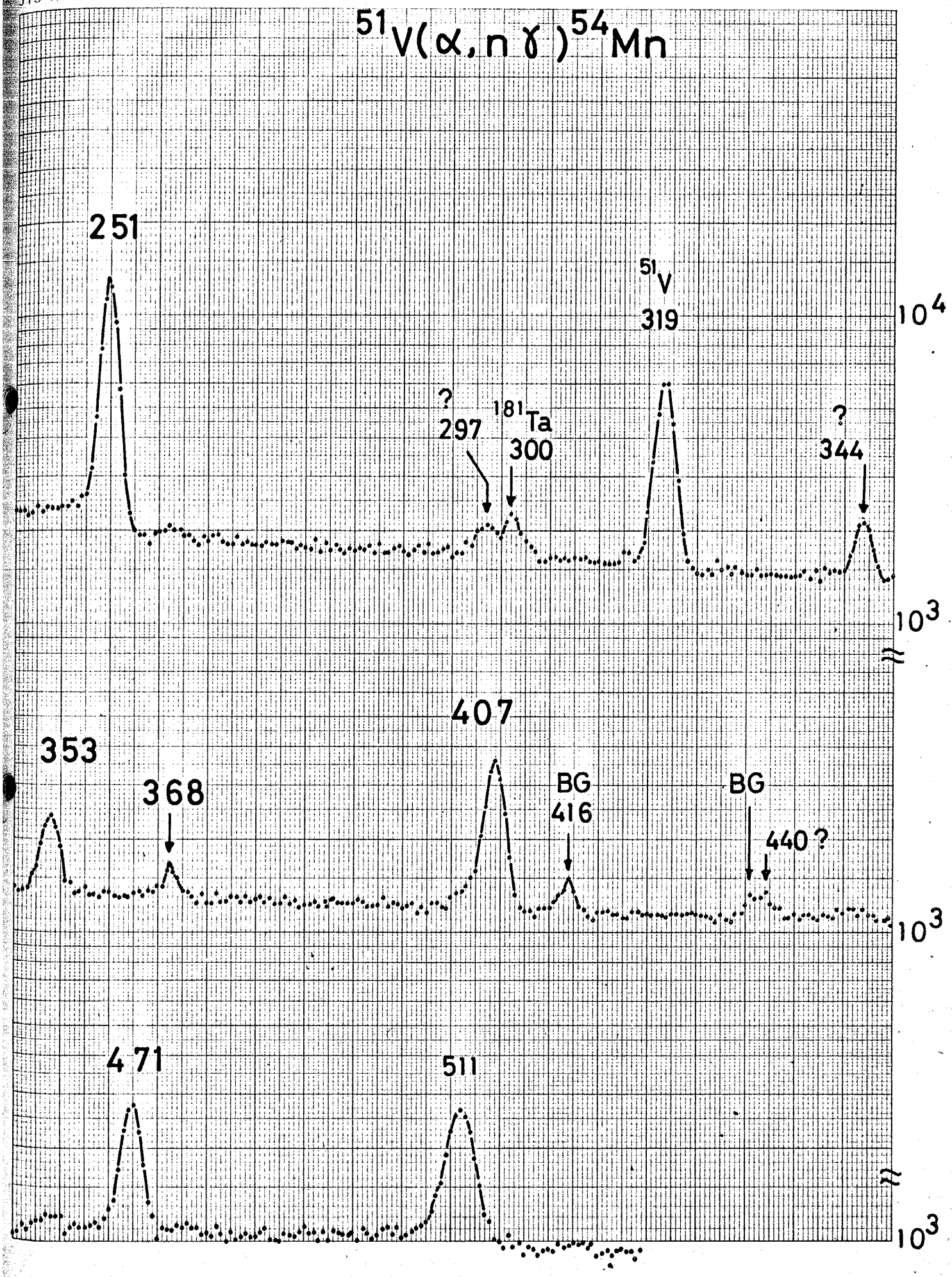

JIS A4 180×250mm
片対数方眼紙
$^{51}V(\alpha,n\gamma)^{54}Mn$
251
^{51}V
319
?
297
^{181}Ta
300
?
344
10^4
10^3
353
368
407
BG
416
BG
440?
10^3
471
511
10^3

Fig 5-14 (c)

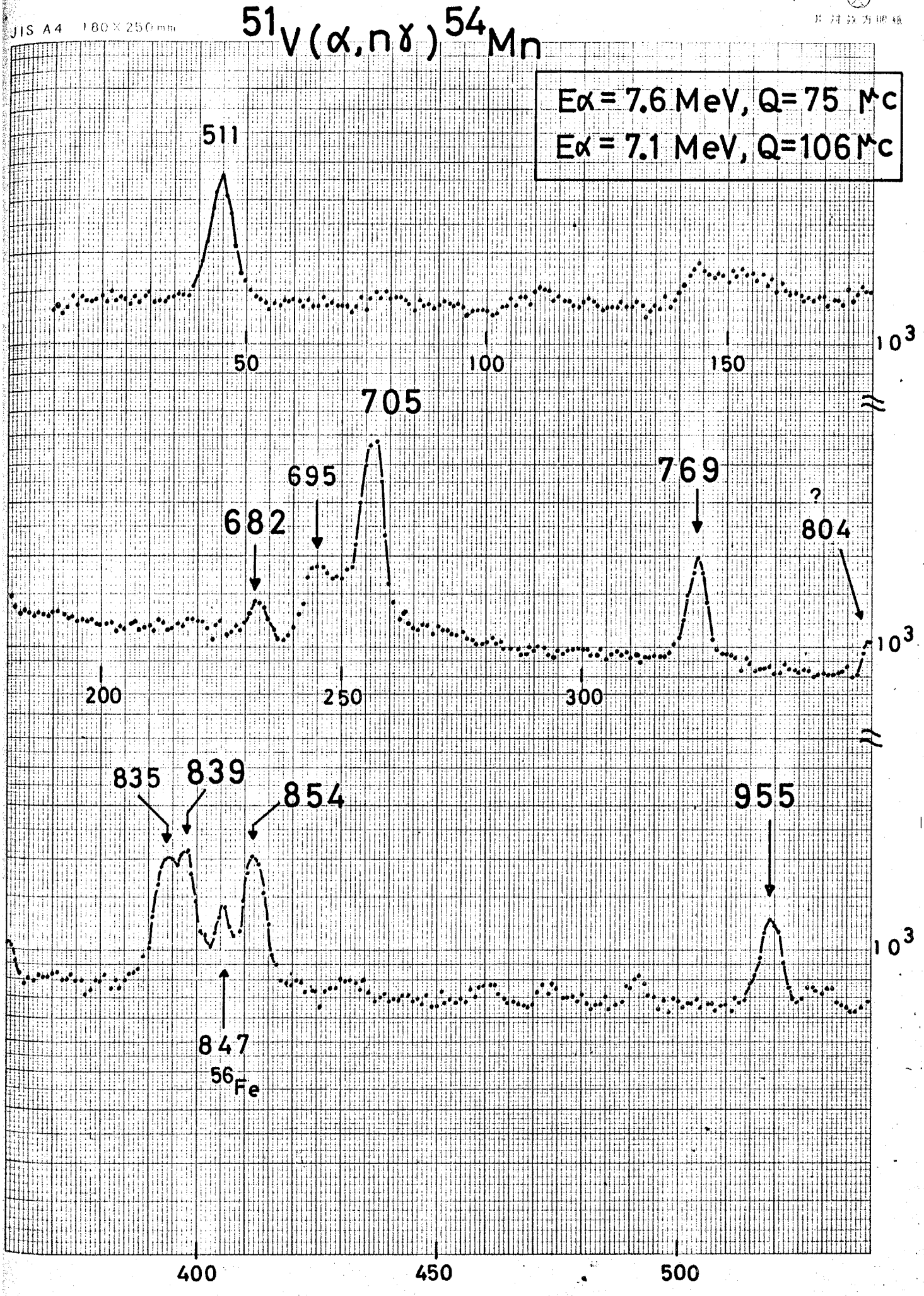

JIS A4 180×250mm
$^{51}V(\alpha,n\gamma)^{54}Mn$
Eα = 7.6 MeV, Q=75 Mc
Eα = 7.1 MeV, Q=106 Mc
511
705
695
682
769
?
804
835
839
854
955
847
^{56}Fe
10^3
10^3
10^3
50
100
150
200
250
300
400
450
500

Fig 5-14(d)

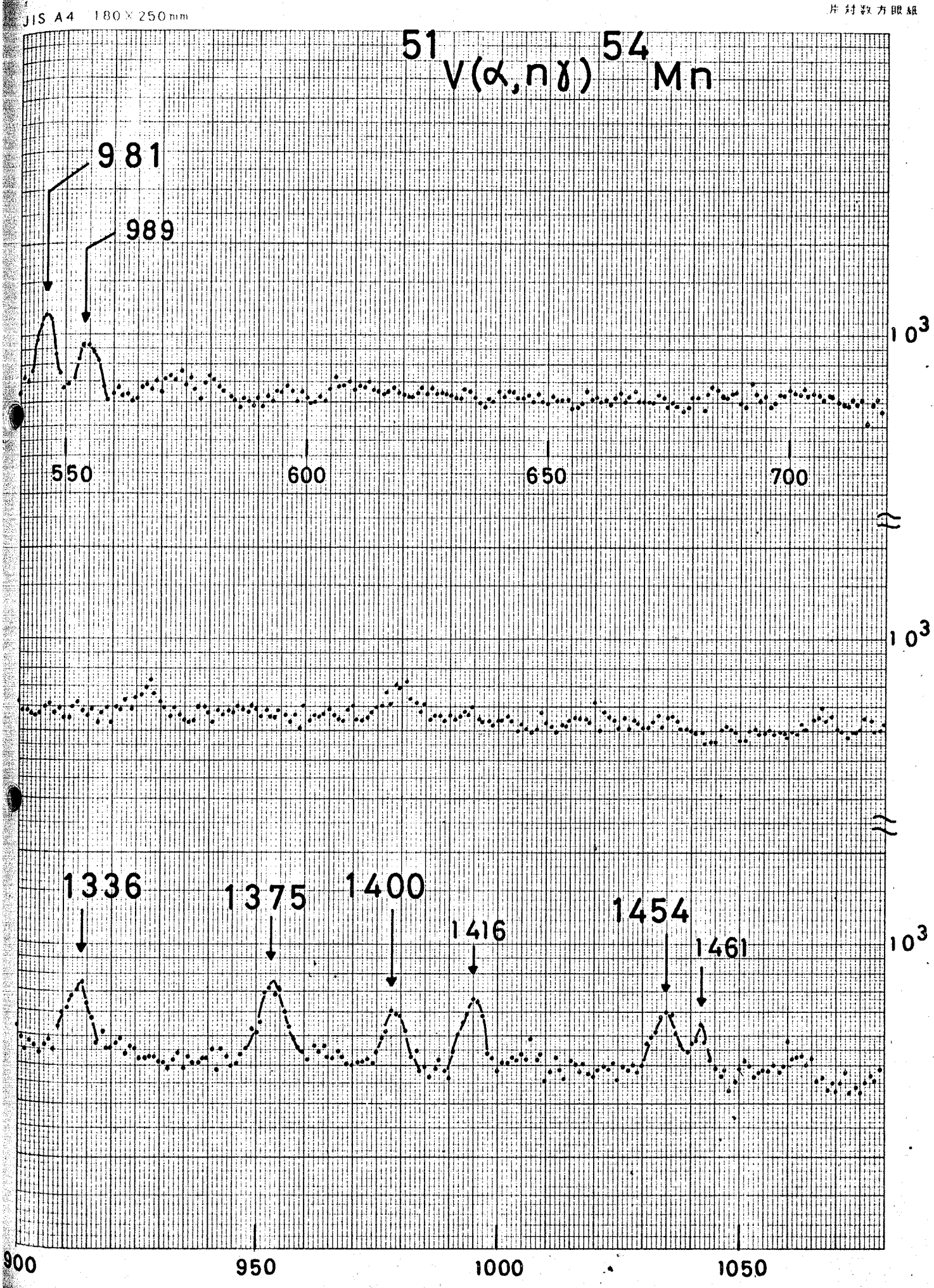
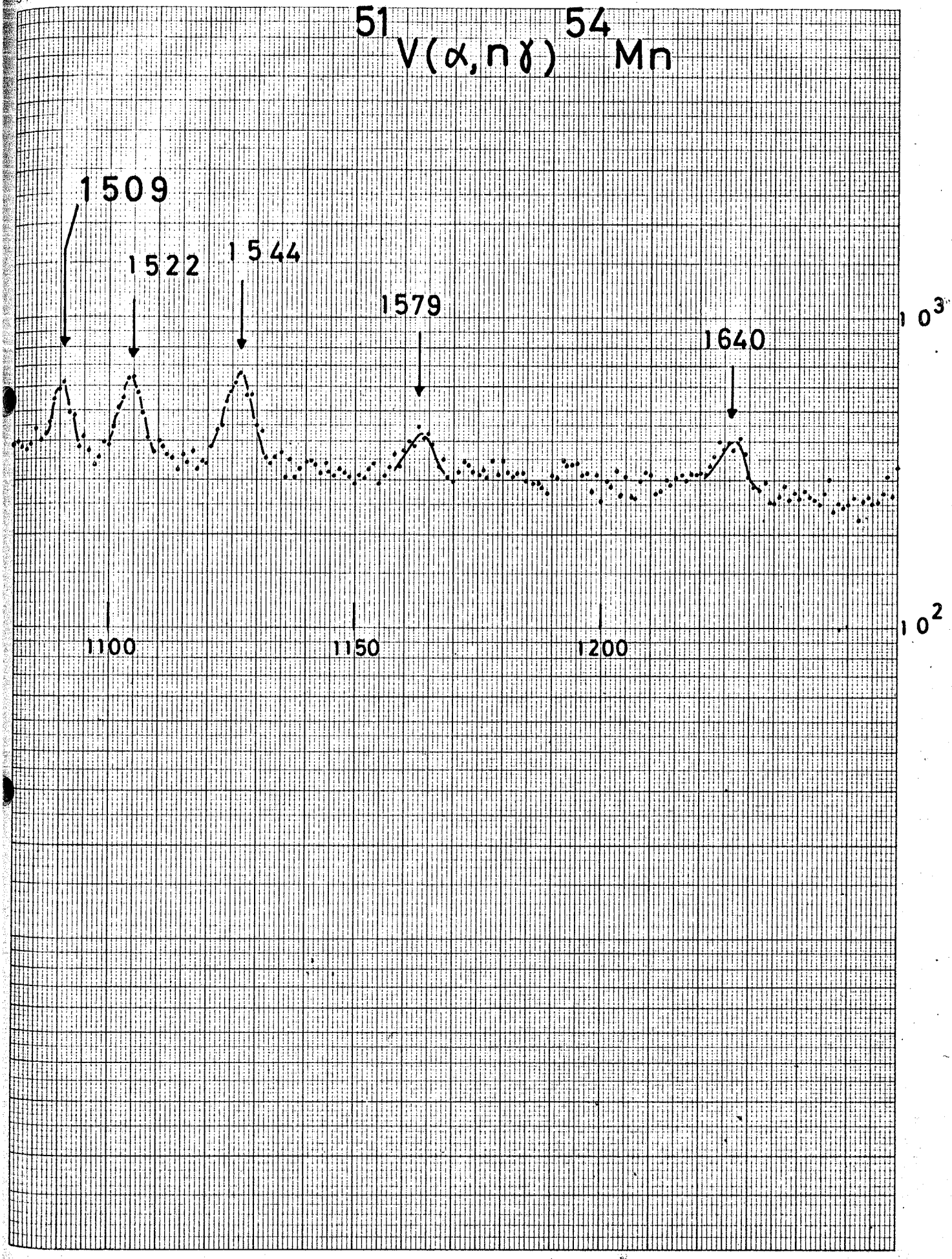

JIS A4 180×250mm
片対数方眼紙
$^{51}V(\alpha,n\gamma)^{54}Mn$
981
989
10^3
550
600
650
700
10^3
1336
1375
1400
1416
1454
1461
10^3
900
950
1000
1050

Fig 5-14 (e)


JIS A4 180×250mm
片村数方眼紙
$^{51}V(\alpha,n\gamma)^{54}Mn$
1509
1522
1544
1579
1640
10^3
10^2
1100
1150
1200

α粒子の複合核形成

(Blatt & Weisskopf)

Fig 5-15

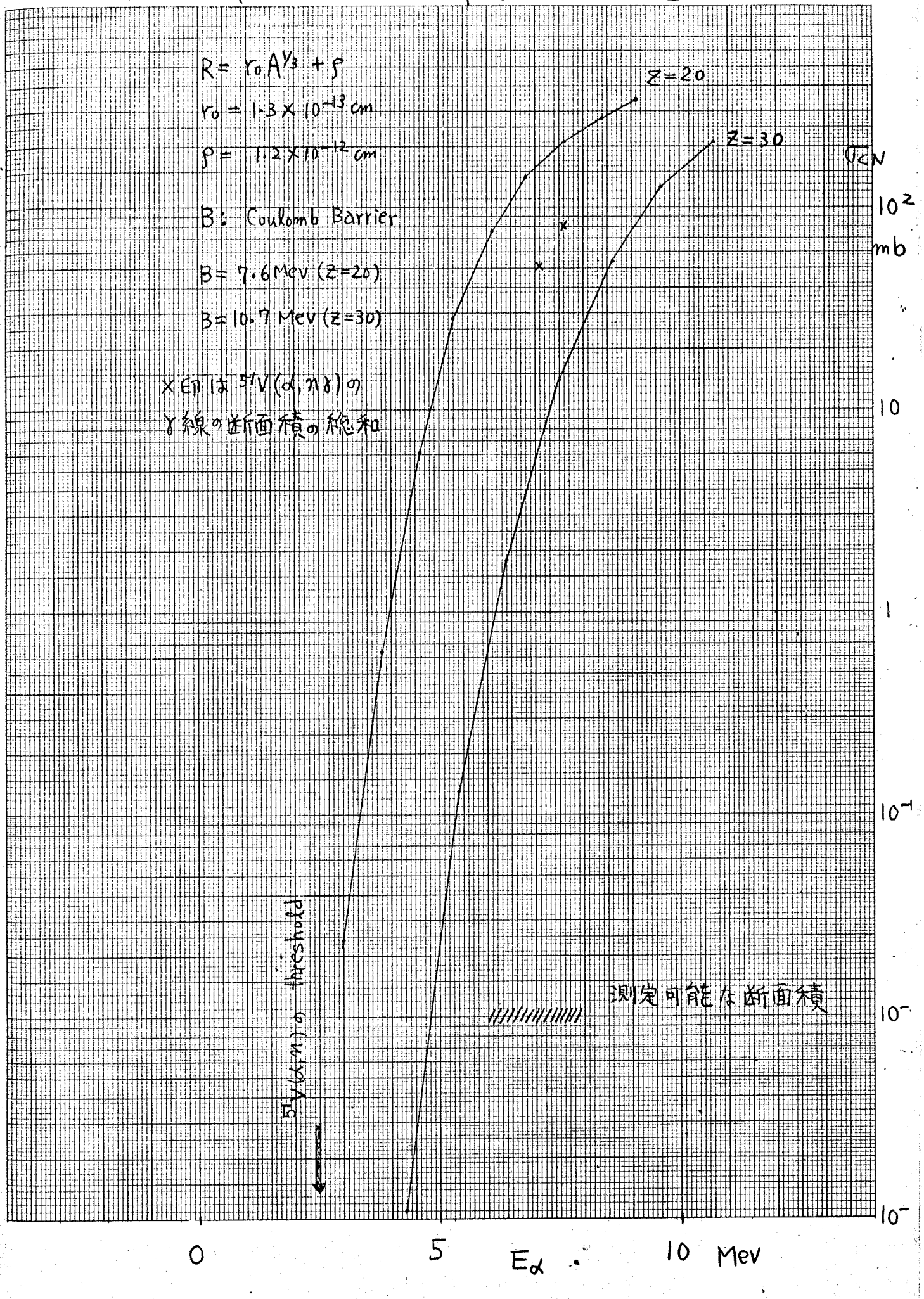
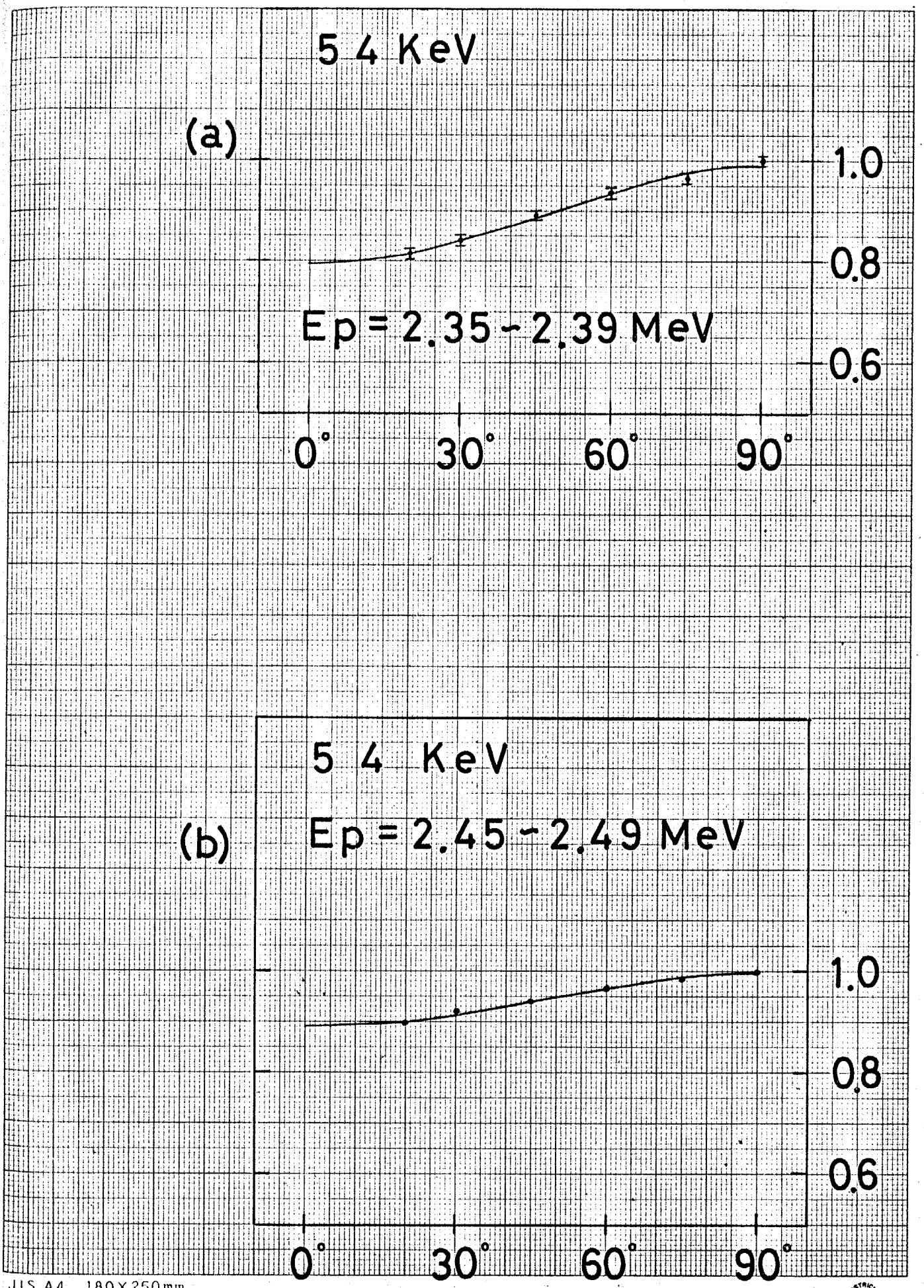
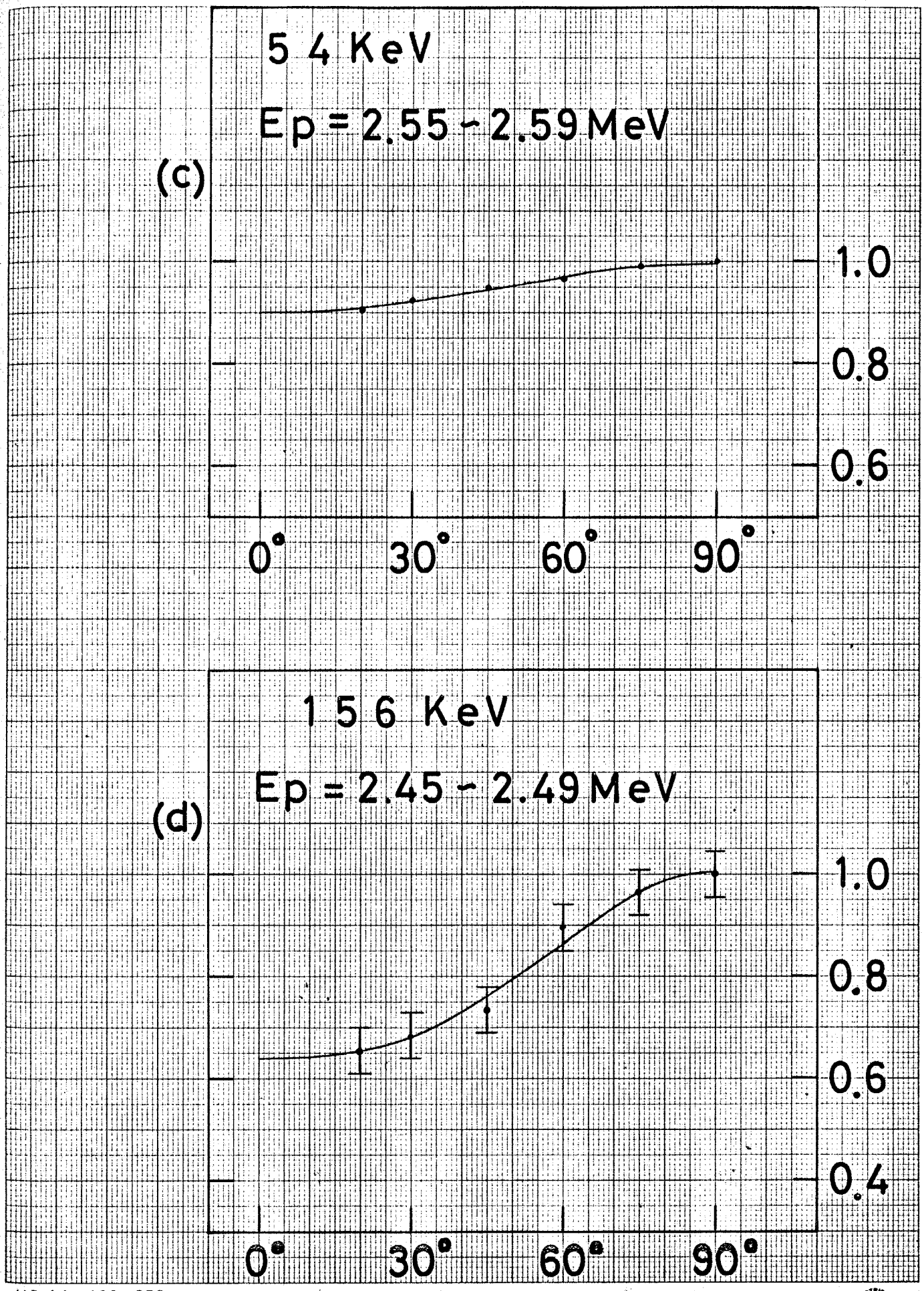


Fig 5-16



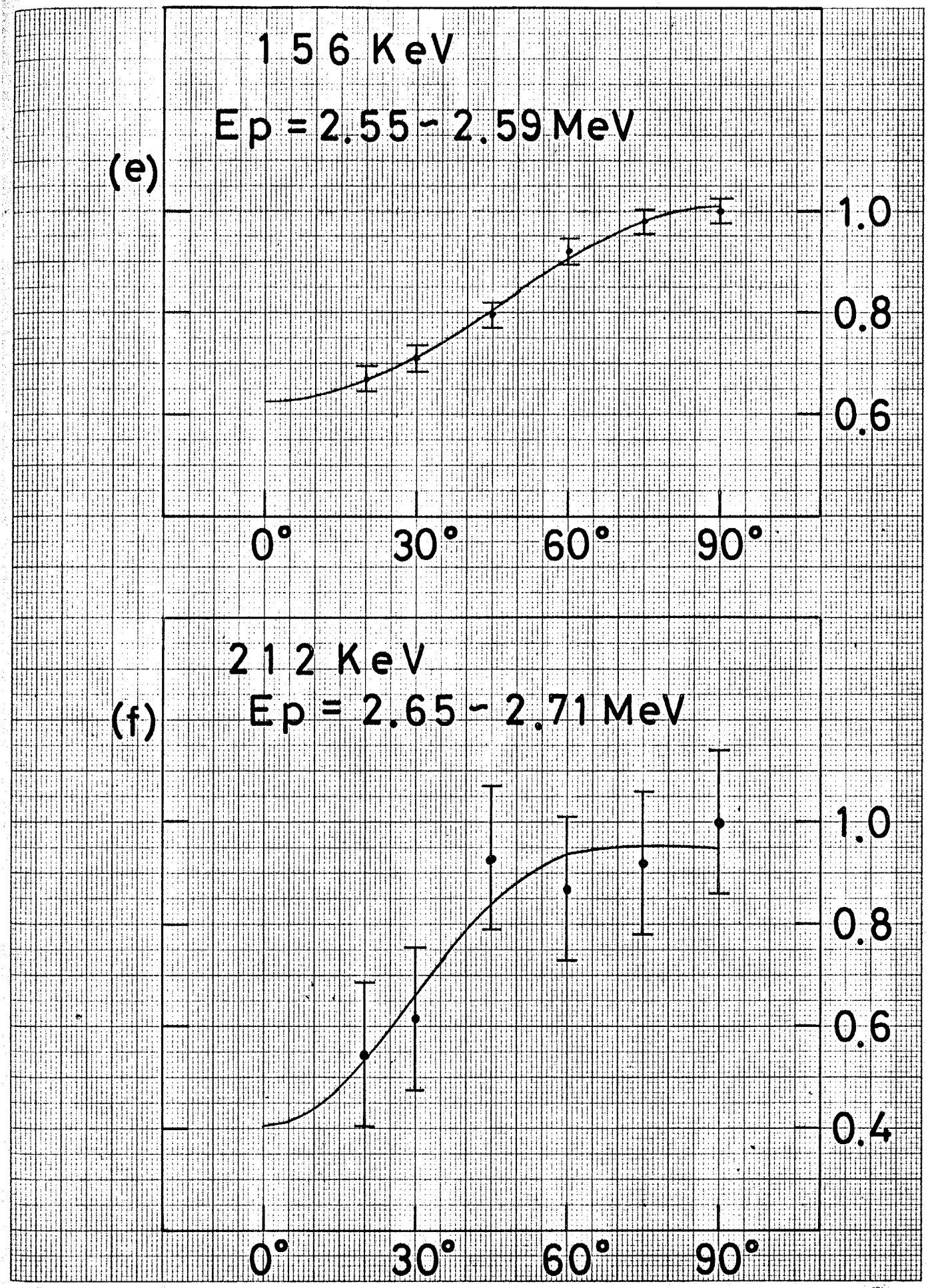
JIS A4 180×250mm
1 枚目

Fig 5-16



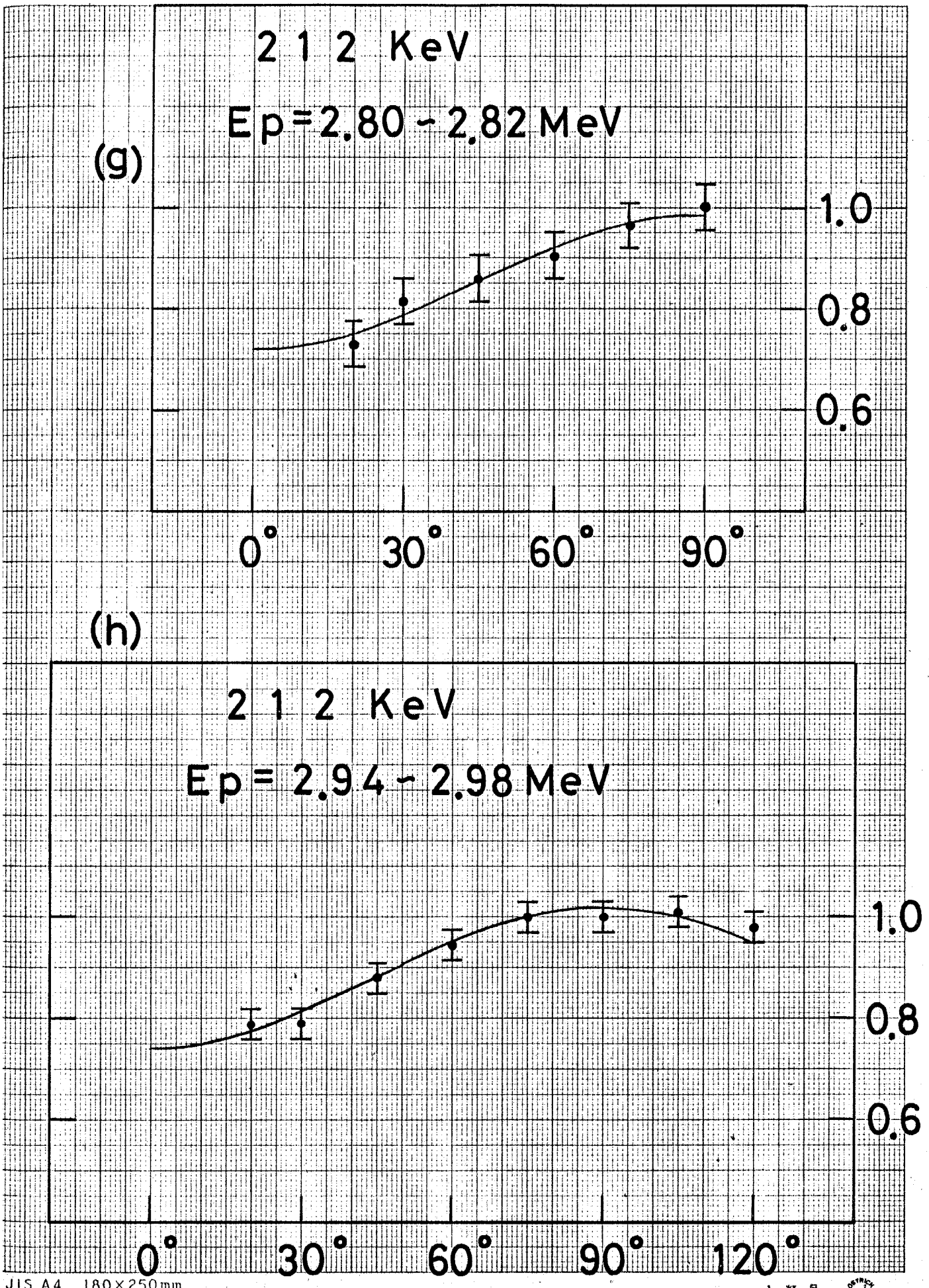
JIS A4 180×250mm
1 桂目

Fig 5-16



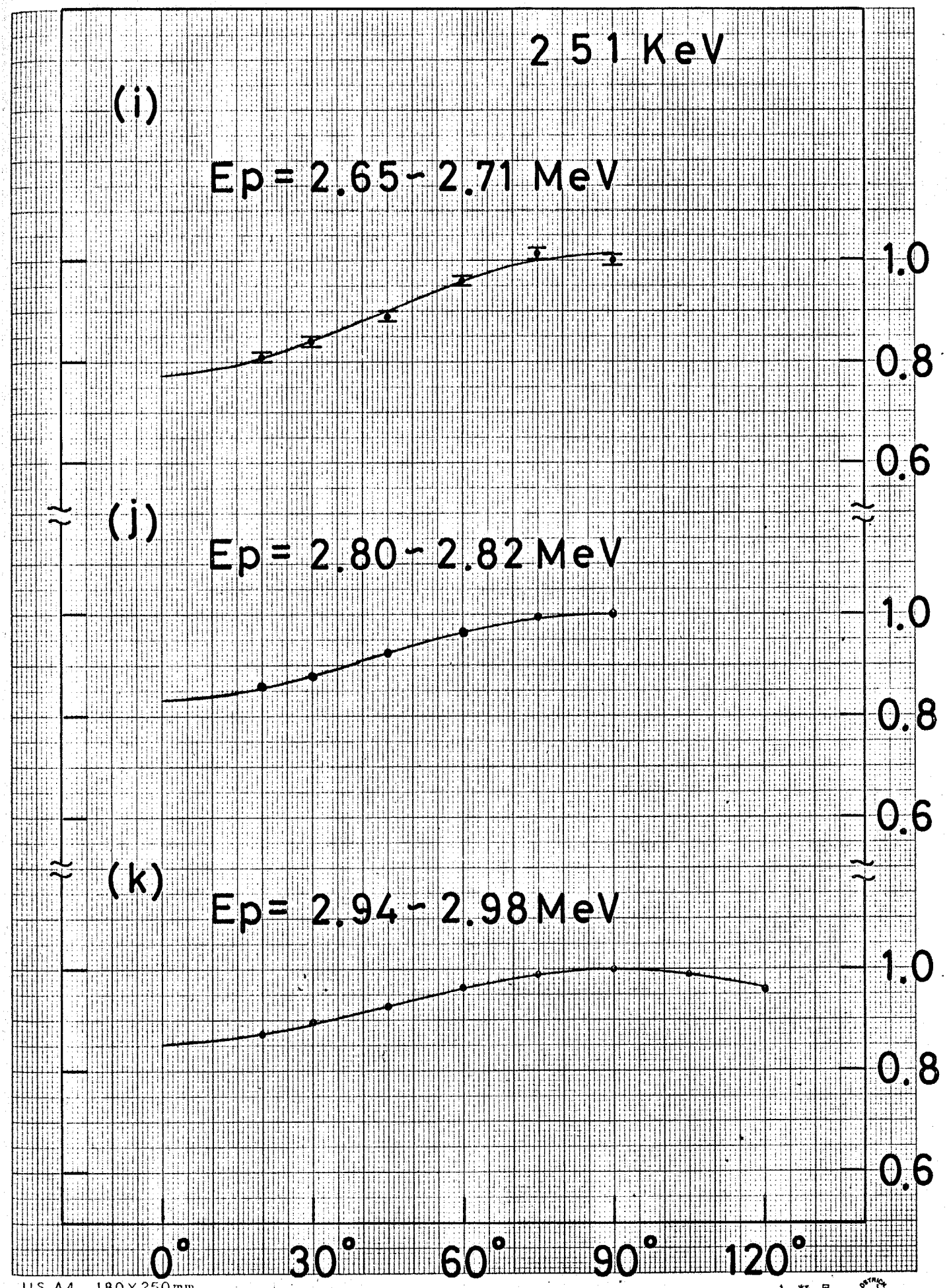
JIS A4 180×250mm
1 桂目

Fig 5-16



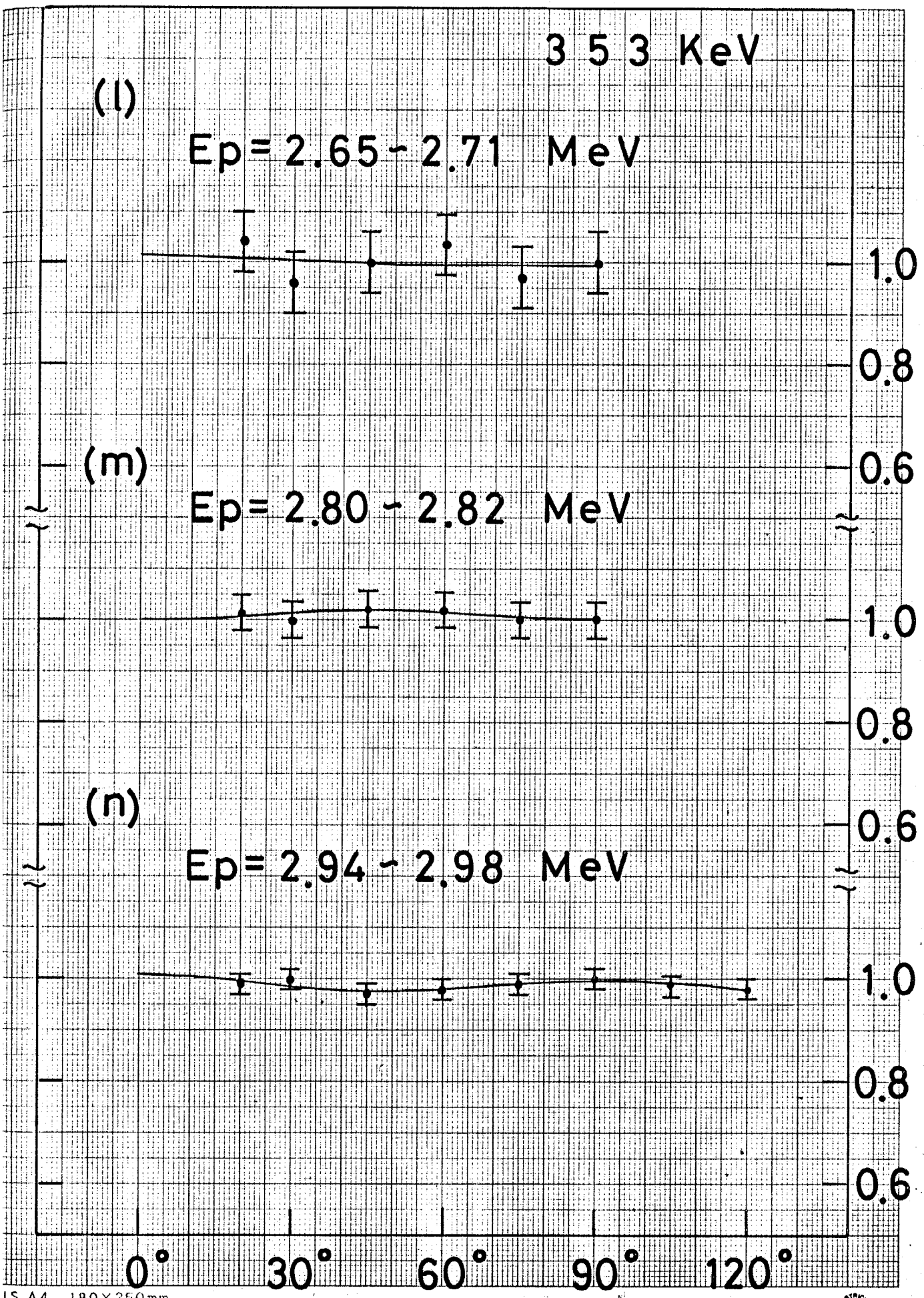
JIS A4 180×250mm
1 枠目

Fig 5-16



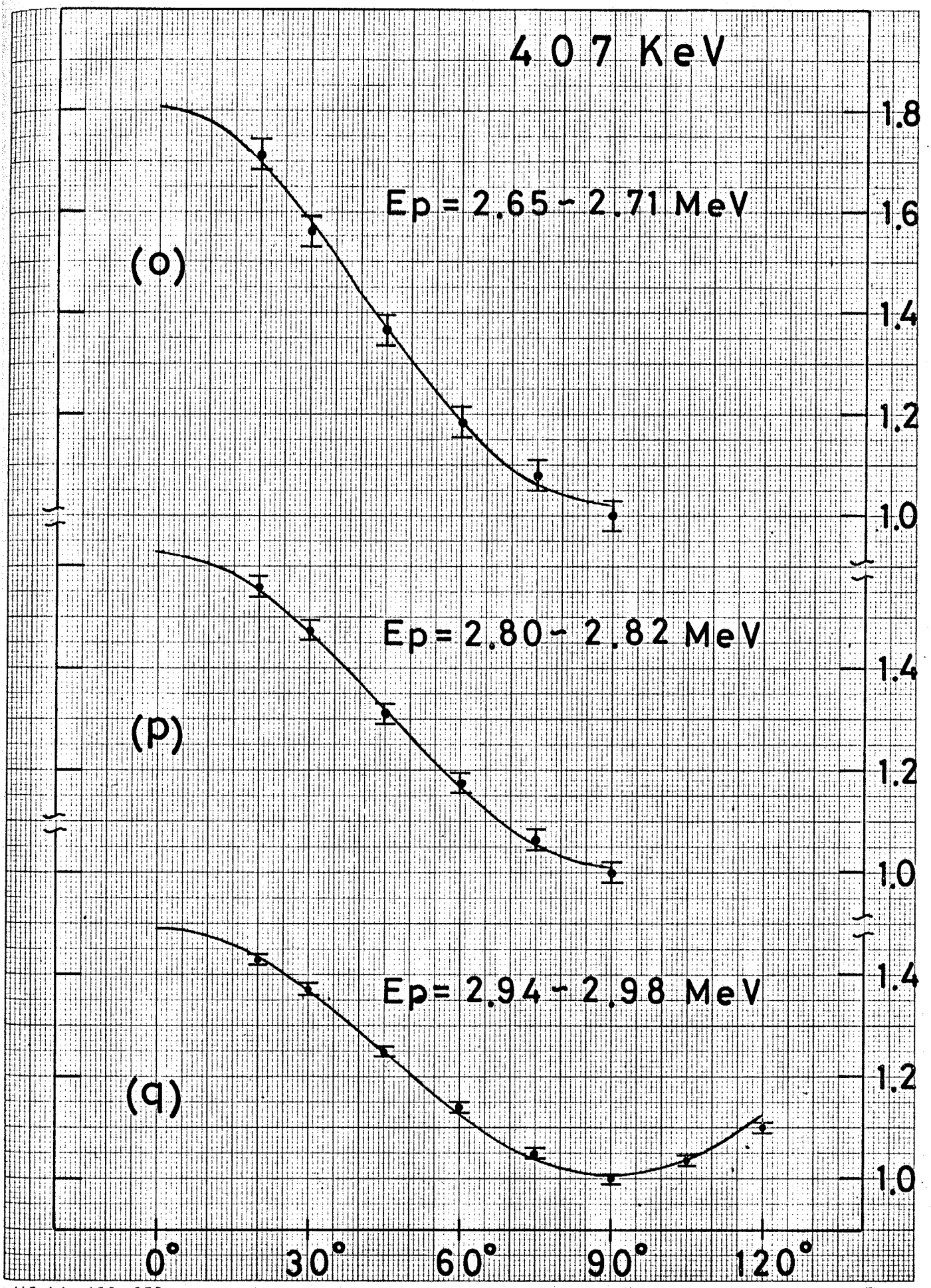
JIS A4 180×250mm
1 桂目

Fig 5-16



IS A4 180×250mm
1 枚目

Fig 5-16



JIS A4 180×250mm

1 枚 目

Fig 5-16

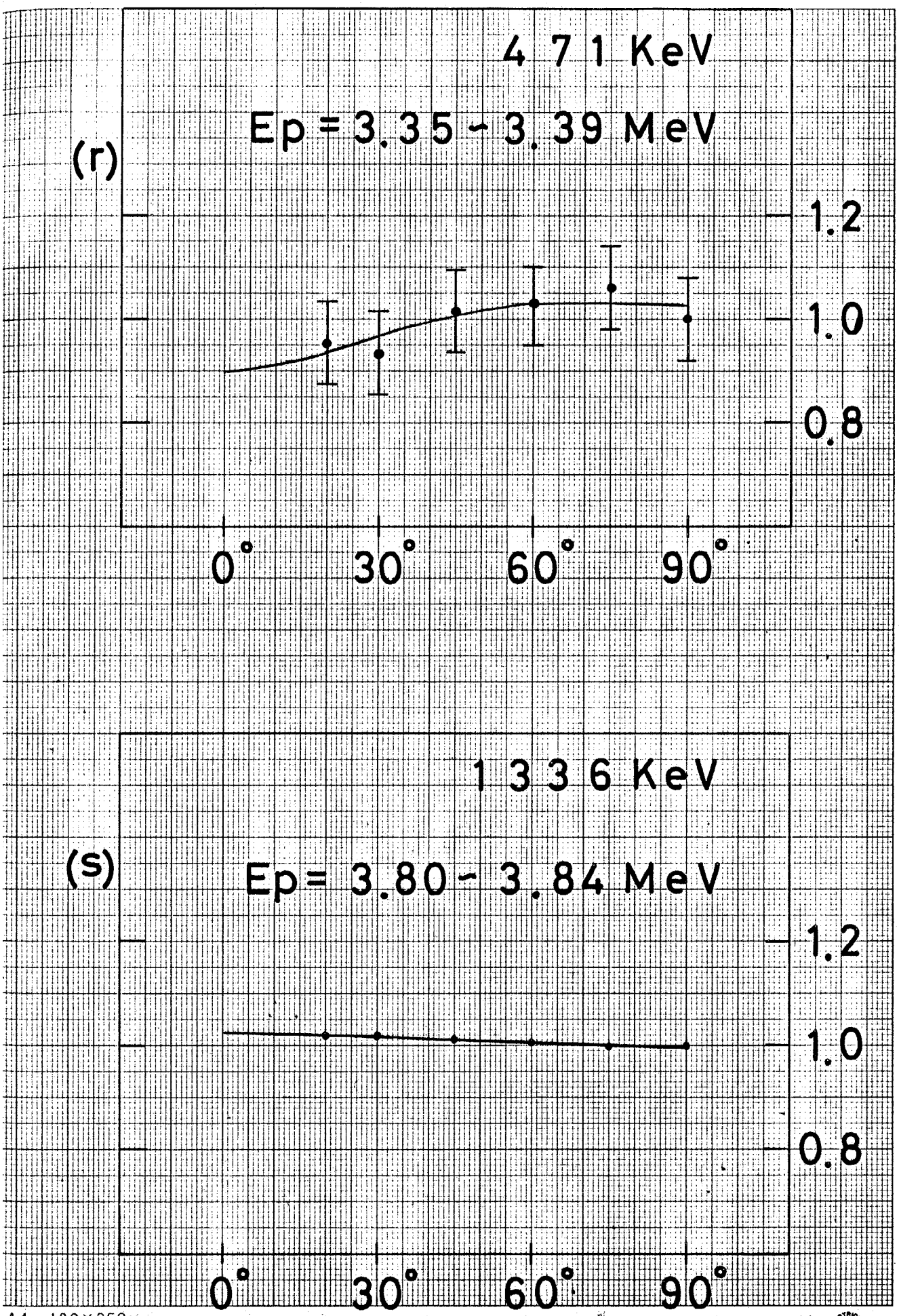

(r)
4 7 1 KeV
Ep = 3.35 - 3.39 MeV
1.2
1.0
0.8
0°
30°
60°
90°
(s)
1 3 3 6 KeV
Ep = 3.80 - 3.84 MeV
1.2
1.0
0.8
0°
30°
60°
90°

Fig 5-16

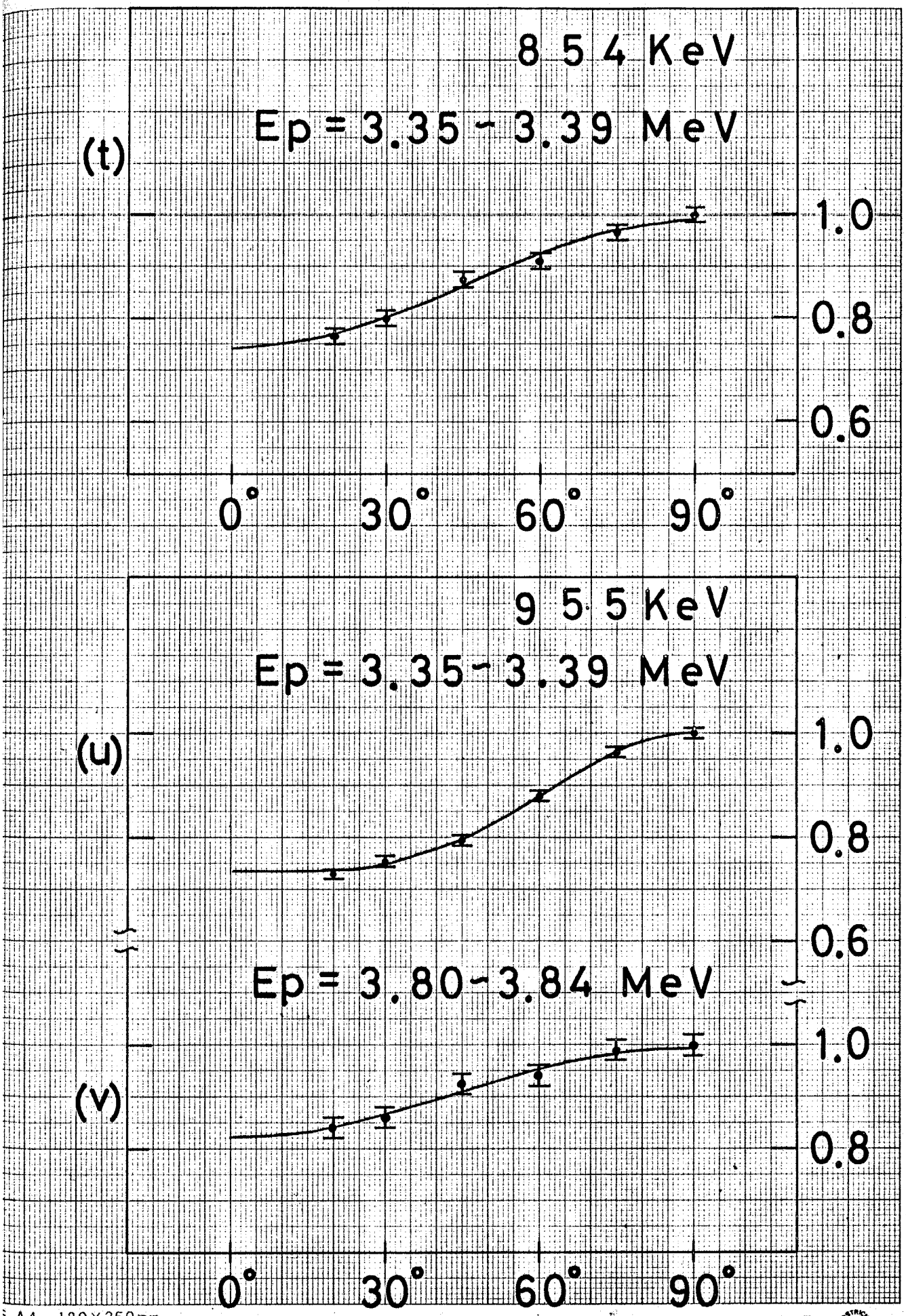
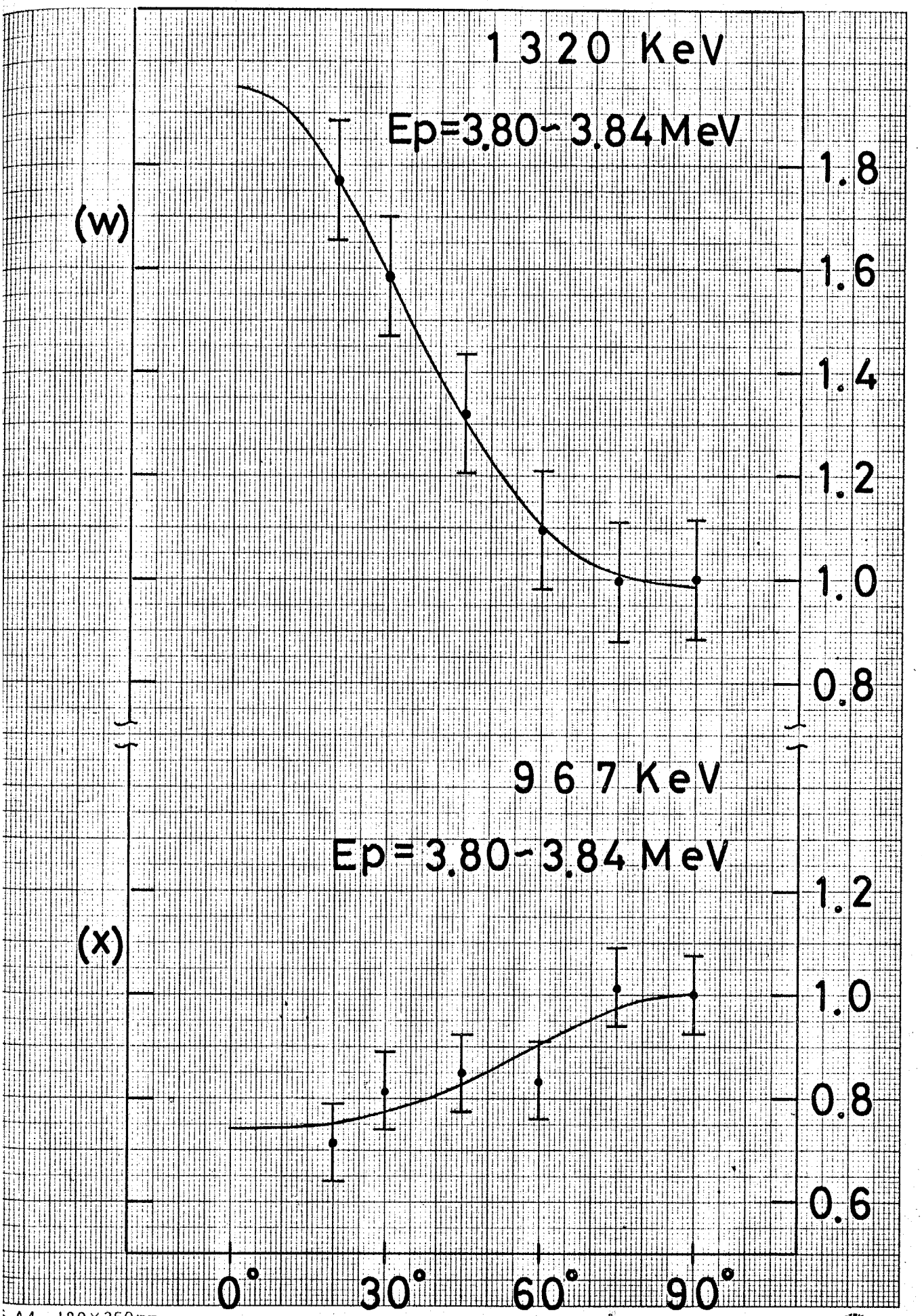
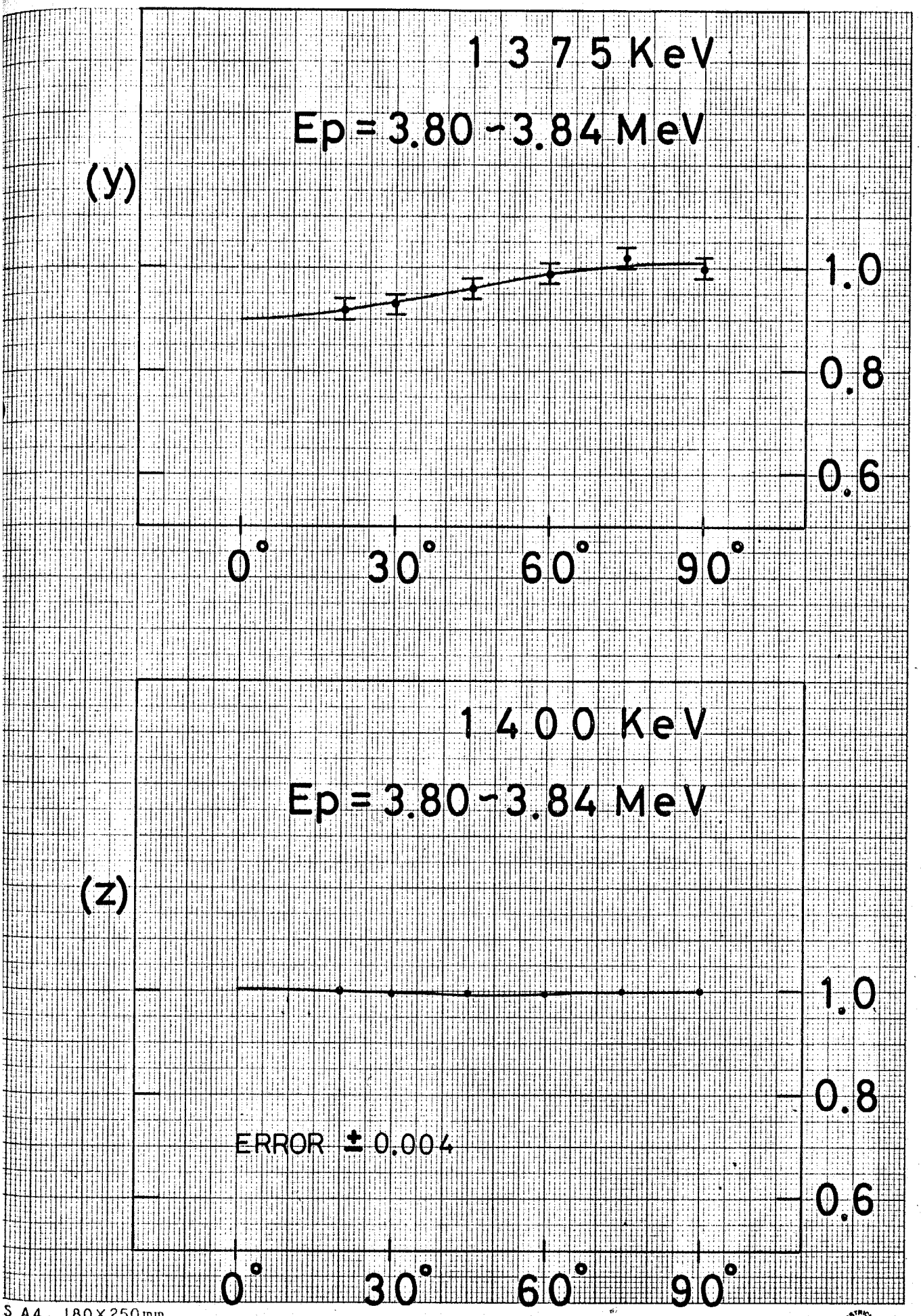

8 5 4 KeV
Ep = 3.35 - 3.39 MeV
(t)
1.0
0.8
0.6
0°
30°
60°
90°
9 5 5 KeV
Ep = 3.35 - 3.39 MeV
(u)
1.0
0.8
0.6
Ep = 3.80 - 3.84 MeV
(v)
1.0
0.8
0°
30°
60°
90°

Fig 5-16



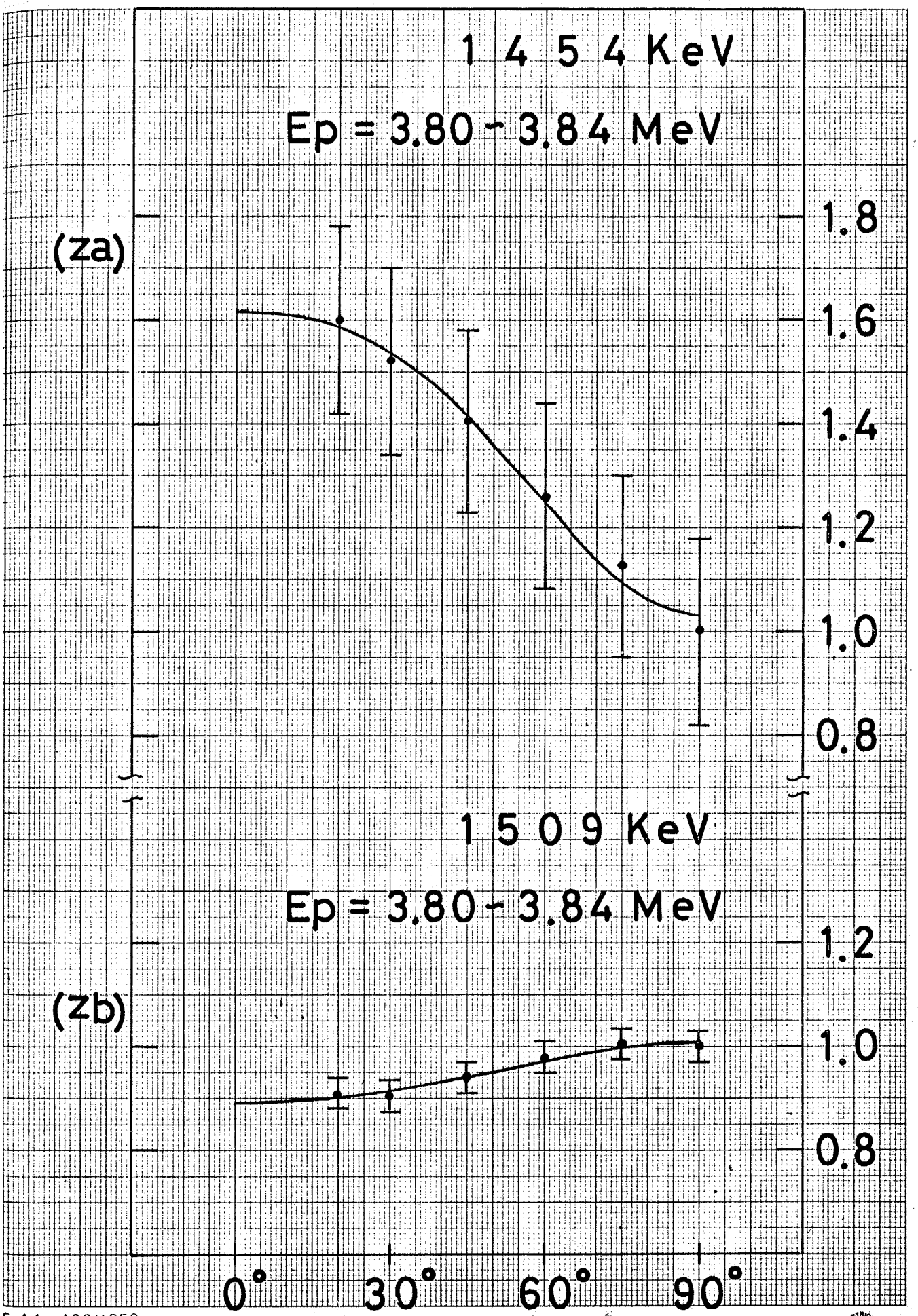
A4 180×250mm
1 枡目

Fig 5-16



S A4 180×250mm
1 枚 目

Fig 5-16



S A4 180×250mm
1 枡 目

Fig 5-17 (a)

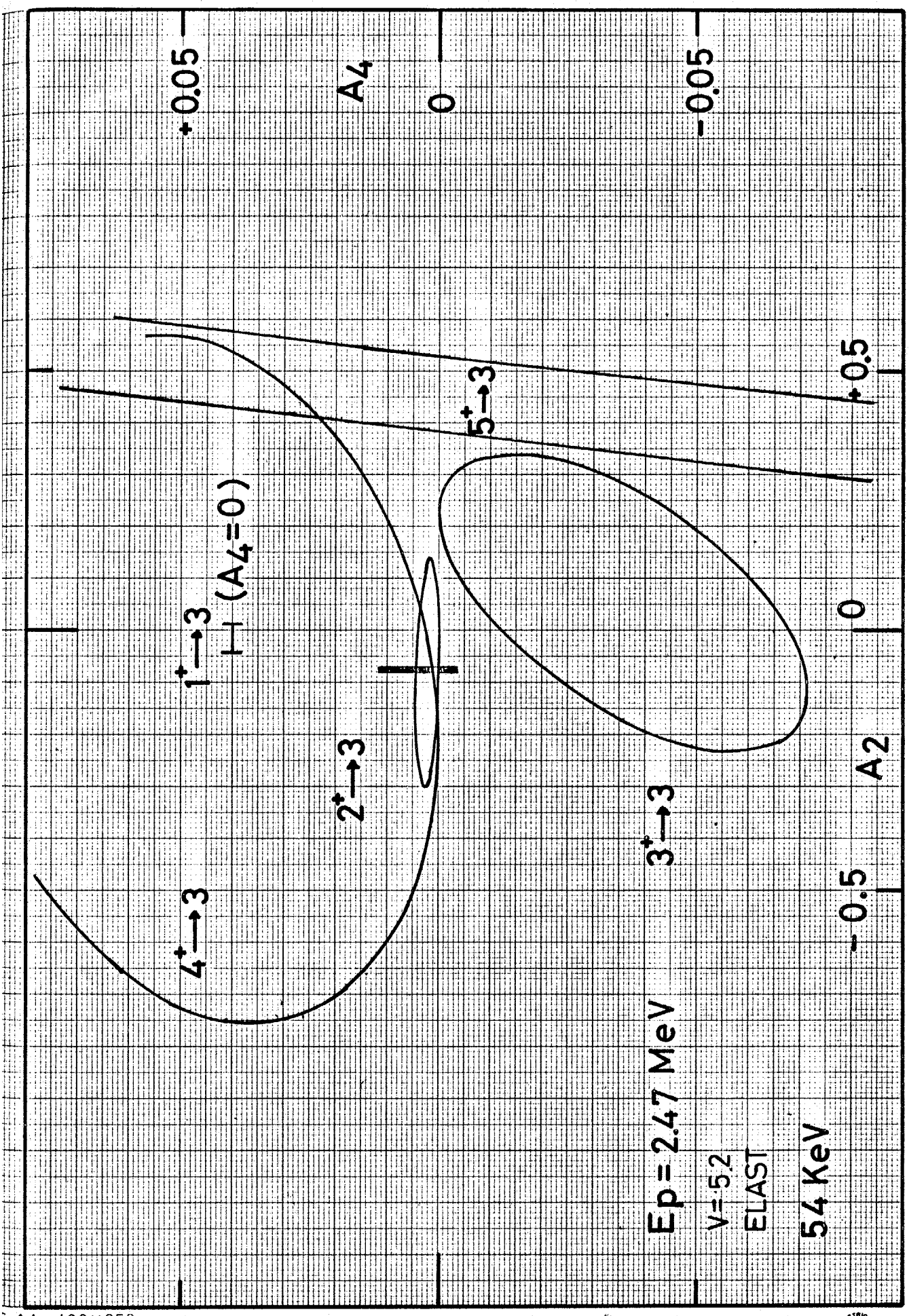

+0.05
A4
0
-0.05
+0.5
0
A2
-0.5
$1^+ \to 3$
$(A_4=0)$
$2^+ \to 3$
$3^+ \to 3$
$4^+ \to 3$
$5^+ \to 3$
Ep = 2.47 MeV
V = 5.2
ELAST
54 KeV

Fig 5-17 (b)

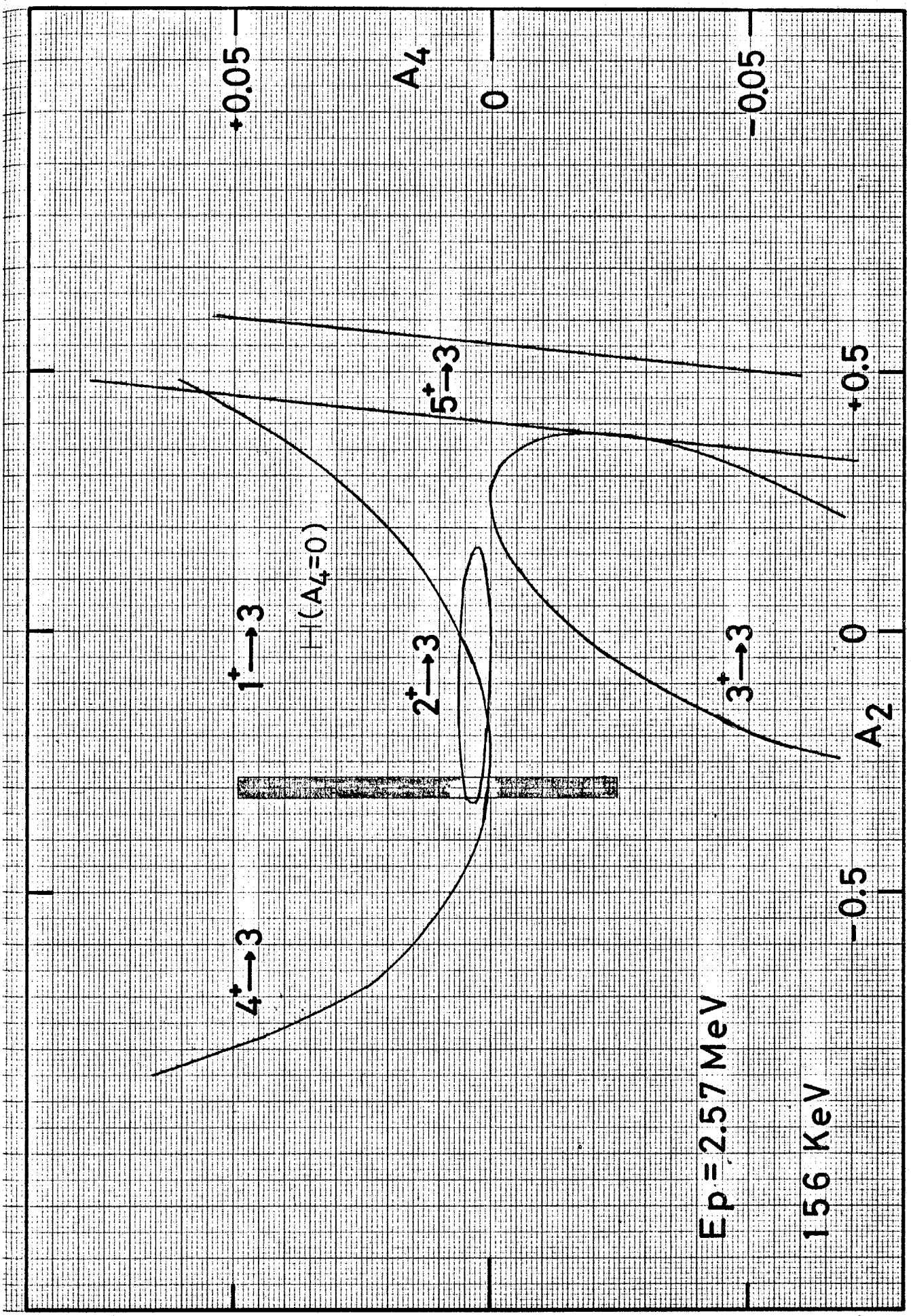
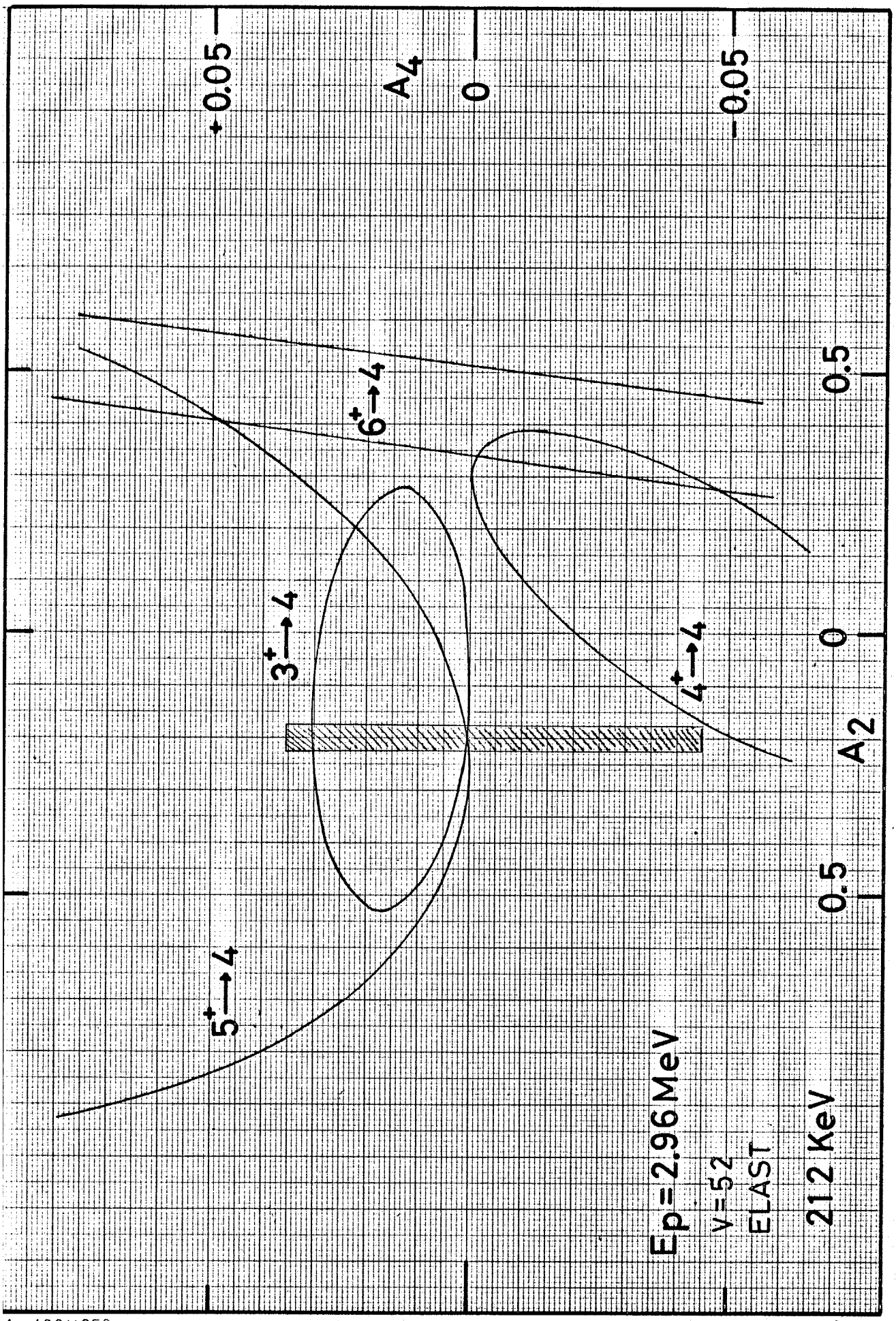

+0.05
A4
0
-0.05
+0.5
0
-0.5
A2
$5^+ \to 3$
$1^+ \to 3$
$2^+ \to 3$
$3^+ \to 3$
$4^+ \to 3$
(A4=0)
Ep=2.57 MeV
156 KeV

Fig 5-17(c)



1 枚目

Fig 5-17(d)

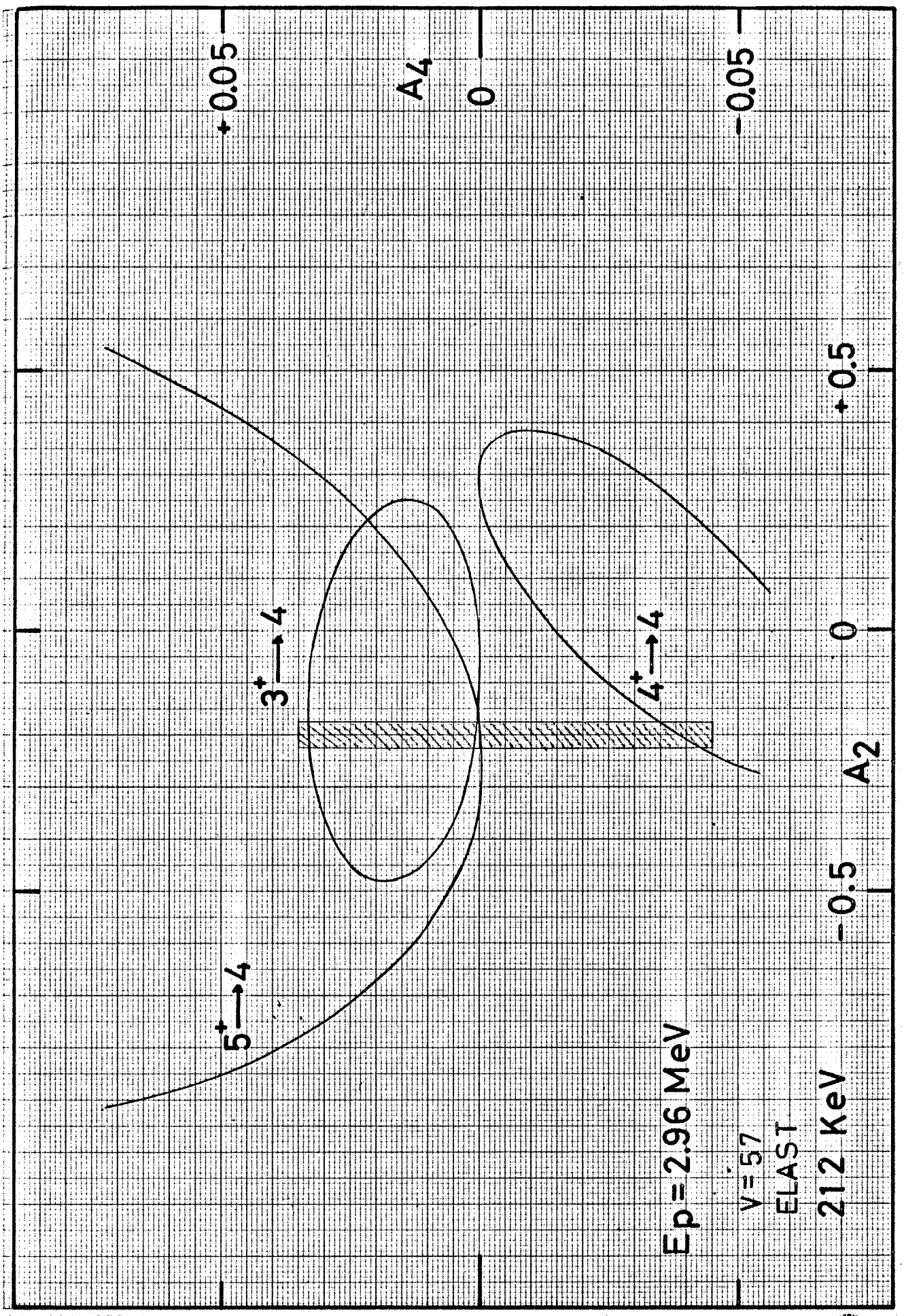

+0.05
A4
0
-0.05
+0.5
0
A2
-0.5
$3^+ \rightarrow 4$
$4^+ \rightarrow 4$
$5^+ \rightarrow 4$
Ep = 2.96 MeV
V = 57
ELAST
212 KeV

Fig 5-17(e)

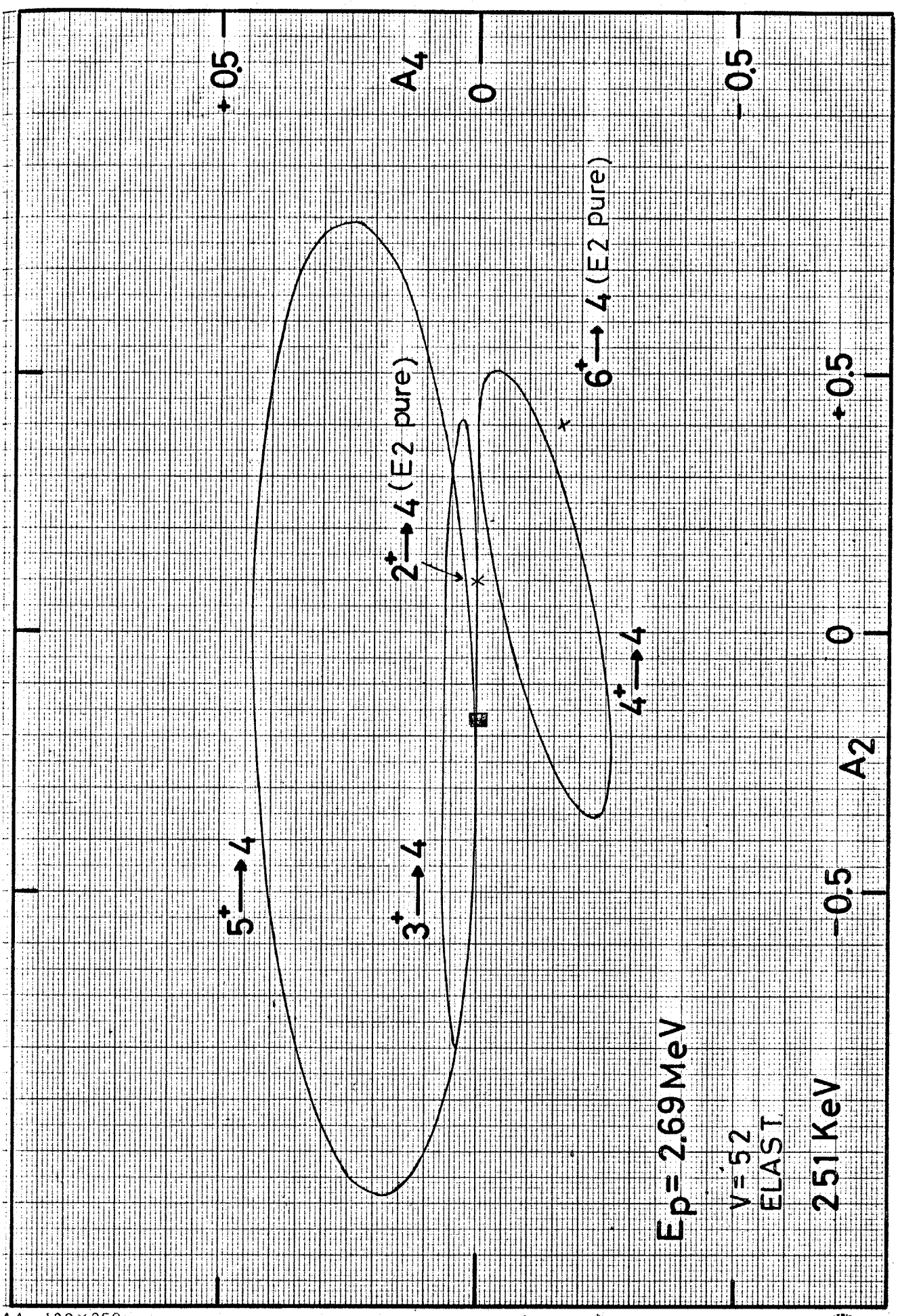

+0.5
A4
0
-0.5
+0.5
0
A2
-0.5
$6^+ \rightarrow 4$ (E2 pure)
$2^+ \rightarrow 4$ (E2 pure)
$4^+ \rightarrow 4$
$5^+ \rightarrow 4$
$3^+ \rightarrow 4$
Ep= 2.69 MeV
V=52
ELAST.
251 KeV

Fig 5-17(f)

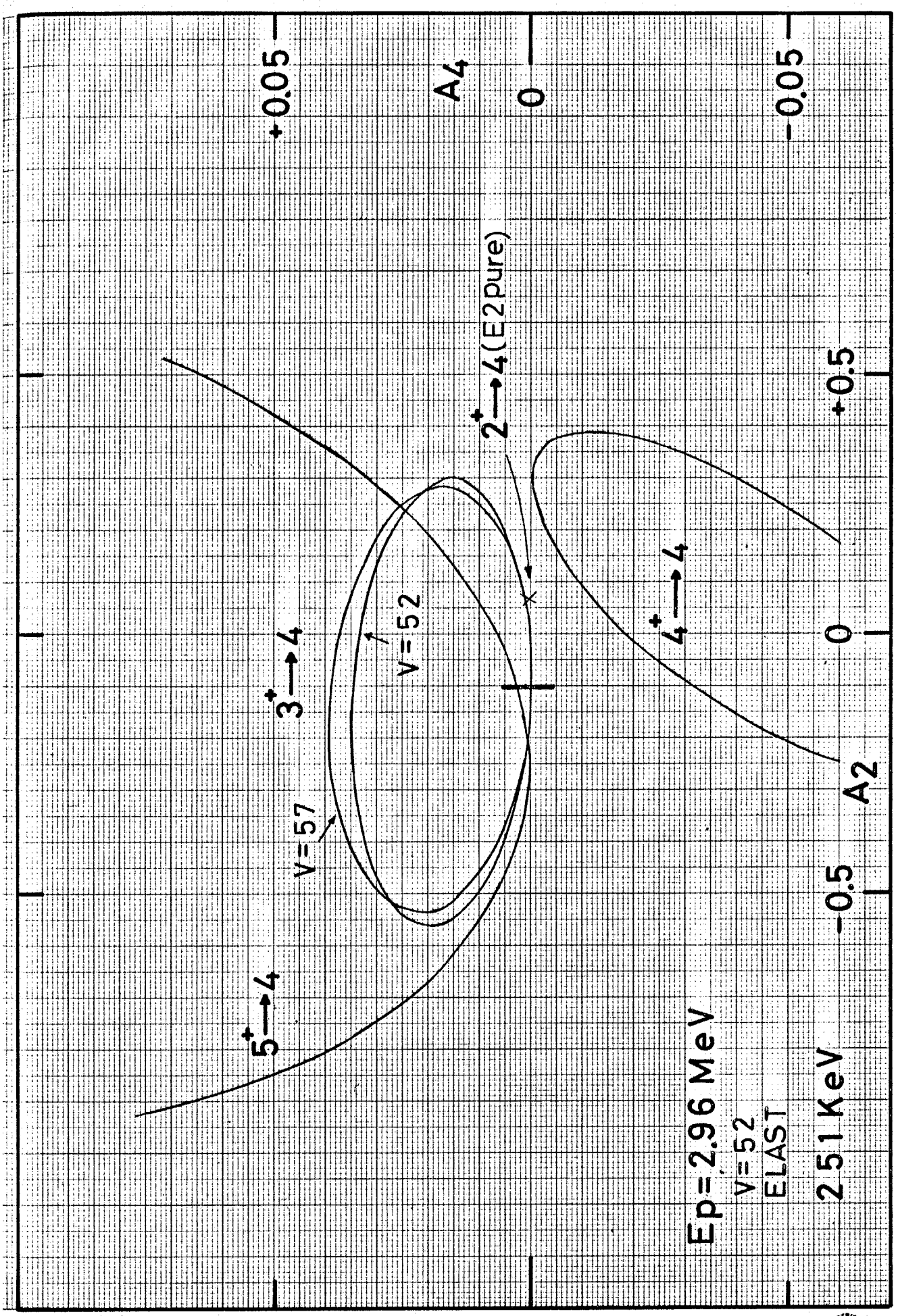

+0.05
A4
0
-0.05
$2^+ \rightarrow 4$ (E2pure)
+0.5
$4^+ \rightarrow 4$
V=52
$3^+ \rightarrow 4$
0
A2
V=57
-0.5
$5^+ \rightarrow 4$
Ep=2.96 MeV
V=52
ELAST
251 KeV

Fig 5-17(g)

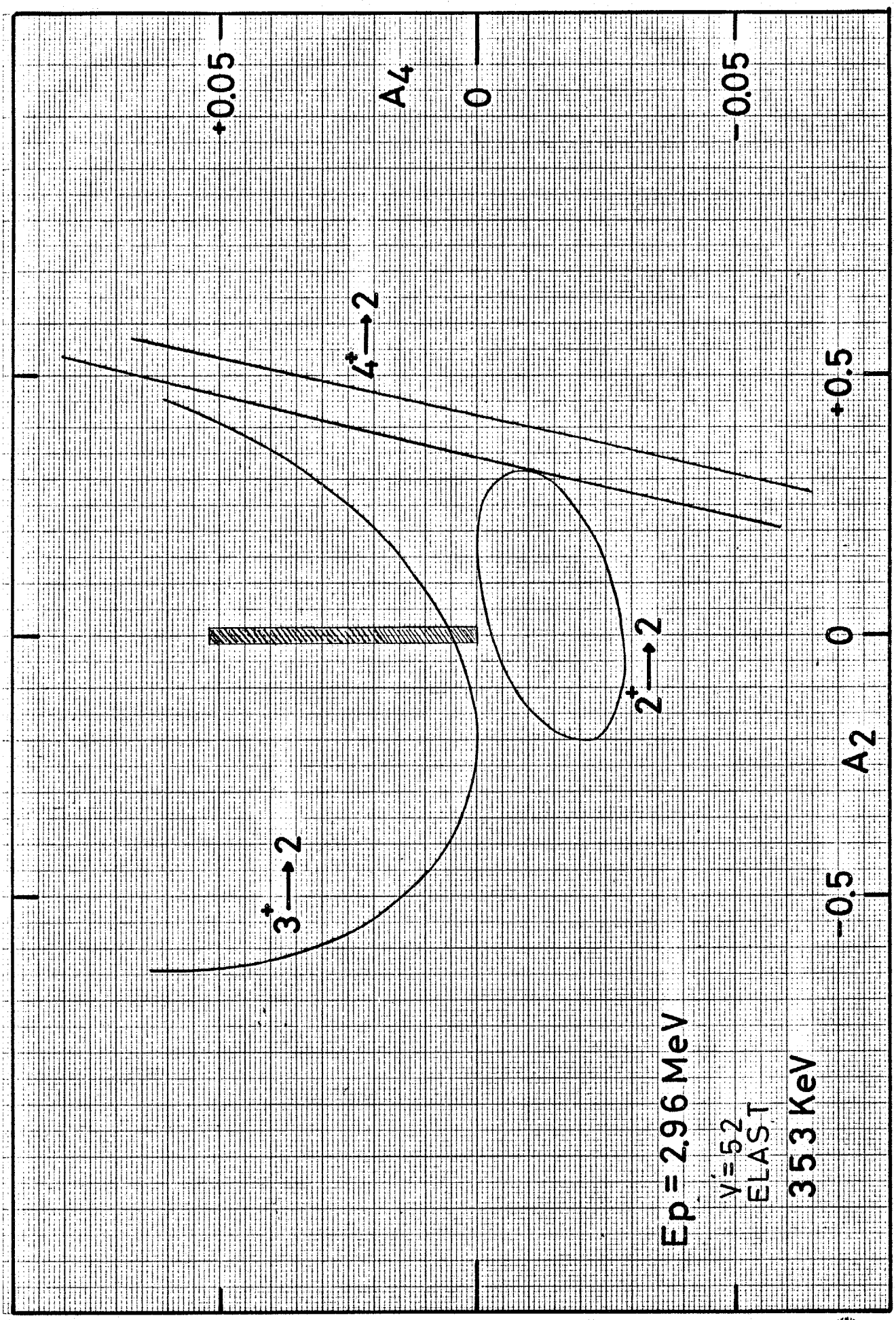


Fig 5-17 (h)

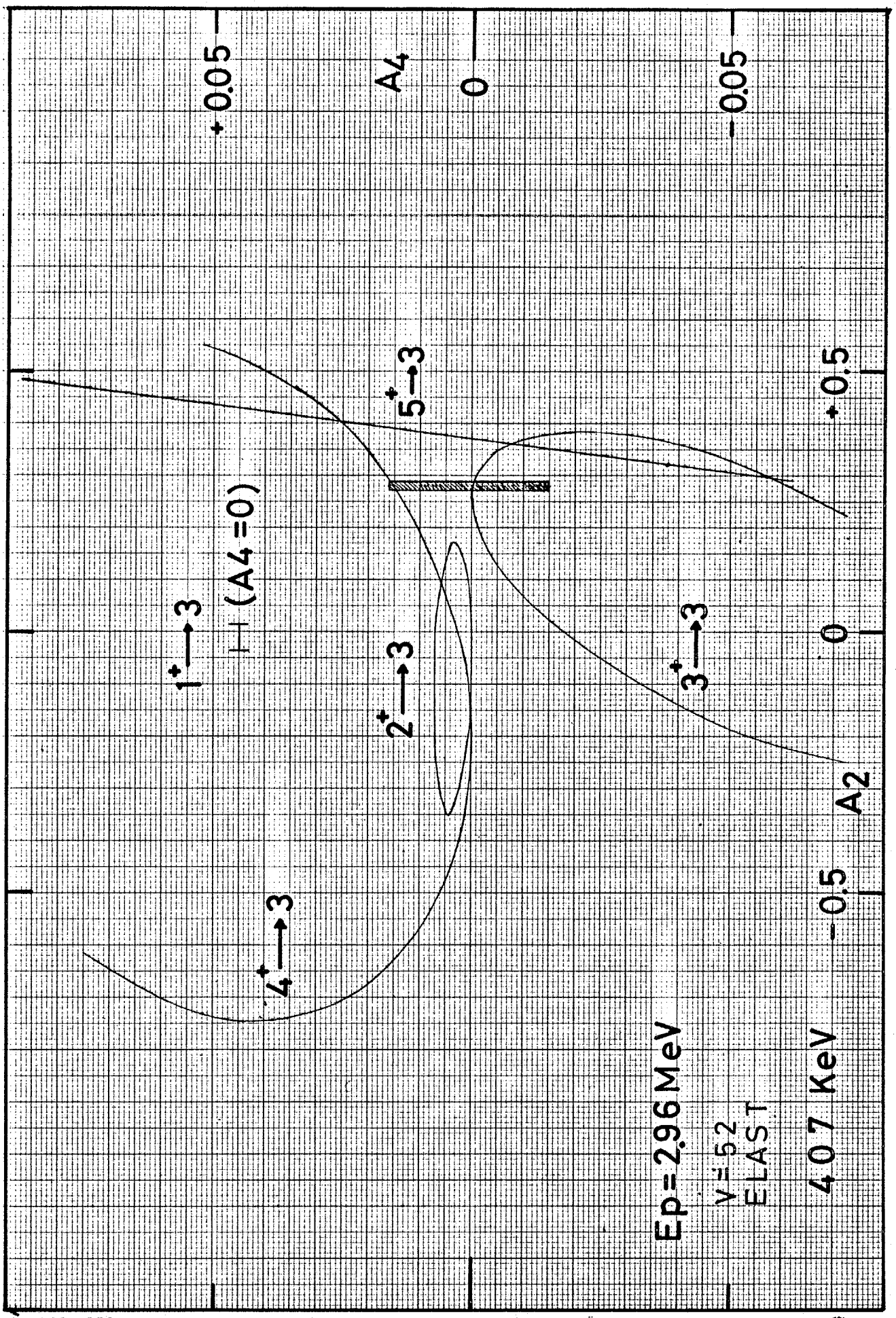

+0.05
A4
0
−0.05
5+→3
+0.5
(A4=0)
1+→3
2+→3
3+→3
0
A2
4+→3
−0.5
Ep=2.96MeV
V=52
ELAST
407 KeV

Fig 5-17 (i)

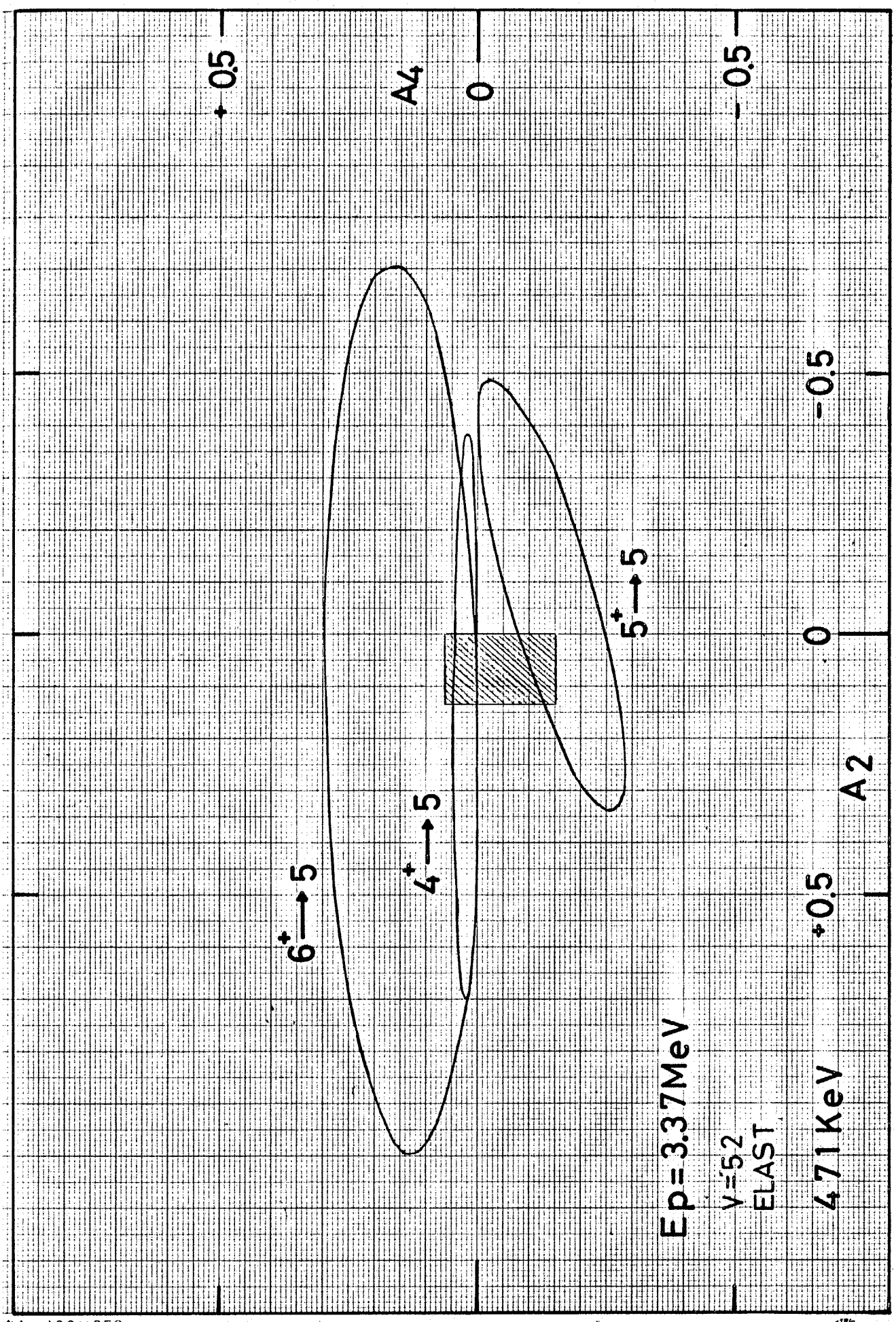

+0.5
A4
0
-0.5
-0.5
0
+0.5
A2
$6^+ \rightarrow 5$
$4^+ \rightarrow 5$
$5^+ \rightarrow 5$
Ep=3.37MeV
V=5.2
ELAST
471KeV

Fig 5-17 (j)

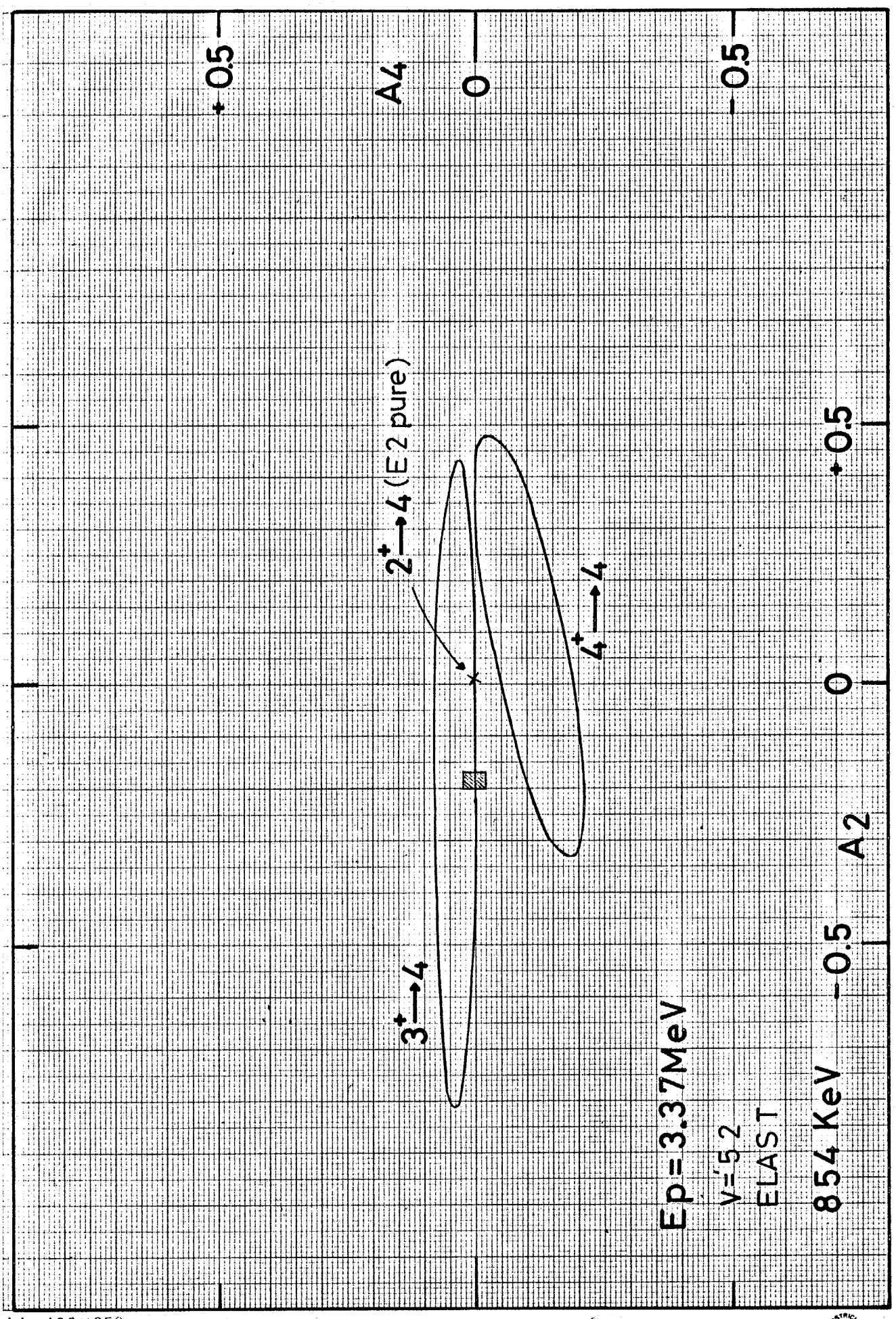

+0.5
A4
0
-0.5
+0.5
0
A2
-0.5
$2^+ \rightarrow 4$ (E2 pure)
$4^+ \rightarrow 4$
$3^+ \rightarrow 4$
Ep=3.37MeV
V=5.2
ELAST
854 KeV

Fig 5-17(k)

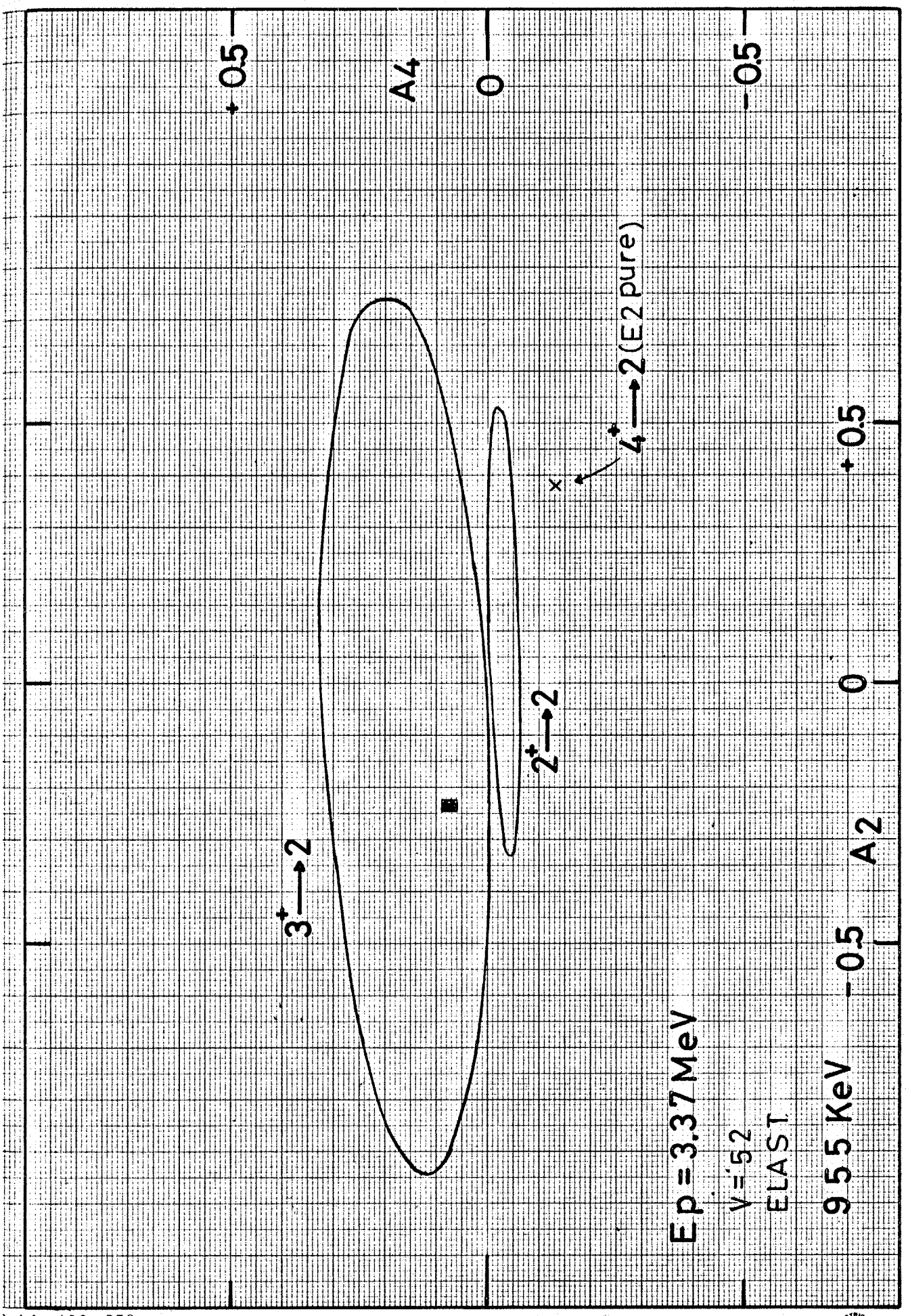

+0.5
A4
0
-0.5
$4^+ \rightarrow 2$ (E2 pure)
+0.5
0
$2^+ \rightarrow 2$
A2
$3^+ \rightarrow 2$
-0.5
Ep = 3.37 MeV
V = 52
ELAST
955 KeV

Fig 5-17(l)

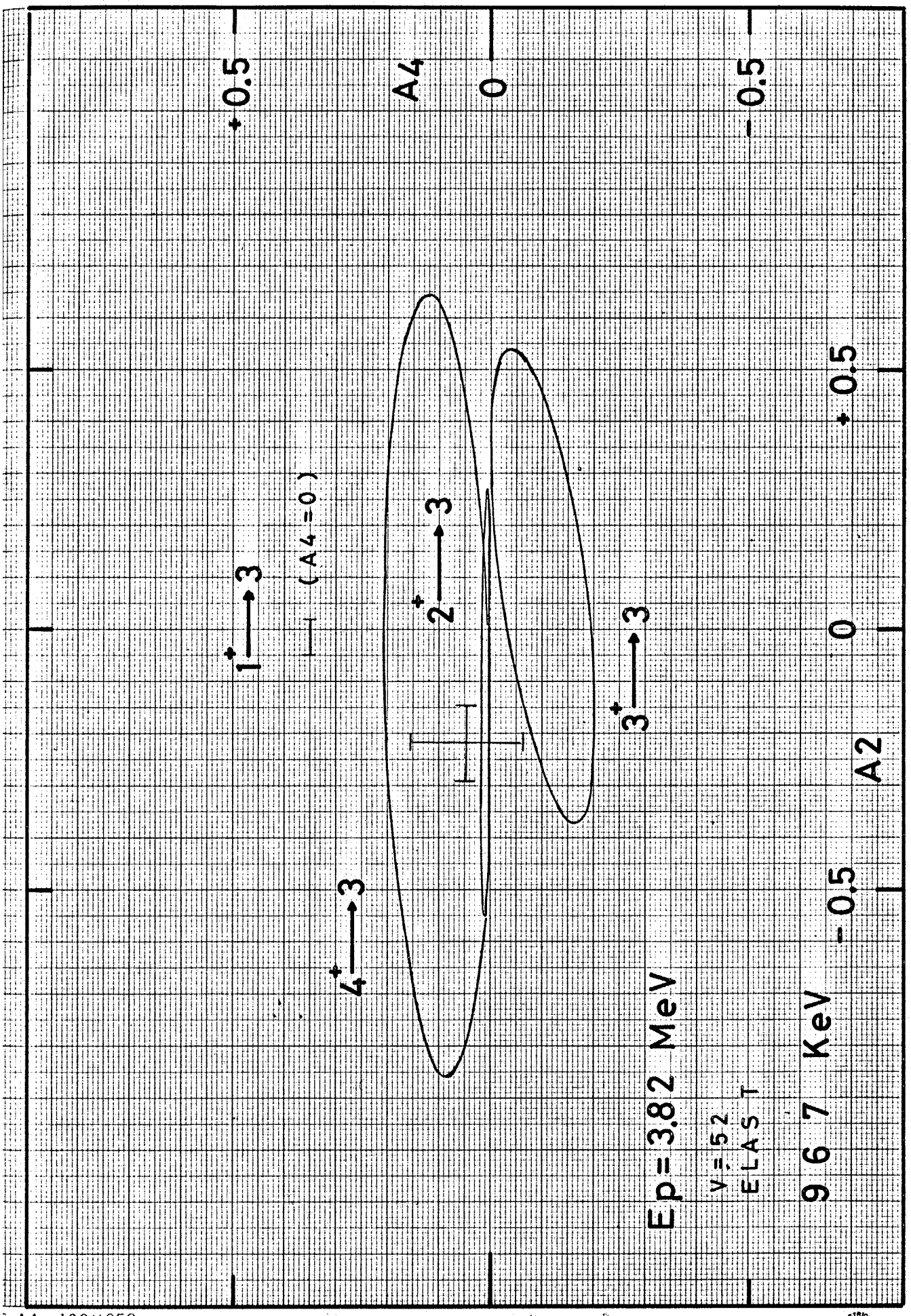
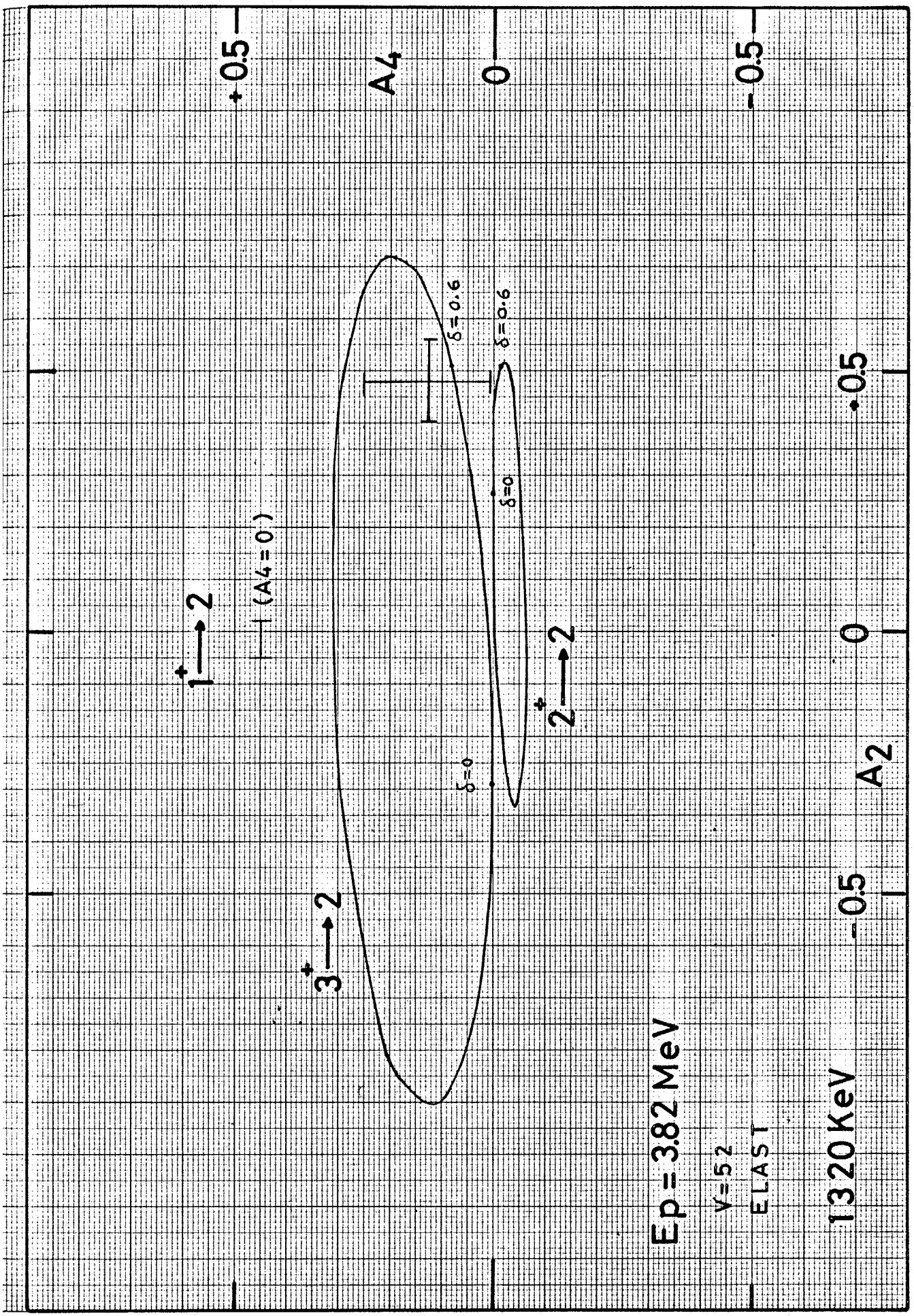


Fig 5 - 17(m)



S A4 180×250mm
1 枚目

Fig 5-17(n)

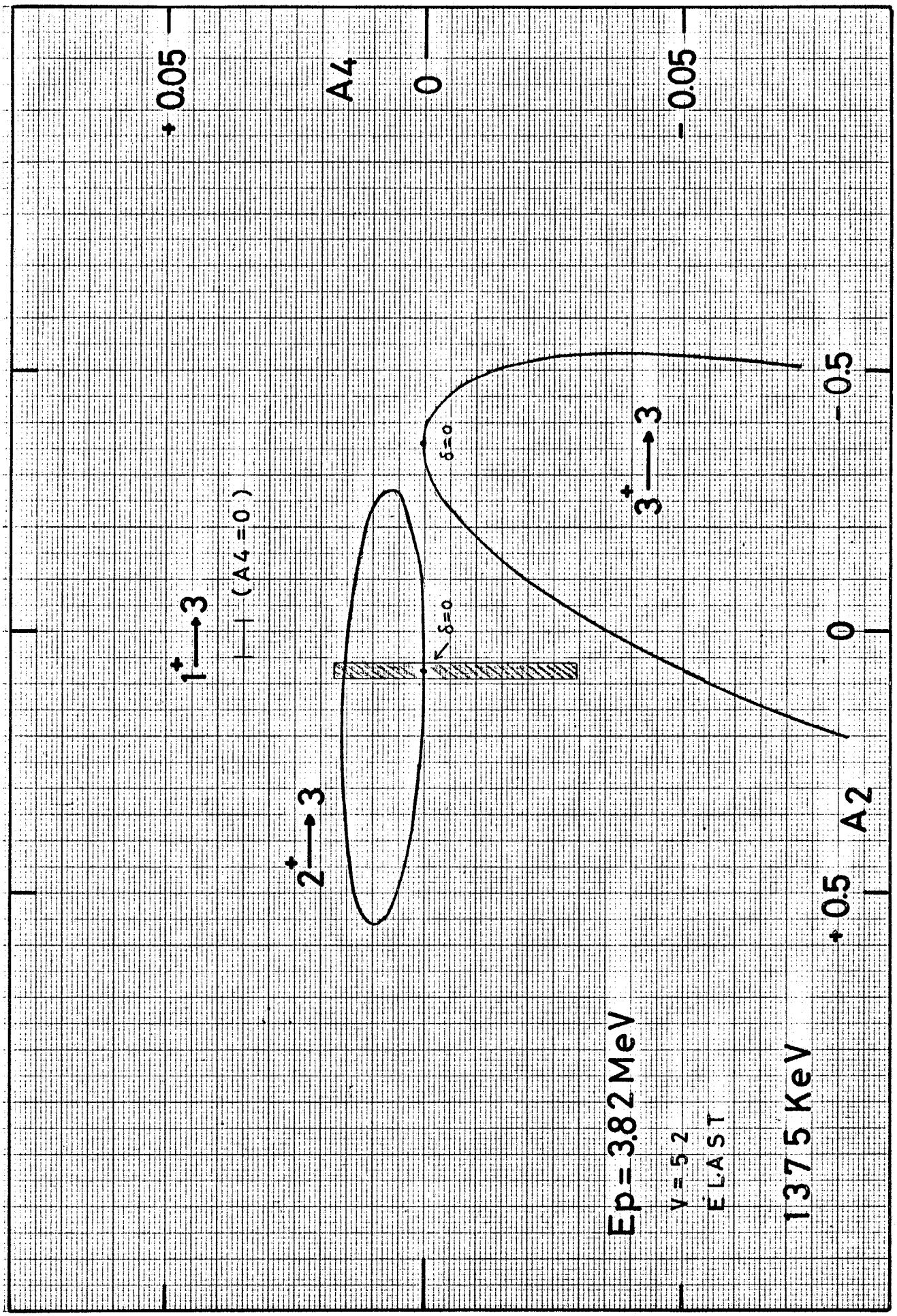

+0.05
A4
0
-0.05
-0.5
0
A2
+0.5
$1^+ \rightarrow 3$
(A4=0)
$2^+ \rightarrow 3$
$3^+ \rightarrow 3$
δ=0
δ=0
Ep=3.82MeV
V=52
ELAST
1375 KeV

Fig 5-17 (o)

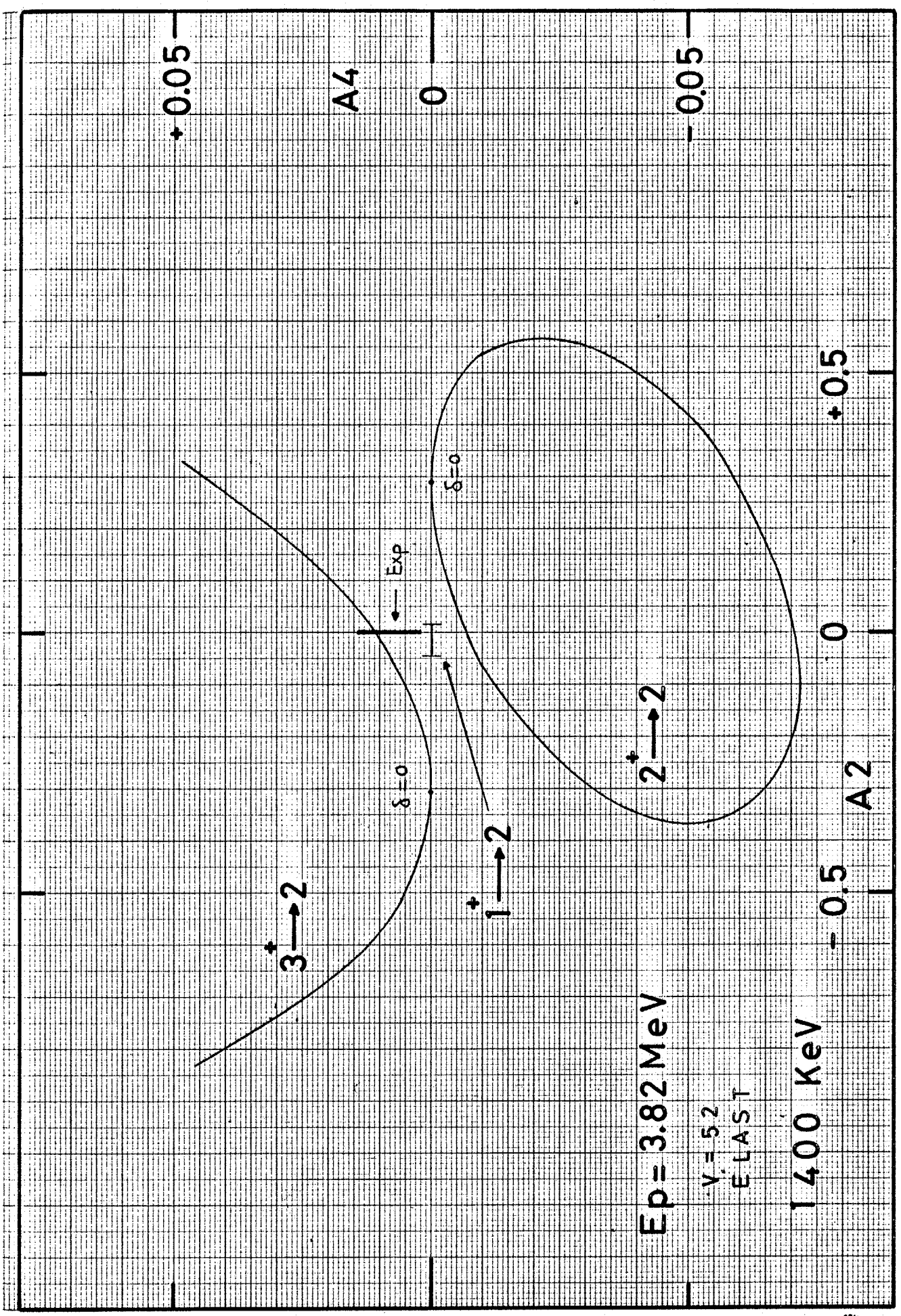

+0.05
A4
0
-0.05
+0.5
0
-0.5
A2
Exp
δ=0
δ=0
3+→2
1+→2
2+→2
Ep=3.82MeV
V=52
ELAST
1400 KeV

Fig 5-17(P)

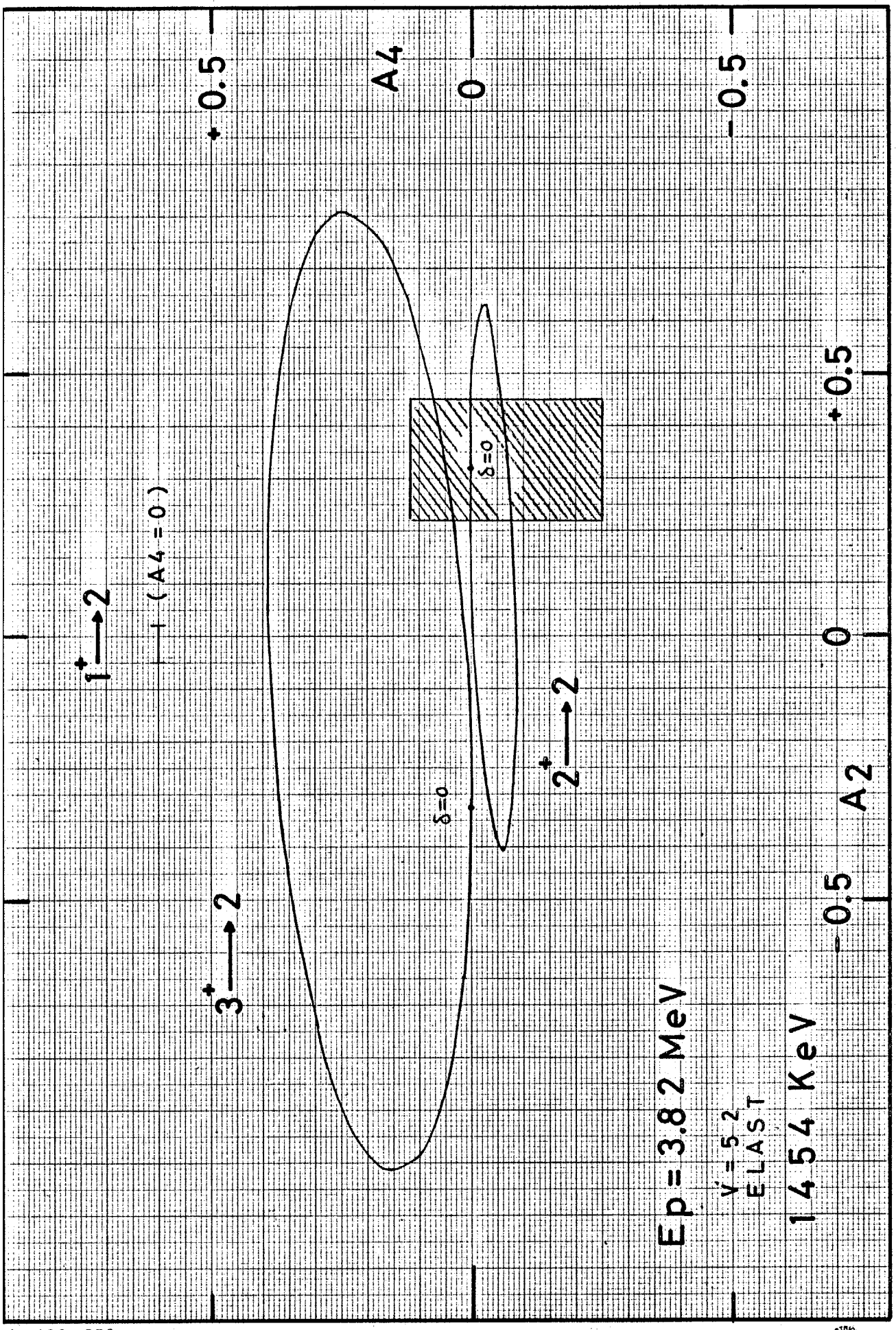
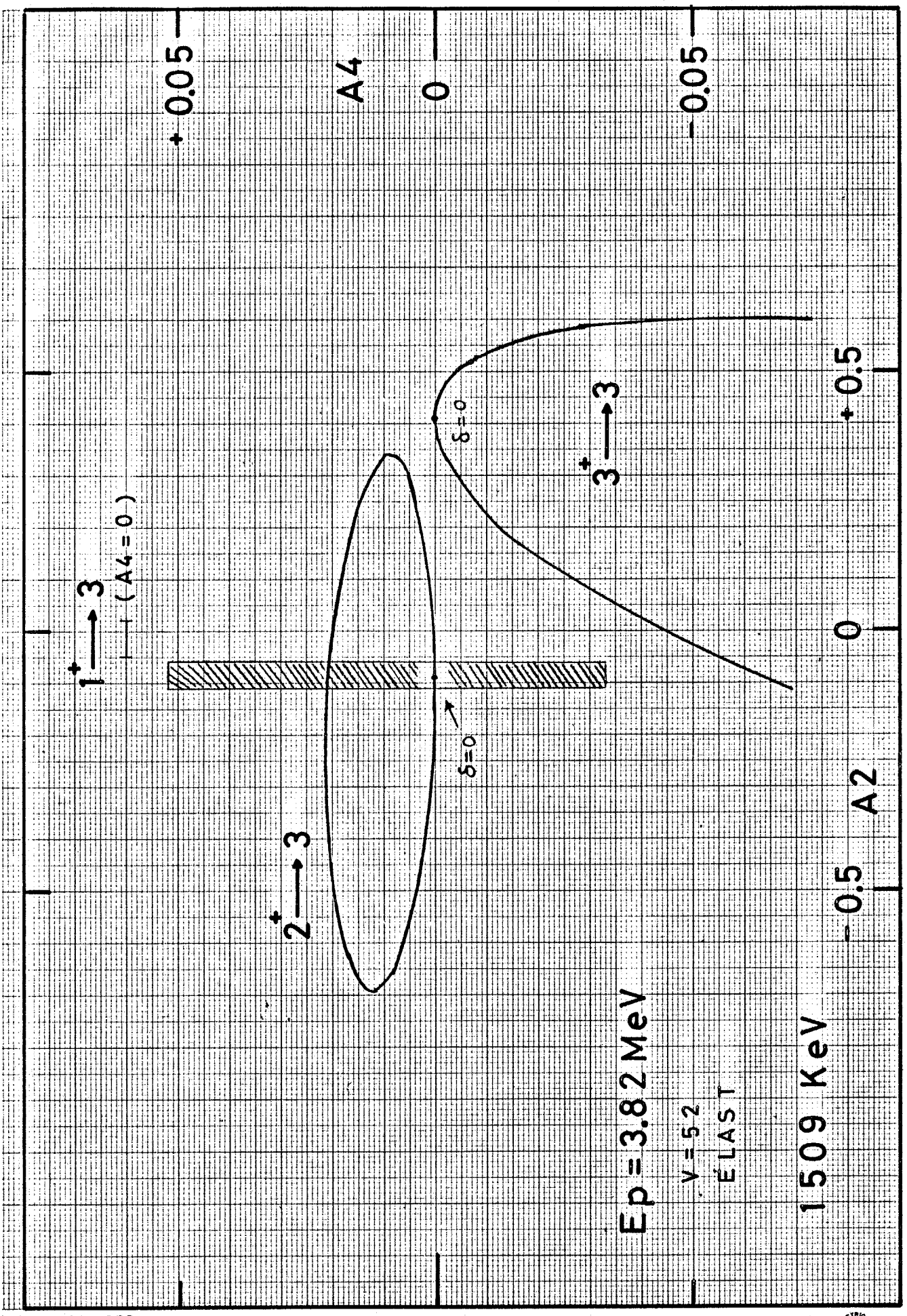

+0.5
A4
0
-0.5
+0.5
0
-0.5
A2
$1^+ \rightarrow 2$
(A4=0)
$3^+ \rightarrow 2$
$2^+ \rightarrow 2$
δ=0
δ=0
Ep=3.82 MeV
V=52
ELAST
1454 KeV

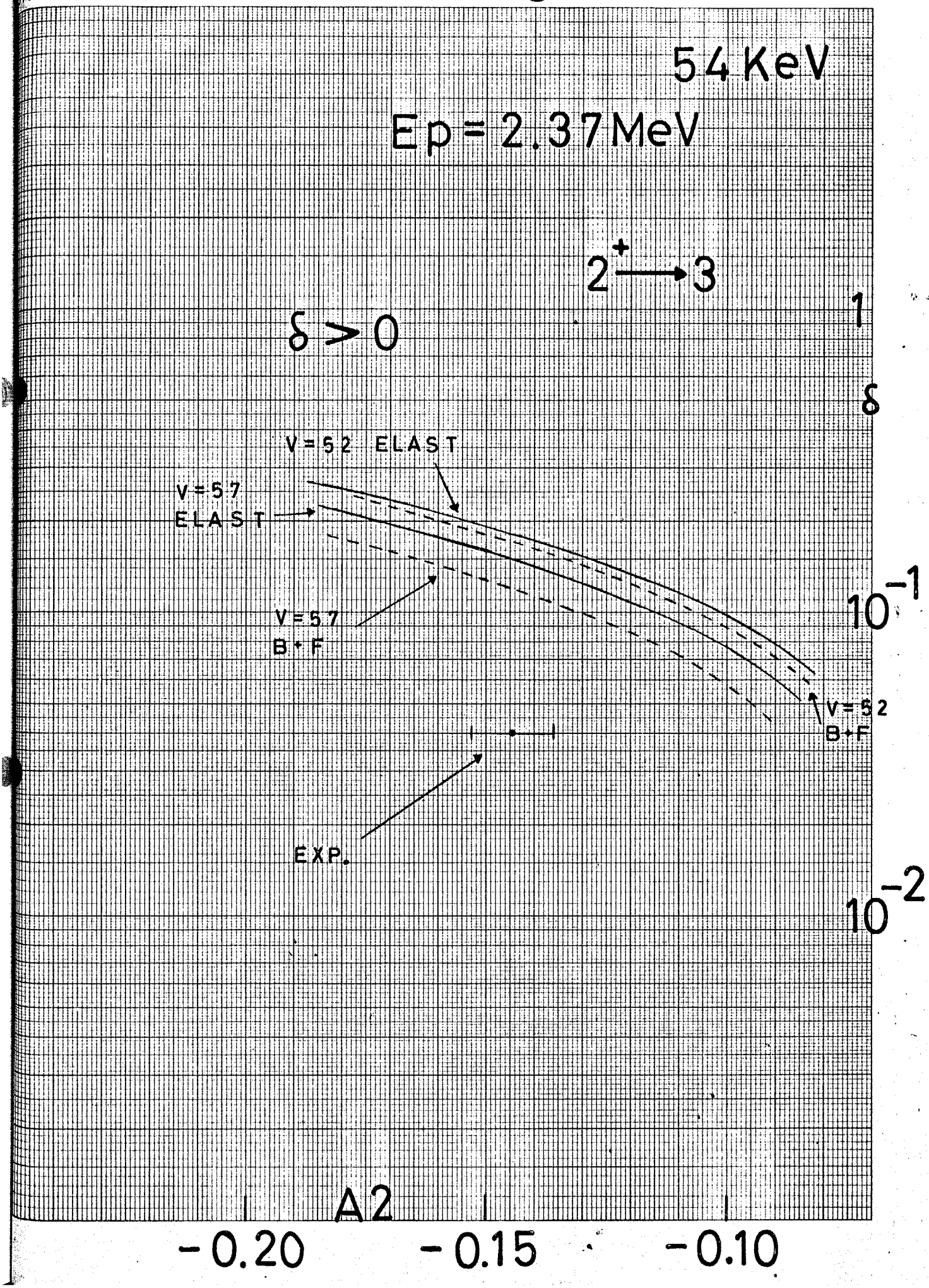
Fig 5-17 (q)


+0.05
A4
0
-0.05
+0.5
0
-0.5
A2
1+ → 3
(A4 = 0)
2+ → 3
3+ → 3
δ=0
δ=0
Ep = 3.82 MeV
V = 52
ELAST
1509 KeV

JIS A4 180×250mm

片対数方眼紙

Fig 5-18(a)



JIS A4 180×250mm

片村数方眼紙

Fig 5-18 (b)

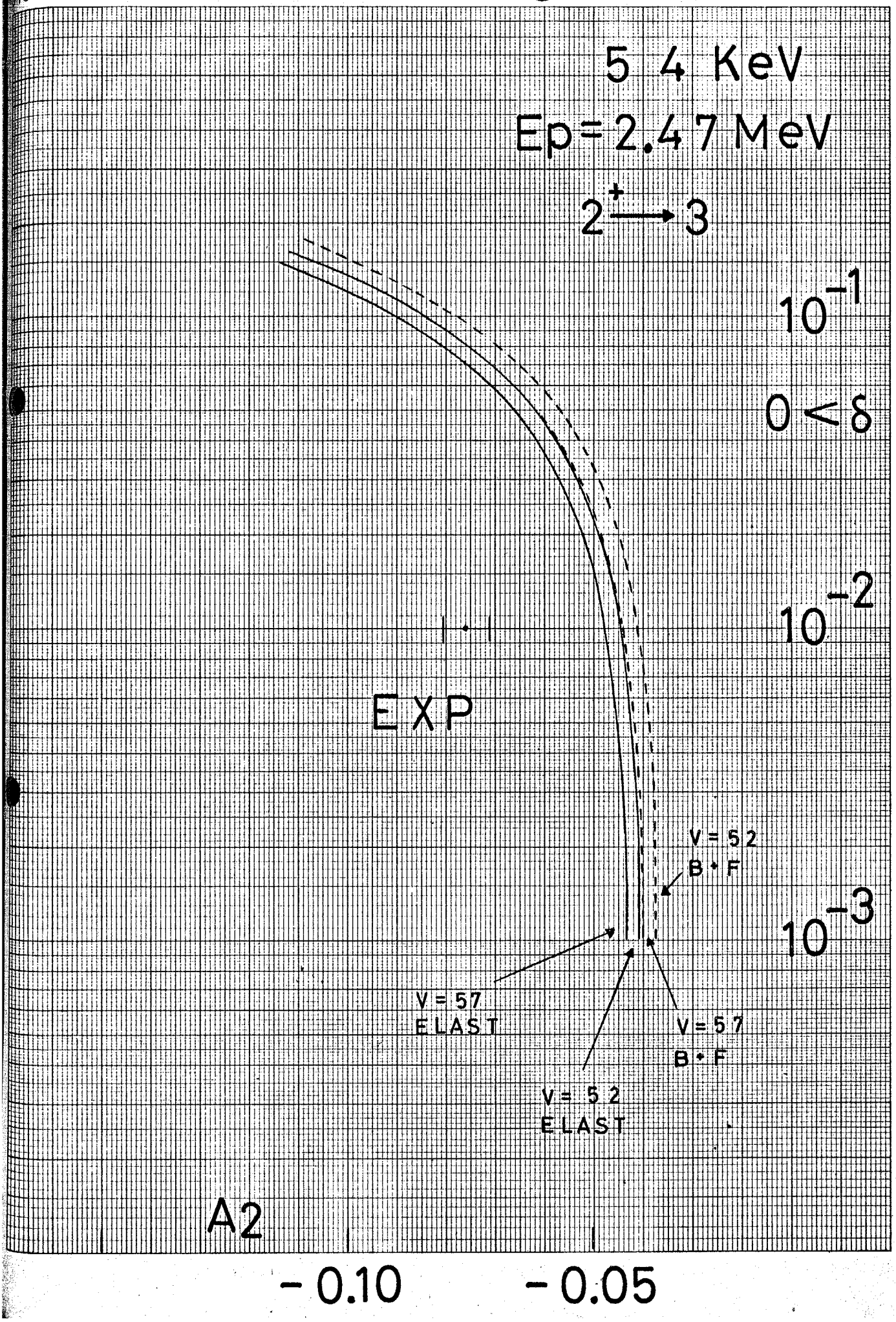


Fig 5-18 (c)

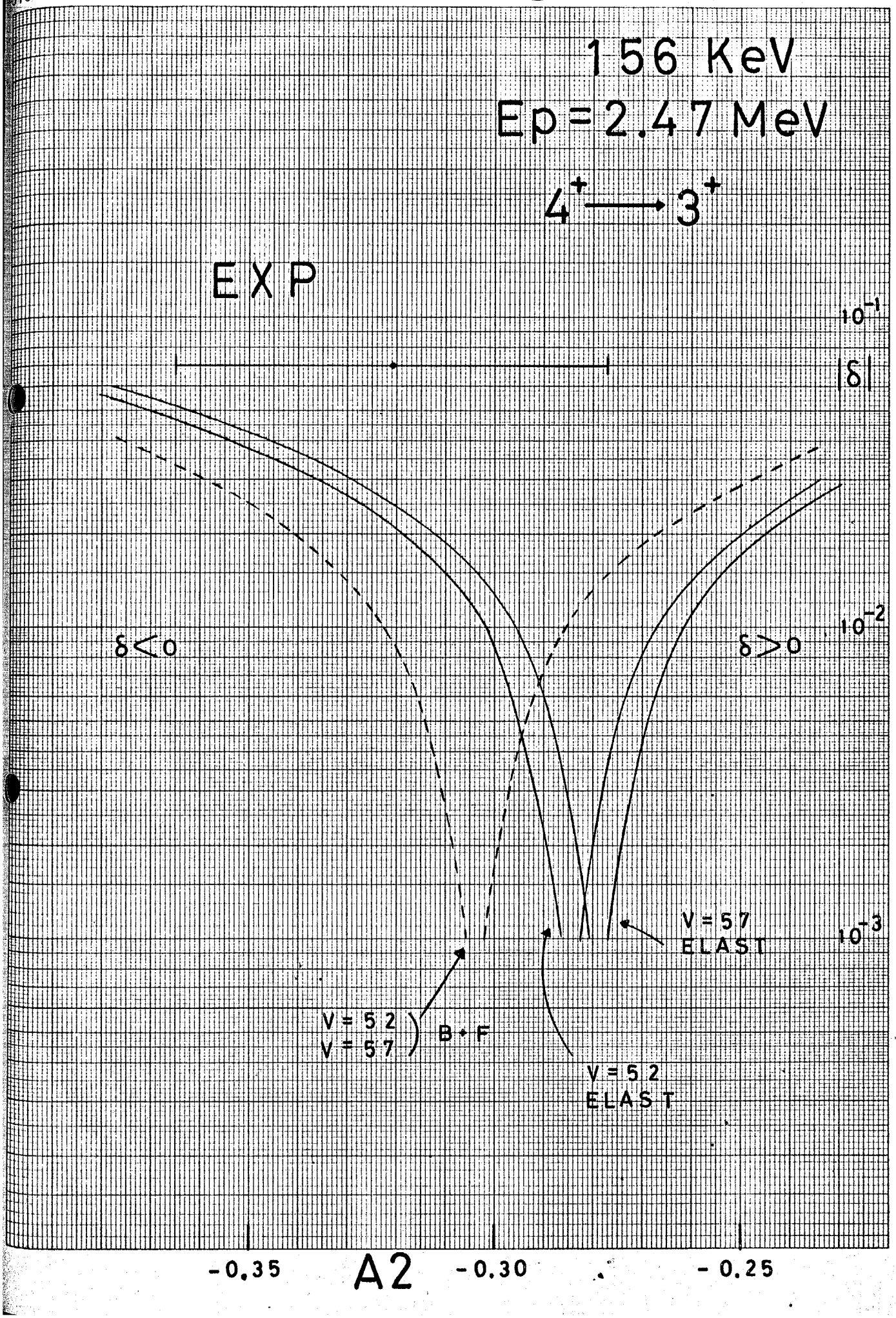

156 KeV
Ep=2.47 MeV
4+ → 3+
EXP
10-1
|δ|
δ<0
δ>0
10-2
10-3
V=57
ELAST
V=52
V=57
B・F
V=52
ELAST
-0.35
A2
-0.30
-0.25

Fig 5-18(d)

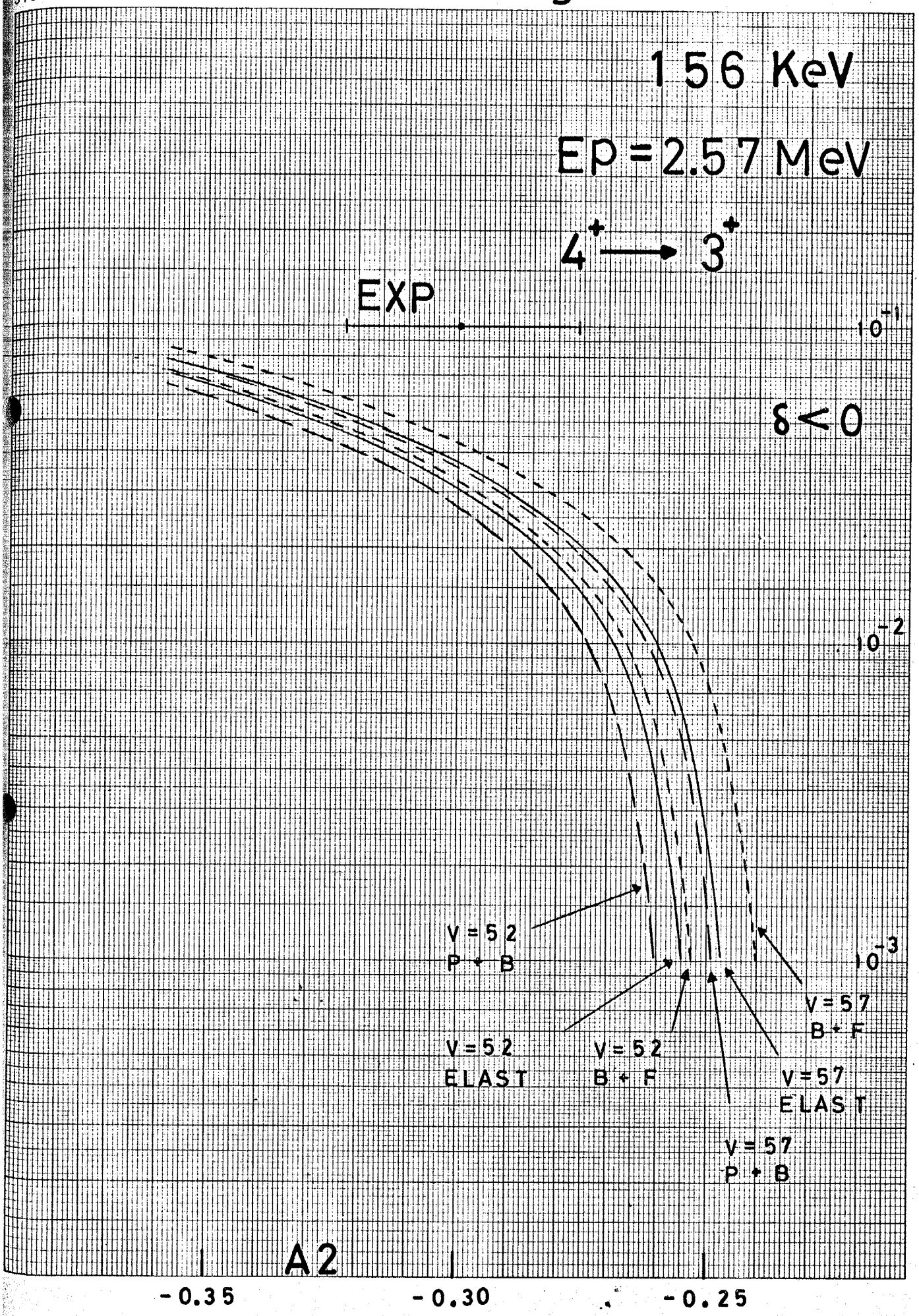
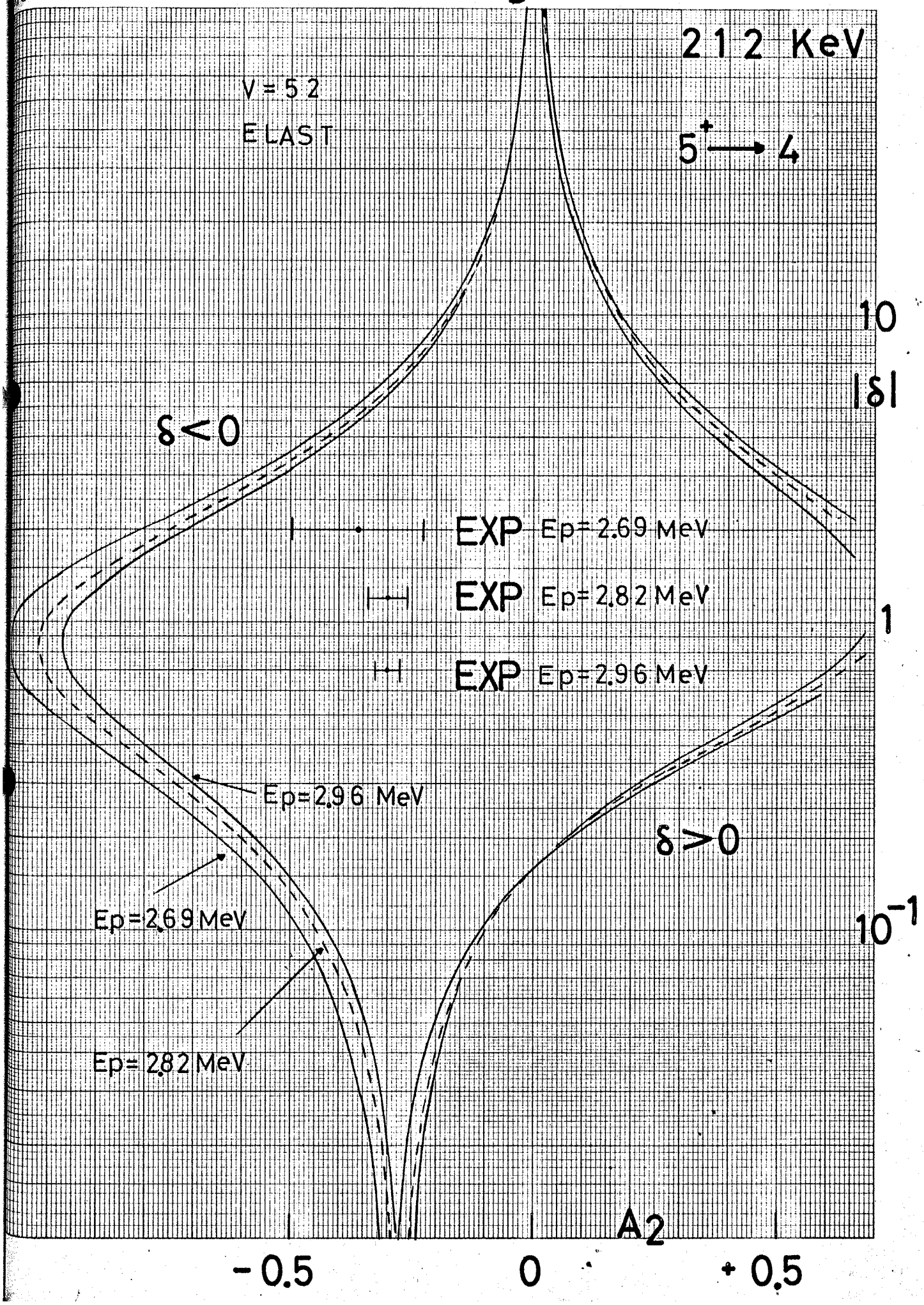

156 KeV
Ep=2.57 MeV
4+ → 3+
EXP
10-1
δ<0
10-2
10-3
V=52
P+B
V=52
ELAST
V=52
B+F
V=57
B+F
V=57
ELAST
V=57
P+B
A2
-0.35
-0.30
-0.25

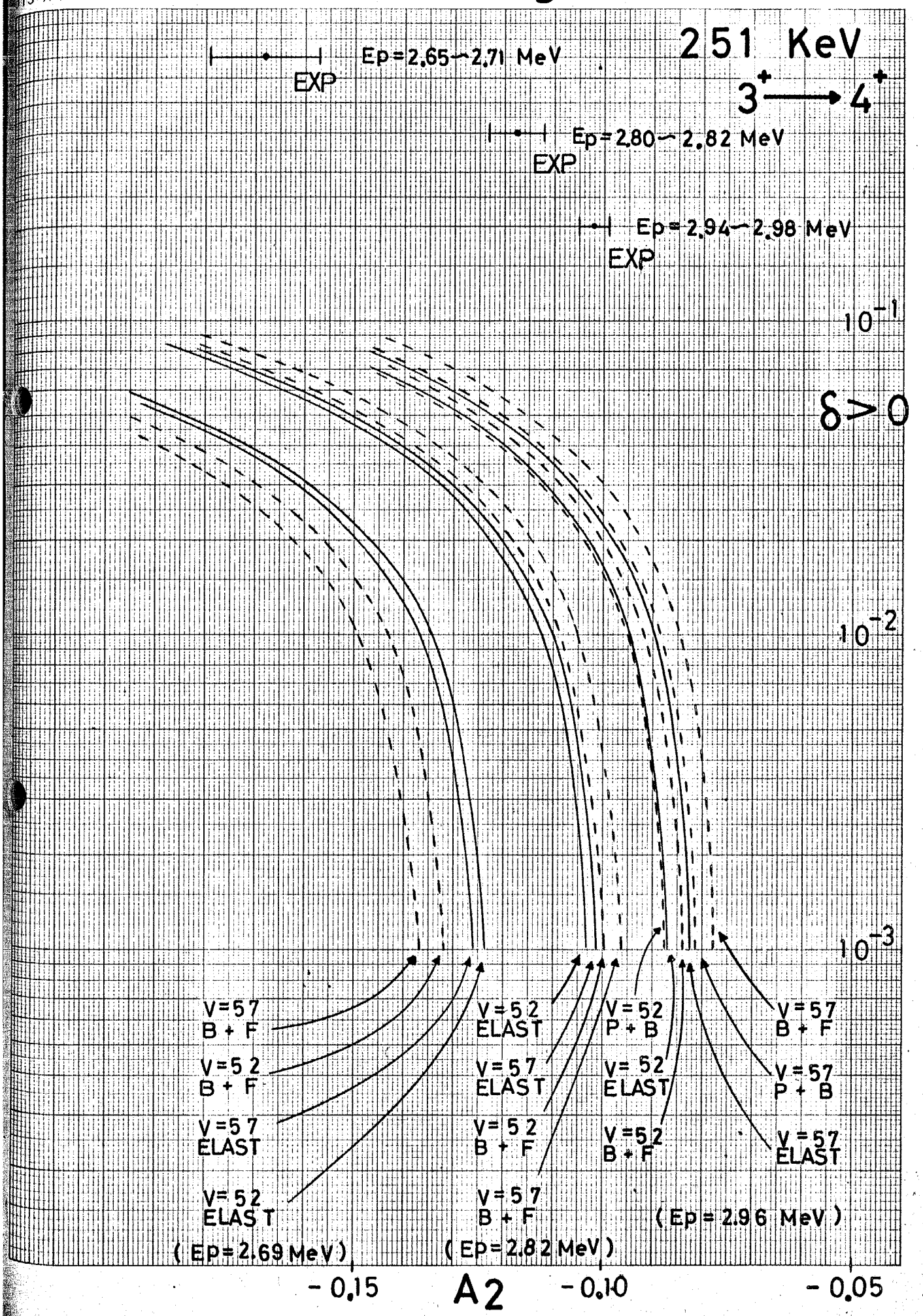
Fig 5-18(e)


212 KeV
V = 52
ELAST
5+ → 4
10
|δ|
δ<0
EXP Ep= 2.69 MeV
EXP Ep= 2.82 MeV
EXP Ep= 2.96 MeV
1
Ep=2.96 MeV
δ>0
Ep=2.69 MeV
10-1
Ep= 2.82 MeV
A2
-0.5
0
+0.5

JIS A4 180×250mm

片対数方眼紙

Fig 5-18 (f)



A2

Fig 5-18(g)

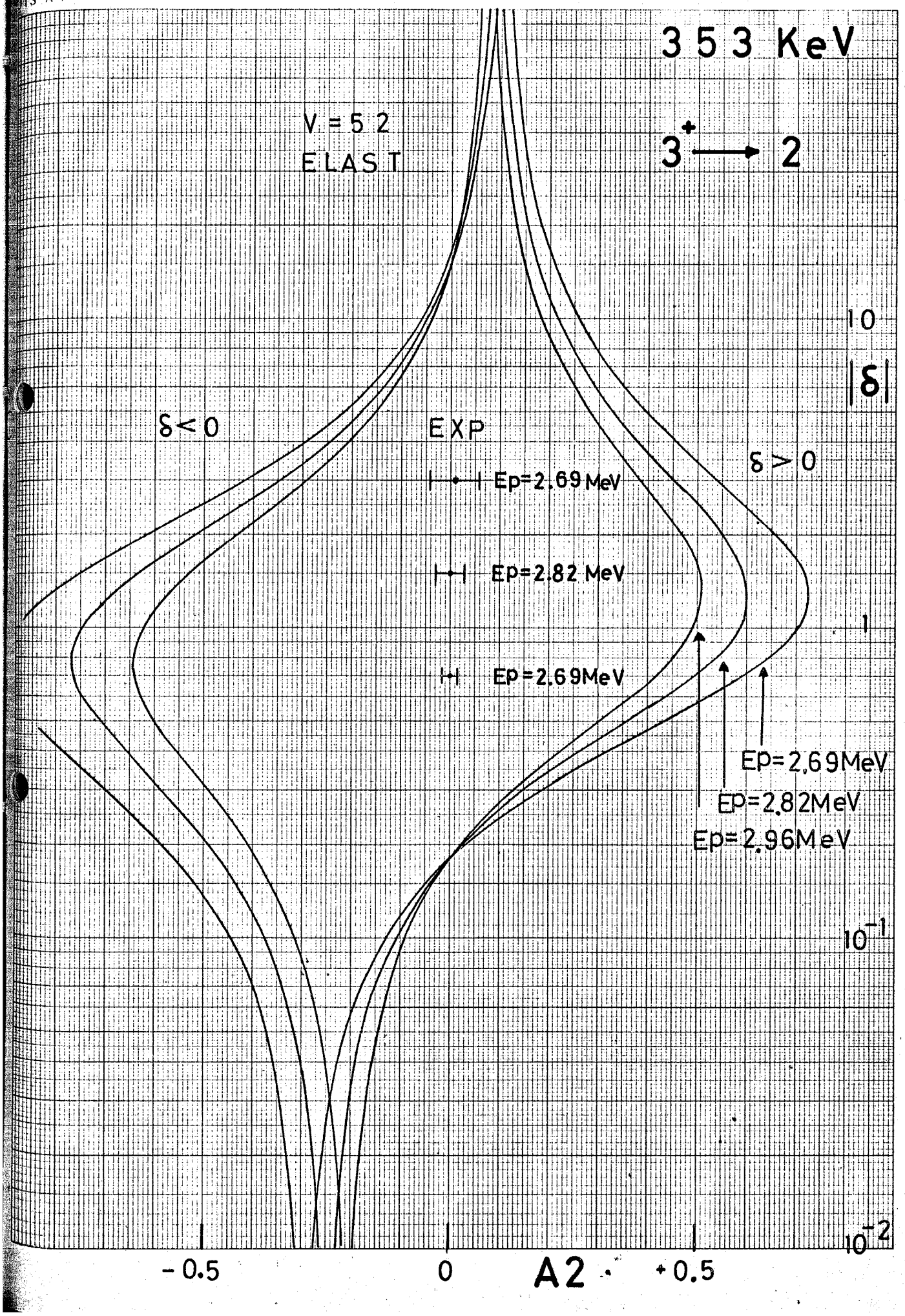

353 KeV
V = 52
ELAST
3+ → 2
10
|δ|
δ < 0
EXP
δ > 0
Ep=2.69 MeV
Ep=2.82 MeV
1
Ep=2.69MeV
Ep=2.69MeV
Ep=2.82MeV
Ep=2.96MeV
10-1
10-2
-0.5
0
A2
+0.5

Fig 5-18 (h)

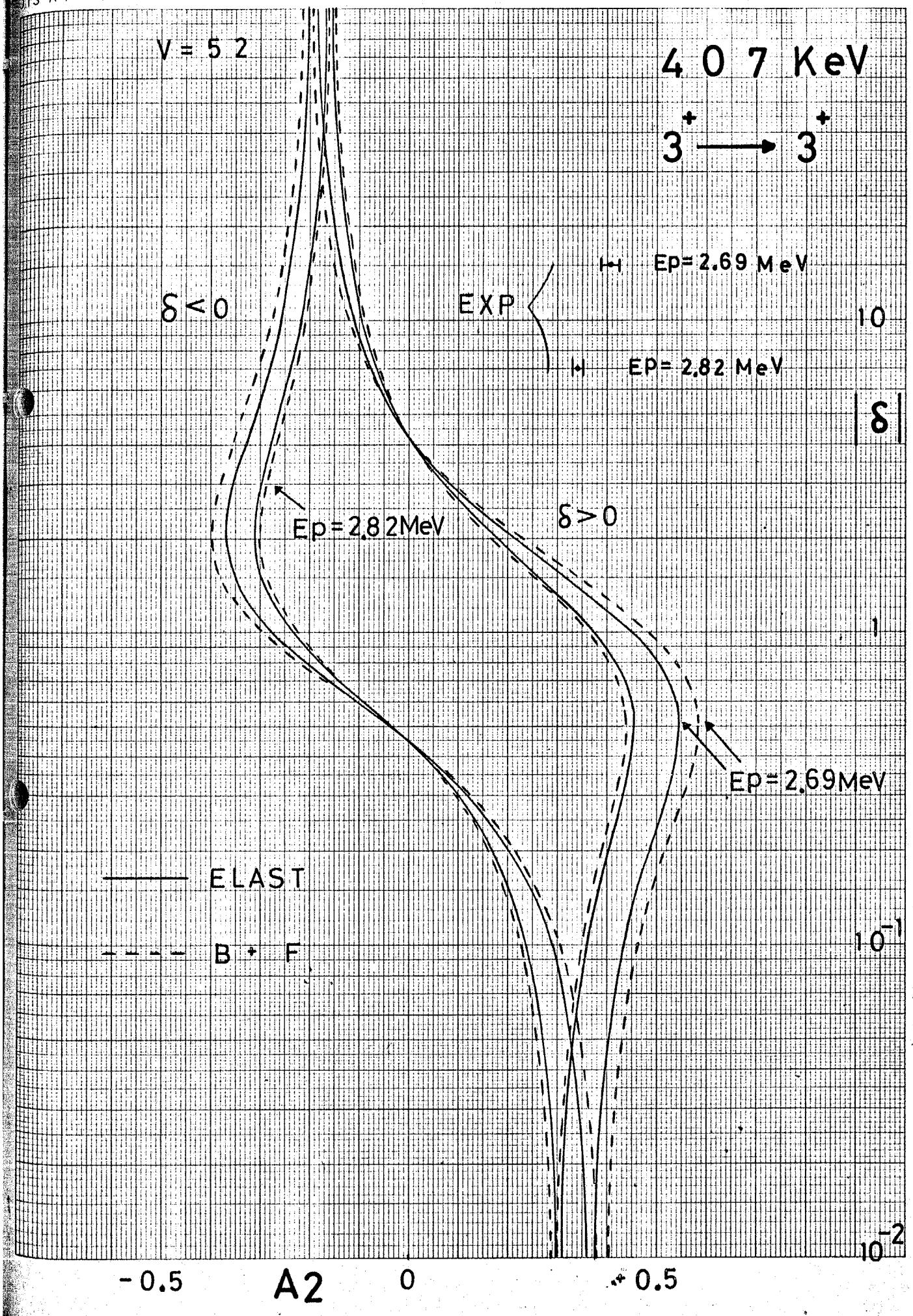

V = 52
407 KeV
3+ → 3+
Ep= 2.69 MeV
EXP
Ep= 2.82 MeV
δ<0
δ>0
Ep=2.82MeV
Ep=2.69MeV
ELAST
B + F
10
1
10^-1
10^-2
|δ|
-0.5
A2
0
+0.5

Fig 5-18 (i)

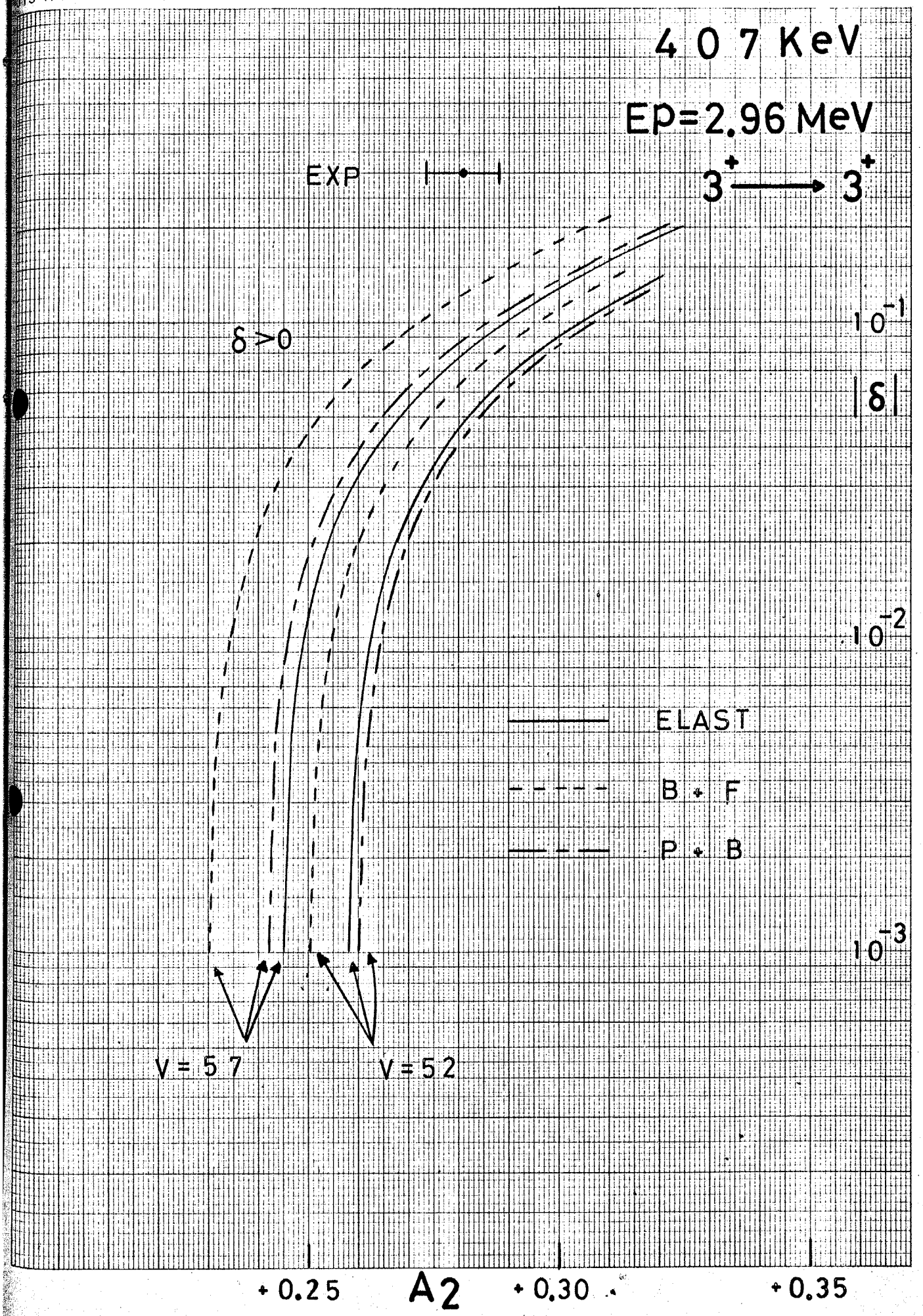

407 KeV
Ep=2.96 MeV
EXP
3+ → 3+
δ>0
10-1
|δ|
10-2
10-3
ELAST
B + F
P + B
V=57
V=52
+0.25
A2
+0.30
+0.35

Fig 5-18 (j)

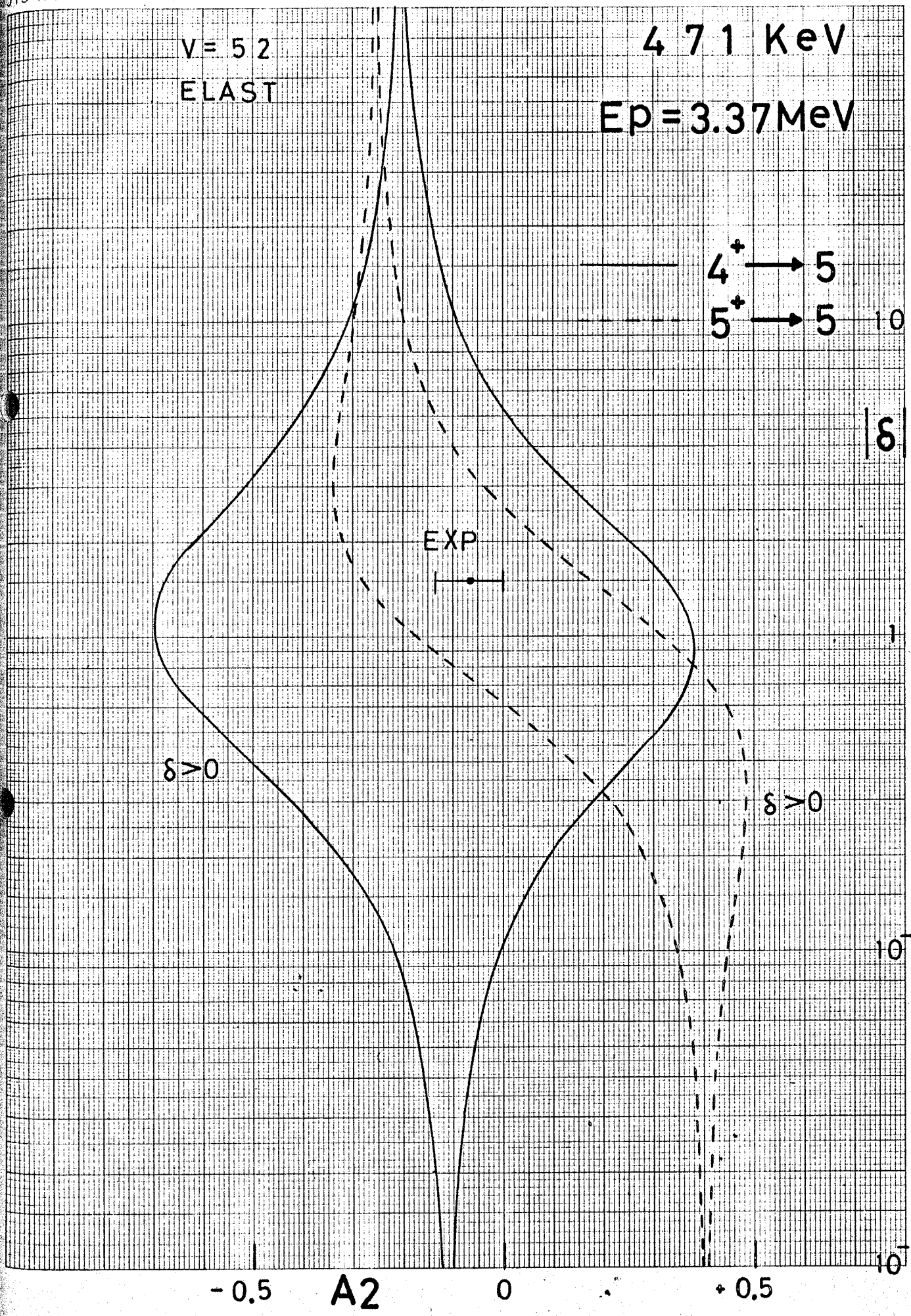

V= 52
ELAST
471 KeV
Ep=3.37MeV
4+ → 5
5+ → 5
|δ|
EXP
δ>0
δ>0
10
1
10-1
10-2
-0.5
A2
0
+0.5

Fig 5-18 (k)

JIS A4 180×250mm.

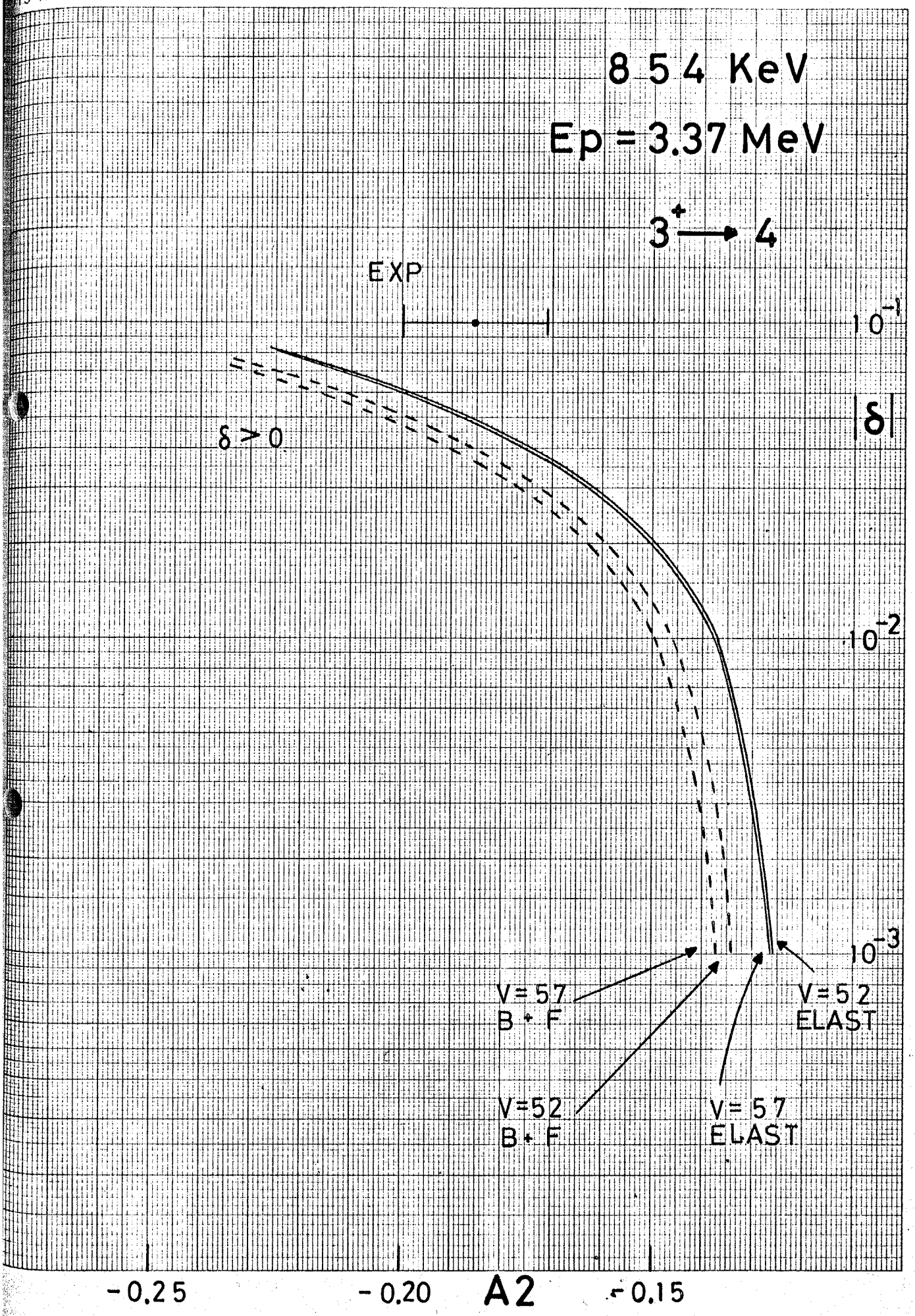


Fig 5-18 (l)

JIS A4 180×250mm

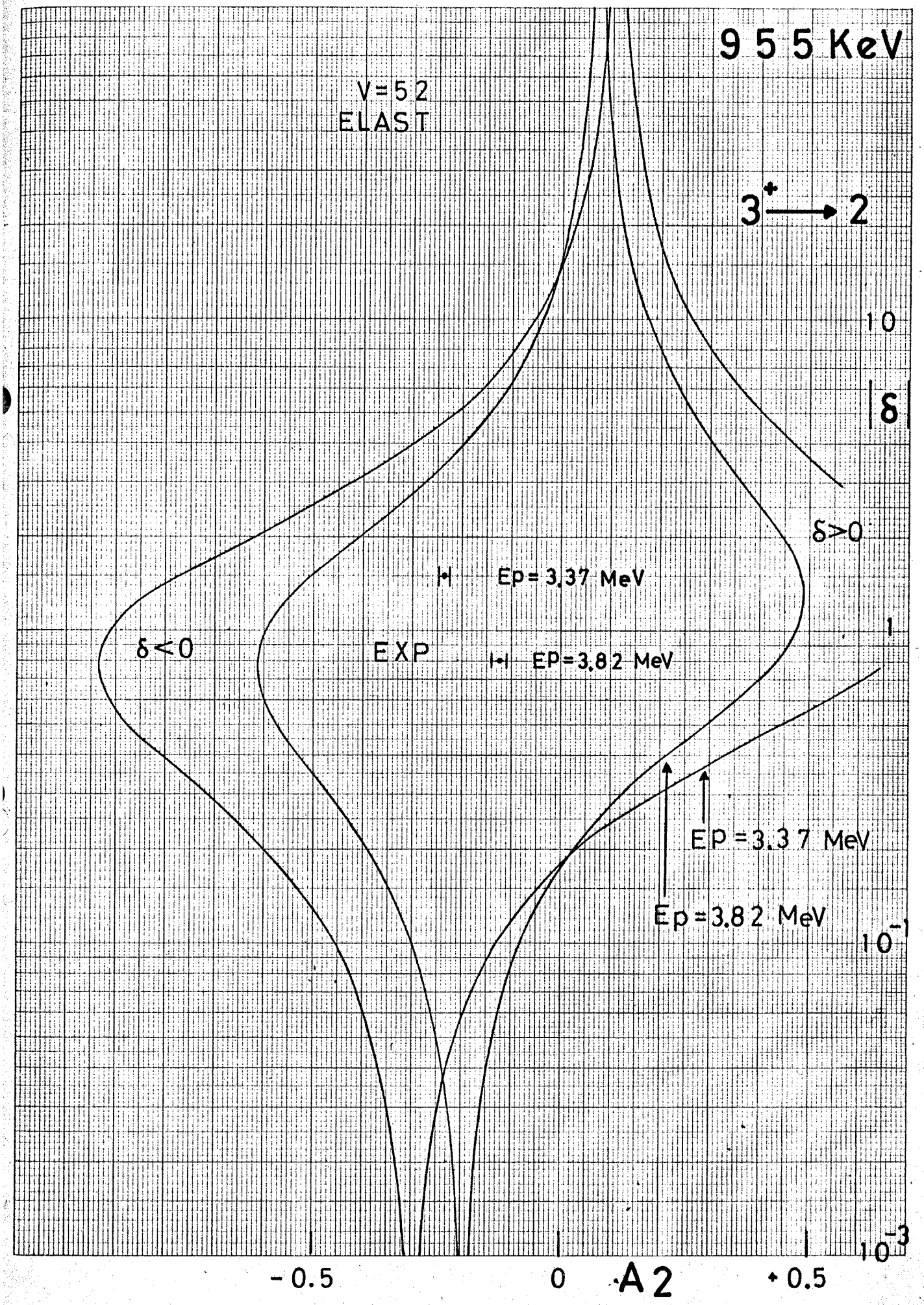


Fig 5-18(m)

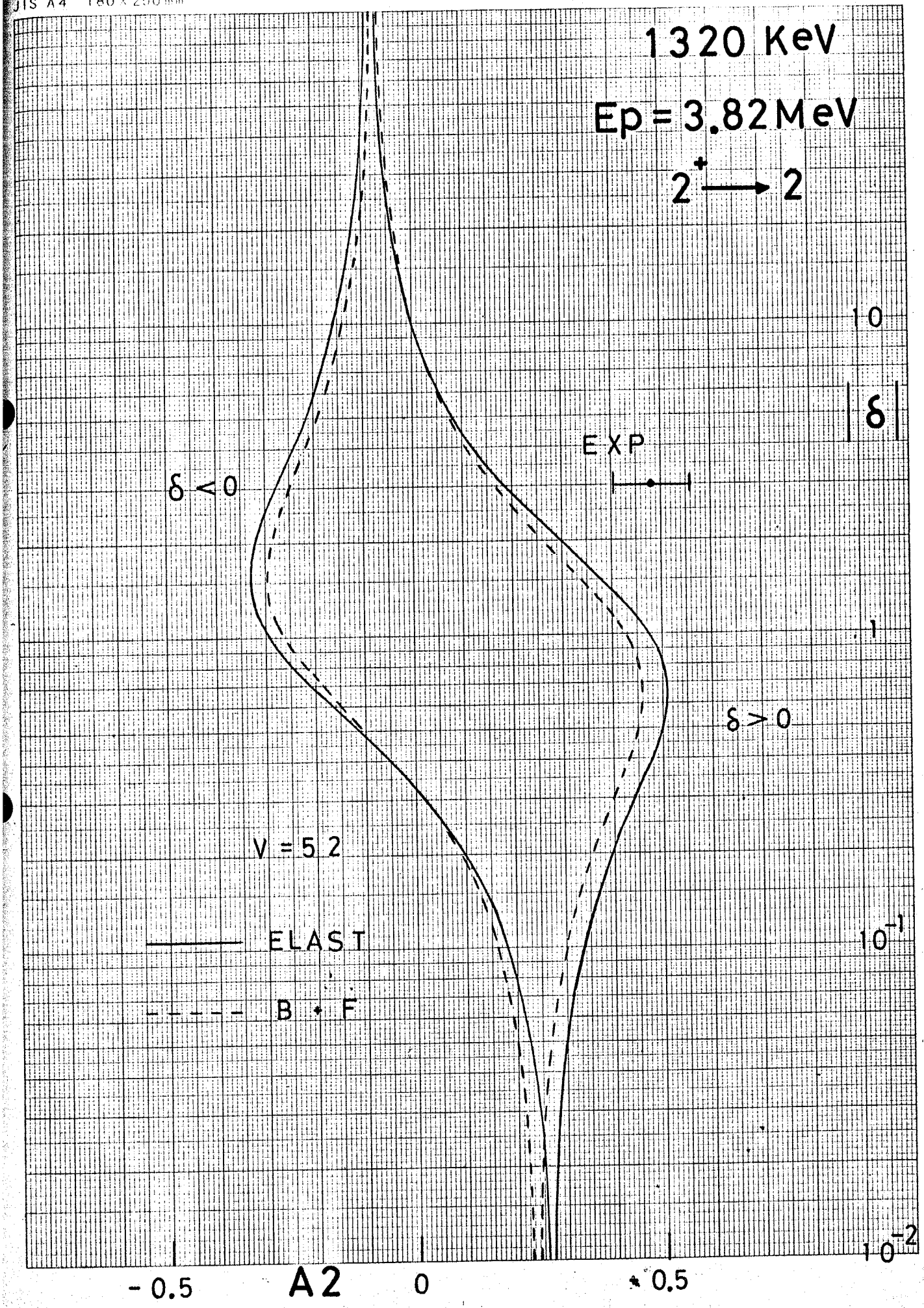

1320 KeV
Ep = 3.82 MeV
$2^+ \longrightarrow 2$
10
$|\delta|$
EXP
$\delta < 0$
1
$\delta > 0$
V = 52
ELAST
B + F
10^{-1}
10^{-2}
-0.5
A2
0
0.5

Fig 5-18(n)

JIS A4 180×250mm

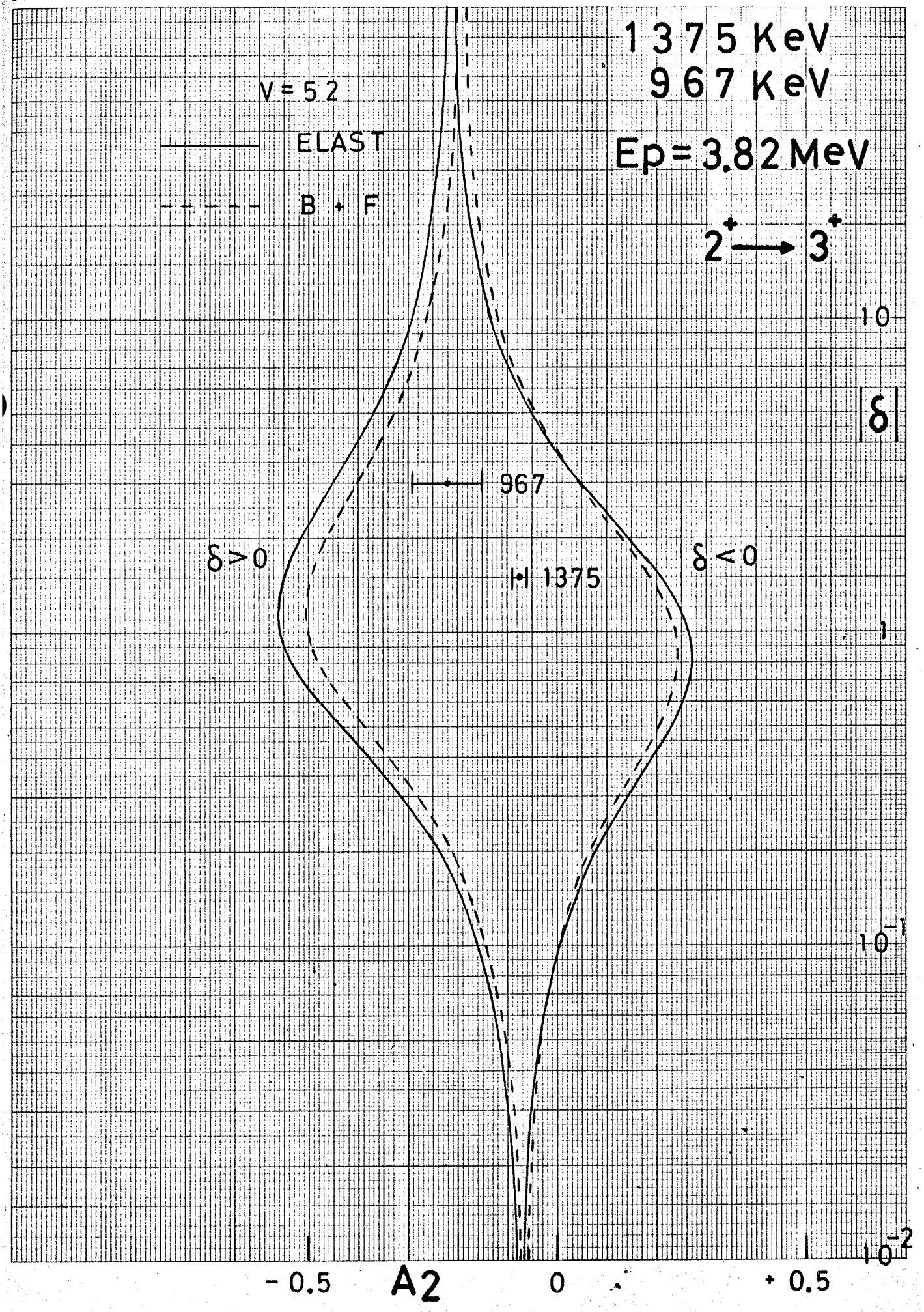


Fig 5-18(o)

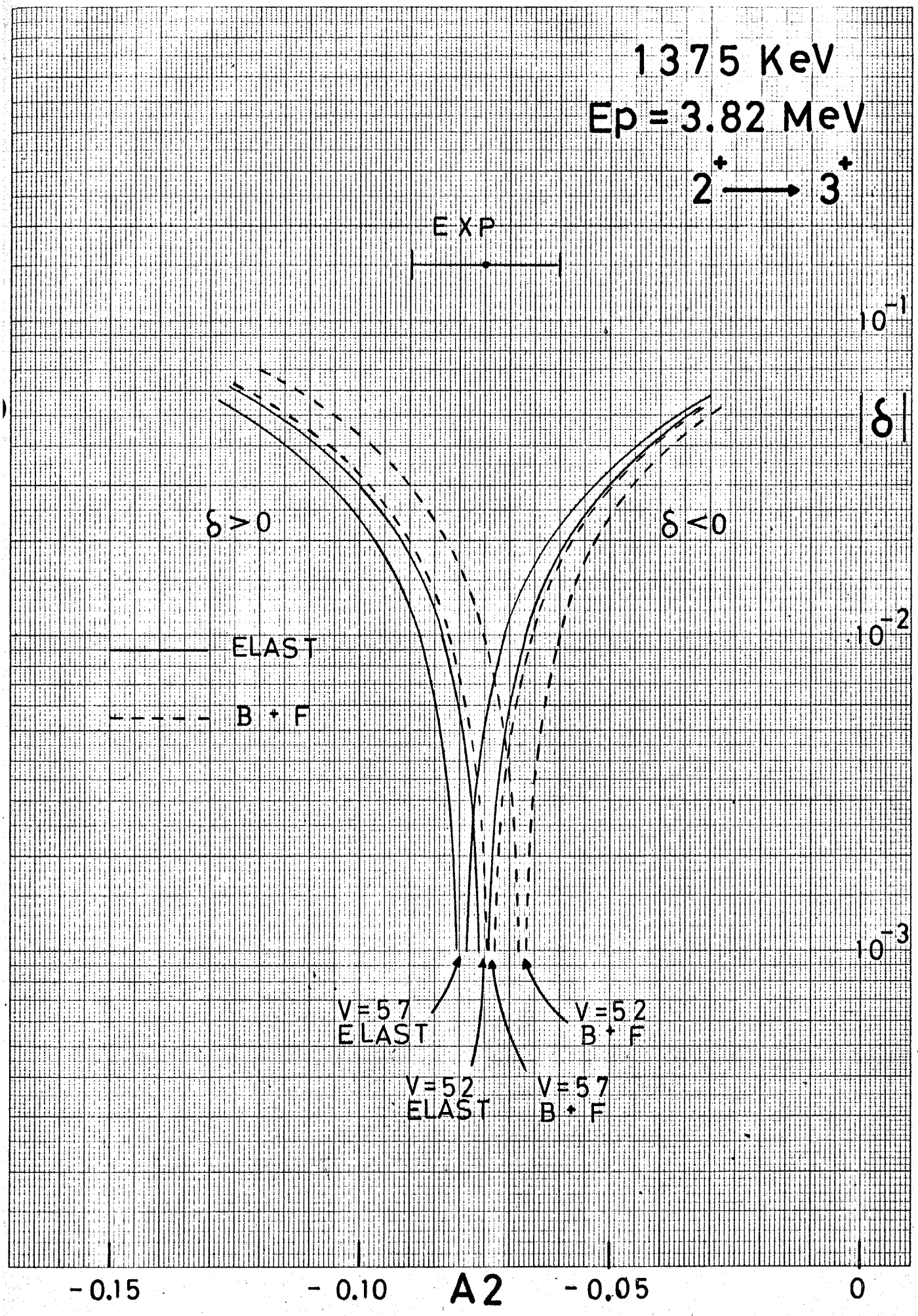

1375 KeV
Ep = 3.82 MeV
2+ → 3+
EXP
10^-1
10^-2
10^-3
|δ|
δ > 0
δ < 0
ELAST
B + F
V = 57
ELAST
V = 52
B + F
V = 52
ELAST
V = 57
B + F
-0.15
-0.10
A2
-0.05
0

Fig 5-18 (p)

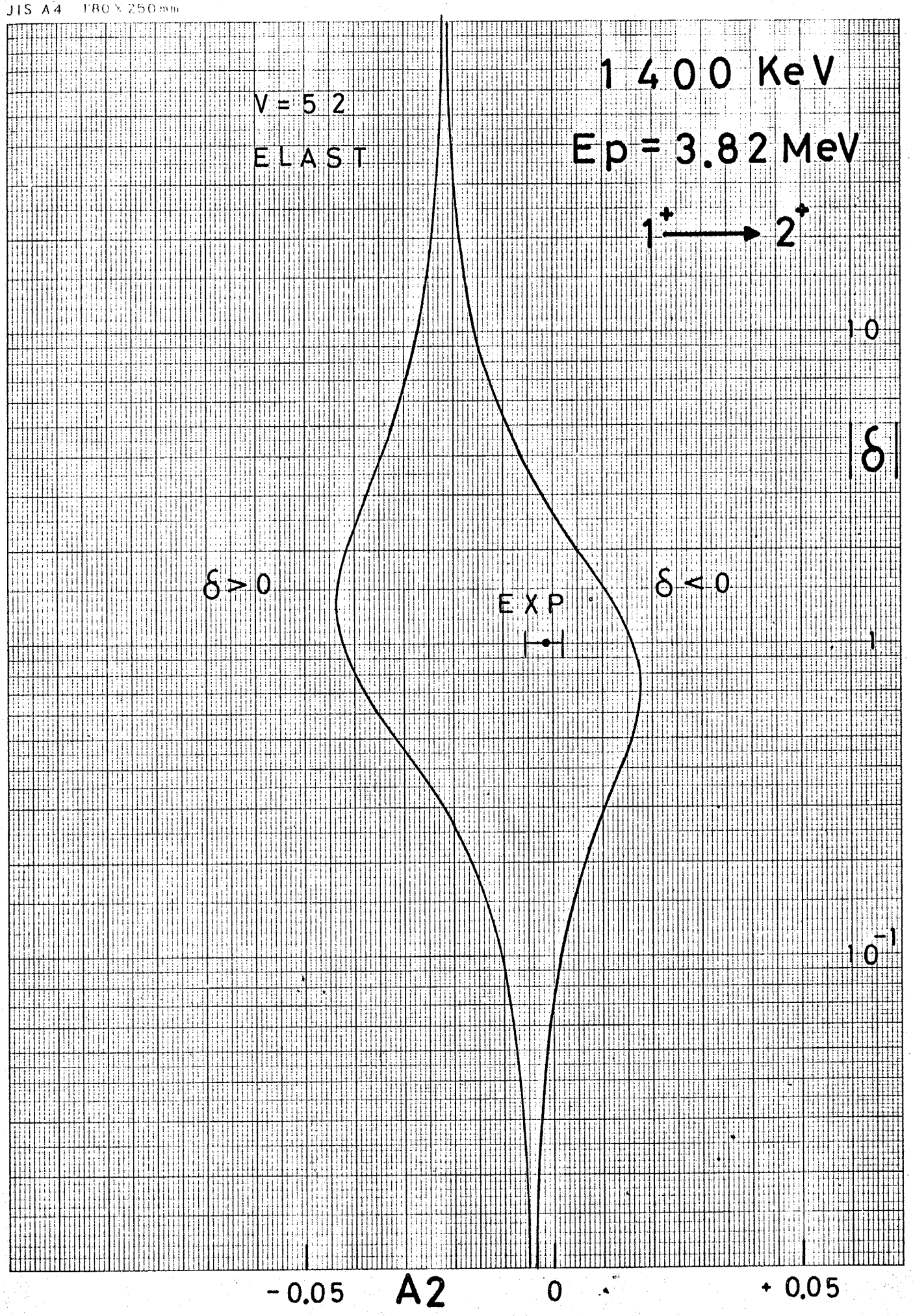

JIS A4 180×250mm
V = 5 2
ELAST
1400 KeV
Ep = 3.82 MeV
1+ → 2+
10
|δ|
δ > 0
δ < 0
EXP
1
10⁻¹
-0.05
A2
0
+ 0.05

Fig 5-18 (q)

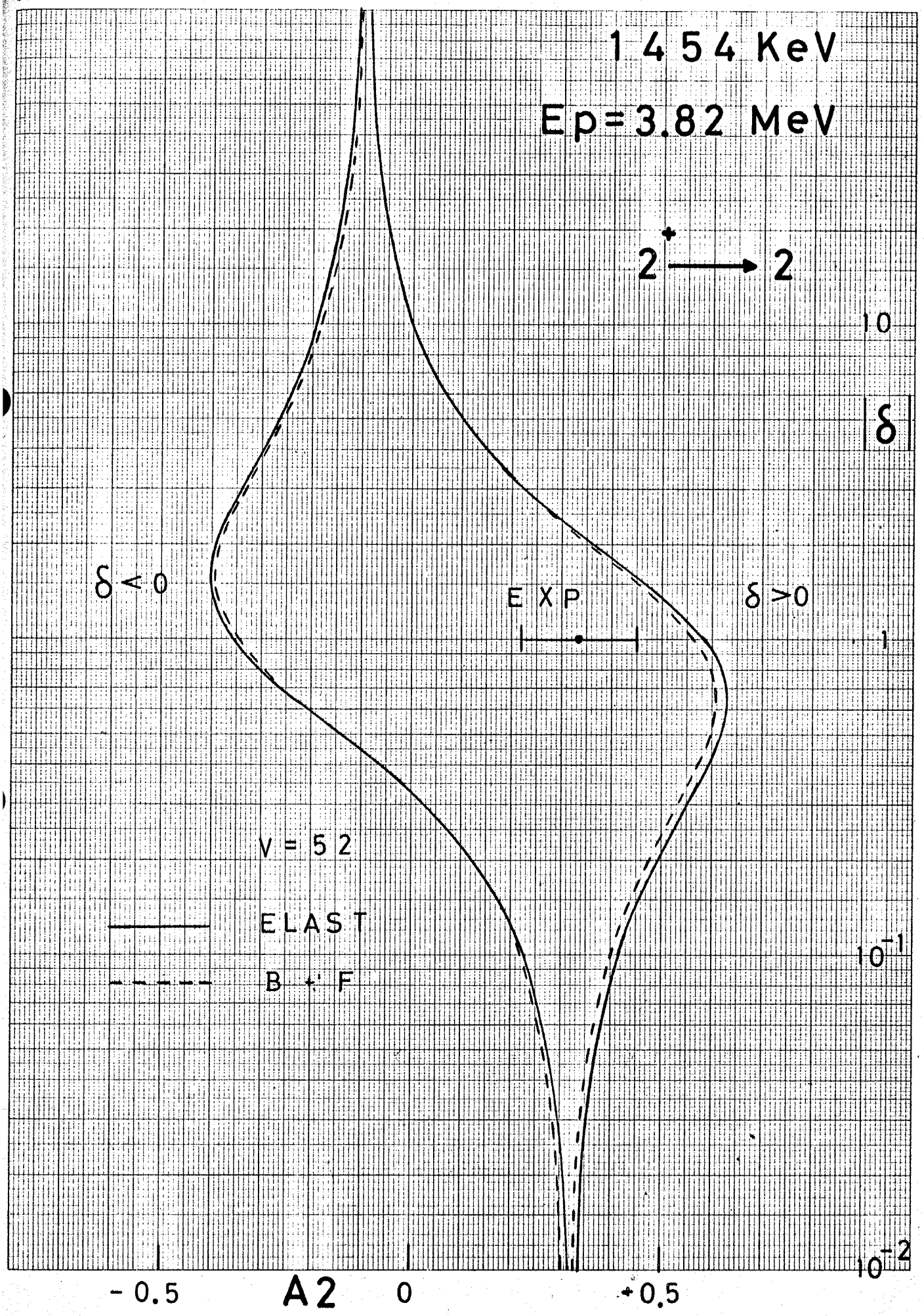

1454 KeV
Ep=3.82 MeV
2+ → 2
10
δ
δ < 0
EXP
δ > 0
1
V = 52
ELAST
B + F
10^-1
10^-2
-0.5
A2
0
+0.5

Fig 5-18(r)

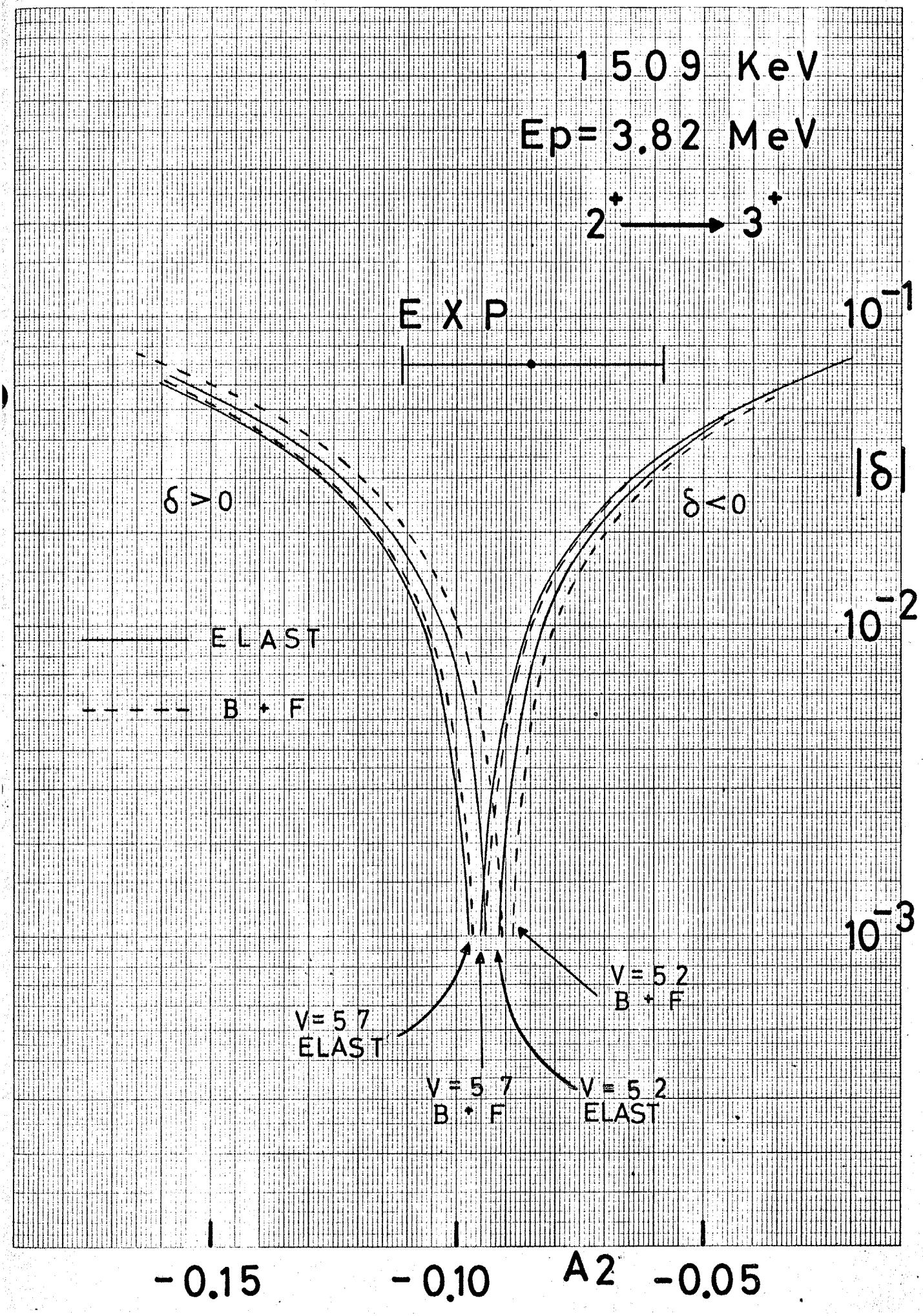

1509 KeV
Ep=3.82 MeV
2+ → 3+
EXP
10-1
|δ|
δ>0
δ<0
10-2
ELAST
B + F
10-3
V=52
B + F
V=57
ELAST
V=57
B + F
V=52
ELAST
-0.15
-0.10
A2
-0.05

Fig 5-19

★印のγ線は $^{51}V(\alpha,n\gamma)$ 反応だけに検出される

○印のγ線は角度分布を測定

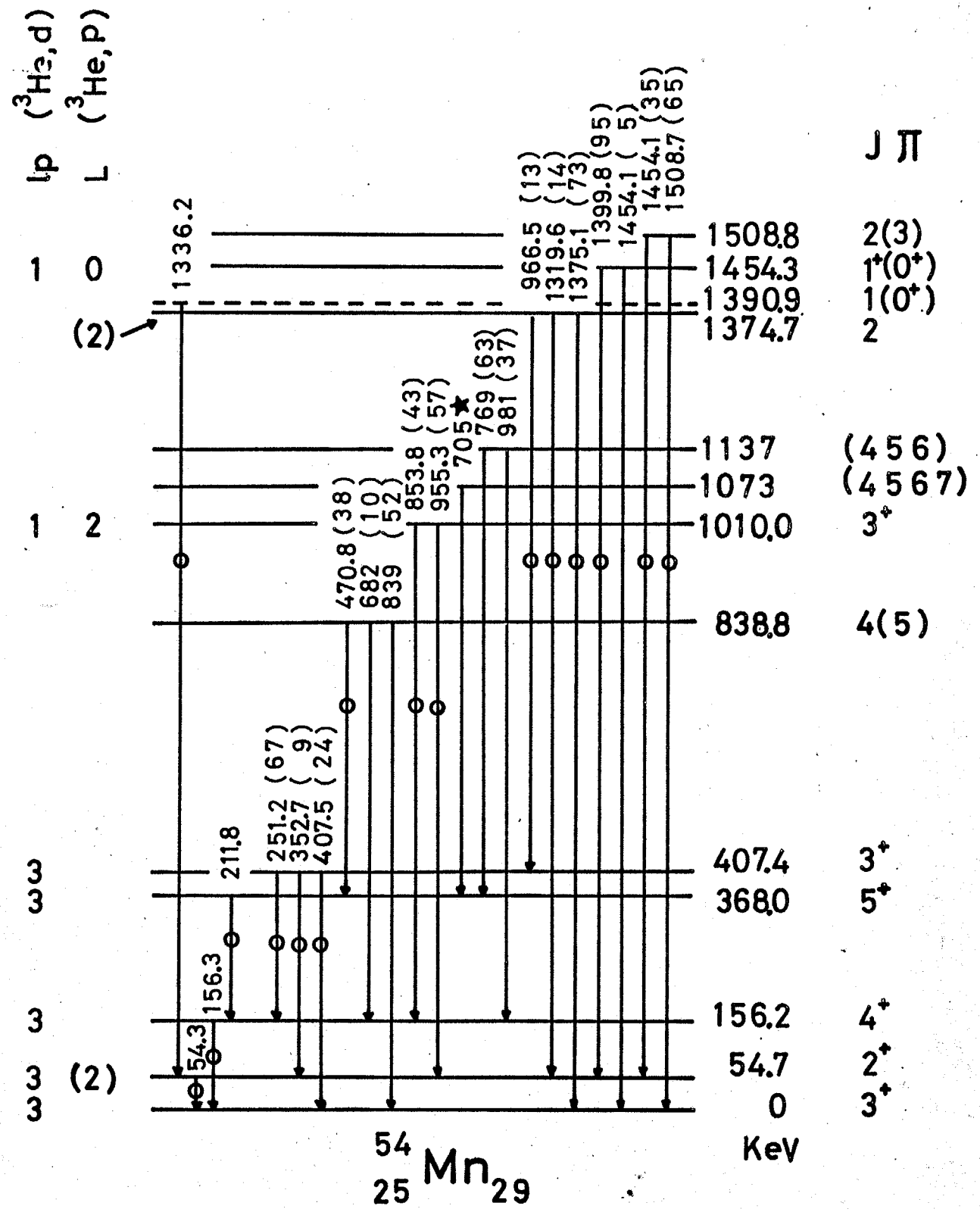


Table 5-2 (a)

E_r KeV	Ep MeV	χ^2	A_2	A_4	$J_2 \rightarrow J_3$	T_l^j P	T_l^j N	Mixing δ	範	囲
54	2.35 ~ 2.39	0.94	-0.I446 ±0.0087	+0.0080 ±0.0I38	2^+ 3^+	52	ELAST	+0.I84	+0.205	+0.I65
							B+F	+0.I73	+0.I93	+0.I55
						57	ELAST	+0.I53	+0.I70	+0.I45
							B+F	+0.I22	+0.I35	+0.I08
						52	ELAST	+ 75	+ 35	- 250
							B+F	|δ|>300	+ 55	- 75
						57	ELAST	- 60	- 300	- 30
							B+F	- 2I	- 28	-I7.5
	2,45 ~ 2.49	I.0I	-0.0758 ±0.0047	+0.0039 ±0.0076	2^+ 3^+	52	ELAST	+0.083	+0.093	+0.07I
							B+F	+0.097	+0.I06	+0.084
						57	ELAST	+0.07I	+0.08I	+0.06I
							B+F	+0.083	+0.093	+0.07I
						52	ELAST	- II.6	- I3.2	- I0.2
							B+F	- I4.3	- I7	- I2
						57	ELAST	- I0.3	- II.5	- 9.3
							B+F	- I2.0	- I3.6	- I0.4
	2.55 ~ 2.59	3.66	-0.0697 ±0.0054	+0.0022 ±0.0086	2^+ 3^+	52	ELAST	+0.09I	+0.I05	+0.078
							B+F	+0.098	+0.II3	+0.083
						52	ELAST	- I3	- I6.5	- II.0
							B+F	- I5	- I8.5	- I2

Table 5-2 (b)

E_r KeV	E_p MeV	χ^2	A_2	A_4	$J_2 \rightarrow J_3$	T_l^j P	T_l^j N	Mixing δ	範	囲
I56	2.45 - 2.49	0.25	-0.32I0 ±0.0438	-0.07I6 ±0.0694	4^+ 3^+	52	ELAST	-0.022	-0.048	+0.004
							B+F	-0.009	-0.034	+0.0I5
						57	ELAST	-0.025	-0.053	+0.00I
							B+F	-0.009	-0.034	+0.0I5
	2.55 - 2.59	0.28	-0.2994 ±0.0232	+0.0I23 ±0.0368	4^+ 3^+	52	ELAST	-0.030	-0.047	-0.0I5
							B+F	-0.032	-0.049	-0.0I6
							P+B	-0.027	-0.042	-0.0II
						57	ELAST	-0.037	-0.054	-0.02I
							B+F	-0.043	-0.060	-0.026
							P+B	-0.036	-0.052	-0.020
2I2	2.65 - 2.7I	0.33	-0.3596 ±0.I344	-0.I775 ±0.2I45	5^+ 4^+	52	ELAST	-0.033	- 0.II	+0.039
							B+F	-0.02I	-0.092	+0.045
						57	ELAST	-0.037	-0.II5	+0.036
							B+F			
	2.80 - 2.82	0.27	-0.2002 ±0.0427	-0.0027 ±0.0676	5^+ 4^+	52	ELAST	+0.042	+0.0I8	+0.067
							B+F	+0.042	+0.0I8	+0.067
						57	ELAST	+0.042	+0.0I8	+0.067
							B+F	+0.042	+0.0I8	+0.067
	2.94 - 2.98	0.43	-0.200I ±0.0254	-0.0047 ±0.0400	5^+ 4^+	52	ELAST	+0.037	+0.052	+0.02I
							B+F	+0.038	+0.053	+0.023
							P+B	+0.040	+0.054	+0.026
						57	ELAST	+0.036	+0.052	+0.020
							B+F	+0.037	+0.052	+0.02I
							P+B	+0.038	+0.053	+0.022

Table 5-2 (c)

E_r KeV	E_p MeV	χ^2	A_2	A_4	$J_2 \rightarrow J_3$	T_l^j P	T_l^j N	Mixing δ	範囲	
251	2.65 – 2.71	1.93	-0.1681 ±0.0111	-0.0044 ±0.0176	3^+ 4^+	52	ELAST	+0.037	+0.046	+0.028
							B+F	+0.029	+0.037	+0.021
						57	ELAST	+0.035	+0.044	+0.026
							B+F	+0.024	+0.032	+0.016
	2.80 – 2.82	0.45	-0.1174 ±0.0055	-0.0078 ±0.0088	3^+ 4^+	52	ELAST	+0.015	+0.021	+0.009
							B+F	+0.019	+0.025	+0.013
						57	ELAST	+0.017	+0.023	+0.012
							B+F	+0.023	+0.030	+0.017
	2.94 – 2.98	0.68	-0.1019 ±0.0032	+0.0004 ±0.0051	3^+ 4^+	52	ELAST	+0.019	+0.023	+0.015
							B+F	+0.022	+0.026	+0.018
							P+B	+0.018	+0.022	+0.014
						57	ELAST	+0.025	+0.029	+0.021
							B+F	+0.033	+0.037	+0.029
							P+B	+0.026	+0.031	+0.023
353	2.65 – 2.71	0.55	+0.0101 ±0.0472	+0.0056 ±0.0748	3^+ 2^+	52	ELAST	+0.186	+ 0.22	+ 0.15
							B+F	〃	〃	〃
						57	ELAST	+ 0.19	+ 0.22	+ 0.15
							B+F	〃	〃	〃
	2.80 – 2.82	0.055	+0.0050 ±0.0298	-0.0180 ±0.0472	3^+ 2^+	52	ELAST	+0.184	+ 0.21	+0.165
							B+F	〃	〃	〃
						57	ELAST	+0.185	+ 0.21	+0.165
							B+F	〃	〃	〃
	2.94 – 2.98	0.11	-0.0008 ±0.0165	+0.0257 ±0.0259	3^+ 2^+	52	ELAST	+ 0.18	+0.195	+0.165
							B+F	〃	〃	〃
							P+B	〃	〃	〃
						57	ELAST	〃	〃	〃
							B+F	〃	〃	〃
							P+B	〃	〃	〃

Table 5-2 (d)

E_γ KeV	Ep MeV	χ^2	A_2	A_4	$J_2 \rightarrow J_3$	T_l^j P	T_l^j N	Mixing δ	範	囲
407	2.65 – 2.7I	0.67	+0.4077 ±0.0I86	+0.0348 ±0.0294	3^+ 3^+	52	ELAST	+0.060	+0.090	+0.033
							B+F	+0.023	+0.048	-0.002
						57	ELAST	+0.049	+0.077	+0.022
							B+F	+0.002	+0.026	-0.020
	2.80 – 2.82	0.44	+0.3402 ±0.0I28	-0.0002 ±0.0203	3^+ 3^+	52	ELAST	+0.068	+0.088	+0.036
							B+F	+0.08I	+0.I08	+0.057
						57	ELAST	+0.070	+0.095	+0.047
							B+F	+0.I05	+0.I34	+0.078
	2.94 – 2.98	I.87	+0.2807 ±0.0099	+0.0007 ±0.0I55	3^+ 3^+	52	ELAST	+0.047	+0.069	+0.026
							B+F	+0.065	+0.087	+0.042
							P+B	+0.042	+0.063	+0.02I
						57	ELAST	+0.079	+0.I03	+0.055
							B+F	+0.I23	+0.I52	+0.097
							P+B	+0.087	+0.II3	+0.064
47I	3.35 – 3.39	0.I5	-0.0667 ±0.0677	-0.04I3 ±0.I072	$4^{(+)}$ 5^+	52	ELAST	-0.045	- 0.II	+ 0.02
						57	ELAST	-0.045	-0.I07	+0.023
						52	ELAST	- 7.7	- I7	- 5.2
						57	ELAST	- 9.0	- I7	- 5.2
					$5^{(+)}$ 5^+	52	ELAST	-0,73	- 0.88	- 0.6I
						57	ELAST	-0.72	- 0.90	- 0.59

Table 5-2 (e)

E_r KeV	EP MeV	χ^2	A_2	A_4	$J_2 \rightarrow J_3$	T_l^j P	T_l^j N	Mixing	δ 範	δ 囲
854	3.35 - 3.39	0.82	-0.I854 ±0.0I42	+0.0033 ±0.0224	3^+ 4^+	52	ELAST	+0.049	+0.06I	+0.038
							B+F	+0.040	+0.050	+0.029
						57	ELAST	+0.047	+0.060	+0.037
							B+F	+0.036	+0.047	+0.026
955	3.35 - 3.39	0.32	-0.236I ±0.0I00	+0.0759 ±0.0I58	3^+ 2^+	52	ELAST	+0.038	+0.044	+0.032
							B+F	+0.046	+0.052	+0.04I
						57	ELAST	+0.038	+0.044	+0.032
							B+F	+0.049	+0.055	+0.044
	3.80 - 3.84	0.48	-0.I267 ±0.0I50	-0.0048 ±0.0238	3^+ 2^+	52	ELAST	+0.064	+0.078	+0.050
						57	ELAST	+0.056	+0.070	+0.042
967	3.80 - 3.84	0.59	-0.2I9I ±0.07I3	+0.0457 ±0.II30	$2^{(+)}$ 3^+	52	ELAST	+ 0.I8	+ 0.27	+0.088
							B+F	+0.2I5	+ 0.32	+ 0.II
						57	ELAST	+ 0.I6	+ 0.25	+ 0.08
							B+F	+ 0.I8	+ 0.28	+ 0.09
						52	ELAST	> +I00	+ I0	- I4
							B+F	+ 25	+ 7	- I8
						57	ELAST	-I00	+ I3	- II
							B+F	+I00	+ I0	- I4
I320	3.80 - 3.84	0.0I9	+0.48I7 ±0.0769	+0.I270 ±0.I2I9	$2^{(+)}$ 2^+	52	ELAST	+ 0.96	+ I.36	+ 0.7
								+ 0.40	+ 0.7	+ 0.22
							B+F	/	+ I.I5	+ 0.32
						57	ELAST	+ I.I	+ I.47	+ 0.7
								+ 0.32	+ 0.7	+0.I75
							B+F	+ 0.92	+ I.24	+ 0.7
								+ 0.45	+ 0.7	+ 0.22

E_r KeV	Ep MeV	χ^2	A_2	A_4	$J_2 \rightarrow J_3$	T_l^j		Mixing δ		
						P	N		範	囲
I375	3.80 - 3.84	0.45	-0.0747 ±0.0I48	-0.0060 ±0.0234	$2^{(+)}$ 3^+	52	ELAST	$\lvert\delta\rvert < I0^{-3}$	+0.0I8	-0.0I9
							B+F	+ 0.0I	+ 0.03	- 0.0I
						57	ELAST	-0.005	+0.0I2	-0.023
							B+F	+0.002	+ 0.02	-0.0I7
						52	ELAST	- 5.8	- 6.5	- 5.3
							B+F	- 6.5	- 7.4	- 5.8
						57	ELAST	- 5.8	- 6.6	- 5.2
							B+F	- 6.0	- 6.9	- 5.4
I400	3.80 - 3.84	0.82	-0.00I7 ±0.0037	+0.0089 ±0.0058	I^+ 2^+	52	ELAST	-0.045	- 0.II	+ 0.02
							B+F	〃	〃	〃
						57	ELAST	- 0.05	- 0.II	+0.0I5
							B+F	〃	〃	〃
						52	ELAST	- 2.8	- 3.6	- 2.3
							B+F	〃	〃	〃
						57	ELAST	- 2.8	- 3.6	- 2.4
							B+F	〃	〃	〃

Table 5-2 (f)

E_r KeV	Ep MeV	χ^2	A_2	A_4	$J_2 \rightarrow J_3$	T_l^j P	T_l^j N	Mixing δ	範	囲
I454	3.80 – 3.84	0.032	+0.336I ±0.II56	-0.067I ±0.I832	$2^{(+)}$ 2^+	52	ELAST	+0.0I5	+ 0.I5	- 0.II
							B+F	+0.025	+ 0.I7	- 0.I0
						57	ELAST	+0.00I	+0.I25	-0.II5
							B+F	〃	〃	〃
						52	ELAST	+ 2.2	+ 3.I	+ I.6
							B+F	+ 2.I	+ 3.0	+ I.5
						57	ELAST	+ 2.3	+ 3.2	+ I.6
							B+F	〃	〃	〃
I509	3.80 – 3.84	0.095	-0.0849 ±0.0268	+0.0094 ±0.0424	$2^{(+)}$ 2^+	52	ELAST	-0.007	-0.034	+0.0I9
							B+F	-0.005	-0.032	+0.023
						57	ELAST	-0.0II	-0.036	+0.0I5
							B+F	-0.0I0	-0.036	+0.0I6
						52	ELAST	- 5.6	- 6.6	- 4.8
							B+F	〃	〃	〃
						57	ELAST	- 5.5	- 6.5	- 4.8
							B+F	〃	〃	〃

Table 5-2 (g)

Table 5-3

^{54}Mn の励起準位 エネルギー Ex
γ 線 エネルギー Eγ

Ex (KeV)	Eγ (KeV)
54.7 ± 0.7	54.3 ± 0.5
156.2 ± 0.5	156.3 ± 0.4
368.0 ± 1.3	○ * 367.5 ± 1.0 211.8 ± 0.8
407.4 ± 1.0	407.5 ± 0.4 352.7 ± 0.7 251.2 ± 0.6
838.8 ± 1.1	839 ± 1.5 682 ± 1.5 470.8 ± 0.6
1010.0 ± 1.1	955.3 ± 0.6 853.8 ± 0.6
1073. ± 2.5	* 705 ± 1.5
1137 ± 2.5	981 ± 1.5 769 ± 1.5
1374.7 ± 1.6	1375.1 ± 1.2 1319.6 ± 1.2 966.5 ± 1.5
1454.3 ± 1.4	1454.1 ± 1.2 1399.8 ± 1.2
1508.8 ± 1.3	1508.7 ± 1.2 1454.1 ± 1.2
1390.9 ± 1.9	1336.2 ± 1.2

*印のγ線は ^{51}V(α,nγ) 反応においてのみ検出される。

○印のγ線は 156keV と 212 Kev の Sum Peak

(46)

Hill etal ^{54}Cr(p,nγ)

Ex (KeV)	Eγ (KeV)
55.1	55.1
156.2	156.2
367.2	211.0
406.4	249.9, 351.5, 406.4

Fig 6-1

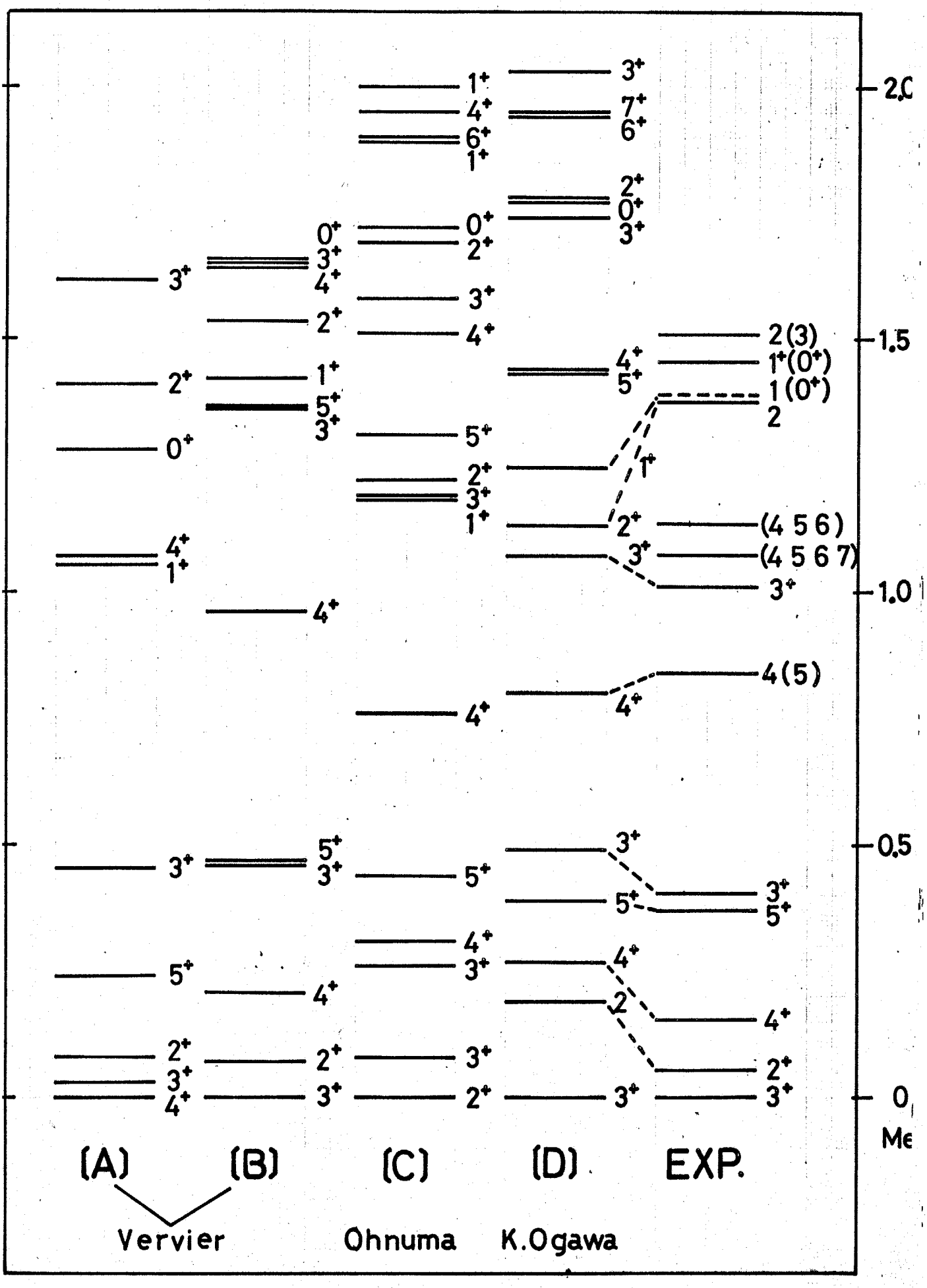

2.0
1.5
1.0
0.5
0
Me
3+
2+
0+
4+
1+
3+
5+
2+
3+
4+
0+
3+
4+
2+
1+
5+
3+
4+
5+
3+
4+
3+
2+
3+
4+
1+
4+
6+
1+
0+
2+
3+
4+
5+
2+
3+
1+
4+
3+
7+
6+
2+
0+
3+
4+
5+
1+
2+
3+
4+
3+
5+
4+
3+
2
3+
2(3)
1+(0+)
1(0+)
2
(4 5 6)
(4 5 6 7)
3+
4(5)
3+
5+
3+
5+
4+
2+
3+
(A)
(B)
(C)
(D)
EXP.
Vervier
Ohnuma
K.Ogawa

Fig 6-2

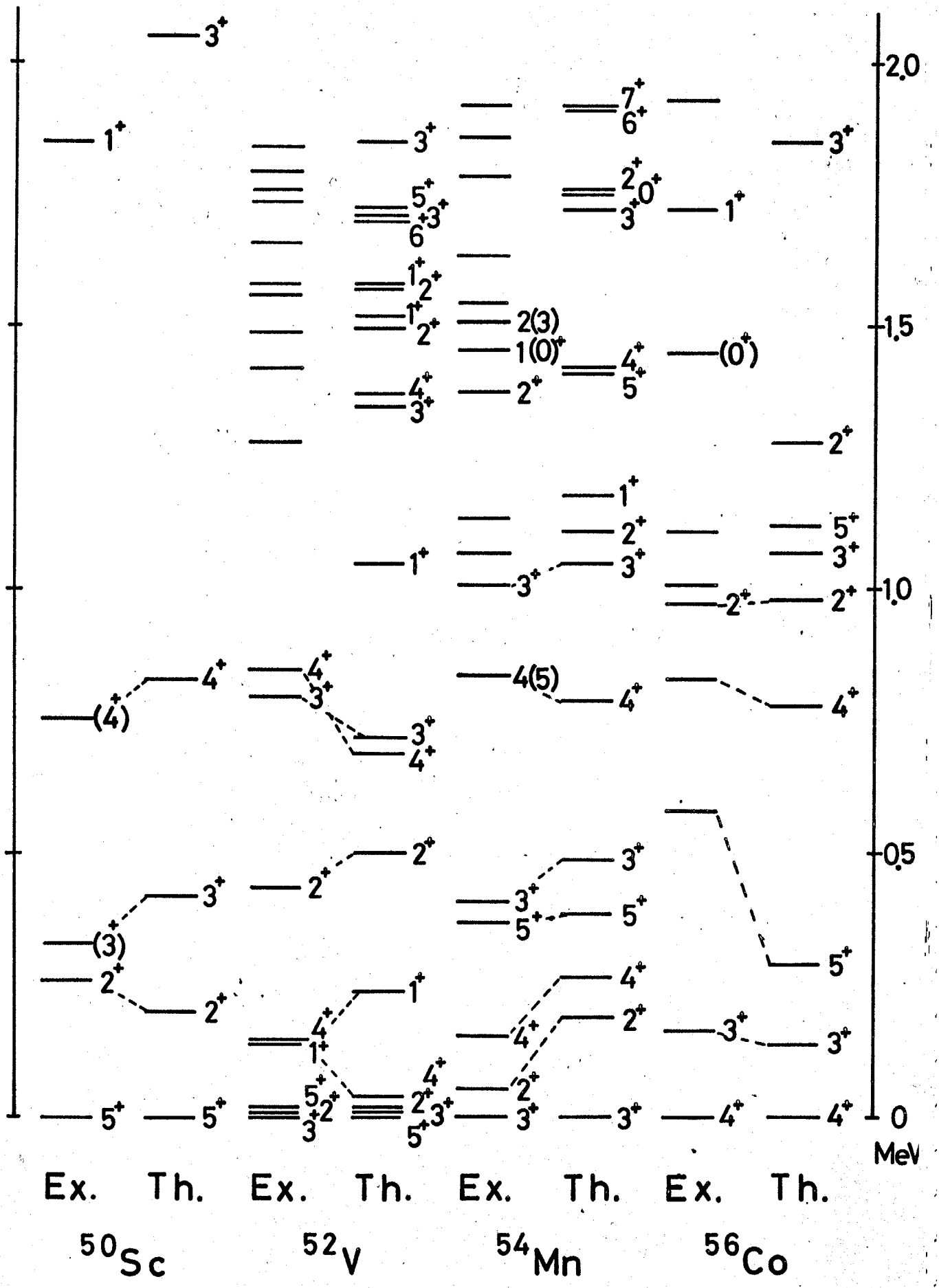


Table 6-1

γ-Ray Branching Ratio

$E_i(J_i)$ KeV	$E_f(J_f)$ KeV	Eγ KeV	Theory %	Experiment %
156 (4^+)	0 (3^+)	156	100	100
	54 (2^+)	102	10^{-3}	/
368 (5^+)	0 (3^+)	368	0.1	/
	156 (4^+)	212	100	100
407 (3^+)	0 (3^+)	407	36	24
	54 (2^+)	353	22	9
	156 (4^+)	251	42	67
839 (4^+)	0 (3^+)	839	17	52
	156 (4^+)	682	16	10
	368 (5^+)	471	67	38
	407 (3^+)	432	0.2	/
1010 (3^+)	0 (3^+)	1010	5	/
	54 (2^+)	955	42	57
	156 (4^+)	854	52	43
	407 (3^+)	603	0.7	/

$$T(M1) = 1.76 \times 10^{13} \times E^3 \times B(M1)$$
$$T(E2) = 1.22 \times 10^{9} \times E^5 \times B(E2)$$

Ref. : K.Ogawa (47)

Table 6-2

Eγ (KeV)	δ^2 Theory			δ^2 Experiment
	ep= 1.0 en= 0.0	1.5 0.5	2.0 1.0	
54	2.0 (-9)	2.6 (-9)	3.4 (-9)	5 9 (-3)
156	1.2 (-5)	3.9 (-5)	8.2 (-5)	0.9 1.8 (-3)
212	1.9 (-5)	6.7 (-5)	1.4 (-4)	1.3 1.6 (-3)
251	5.9 (-6)	2.0 (-5)	4.2 (-5)	0.3 1.0 (-3)
353	1.0 (-4)	3.8 (-4)	8.3 (-4)	3.2 (-2)
407	4.5 (-6)	4.8 (-6)	4.8 (-6)	0.2 1.5 (-2)

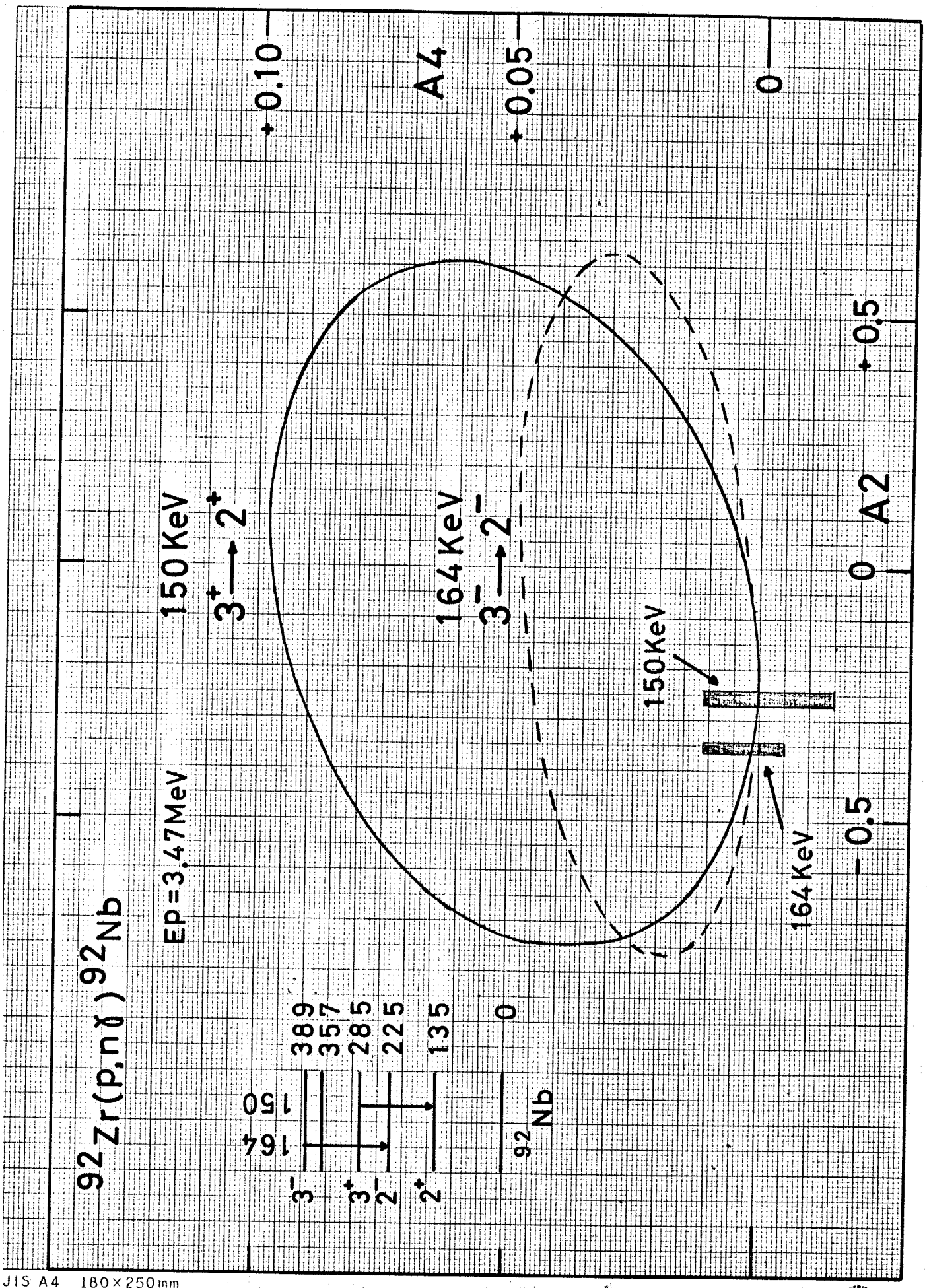
ep,enはproton,neutronの effective charge

(-α)は X $10^{-\alpha}$ のこと

$\delta = \langle E2 \rangle / \langle M1 \rangle$

Ref. : K.Ogawa (47)

Fig 7-1


92Zr(p,nγ)92Nb
Ep=3.47MeV
150KeV
3+ → 2+
164KeV
3− → 2−
150KeV
164KeV
+0.10
A4
+0.05
0
+0.5
0 A2
−0.5
3−
3+
2−
2+
164
150
389
357
285
225
135
0
92Nb

各々のγ線の角分布係数に対し，透過係数の違いによって
δが異なることを示す。これは表8-1の数値をプロットしたものである。52又は57の数字は陽子透過係数を計算する為に使った光学ポテンシャルの深さを表わす。
中性子透過係数を代表する記号がE，B，Pである。
Eは Moldauerの光学ポテンシャルを使って ELASTICコードで計算した透過係数を表わす。Bは Bjorklund & Fernbachの透過係数であり，Pは Perey & Buckの透過係数である。

図中の＊印は δの符号が他の結果と逆の場合を示す。
Uの記号は，δの範囲が正，負の両符号にわたっている場合を示す。

Fig 7-2 (a)

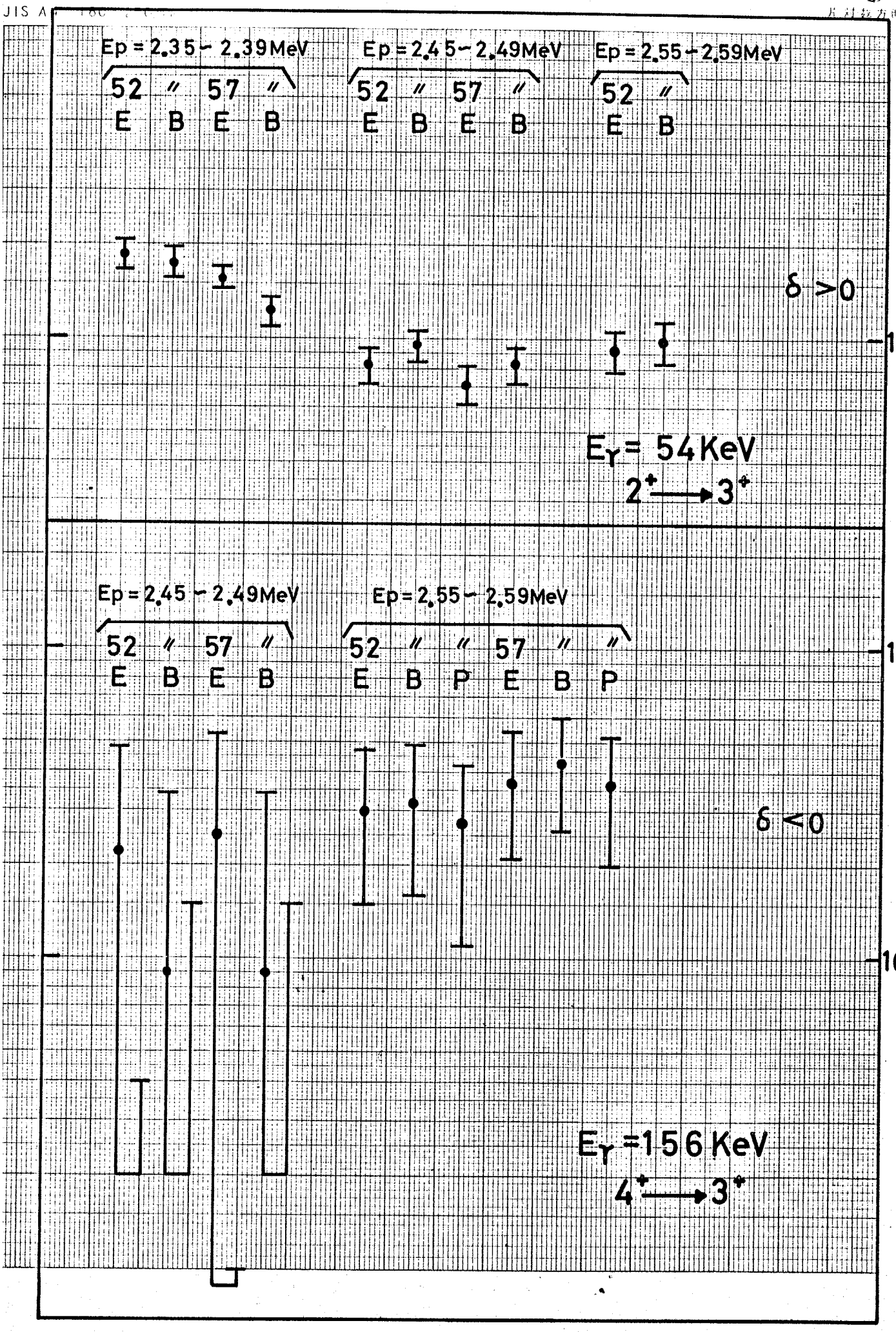

Ep = 2.35 ~ 2.39MeV
Ep = 2.45 ~ 2.49MeV
Ep = 2.55 ~ 2.59MeV
52 〃 57 〃
E B E B
52 〃 57 〃
E B E B
52 〃
E B
|δ|
δ > 0
10^-1
Eγ = 54 KeV
2+ → 3+
Ep = 2.45 ~ 2.49MeV
Ep = 2.55 ~ 2.59MeV
52 〃 57 〃
E B E B
52 〃 〃 57 〃 〃
E B P E B P
10^-1
δ < 0
10^-2
Eγ = 156 KeV
4+ → 3+

Fig 7-2 (b)

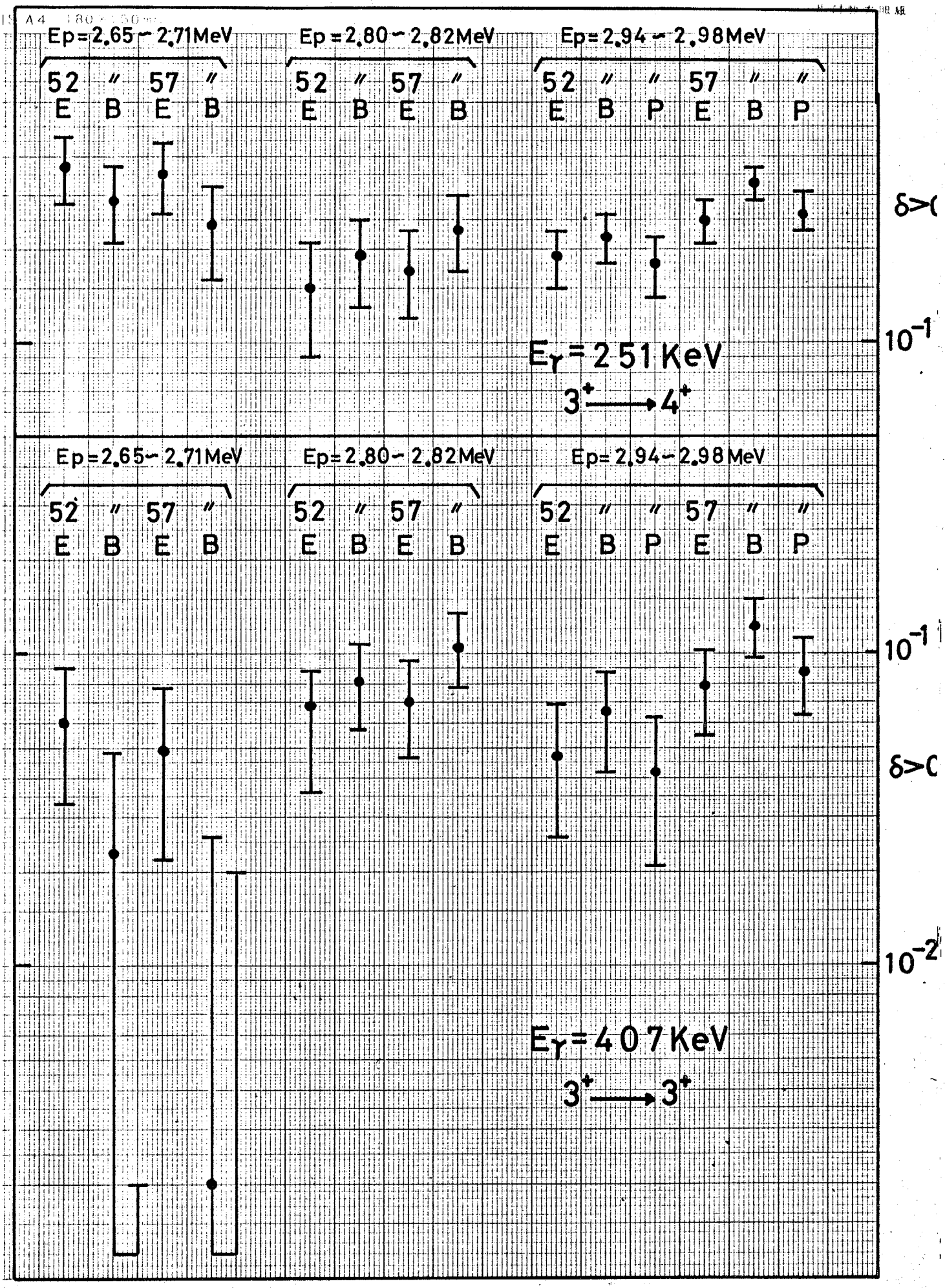

Ep=2.65~2.71MeV
Ep=2.80~2.82MeV
Ep=2.94~2.98MeV
52 〃 57 〃
E B E B
52 〃 57 〃
E B E B
52 〃 〃 57 〃 〃
E B P E B P
δ>0
10^-1
Eγ=251KeV
3+ → 4+
Ep=2.65~2.71MeV
Ep=2.80~2.82MeV
Ep=2.94~2.98MeV
52 〃 57 〃
E B E B
52 〃 57 〃
E B E B
52 〃 〃 57 〃 〃
E B P E B P
10^-1
δ>0
10^-2
Eγ=407KeV
3+ → 3+

Fig 7-2 (c)

JIS A4 180×250mm

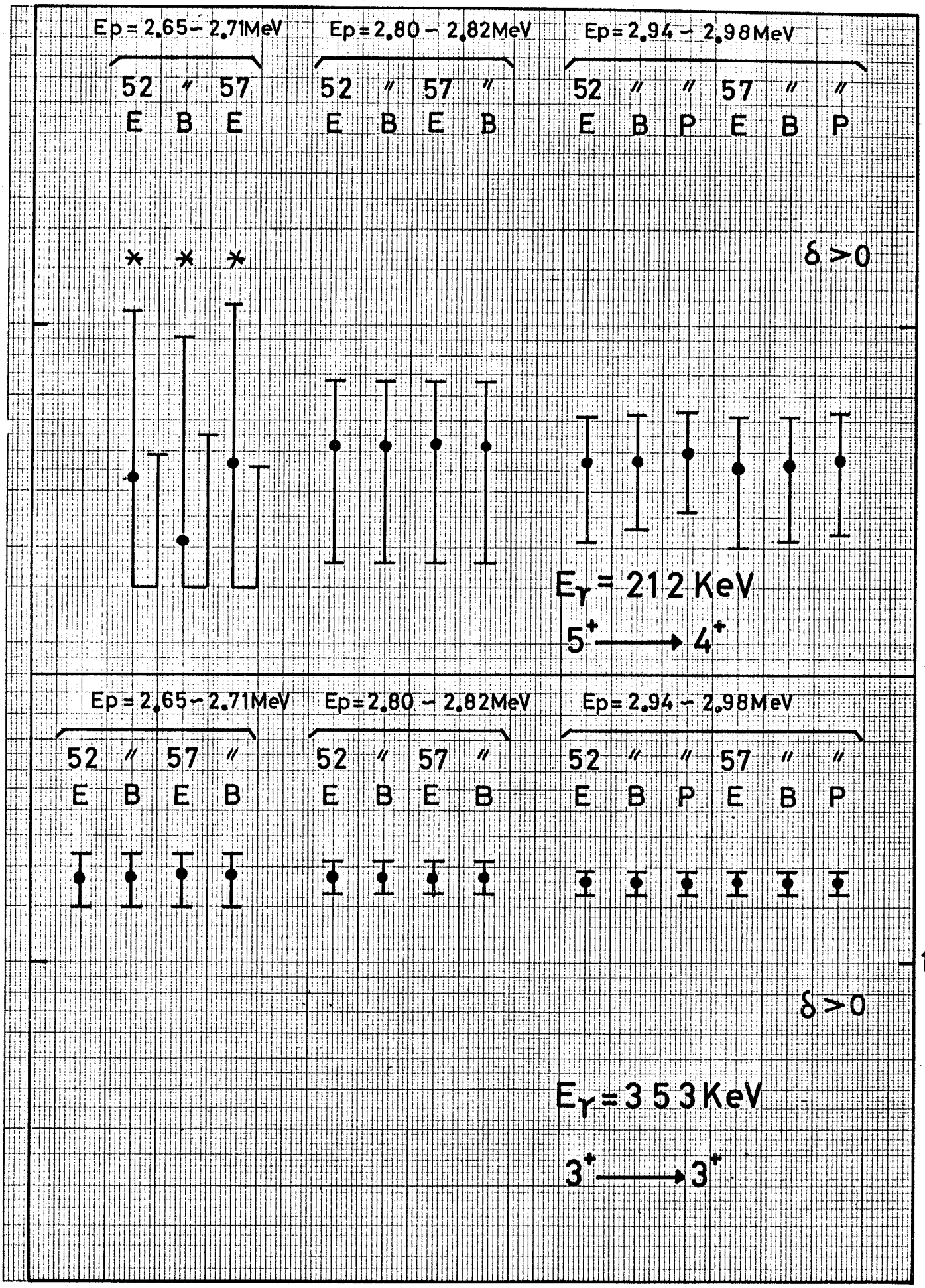


Fig 7-2 (d)

JIS A4 180×250mm
片対数方眼紙

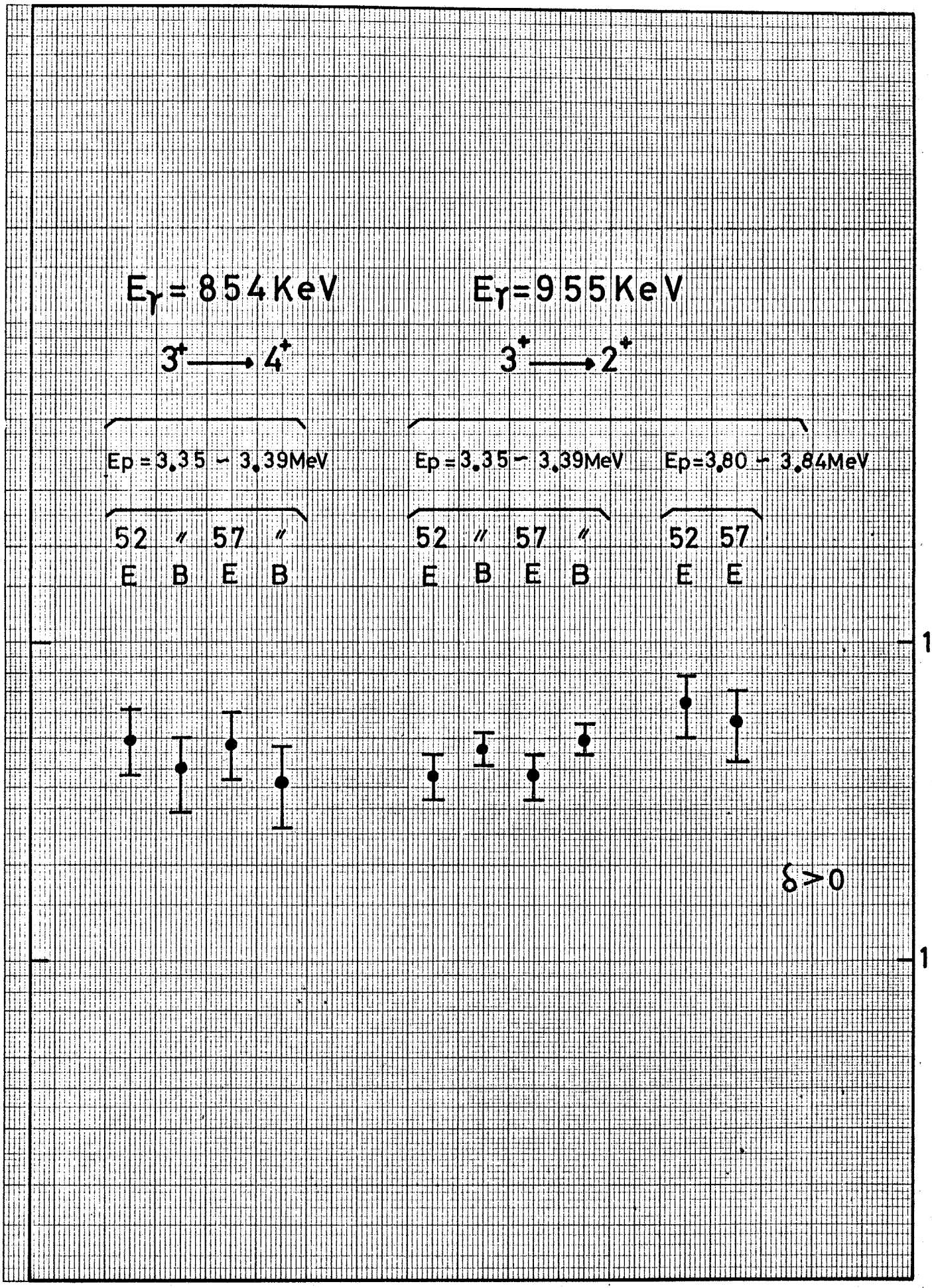


Fig 7-2 (e)

JIS A4 180×250mm
片対数方眼紙

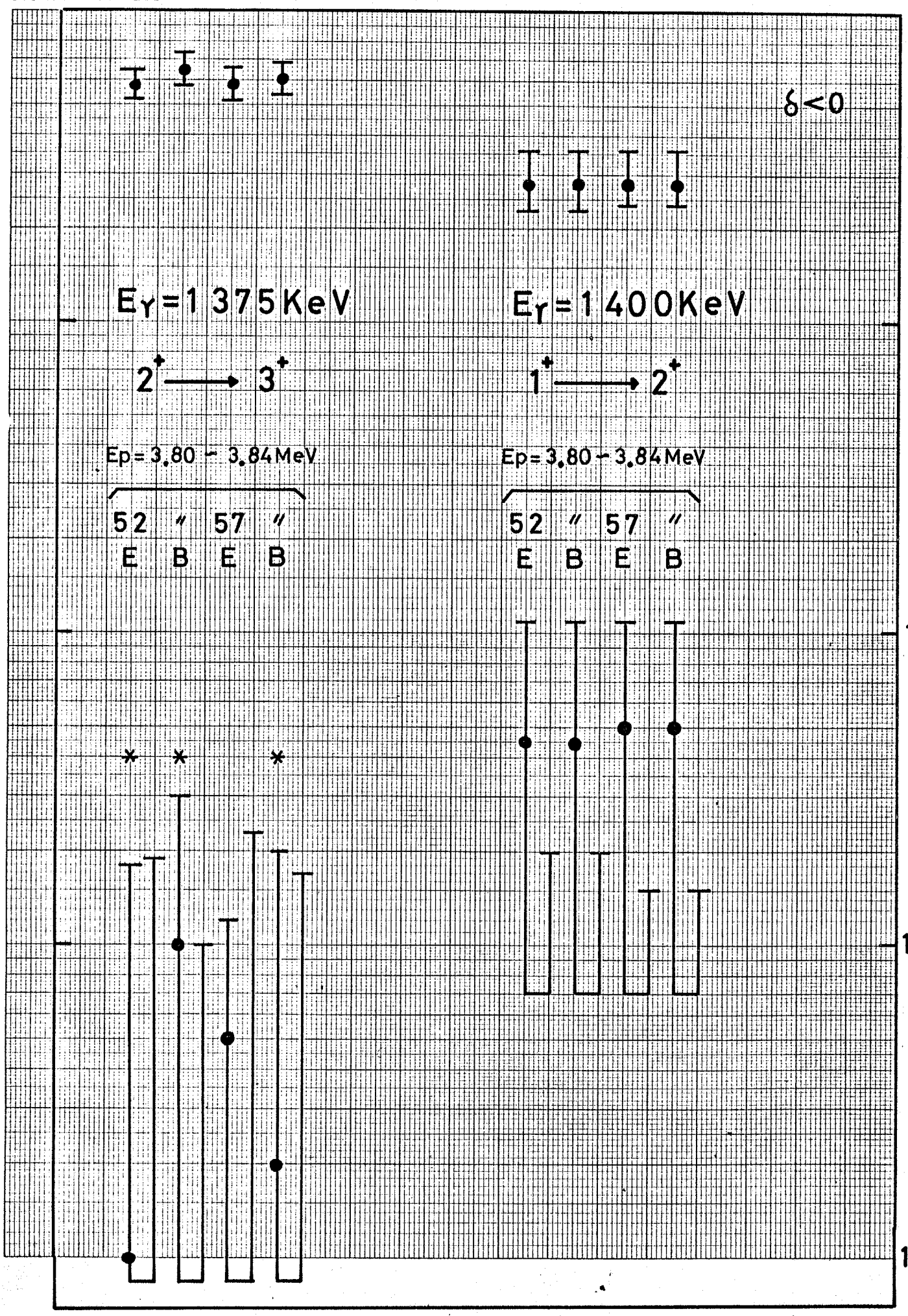


Fig 7-2 (f)

JIS A-4 180×250mm

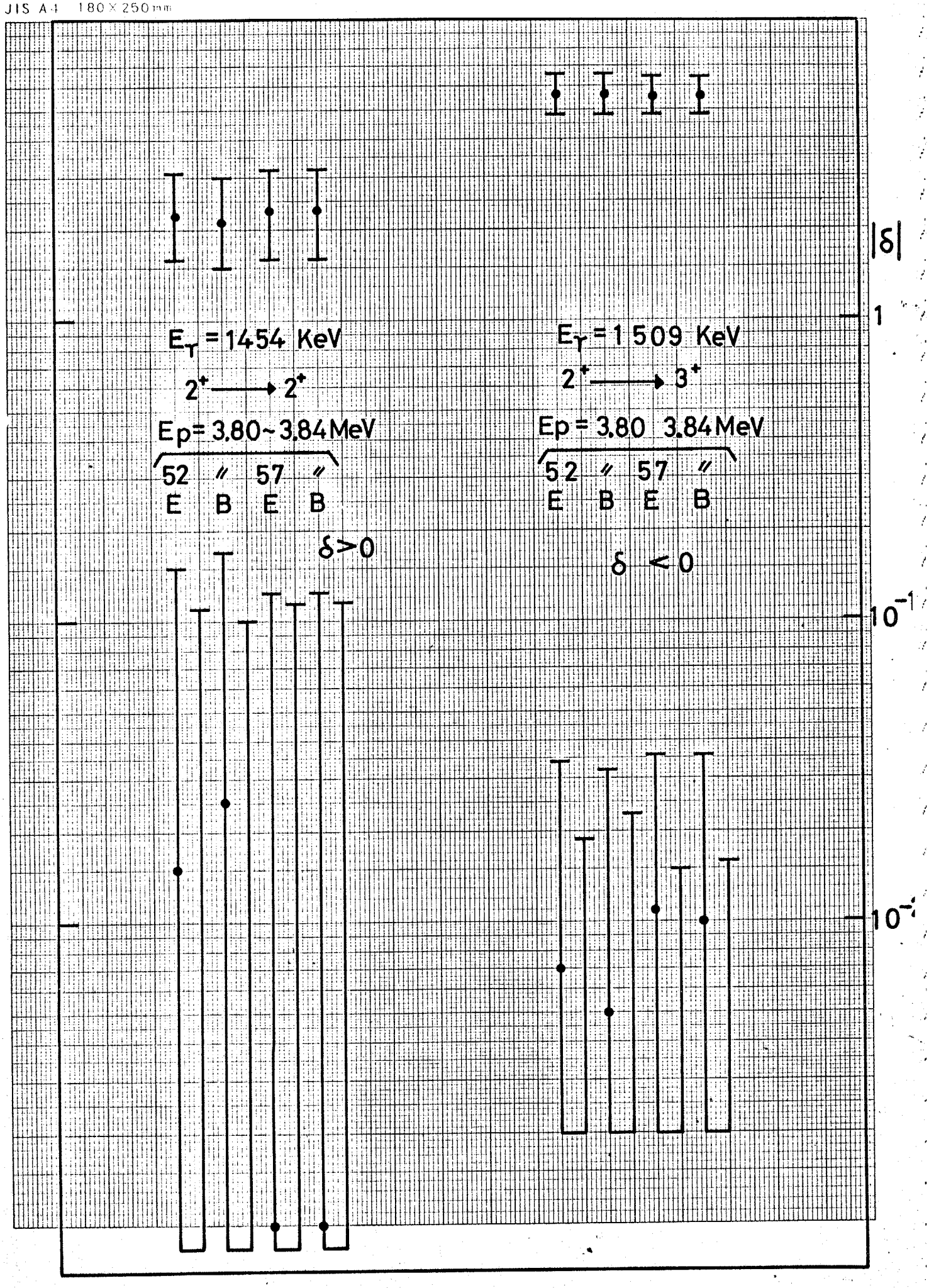
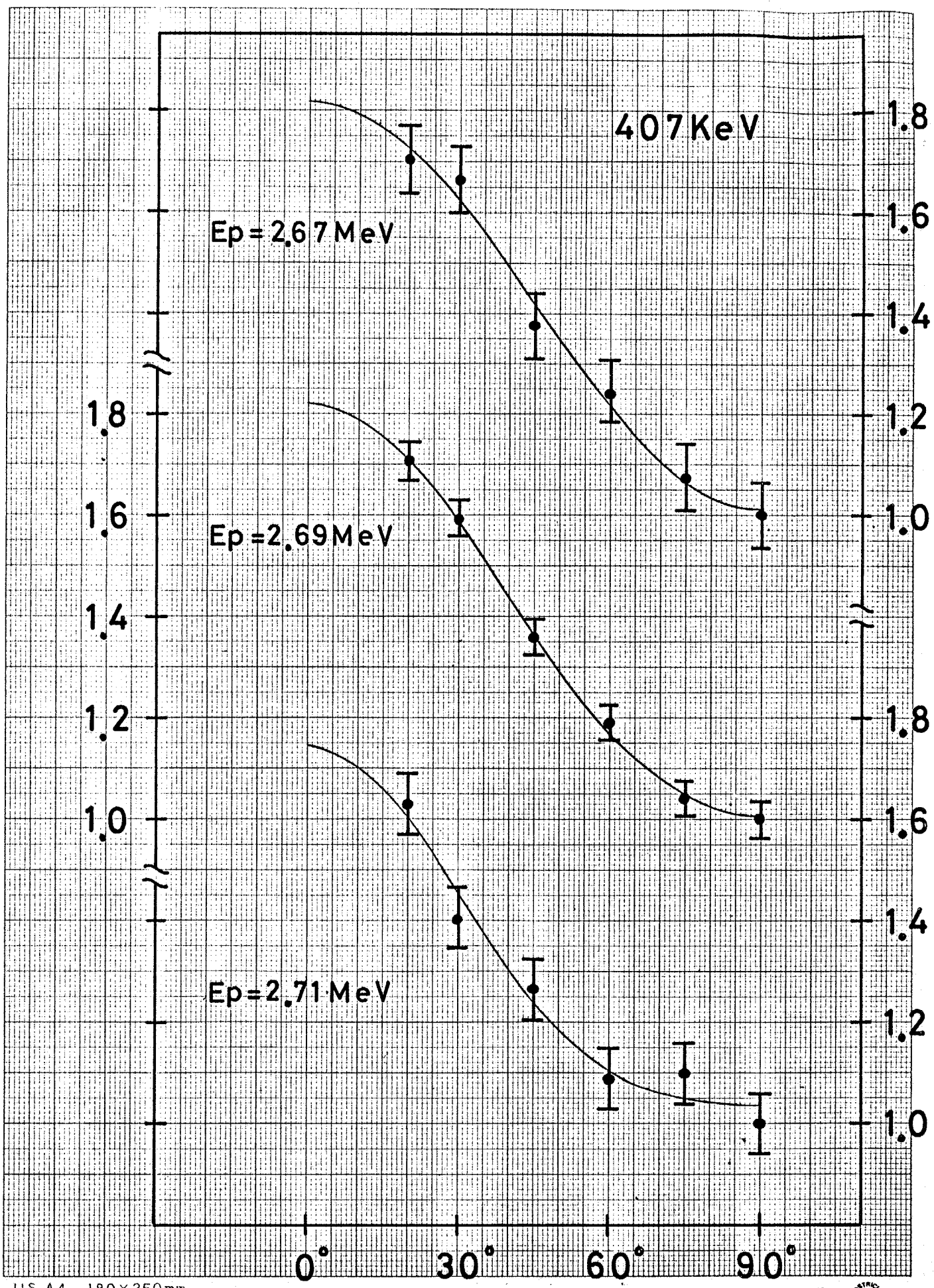
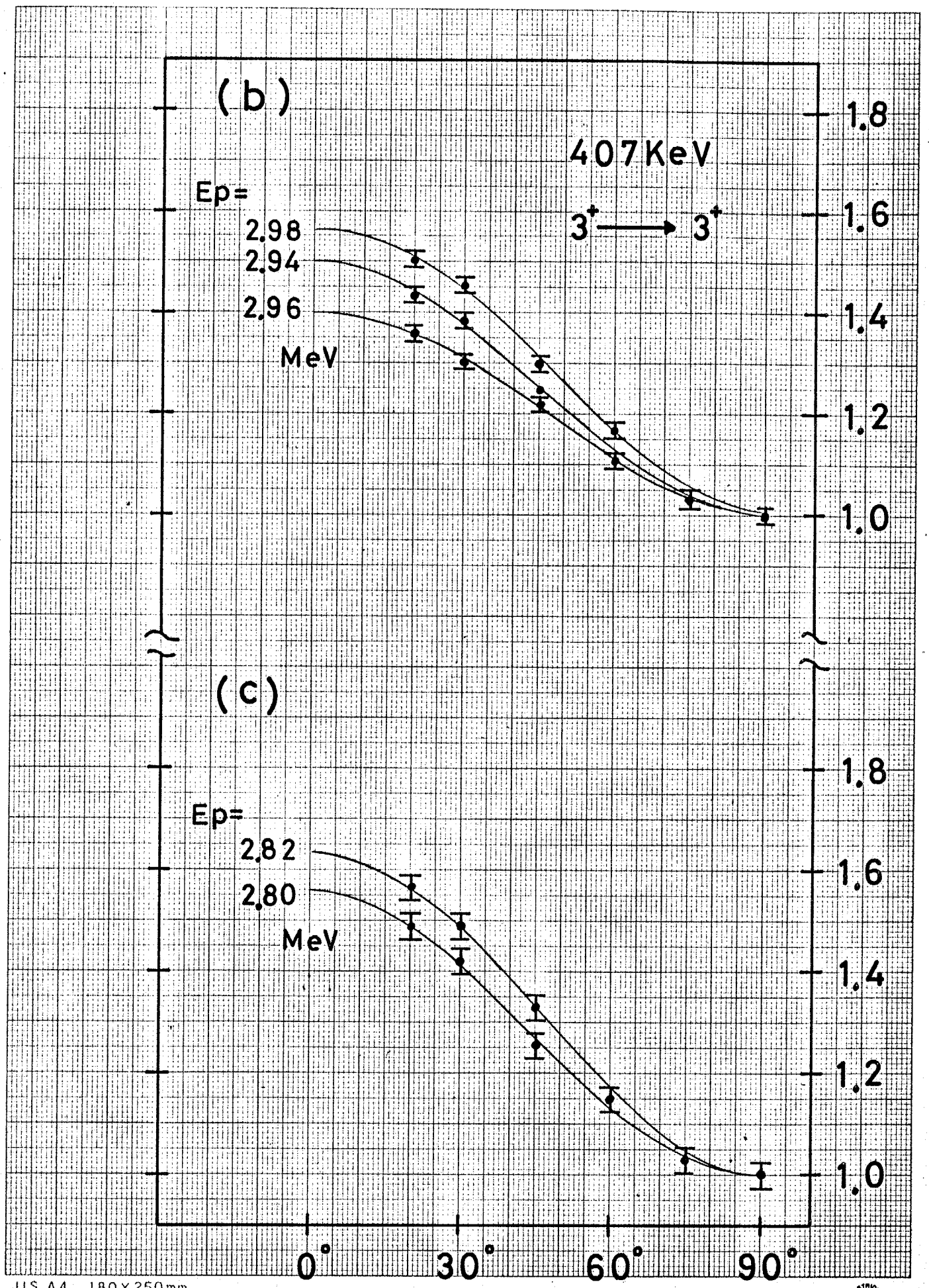


Fig 7-3 (a)



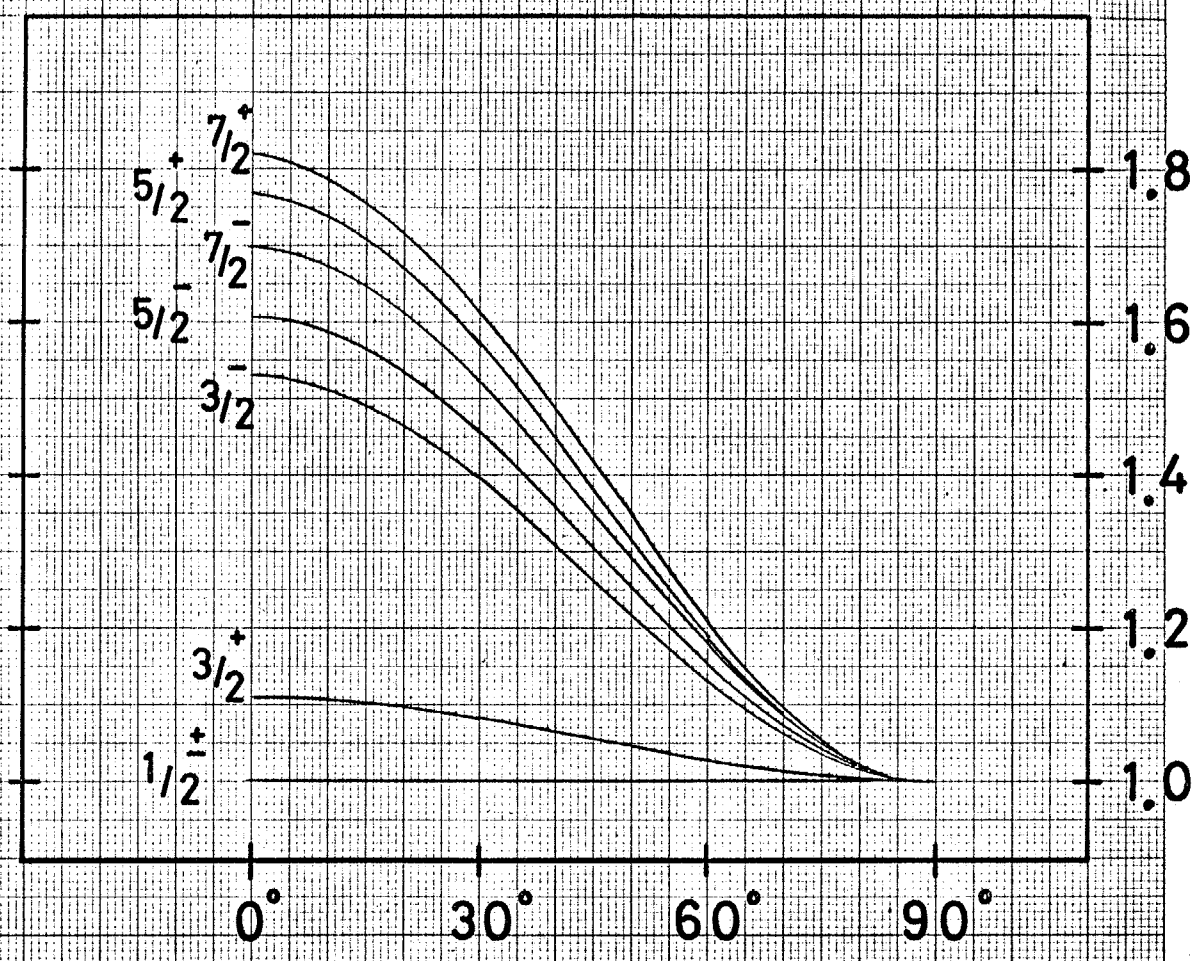
JIS A4 180×250mm
1 耗 目

Fig 7-3



JIS A4 180×250mm
1 桂 目

Fig 7-4



$3^+ \longrightarrow 3^+$

$E_\gamma = 407\,\mathrm{KeV}$

$E_p = 2.94\,\mathrm{MeV}$

特定のスピン，パリティを持つ中間準位を経由する場合のγ線角分布

Table 7-1

$E\gamma$ = 407 KeV

	Ep (MeV)	A2	A4	
a	2.67	0.4248 ± 0.0464	-0.0053 ± 0.0735	
b	2.69	0.4298 ± 0.0238	0.0281 ± 0.0377	
c	2.71	0.3510 ± 0.0622	0.1191 ± 0.0986	
d	2.65 ~ 2.71	0.4077 ± 0.0186	0.0348 ± 0.0294	
e	2.80	0.3156 ± 0.0176	0.0063 ± 0.0279	
f	2.82	0.3544 ± 0.0156	-0.0111 ± 0.0247	
g	2.80 ~ 2.82	0.3402 ± 0.0128	-0.0002 ± 0.0294	
h	2.94	0.2802 ± 0.0167	0.0008 ± 0.0265	
i	2.96	0.2400 ± 0.0096	-0.0142 ± 0.0153	
j	2.98	0.3168 ± 0.0167	-0.0207 ± 0.0265	
k	2.94 ~ 2.98	0.2807 ± 0.0099	0.0007 ± 0.0155	20° ~ 120°
l	2.94 ~ 2.98	0.2752 ± 0.0078	-0.0112 ± 0.0124	20° ~ 90°
m	2.80	0.3885 ± 0.0524	0.0934 ± 0.0831	$^{54}Cr_2O_3$

㊥計算センター

Table 7-2 (a)

J1	SJ2	J2	J3	L	ALFA(0)	ALFA(2)	ALFA(4)
0.5	0.5	1.0	0.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	0.5	1.0	0.0	1.0	4.0000	-2.0000	0.0000
1.5	1.5	1.0	0.0	1.0	4.0000	1.6000	0.0000
2.5	1.5	1.0	0.0	1.0	6.0000	-2.4000	0.0000
1.5	2.5	1.0	0.0	1.0	4.0000	-0.4000	0.0000
2.5	2.5	1.0	0.0	1.0	6.0000	2.7429	0.0000
3.5	2.5	1.0	0.0	1.0	8.0000	-2.8571	0.0000
0.5	0.5	1.0	1.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	0.5	1.0	1.0	1.0	4.0000	1.0000	0.0000
0.5	1.5	1.0	1.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	1.5	1.0	1.0	1.0	4.0000	-0.8000	0.0000
2.5	1.5	1.0	1.0	1.0	6.0000	1.2000	0.0000
1.5	2.5	1.0	1.0	1.0	4.0000	0.2000	0.0000
2.5	2.5	1.0	1.0	1.0	6.0000	-1.3714	0.0000
3.5	2.5	1.0	1.0	1.0	8.0000	1.4286	0.0000
0.5	0.5	1.0	2.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	0.5	1.0	2.0	1.0	4.0000	-0.2000	0.0000
0.5	1.5	1.0	2.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	1.5	1.0	2.0	1.0	4.0000	0.1600	0.0000
2.5	1.5	1.0	2.0	1.0	6.0000	-0.2400	0.0000
1.5	2.5	1.0	2.0	1.0	4.0000	-0.0400	0.0000
2.5	2.5	1.0	2.0	1.0	6.0000	0.2743	0.0000
3.5	2.5	1.0	2.0	1.0	8.0000	-0.2857	0.0000
0.5	0.5	1.0	3.0	2.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	0.5	1.0	3.0	2.0	4.0000	0.2857	0.0000
0.5	1.5	1.0	3.0	2.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	1.5	1.0	3.0	2.0	4.0000	-0.2286	0.0000
2.5	1.5	1.0	3.0	2.0	6.0000	0.3429	0.0000
1.5	2.5	1.0	3.0	2.0	4.0000	0.0571	0.0000
2.5	2.5	1.0	3.0	2.0	6.0000	-0.3918	0.0000
3.5	2.5	1.0	3.0	2.0	8.0000	0.4082	0.0000

Table 7-2 (b)

㈱計算センター

J1	SJ2	J2	J3	L	ALFA(0)	ALFA(2)	ALFA(4)
1.5	0.5	2.0	0.0	2.0	4.0000	2.0000	0.0000
2.5	0.5	2.0	0.0	2.0	6.0000	3.4286	-3.4286
0.5	1.5	2.0	0.0	2.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	1.5	2.0	0.0	2.0	4.0000	0.0000	0.0000
2.5	1.5	2.0	0.0	2.0	6.0000	1.2245	3.9184
3.5	1.5	2.0	0.0	2.0	8.0000	4.0816	-2.9388
1.5	2.5	2.0	0.0	2.0	4.0000	-1.4286	0.0000
2.5	2.5	2.0	0.0	2.0	6.0000	-1.2245	-2.2041
3.5	2.5	2.0	0.0	2.0	8.0000	0.6803	5.2245
4.5	2.5	2.0	0.0	2.0	10.0000	4.7619	-2.8571
1.5	0.5	2.0	1.0	1.0	4.0000	-1.4000	0.0000
2.5	0.5	2.0	1.0	1.0	6.0000	-2.4000	0.0000
0.5	1.5	2.0	1.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	1.5	2.0	1.0	1.0	4.0000	0.0000	0.0000
2.5	1.5	2.0	1.0	1.0	6.0000	-0.8571	0.0000
3.5	1.5	2.0	1.0	1.0	8.0000	-2.8571	0.0000
1.5	2.5	2.0	1.0	1.0	4.0000	1.0000	0.0000
2.5	2.5	2.0	1.0	1.0	6.0000	0.8571	0.0000
3.5	2.5	2.0	1.0	1.0	8.0000	-0.4762	0.0000
4.5	2.5	2.0	1.0	1.0	10.0000	-3.3333	0.0000
1.5	0.5	2.0	2.0	1.0	4.0000	1.4000	0.0000
2.5	0.5	2.0	2.0	1.0	6.0000	2.4000	0.0000
0.5	1.5	2.0	2.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	1.5	2.0	2.0	1.0	4.0000	0.0000	0.0000
2.5	1.5	2.0	2.0	1.0	6.0000	0.8571	0.0000
3.5	1.5	2.0	2.0	1.0	8.0000	2.8571	0.0000
1.5	2.5	2.0	2.0	1.0	4.0000	-1.0000	0.0000
2.5	2.5	2.0	2.0	1.0	6.0000	-0.8571	0.0000
3.5	2.5	2.0	2.0	1.0	8.0000	0.4762	0.0000
4.5	2.5	2.0	2.0	1.0	10.0000	3.3333	0.0000
1.5	0.5	2.0	3.0	1.0	4.0000	-0.4000	0.0000
2.5	0.5	2.0	3.0	1.0	6.0000	-0.6857	0.0000
0.5	1.5	2.0	3.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	1.5	2.0	3.0	1.0	4.0000	0.0000	0.0000
2.5	1.5	2.0	3.0	1.0	6.0000	-0.2449	0.0000
3.5	1.5	2.0	3.0	1.0	8.0000	-0.8163	0.0000
1.5	2.5	2.0	3.0	1.0	4.0000	0.2857	0.0000
2.5	2.5	2.0	3.0	1.0	6.0000	0.2449	0.0000
3.5	2.5	2.0	3.0	1.0	8.0000	-0.1361	0.0000
4.5	2.5	2.0	3.0	1.0	10.0000	-0.9524	0.0000
1.5	0.5	2.0	4.0	2.0	4.0000	0.5714	0.0000
2.5	0.5	2.0	4.0	2.0	6.0000	0.9796	-0.0272
0.5	1.5	2.0	4.0	2.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	1.5	2.0	4.0	2.0	4.0000	0.0000	0.0000
2.5	1.5	2.0	4.0	2.0	6.0000	0.3499	0.0311
3.5	1.5	2.0	4.0	2.0	8.0000	1.1662	-0.0233
1.5	2.5	2.0	4.0	2.0	4.0000	-0.4082	0.0000
2.5	2.5	2.0	4.0	2.0	6.0000	-0.3499	-0.0175
3.5	2.5	2.0	4.0	2.0	8.0000	0.1944	0.0415
4.5	2.5	2.0	4.0	2.0	10.0000	1.3605	-0.0227

㊥計算センター

Table 7-2 (c)

J1	SJ2	J2	J3	L	ALFA(0)	ALFA(2)	ALFA(4)
2.5	0.5	3.0	1.0	2.0	6.0000	2.9388	-1.7959
3.5	0.5	3.0	1.0	2.0	8.0000	4.0816	-2.9388
1.5	1.5	3.0	1.0	2.0	4.0000	1.3714	0.0000
2.5	1.5	3.0	1.0	2.0	6.0000	1.6163	0.8980
3.5	1.5	3.0	1.0	2.0	8.0000	2.7211	0.3265
4.5	1.5	3.0	1.0	2.0	10.0000	4.7619	-2.8571
0.5	2.5	3.0	1.0	2.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	2.5	3.0	1.0	2.0	4.0000	-0.3429	0.0000
2.5	2.5	3.0	1.0	2.0	6.0000	-0.0980	0.8980
3.5	2.5	3.0	1.0	2.0	8.0000	0.8163	1.8503
4.5	2.5	3.0	1.0	2.0	10.0000	2.5974	1.4719
2.5	0.5	3.0	2.0	1.0	6.0000	-2.0571	0.0000
3.5	0.5	3.0	2.0	1.0	8.0000	-2.8571	0.0000
1.5	1.5	3.0	2.0	1.0	4.0000	-0.9600	0.0000
2.5	1.5	3.0	2.0	1.0	6.0000	-1.1314	0.0000
3.5	1.5	3.0	2.0	1.0	8.0000	-1.9048	0.0000
4.5	1.5	3.0	2.0	1.0	10.0000	-3.3333	0.0000
0.5	2.5	3.0	2.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	2.5	3.0	2.0	1.0	4.0000	0.2400	0.0000
2.5	2.5	3.0	2.0	1.0	6.0000	0.0686	0.0000
3.5	2.5	3.0	2.0	1.0	8.0000	-0.5714	0.0000
4.5	2.5	3.0	2.0	1.0	10.0000	-1.8182	0.0000
2.5	0.5	3.0	3.0	1.0	6.0000	2.5714	0.0000
3.5	0.5	3.0	3.0	1.0	8.0000	3.5714	0.0000
1.5	1.5	3.0	3.0	1.0	4.0000	1.2000	0.0000
2.5	1.5	3.0	3.0	1.0	6.0000	1.4143	0.0000
3.5	1.5	3.0	3.0	1.0	8.0000	2.3810	0.0000
4.5	1.5	3.0	3.0	1.0	10.0000	4.1667	0.0000
0.5	2.5	3.0	3.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	2.5	3.0	3.0	1.0	4.0000	-0.3000	0.0000
2.5	2.5	3.0	3.0	1.0	6.0000	-0.0857	0.0000
3.5	2.5	3.0	3.0	1.0	8.0000	0.7143	0.0000
4.5	2.5	3.0	3.0	1.0	10.0000	2.2727	0.0000
2.5	0.5	3.0	4.0	1.0	6.0000	-0.8571	0.0000
3.5	0.5	3.0	4.0	1.0	8.0000	-1.1905	0.0000
1.5	1.5	3.0	4.0	1.0	4.0000	-0.4000	0.0000
2.5	1.5	3.0	4.0	1.0	6.0000	-0.4714	0.0000
3.5	1.5	3.0	4.0	1.0	8.0000	-0.7937	0.0000
4.5	1.5	3.0	4.0	1.0	10.0000	-1.3889	0.0000
0.5	2.5	3.0	4.0	1.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	2.5	3.0	4.0	1.0	4.0000	0.1000	0.0000
2.5	2.5	3.0	4.0	1.0	6.0000	0.0286	0.0000
3.5	2.5	3.0	4.0	1.0	8.0000	-0.2381	0.0000
4.5	2.5	3.0	4.0	1.0	10.0000	-0.7576	0.0000
2.5	0.5	3.0	5.0	2.0	6.0000	1.2245	-0.0816
3.5	0.5	3.0	5.0	2.0	8.0000	1.7007	-0.1336
1.5	1.5	3.0	5.0	2.0	4.0000	0.5714	0.0000
2.5	1.5	3.0	5.0	2.0	6.0000	0.6735	0.0408
3.5	1.5	3.0	5.0	2.0	8.0000	1.1338	0.0148
4.5	1.5	3.0	5.0	2.0	10.0000	1.9841	-0.1299
0.5	2.5	3.0	5.0	2.0	2.0000	0.0000	0.0000
1.5	2.5	3.0	5.0	2.0	4.0000	-0.1429	0.0000
2.5	2.5	3.0	5.0	2.0	6.0000	-0.0408	0.0408
3.5	2.5	3.0	5.0	2.0	8.0000	0.3401	0.0841
4.5	2.5	3.0	5.0	2.0	10.0000	1.0823	0.0669

Table 7-2 (d)

㊥計算センター

J1	SJ2	J2	J3	L	ALFA(0)	ALFA(2)	ALFA(4)
3.5	0.5	4.0	2.0	2.0	8.0000	3.7415	-2.1224
4.5	0.5	4.0	2.0	2.0	10.0000	4.7619	-2.8571
2.5	1.5	4.0	2.0	2.0	6.0000	2.4052	-0.8338
3.5	1.5	4.0	2.0	2.0	8.0000	2.7794	-0.3032
4.5	1.5	4.0	2.0	2.0	10.0000	3.7879	-0.9091
5.5	1.5	4.0	2.0	2.0	12.0000	5.4545	-2.9091
1.5	2.5	4.0	2.0	2.0	4.0000	1.1224	0.0000
2.5	2.5	4.0	2.0	2.0	6.0000	0.9621	0.8338
3.5	2.5	4.0	2.0	2.0	8.0000	1.3703	1.0750
4.5	2.5	4.0	2.0	2.0	10.0000	2.3191	0.9462
3.5	0.5	4.0	3.0	1.0	8.0000	-2.6190	0.0000
4.5	0.5	4.0	3.0	1.0	10.0000	-3.3333	0.0000
2.5	1.5	4.0	3.0	1.0	6.0000	-1.6837	0.0000
3.5	1.5	4.0	3.0	1.0	8.0000	-1.9456	0.0000
4.5	1.5	4.0	3.0	1.0	10.0000	-2.6515	0.0000
5.5	1.5	4.0	3.0	1.0	12.0000	-3.8182	0.0000
1.5	2.5	4.0	3.0	1.0	4.0000	-0.7857	0.0000
2.5	2.5	4.0	3.0	1.0	6.0000	-0.6735	0.0000
3.5	2.5	4.0	3.0	1.0	8.0000	-0.9592	0.0000
4.5	2.5	4.0	3.0	1.0	10.0000	-1.6234	0.0000
3.5	0.5	4.0	4.0	1.0	8.0000	3.6667	0.0000
4.5	0.5	4.0	4.0	1.0	10.0000	4.6667	0.0000
2.5	1.5	4.0	4.0	1.0	6.0000	2.3571	0.0000
3.5	1.5	4.0	4.0	1.0	8.0000	2.7238	0.0000
4.5	1.5	4.0	4.0	1.0	10.0000	3.7121	0.0000
5.5	1.5	4.0	4.0	1.0	12.0000	5.3455	0.0000
1.5	2.5	4.0	4.0	1.0	4.0000	1.1000	0.0000
2.5	2.5	4.0	4.0	1.0	6.0000	0.9429	0.0000
3.5	2.5	4.0	4.0	1.0	8.0000	1.3429	0.0000
4.5	2.5	4.0	4.0	1.0	10.0000	2.2727	0.0000
3.5	0.5	4.0	5.0	1.0	8.0000	-1.3333	0.0000
4.5	0.5	4.0	5.0	1.0	10.0000	-1.6970	0.0000
2.5	1.5	4.0	5.0	1.0	6.0000	-0.8571	0.0000
3.5	1.5	4.0	5.0	1.0	8.0000	-0.9905	0.0000
4.5	1.5	4.0	5.0	1.0	10.0000	-1.3499	0.0000
5.5	1.5	4.0	5.0	1.0	12.0000	-1.9438	0.0000
1.5	2.5	4.0	5.0	1.0	4.0000	-0.4000	0.0000
2.5	2.5	4.0	5.0	1.0	6.0000	-0.3429	0.0000
3.5	2.5	4.0	5.0	1.0	8.0000	-0.4883	0.0000
4.5	2.5	4.0	5.0	1.0	10.0000	-0.8264	0.0000
3.5	0.5	4.0	6.0	2.0	8.0000	1.9048	-0.2078
4.5	0.5	4.0	6.0	2.0	10.0000	2.4242	-0.2797
2.5	1.5	4.0	6.0	2.0	6.0000	1.2245	-0.0816
3.5	1.5	4.0	6.0	2.0	8.0000	1.4150	-0.0297
4.5	1.5	4.0	6.0	2.0	10.0000	1.9284	-0.0890
5.5	1.5	4.0	6.0	2.0	12.0000	2.7769	-0.2848
1.5	2.5	4.0	6.0	2.0	4.0000	0.5714	0.0000
2.5	2.5	4.0	6.0	2.0	6.0000	0.4898	0.0816
3.5	2.5	4.0	6.0	2.0	8.0000	0.6976	0.1052
4.5	2.5	4.0	6.0	2.0	10.0000	1.1806	0.0926

Table 7-2 (e)

㊥計算センター

J1	SJ2	J2	J3	L	ALFA(0)	ALFA(2)	ALFA(4)
4.5	0.5	5.0	3.0	2.0	10.0000	4.5022	-2.3377
5.5	0.5	5.0	3.0	2.0	12.0000	5.4545	-2.9091
3.5	1.5	5.0	3.0	2.0	8.0000	3.3016	-1.3506
4.5	1.5	5.0	3.0	2.0	10.0000	3.7518	-1.0390
5.5	1.5	5.0	3.0	2.0	12.0000	4.6993	-1.5664
6.5	1.5	5.0	3.0	2.0	14.0000	6.1538	-3.0210
2.5	2.5	5.0	3.0	2.0	6.0000	2.1224	-0.5306
3.5	2.5	5.0	3.0	2.0	8.0000	2.1224	0.2573
4.5	2.5	5.0	3.0	2.0	10.0000	2.5974	0.3763
5.5	2.5	5.0	3.0	2.0	12.0000	3.5205	0.0320
4.5	0.5	5.0	4.0	1.0	10.0000	-3.1515	0.0000
5.5	0.5	5.0	4.0	1.0	12.0000	-3.8182	0.0000
3.5	1.5	5.0	4.0	1.0	8.0000	-2.3111	0.0000
4.5	1.5	5.0	4.0	1.0	10.0000	-2.6263	0.0000
5.5	1.5	5.0	4.0	1.0	12.0000	-3.2895	0.0000
6.5	1.5	5.0	4.0	1.0	14.0000	-4.3077	0.0000
2.5	2.5	5.0	4.0	1.0	6.0000	-1.4857	0.0000
3.5	2.5	5.0	4.0	1.0	8.0000	-1.4857	0.0000
4.5	2.5	5.0	4.0	1.0	10.0000	-1.8182	0.0000
5.5	2.5	5.0	4.0	1.0	12.0000	-2.4643	0.0000
4.5	0.5	5.0	5.0	1.0	10.0000	4.7273	0.0000
5.5	0.5	5.0	5.0	1.0	12.0000	5.7273	0.0000
3.5	1.5	5.0	5.0	1.0	8.0000	3.4667	0.0000
4.5	1.5	5.0	5.0	1.0	10.0000	3.9394	0.0000
5.5	1.5	5.0	5.0	1.0	12.0000	4.9343	0.0000
6.5	1.5	5.0	5.0	1.0	14.0000	6.4615	0.0000
2.5	2.5	5.0	5.0	1.0	6.0000	2.2286	0.0000
3.5	2.5	5.0	5.0	1.0	8.0000	2.2286	0.0000
4.5	2.5	5.0	5.0	1.0	10.0000	2.7273	0.0000
5.5	2.5	5.0	5.0	1.0	12.0000	3.6965	0.0000
4.5	0.5	5.0	6.0	1.0	10.0000	-1.8182	0.0000
5.5	0.5	5.0	6.0	1.0	12.0000	-2.2028	0.0000
3.5	1.5	5.0	6.0	1.0	8.0000	-1.3333	0.0000
4.5	1.5	5.0	6.0	1.0	10.0000	-1.5152	0.0000
5.5	1.5	5.0	6.0	1.0	12.0000	-1.8978	0.0000
6.5	1.5	5.0	6.0	1.0	14.0000	-2.4852	0.0000
2.5	2.5	5.0	6.0	1.0	6.0000	-0.8571	0.0000
3.5	2.5	5.0	6.0	1.0	8.0000	-0.8571	0.0000
4.5	2.5	5.0	6.0	1.0	10.0000	-1.0490	0.0000
5.5	2.5	5.0	6.0	1.0	12.0000	-1.4217	0.0000
4.5	0.5	5.0	7.0	2.0	10.0000	2.5974	-0.3596
5.5	0.5	5.0	7.0	2.0	12.0000	3.1469	-0.4476
3.5	1.5	5.0	7.0	2.0	8.0000	1.9048	-0.2078
4.5	1.5	5.0	7.0	2.0	10.0000	2.1645	-0.1598
5.5	1.5	5.0	7.0	2.0	12.0000	2.7111	-0.2410
6.5	1.5	5.0	7.0	2.0	14.0000	3.5503	-0.4648
2.5	2.5	5.0	7.0	2.0	6.0000	1.2245	-0.0816
3.5	2.5	5.0	7.0	2.0	8.0000	1.2245	0.0396
4.5	2.5	5.0	7.0	2.0	10.0000	1.4985	0.0579
5.5	2.5	5.0	7.0	2.0	12.0000	2.0310	0.0049

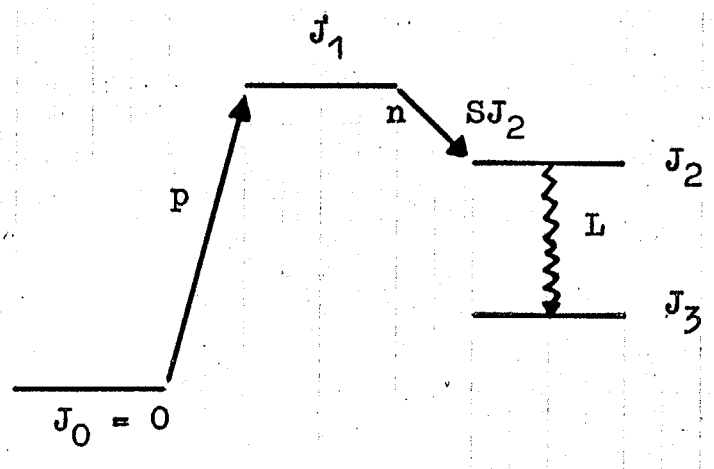
Table 7-3

$E\gamma$ = 407 KeV

$3^+ \longrightarrow 3^+$

Ep = 2.94 MeV

En = 0.34 MeV



M1 pure transition

J_1^{π}	A2	A4
$1/2^+$	0.0	0.0
$1/2^-$	0.0	0.0
$3/2^+$	0.0697	0.0
$3/2^-$	0.3000	0.0
$5/2^+$	0.4061	0.0
$5/2^-$	0.3386	0.0
$7/2^+$	0.4284	0.0
$7/2^-$	0.3777	0.0
$9/2^+$	0.3003	0.0
$9/2^-$	0.4167	0.0

Appendix 1

$^{56}Fe(d,\alpha)^{54}Mn$ Reaction

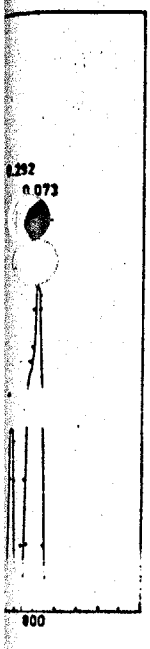
BJERRGAARD et al
Nuclear Physics 51 (1964) 641

0 ± 12 KeV
56
156
365
405
837
1008
1074
1376
1455
1511
1543
1784
1859
1924
2137

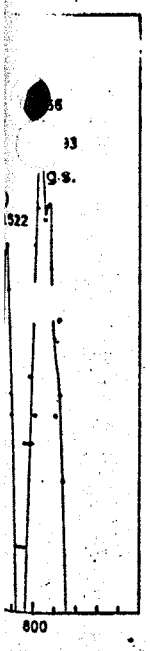
Appendix 2

$^{56}Fe(d,\alpha)^{54}Mn$

ref. 5



(d, α)[61]Ni. The numbers
g levels in [61]Ni.



(d, α)[63]Ni. The numbers
g levels in [63]Ni.

Table 2. Ground-state Q-values.

Reaction	Present exp. (MeV)	Ref. [11] (MeV)
^{56}Fe (d,α) ^{54}Mn	5.673 ± 0.030	5.657 ± 0.005
^{58}Ni (d,α) ^{56}Co	6.548 ± 0.030	6.515 ± 0.008
^{60}Ni (d,α) ^{58}Co	6.100 ± 0.030	6.078 ± 0.006
^{63}Cu (d,α) ^{61}Ni	9.376 ± 0.030	9.348 ± 0.006
^{65}Cu (d,α) ^{63}Ni	9.012 ± 0.040	8.961 ± 0.006

Table 3. Energy levels, cross sections, L-values, and spectroscopic coefficients from the reaction ^{56}Fe$(d,\alpha)^{54}$Mn.

The cross sections that are listed $d\sigma/d\Omega_{max}$ are those at 25° for $L=0$, 35° for $L=2$, 50° for $L=4$, and 35° for $L=6$. The [illegible] in bold.

Present experiment					Ref. [12]	Ref. [13]	Ref. [15]	Calc. $\delta=0$		
E	$d\sigma/d\Omega_{max}$ ($\mu b/sr$)	L	S'_{exp}	$j\pi$	E	E	$j\pi$	S_{th}	S'_{th}	S'_{exp}/S'_{th}
0	51	2	6.98	1+2+3+	0	0	3(+)	1.26	1.52	4.59
				(4+)	0.056	0.06		0.28	0.28	
0.137	9.0	(2)	1.24	(1+2+3+)	0.156	0.18		0.83	1.01	1.23
0.365	56	4	15.05	3+4+5+	0.365	0.40		7.15	7.15	2.11
0.824	21	(0)	2.25	(1+)	0.837					
1.011	43	2	6.17	1+2+3+	1.008	1.00				
1.115	8.3	(4)	2.27	(3+4+5+)	1.074					
					1.137					
1.386	27	4	7.58	3+4+5+	1.376	1.40				
					1.455					
					1.511					
(1.54)	≈ 6.5				1.543					
(1.61)	≈10									
1.783	65	1?			1.784	1.80				
					1.859					
1.918	63	2	9.45	1+2+3+	1.924					
2.102	8.4	(4)	2.42	(3+4+5+)	2.137	2.2				
2.29	9.6	(4)	2.82	(3+4+5+)						
2.575	30	2	4.75	1+2+3+						
2.70	≈30	(6)3?	1.55			≈2.7				
2.85	≈20	(0)	2.30	(1+)						
(2.93)										
3.05	54	1?				≈3.0				
3.11	26	2	4.15	1+2+3+						
3.18	30	3?								
3.31	52	2	8.40	1+2+3+		≈3.3				
3.70	108	(2)	17.81	(1+2+3+)		≈3.7				
3.95	58	3?				≈3.9				
4.33	46	(6)	2.59	(5+6+7+)						
						≈4.5				

Appendix 3

$^{56}Fe(d,\alpha)^{54}Mn$

ref. 5

ARKIV FÖR FYSIK. Bd 33 nr 11

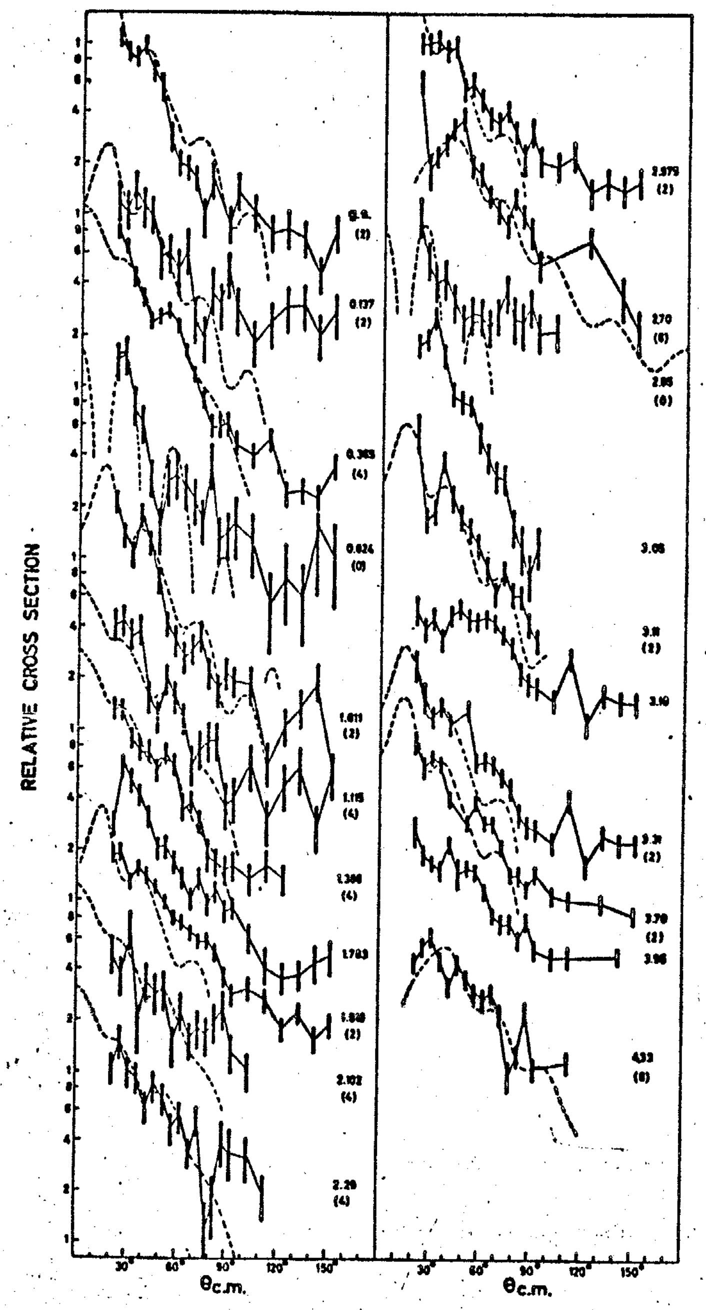


Fig. 7. Angular distributions of alpha-particle groups from the reaction $^{56}Fe(d, \alpha)^{54}Mn$ at E_d = 14.9 MeV. The size of the experimental points corresponds roughly to the uncertainty of the angular scale and the estimated relative errors in the cross sections. The experimental points are connected with straight lines to make it easier to distinguish the different angular distributions. The dashed curves are distorted waves curves obtained with form factor $F^{(0)}$, alpha-particle potential number 1, and a lower cut-off of 4.1 fm. The numbers to the right of each angular distribution are the excitation energies of the corresponding state in the residual nucleus and the orbital angular momentum transfer L of the fitted distorted-waves curve. (Within parentheses.)

6.72 0.91 0.30 0 0.91 0.25 0 2.09 (7/2−) 3.58

3.173 3.291 3.428 3.553 3.657 3.726 3.80 3.959 4.083

6.11

(3.15) 3.222 3.358 (3.40) 3.578 3.683 (3.78) 3.938 4.018

≈2 ≈6 ≈4 ≈7 32.4 ≈30 ≈10 ≈17

Appendix 4

$^{53}Cr(^{3}He,d)^{54}Mn$

ref. 6

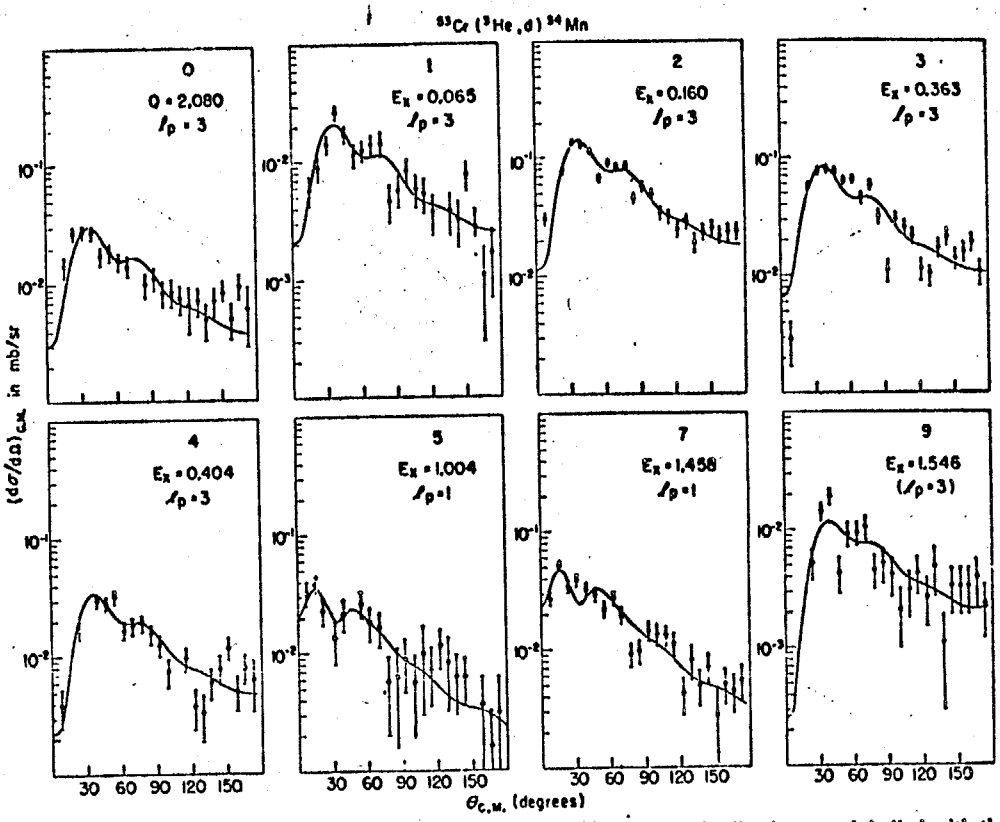


Fig. 3. Angular distribution of deuterons from $^{53}Cr(^{3}He, d)^{54}Mn$. The distributions are labelled with the numbers used to identify the corresponding states in table 1. Excitation energies are given in MeV. The solid curves are the DWBA predictions calculated by the code TANYA using the parameters given in table 3.

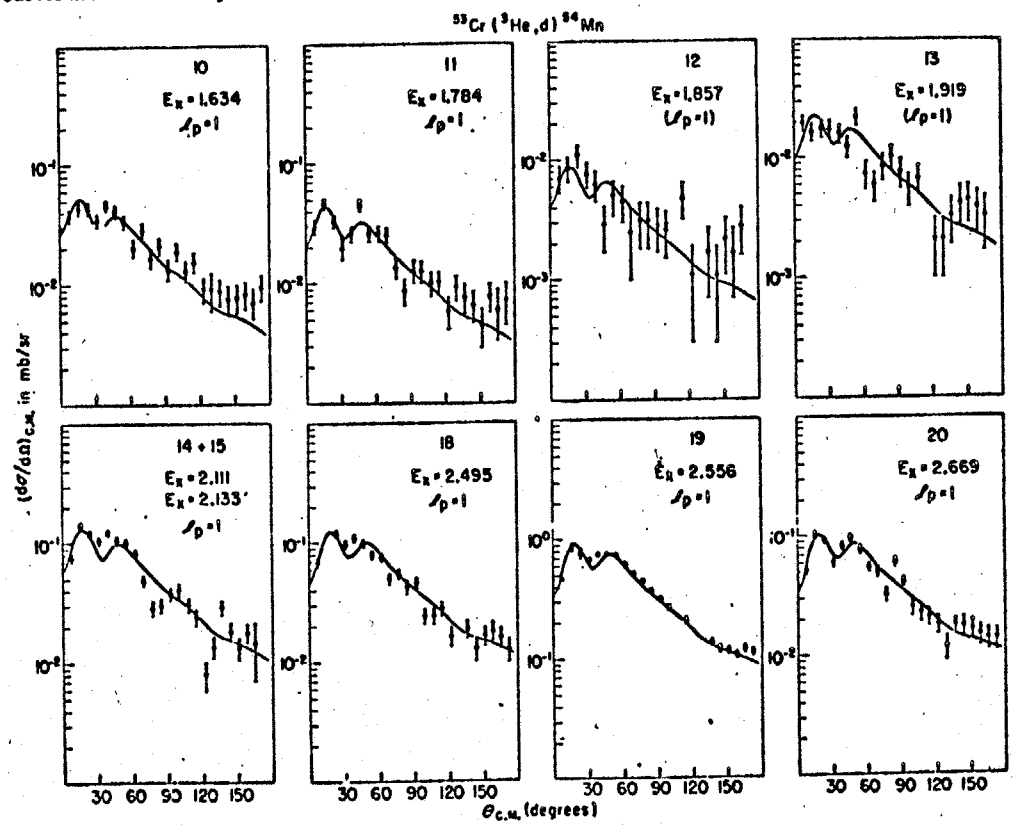


Fig. 4. See caption for fig. 3.

Appendix 5

$^{53}Cr(^{3}He,d)^{54}Mn$

ref. 6

TABLE 1

Summary of results for the $^{53}Cr(^{3}He, d)^{54}Mn$ reaction at $E_{^3He}$ = 10.0 MeV

Level no.	Q [a]) (MeV)	E_x [b]) (MeV)	$(d\sigma/d\Omega)_{max}$ [c]) (mb/sr)(c.m.)	l_p	$\frac{2J+1}{2I+1}C^2S$
0	2.080	0.000	0.03	3	0.30
1	2.015	0.065	0.02	3	0.21
2	1.920	0.160	0.14	3	1.34
3	1.717	0.363	0.08	3	0.78
4	1.676	0.404	0.03	3	0.31
5	1.076	1.004	0.04	1	0.05
6	0.703	1.377	0.005		
7	0.622	1.458	0.05	1	0.05
8	0.574	1.506	0.003		
9	0.534	1.546	0.02	(3)	0.09
10	0.466	1.634	0.04	1	0.05
11	0.296	1.784	0.04	1	0.04
12	0.223	1.857	0.01	(1)	0.01
13	0.161	1.919	0.02	(1)	0.02
14	−0.031	2.111	0.14	1	0.12
15	−0.053	2.133			
16	−0.188	2.268	0.04		
17	−0.274	2.354	0.004		
18	−0.415	2.495	0.12	1	0.10
19	−0.476	2.556	0.84	1	0.72
20	−0.589	2.669	0.10	1	0.08
21	−0.632	2.712	0.04	0	0.02 (2s) 0.01 (3s)
22	−0.685	2.765	0.008		
23	−0.791	2.871	0.15	1	0.11
24	−0.932	3.012	0.06	1	0.05
25	−1.036	3.116	0.02	0	0.01 (2s) 0.003(3s)
26	−1.112	3.192	0.32	1	0.21
27	−1.252	3.332	0.06	1	0.04
28	−1.443	3.523	0.25	1	0.16
29	−1.527	3.607	0.16	1	0.11
30	−1.588	3.668	0.25	1	0.19
31	−1.650	3.730	0.06	1	0.04
32	−1.675	3.755	0.14	1 + 3	0.04 0.34
33	−1.727	3.807	0.03	1	0.03
34	−1.852	3.932	0.08	1 + 3	0.15
35	−1.895	3.975	0.10	1	0.06
36	−1.950	4.030	0.08	3	0.40
37	−2.073	4.153	0.27	1	0.16
38	−2.109	4.189			
39	−2.176	4.256	0.02	(1)	0.01
40	−2.214	4.294	0.02	(1)	0.01
41	−2.255	4.335	0.02	(1)	0.01
42	−2.288	4.368	0.07	1	0.04
43	−2.336	4.416	0.12	1	0.07

Appendix 6

$^{52}Cr(^{3}He,p)^{54}Mn$

ref. 6

The measured angular distributions are compared with DWBA calculations in figs. 3–8. The l_p values and spectroscopic strengths for these transitions are given in table 1.

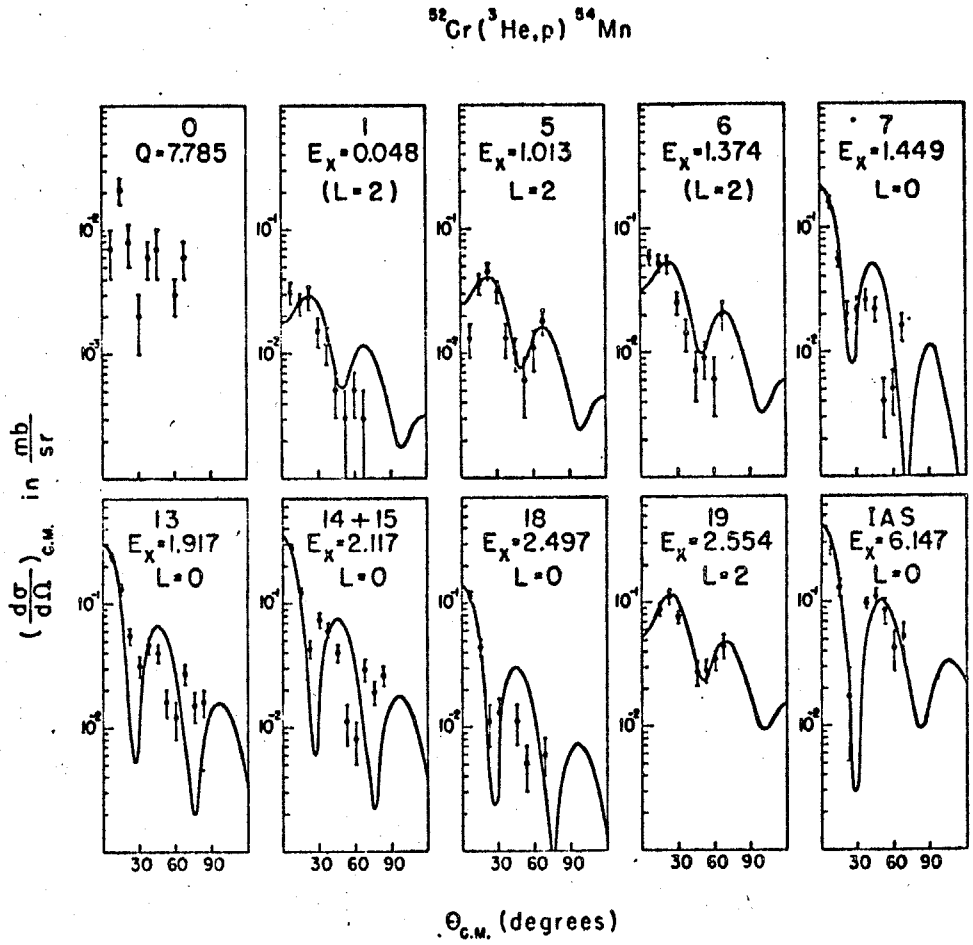


Fig. 10. Angular distributions of protons from $^{52}Cr(^{3}He,p)^{54}Mn$. The distributions are labelled with the numbers used to identify the corresponding states in table 2. The excitation energies are in MeV. The solid curves are the DWBA predictions calculated by the code TANYA using the parameters given in table 3. The error flags indicate statistical uncertainties.

2.4. THE (^{3}He, p) REACTION

Protons from the (^{3}He, p) reaction were detected in Eastman Kodak 50 μm NTA and NTB nuclear emulsions covered with aluminium absorber foils. A reaction exposure of 3000 μC was made.

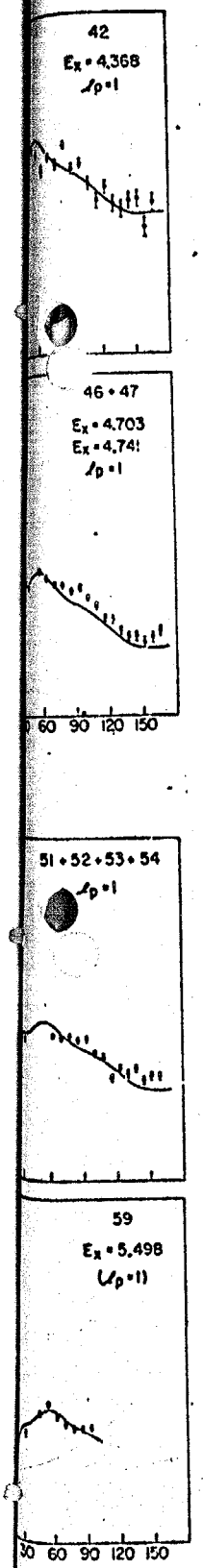
The proton spectrum observed at 7.5° is shown in fig. 9. The energy resolution was 45 keV. Proton groups belonging to mass 54 were identified by their energy shift with angle. The main contaminant groups were from the carbon in the target backing.

Appendix 7

289

$^{52}Cr(^{3}He,p)^{54}Mn$

ref. 6



at high fields, a correction to the calibration was established from the positions of contaminant groups with known Q-values. The Q-value of the ground state was found to be 2.080±0.012 MeV, in agreement with the value of 2.067±0.006 MeV given in the mass table of ref. [15]). The excitation energies given here are in good agreement with those given by Bjerregaard [1]) and Jonsson [3]).

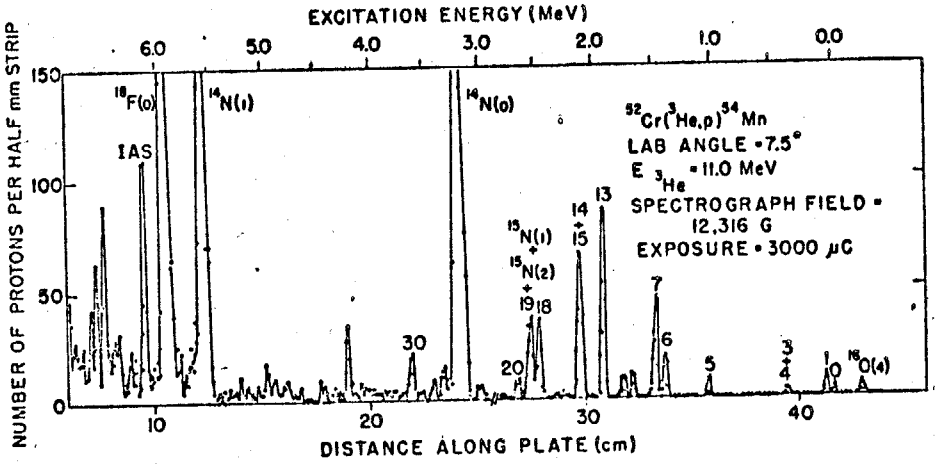


Fig. 9. Proton spectrum from $^{52}Cr(^{3}He, p)^{54}Mn$ observed at a lab angle of 7.5°. Proton groups corresponding to states in ^{54}Mn are labelled with the numbers used to identify the states in table 2. Several contaminant groups are identified.

TABLE 2

Summary of results for $^{52}Cr(^{3}He, p)^{54}Mn$ reaction at $E_{^3He}$ = 11.0 MeV

Level no.	Q [a]) (MeV)	E_x [b]) (MeV)	$(d\sigma/d\Omega)_{max}$ [c]) (mb/sr)(c.m.)	$\sigma_{exp}/\sigma_{DWBA}$	L
0	7.785	0.000	0.02		
1	7.737	0.048	0.03	12	(2)
3+ 4	7.404	0.381	0.02		
5	6.772	1.013	0.04	14	2
6	6.411	1.374	0.06	19	(2)
7	6.336	1.449	0.16	7	0
13	5.868	1.917	0.24	12	0
14+15	5.668	2.117	0.28	13	0
18	5.288	2.497	0.11	4	0
19	5.231	2.554	0.11	38	2
20	5.109	2.676	0.04		
23	4.903	2.882	0.06		
26	4.594	3.191	0.06		
30	4.115	3.670	0.07		
57	2.476	5.309	0.05		
59	2.271	5.514	0.07		
IAS	1.638	6.147	0.26	12	0

[a]) The estimated uncertainty is ±15 keV.
[b]) The estimated uncertainty is ±20 keV.
[c]) The estimated uncertainty in the absolute measured cross sections is ±20 %. Cross sections at 7.5° are given for L = 0 transitions.

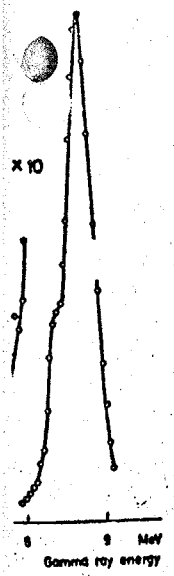
Appendix 8

$^{53}Cr(p,\gamma)^{54}Mn$

ref.1

te from 6.2 to 7.3 MeV.

ly due to the 67 keV
in the same way as
cc with gamma rays
i)-crystal as detector
nd out well resolved
decrease of the effi-
technique of taking
when larger Ge(Li)-



ice in Mn^{54}.

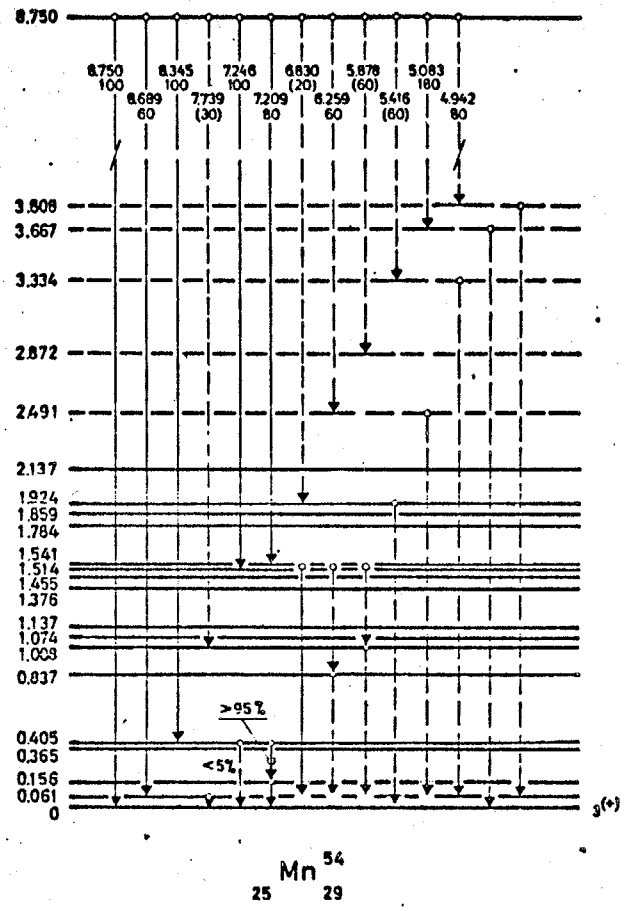


Fig. 10. Decay scheme of the 1209 keV resonance in Mn^{54}. The gamma intensities in the deexcitation of the capturing level are given in relation to the intensity of the 8.75 MeV ground state transition.

In order to certify that the low energy gamma lines observed in the spectra of Figs. 4 and 5 are due to the deexcitation of low energy levels a coincidence spectrum with a high energy gate including gamma rays with energies between 8.0 and 8.5 MeV was taken (Fig. 7). Also here lines at 0.16, 0.25 and 0.41 MeV are observed. These lines are supposed to deexcite the 405 keV level in Mn^{54}. Most of the intensity of the 0.41 MeV peak is due to summing of the more intense 0.16 and 0.25 MeV lines and the intensity given in the decay scheme of Fig. 10 is corrected for this effect [23]. Fig. 8 shows a spectrum in coincidence with gamma rays between 6.2 to 7.3 MeV thus including the feeders of levels at 1.5 MeV. The coincidence spectrum shows two broad distributions of energies, one around 1.5 MeV and the other around 0.9 MeV. There is also a line at 0.70 MeV. These lines are supposed to originate from the deexcitation of the levels at 1.504 and 1.541 MeV, partly directly to the ground state, to the first and second excited states and partly through the levels at 0.837 and 1.008 MeV.

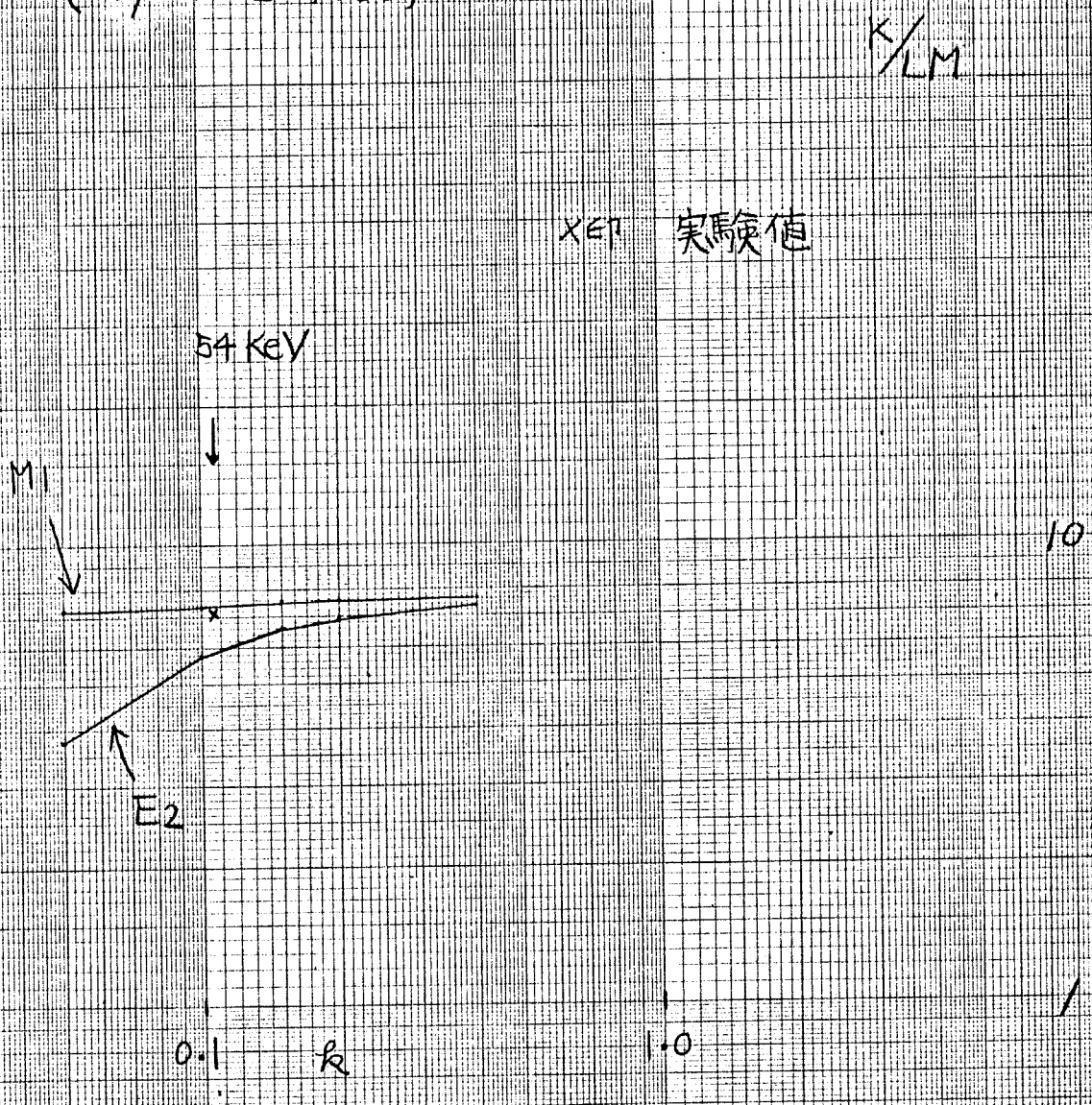
Appendix 9

Internal Conversion Electron

K/LM Ratio

Z=25

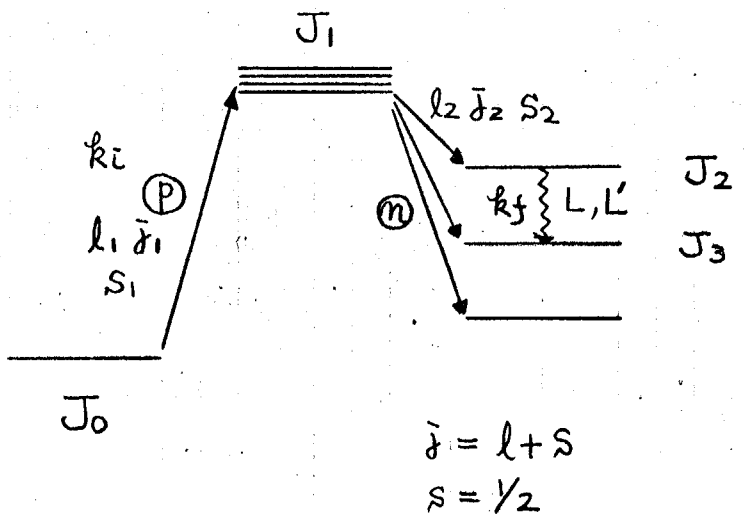
(by M. E. Rose [16])



$E_\gamma = k\, m_0 c^2$

$m_0 c^2 = 511$ KeV

Appendix 10



(N,N'γ) 反応の γ線角分布 [Sheldon の記号で⑩]

$$d\sigma/d\Omega = \frac{1}{8}\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{j_1 j_2 \nu} N\,C\,W\,M(\delta)\,\tau\,P_\nu(\cos\theta)$$

$$0 \le \nu \le \mathrm{Min}(2j_1,\ 2J_1,\ 2J_2,\ 2L')$$

$$N \equiv (-)^{J_0+J_3-j_2+\frac{1}{2}}\ (\hat{J}_1)^4 (\hat{j}_1)^2 (\hat{J}_2)^2 / (\hat{J}_0)^2$$

$$C \equiv \langle j_1 j_1\ 1/2\ -1/2 | \nu 0 \rangle$$

$$W \equiv W(J_1 J_1\ j_1 j_1 : \nu J_0)\ W(J_1 J_1\ J_2 J_2 : \nu j_2)$$

$$M(\delta) \equiv (1+\delta^2)^{-1}[M(LL) + 2\delta M(LL') + \delta^2 M(L'L')]$$

$$M(LL') \equiv \hat{L}\hat{L}' \langle LL'1-1 | \nu 0 \rangle\ W(J_2 J_2\ LL' : \nu J_3)$$

$$\delta \equiv \langle J_f \| L' \| J_i \rangle / \langle J_f \| L \| J_i \rangle$$

$$\tau \equiv T_{l_1 j_1}(E_1) \cdot T_{l_2 j_2}(E_2) / \sum_{l j E} T_{l j}(E)$$

1 L.JONSSON et al
ARKIV FÖR FYSIK
BAND 32, NR 33 (1966) 549

2 H.SEKIGUCHI
JOURNAL OF THE PHYSICAL SOCIETY OF JAPAN
VOL. 26, NO. 3 (1969) 589

3 S.E.ARNELL
ARKIV FÖR FYSIK BAND 21, NR 15 (1961) 177

4 J.H.BJERREGAARD et al
Nuclear Physics 51 (1964) 641

5 S.A.HJORTH
ARKIV FÖR FYSIK, BAND 33 , NR 11 (1966) 147

6 L.L.LYNN et al
Nuclear Physics A 135 (1969) 97

7 J.VERVIER
Nuclear Physics 78 (1966) 497

8 H.OHNUMA
Nuclear Physics 88 (1966) 273

9 K.OGAWA
東工大学位論文

10 E.SHELDON and VAN PATTER
Reviews of Modern Physics 38 NO.1 (1966) 143

11 E.SHELDON and R.M.STRANG
Computer Physics Communications 1 (1969) 35

12 E.SHELDON
Reviews of Modern Physics 35 NO.4 (1963)

13 R.W.KEDZIE and C.D.JEFFRIES
Bull. Am. Phy. Soc. Vol.3 (1958) 415

14 J.C.LEGG and E.ROST
Physical Review Vol.134 , NO.4B (1964) 752

15 A.SPERDUTO and W.W.BUECHNER
Physical Review Vol.134, NO. 1B (1964) 142.

16 M.E.ROSE
INTERNALL CONVERSION COEFFICIENTS
NORTH-HOLLAND PUBLISHING CO. (1958)

17 J.M.BLATT and V.F.WEISSKOPF
Theoretical Nuclear Physics , 352

18 M.T.McELLISTREM et al
Physical Review C Vol.1,NO.4 (1970) 1409

19 L.BIRSTEIN et al
Nuclear Physics A 113 (1968) 193

20 A.SEPTIER
Focusing of Charged Particles

21 A.H.WAPSTRA , G.J.NIJGH and R.VAN LIESHOUT
Nuclear Spectroscopy Tables

22 小川雅生 他
東工大バンデグラフ年次報告 1970 April

23 D.P.DONNELLY et al
Physical Review Vol. 173, NO. 4 (1968) 1192

24 K.SIEGBAHN
ALPHA-,BETHA- AND GAMMA-RAY SPECTROSCOPY
NORTH-HOLLAND PUBLISHING CO.

25 J.B.MARION and F.C.YOUNG
"NUCLEAR REACTION ANALYSIS, GRAPHS AND TABLES "
NORTH-HOLLAND PUBLISHING CO.

26 一松 信
「数値計算」 近代数学新書

27 原子核研究 Vol. 2, NO. 6 (1967)

28 "HANDBOOK OF CHEMISTRY AND PHYSICS , 39th ed."
CHEMICAL RUBBER PUBLISHING CO.

29 「物理定数表」 朝倉書店

30 W.HAUSER and H.FESHBACH
Physical Review Vol. 87, NO. 2 (1952) 366

31 P.MARMIER and E.SHELDON
" PHYSICS OF NUCLEI AND PARTICLES , VOL.2 "

32 L.C.BIEDENHARN
"NUCLEAR SPECTROSCOPY B " by F.AJZENBERG-SELOVE

33 H.FESHBACH , M.M.SHAPIRO and V.F.WEISSKOPF
" TABLES OF PENETRABILITY FOR CHARGED PARTICLE
REACTIONS " NYO- 3077 (1953)

34 五十嵐 正道
" Automatic Search for Optical Potential
Parameters " INS - PT - 26 (1970)

35 F.G.PEREY
Physical Review 131 (1963) 745

36 V.YA. GOLOVNYA et al
SOVIET JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS
VOL. 4, NO. 4 (1967)

37 E.H.AUERBACH and F.G.J.PEREY
" OPTICAL MODEL NEUTRON TRANSMISSION COEFFICIENTS 0.1 TO 5.0 MeV " BNL 765 (T-286) , (1962)

38 P.A.MOLDAUER
Nuclear Physics 47 (1963) 65

39 M.E.ROSE
Physical Review Vol. 91, NO. 3 (1953) 610

40 A.J.FERGUSON
" ANGULAR CORRELATION METHODS IN GAMMA-RAY SPECTROSCOPY " NORTH-HOLLAND PUB.CO.(1965)

41 P.R.BEVINGTON
" DATA REDUCTION and ERROR ANALYSIS for the PHYSICAL SCIENCES " McGRAW-HILL BOOK CO.

42 A.M.LANE and R.G.THOMAS
Reviews of Modern Physics Vol. 30, NO. 2(1958)

43 C.M.LEDERER,J.M.HOLLANDER and I.PERLMAN
" TABLE OF ISOTOPES , 6th edition "

44 NUCLEAR DATA SHEETS 1970

45 山田 聡 私信

46 R.E.HILL and S.G.BUCCINO
Bull. Am. Phy. Soc. SER. 2, VOL. 15, NO. 11 (1970) 1345

47 K.Ogawa 私信

48 V.V.Okorokov et al
Soviet Journal of Nuclear Physics
Vol. 4, No. 5 (1967) 697

49 L.F.Chase et al
Physical Review Letters 21 (1968) 33

50 J.M.Laget et al
Nuclear Physics A125 (1969) 481

51 P.Van Assche et al
Nuclear Physics 79 (1966) 565

52 T.A.Belote et al
Nuclear Physics A109 (1968) 666

53 J.M.Laget et al
Nuclear Physics A122 (1968) 431

54 H.Ohnuma et al
Nuclear Physics 66 (1965) 337

55 H.Horie and K.Ogawa
Progress of Theoretical Physics 45 in press

謝　辞

本研究を行なうにあたり熱心な討論と御教示によって終始御指導していただきました武谷汎助教授に深く感謝いたします。

久武和夫教授には研究活動を通して有益な御助言と御指導をしていただきました。

足立実助手には東芝USC-3装置をはじめとした種々の測定装置，及び研究討論について多くの御指導と御援助をいただきました。

新井栄一助教授にはバンデグラフ加速器の使用について多くの御指導をいただきました。

藤岡学助手には種々の討論において多くの御指導をいただきました。

日本原子力研究所の石井三彦氏には，Ge(Li)検出器の製作について多くの御指導と御援助をいただきました。

東大の小川健吾氏には^{54}Mnの理論計算と有益な討論によって多くの御指導と御援助をいただきました。

五十嵐正道氏と東大核研の久保謙一氏にはELASTICコードによる計算に関して多くの御援助をいただきました。

芦部楠夫氏にはGe(Li)検出器の準備，角分布測定用のプログラム製作，実験の遂行などについて多くの御援助をいただきました。

服部俊幸氏にはGe(Li)検出器の準備，ターゲット製作，実験の遂行などについて多くの御援助をいただきました。

川崎克則氏には バンデグラフ加速器の運転，及び実験の遂行などについて多くの御援助をいただきました。
日立の伊東新一氏には計算機の使用について多くの御援助をいただきました。
東大核研の菅井勲氏にはターゲットの製作について，多くの御指導と御援助をいただきました。
衛藤徹之氏には論文編集について多くの御援助をいただきました。
なお，武谷研究室と久武研究室の諸氏には，研究活動の色々な点について多くの御教示と御援助をいただきました。
以上の方々に深く感謝いたします。

なお，今回の実験を遂行するにあたっては昭和44年度の一般科学研究費「Ge(Li)検出器を用いた角相関による原子核構造の研究」を利用しました。