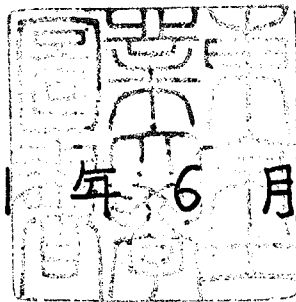


論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	54Cr(p,n)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

54Cr(p, n γ)反応による 54Mn

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
------------	--------

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 > $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応の γ 線励起関数の測定	13
	< 3 - 3 > $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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 > 複合核を經由する 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 > $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)^{54}\text{Mn}$ 反応の γ 線励起関数	64
	< 5 - 2 > $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)^{54}\text{Mn}$ 反応の結果	68
	< 5 - 3 > ^{54}Mn の準位の設定	75
	< 5 - 4 > $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)^{54}\text{Mn}$ 反応の γ 線角分布	88
	< 5 - 5 > 準位のスピンの	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	Y線角分布測定によるスピンの、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>	実験条件の選り方	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 線励起関数測定装置の配置	147
" 3 - 2	" " の回路構成	148
" 3 - 3	γ 線角分布測定回路構成	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 $^{63}\text{Cu}(P, P'\gamma)$ 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 (モリタラシブ)	155
" 3 - 10	" " " の断面図	156
" 3 - 11	Ge(Li) SSDの Absolute 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	V_c に対する $T_e\delta$ (proton) の変化	163
" 4 - 2	W_c " "	164
" 4 - 3	$^{54}\text{Cr}(P, P)$ の角分布 (実験)	165
" 4 - 4	" " (計算)	166
" 4 - 5	陽子の $T_e\delta$ ($V_c=52$ Mev)	168
" 4 - 6	" " ($V_c=57$ Mev)	170
" 4 - 7	中性子の $T_e\delta$ (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 $T_e\delta$ (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	$^{54}\text{Cr}(P, \pi\gamma)$ の γ スpectrum $E_p=3.65$ Mev	182
" 5 - 2	" " $E_p=3.90$ 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	$^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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	$^{59}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 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	$E_\alpha = 7.6 \text{ MeV}$ における下位準位の形成断面積 (表中) 73	253
" 5-2	混合比 δ の表	260
" 5-3	^{54}Mn の準位と γ 線のエネルギー	261
図 6-1	理論と実験のエネルギースペクトル	262
" 6-2	$N=29$ 奇-奇核のエネルギースペクトル	263
表 6-1	γ 線分岐比 (実験と理論の比較)	264
" 6-2	" " 混合比 (" ")	265
図 7-1	パリティによる A_2-A_4 曲線の変化 [$^{92}\text{Zr}(p, n\gamma)$]	266
" 7-2	混合比 δ (表 5-2 の内容) をプロット	273
" 7-3	407 keV γ 線の角分布 (E_p が 20 keV づつ変化)	275
" 7-4	特定の J^π を経由する γ 線角分布 (407 keV)	276
表 7-1	407 keV γ 線の角分布係数	277
" 7-2	ALFA (0, 2, 4) の表	282
" 7-3	特定の J^π を経由する γ 線角分布係数	283
付録 1	$^{56}\text{Fe}(d, \alpha)^{54}\text{Mn}$ (Bjerrgaard et al)	284
" 2, 3	" " (Hjorth)	286
" 4, 5	$^{53}\text{Cr}(\text{He}^3, d)^{54}\text{Mn}$ (Lynn et al)	288
" 6, 7	$^{52}\text{Cr}(\text{He}^3, p)^{54}\text{Mn}$ (" ")	290
" 8	$^{53}\text{Cr}(p, \gamma)^{54}\text{Mn}$ (Jonsson et al)	291
" 9	内部変換係数 K/LM 比 (Rose)	292
" 10	$(N, N'\gamma)$ 反応の γ 線角分布の式 (Sheldon)	293
参考文献		298
謝辞		298

第 1 章

序 論

陽子が 1 f $\frac{1}{2}$ 軌道にあり、中性子数が 29 の奇-奇核としては $^{50}_{21}\text{Sc}_{29}$, $^{52}_{23}\text{V}_{29}$, $^{54}_{25}\text{Mn}_{29}$, $^{56}_{27}\text{Co}_{29}$ がある。この中の一つである ^{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、準位のスピオンに関しては基底準位の J^π が決定しているだけであつた。中性子が 29 の奇-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} によつ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、スピオンの値の再現性を比較することができなかつた。従つて ^{54}Mn の励起準位のスピオン、パリティ、 γ 転移に於ける 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の要請される。そこで本論文は ^{54}Cr (p, n γ) 反応と ^{51}V (α , n γ) 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 線の混合比、励起準位のスピオン、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 線測定によつて残留極の励起準位のスピオンを求める方法には、粒子- 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,n γ)反応による γ 線の励起周数と γ 線角度分布を測定し、両者の測定の結果を組み合わせることにより、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、かつ一般的に実験装置となった。

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 4 MV のバンテグ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)検出器とバンテグ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

ことにより、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 50 KeV ずつ変化させて ^{54}Cr (p, n) ^{54}Mn 反応 [$Q = -2.160 \text{ MeV}$] 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きさを推定できる。

(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 $50 \sim 400 \text{ KeV}$ 高い値に選ぶ。(p, n) 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み合わせることにより、励起準位のスピンを求める。スピンの決まれば 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個の ^4He イオンビームによる $^{51}\text{V}(\alpha, n)^{54}\text{Mn}$ 反応 [$Q = -2.293 \text{ MeV}$] では、 α -5 μt スピンの $7/2^-$ と大きい為には、残留核に於て高いスピンを持つ準位も励起され、

(p, n) 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 線の $^{54}\text{Cr}(\text{p}, \text{n})^{54}\text{Mn}$ 反応からの

γ 線が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、 $(p, n\gamma)$ 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る。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なものはあるが、 γ 線角度分布測定は残留核の励起準位のスペクトルターゲットスペクトル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おいて有効な実験手段の一つである。これまでに行なわれたのは、 $(p, p'\gamma)$ と $(n, n'\gamma)$ 反応が多かった。しかし実験条件を有利に選べる点では、 $(p, n\gamma)$ や $(\alpha, n\gamma)$ 反応が有効だと考えられるが、この実験例はまだ少ない。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一つである。

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の $(p, n\alpha)$ 反応及び $(\alpha, n\alpha)$ 反応に於ける γ 線により対応がつけられた。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⁽⁴⁵⁾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かめることができた。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と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、 $^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ よりも $^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$ 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 strip-ping 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。④ $^{54}_{25}\text{Mn}_{29}$ 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 $(f\ 7/2)^5$ 、中性子が $(p\ 3/2)^1$ 、 $(p\ 1/2)^1$ 、 $(f\ 5/2)^1$ であると考えられる。低い準位に対して単純な $(f\ 7/2)^5$ $(p\ 3/2)^1$ 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 $(f\ 7/2)^5$ $7/2^-$ と $(f\ 7/2)^5$ $5/2^-$ 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 軌道に上がることを期待される。 $^{53}\text{Cr}(\text{He}^3, d)^{54}\text{Mn}$ 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 $(f\ 7/2)^4$ $(p\ 3/2)^1$ $(f\ 5/2)^1$ 、 $(f\ 7/2)^4$ $(p\ 1/2)^1$ 、 $(f\ 5/2)^2$ あるいは他の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 である為には $^{50}_{21}\text{Sc}_{29}$ や $^{56}_{27}\text{Co}_{29}$ に比べると複雑な構造の原子核である。 ^{54}Mn の励起準位のバ

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 $1g_{7/2}$ 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と言える。

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 KEDZIE^⑬ 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^⑭ の (He^3, d) 反応では $l_p = 3$ [付録⑤] という結果が得られており、HJORTH^⑮ 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 $^{56}\text{Fe}(d, \alpha)^{54}\text{Mn}$ 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。彼等の実験はのびり正確なものである。[付録①]

次に、直接反応の起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 Spectroscopic 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 $^{53}\text{Cr}(\text{He}^3, d)$ 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 lp = 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、ターゲットスピンの $3/2^-$ であるので、この5本の準位のスピン J は $J = 2^+ \sim 5^+$ であると推定される。 $E_x = 1.00 \text{ MeV}$ と $E_x = 1.45 \text{ MeV}$ に対しては、 $l_p = 1$ を得ている為、この2本の準位は陽子の配位が $(f_{7/2})_1^+$ ($2p$) $_1^+$ と考えられ、スピンの値は $J = 0^+ \sim 3^+$ が可能である。彼等の重陽子の角分布のコローを付録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 $\frac{2J+1}{2I+1} C^2 S$ 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、 $E_{\text{He}^3} = 11.0 \text{ MeV}$ における $^{52}\text{Cr}(\text{He}^3, p)$ 反応も報告している。 (He^3, p) 反応は deuteron stripping (担し通常の 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。 $E_x = 0.4 \text{ MeV}$ 以下の準位に対しては断面積が小さく、 $E_x = 1.45 \sim 2.50 \text{ MeV}$ の間にある4本の準位は比較的断面積が大きくて、 $L = 0$ である。 $E_x = 1.01 \text{ MeV}$ の準位は $L = 2$ なので、前述の (He^3, d) 反応で $l_p = 1$ である結果と合わせると、 $J = 1^+ \sim 3^+$ のスピンの可能性がある。 $E_x = 1.45 \text{ MeV}$ の準位は $L = 0$ であるので、スピンは 0^+ または 1^+ である。

(He^3, p) 反応の陽子角分布のコローを付録⑥に、まとめを付録

⑦に載せる。

LEGGETT ④の $^{55}\text{Mn}(p,d)^{54}\text{Mn}$ 反応は $E_p = 18.5 \text{ MeV}$ 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。 $E_x = 0, 0.36 \text{ MeV}$ は角分布が $l_n = 1$ を示し、 $E_x = 1.12, 1.46 \text{ MeV}$ は $l_n = 1$ と $l_n = 3$ が混っており、 $E_x = 1.83, 3.07 \text{ MeV}$ 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、どちらが $1f_{5/2}$ 軌道からの pick-up によるかは区別できない。

SPERDUTO ⑮は $^{57}\text{Fe}(p,d)^{56}\text{Fe}$ 反応で $0.057, 0.162, 0.402 \text{ MeV}$ の準位を報告している。 OKOROKOV ⑯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 ①は $^{53}\text{Cr}(p,\gamma)^{54}\text{Cr}$ 反応で $E_p = 1209 \text{ keV}$ 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 $5 \times 6 \text{ inch}$ 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分にある 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、2 MeV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。0.41 MeVの γ 線は大部分の強度が0.16 MeVと0.25 MeVの γ 線の sum peak として補正をしていることと、0.405 MeV \rightarrow 0.061 MeV 転移の γ 線を検出していることのために、0.405 MeV 準位からの γ 線は95%以上が0.156 MeV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^③も $E_p = 1203$ KeV の共鳴で $^{53}\text{Cr}(p, \gamma)$ ^{54}Mn 反応の γ 線を Ge(Li)検出器で測定し、55, 155, 210, 250 KeV の γ 線を検出し、408 KeV γ 線は 1403 KeV γ 線の double escape によるものとしている。彼は (p, γ) 反応と同時に $^{52}\text{Cr}(t, n\gamma)$ ^{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^④によつて $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ ^{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 ~ 3.2 MeV 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、55.1 KeV, 156.2 KeV, 367.2 KeV, 406.4 KeV の準位を確かめている。しかし短い報告の為に、詳しい内容は判らないう。

[その他]

直接に文献を参照したが、Nuclear Data Sheets^④

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 転移であることと示唆している。

54 keV \rightarrow 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 ⑬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HIVEL社製のKN4000型(最高電圧4MV)パルスゲラフ加速器を用いて行われた。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 10cm^3 と 35cm^3)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) $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)^{54}\text{Mn}$ 反応による γ 線励起関数の測定。
- (2) $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)^{54}\text{Mn}$ 反応による γ 線角度分布の測定。
- (3) $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)^{54}\text{Mn}$ 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> $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応の γ 線励起関数の測定

入射陽子のエネルギー E_p を約50KeVずつ変化させて、 γ 線スペクトルの変化を測定する。ターゲットは、厚さ約 $0.2\text{mg}/\text{cm}^2$ のAu-foilに濃縮した ^{54}Cr を蒸着したもので、厚さが約 $0.2\text{mg}/\text{cm}^2$ のものを使用した。 γ 線検出には 35cm^3 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り、次

の (A), (B), (C) の実験に分類される。

(A) $E_p = 2.00 \sim 3.65 \text{ MeV}$ の間の測定。最も広い範囲を測定している。

(B) $E_p = 3.69 \sim 3.96 \text{ MeV}$ 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) $E_p = 3.60 \sim 3.90 \text{ MeV}$ 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 E 2.00 MeV から 3.65 MeV までの間、 50 KeV ずつ変化させ、 $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応の γ 線スペクトルの変化を見る。別に Au-foil ターゲットにして、陽子エネルギー 500 KeV ずつ変化させた時の 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たかったけれども、ターゲットの位置に於けるビームスポットは約 $2 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ 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

100 μ m 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 50 μ m の Ta 板で覆った。マイラ膜の窓は、低エネルギー γ 線の呼吸を押しやる為と、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為、Ge(Li) 検出器の周囲は鉛ブロックでシールドした。

$E_p = 2.0 \sim 2.9$ 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、入射陽子の電流を 0.3 \sim 0.5 mA にした。 $E_p = 3.0 \sim 3.65$ MeV の範囲では Ge(Li) 検出器の計数率を 5×10^3 cps 程度に押しやる為、ビーム電流を 0.1 \sim 0.3 mA にした。照射したビームの荷電量は、 $E_p = 2.0 \sim 3.1$ MeV の間では 500 μ C、 $E_p \geq 3.15$ MeV では 300 μ C 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おに 61.4 cm として求めている。曲率半径に 1 mm 程度のズレを見込むと陽子エネルギーの読^{ヨミ}は 2 MeV \sim 4 MeV の間で 7 \sim 13 keV 変わっていることになる。しかしこの実験では入射エネルギーを 50 keV 間隔で変化させており、threshold の位置を求める精度は基底準位と 54 keV の α 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 線が基底準位と 54 keV α 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 \sim 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。

$E_p = 2.0 \sim 2.55 \text{ MeV}$ の間では、Packard 4096 波高分析器を用いて、 γ 線のエネルギーが $0.04 \sim 2 \text{ MeV}$ の範囲を 2048 チャンネルの中で測定した。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 $E_p = 2.6 \sim 3.65 \text{ MeV}$ 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 $0.04 \sim 1.13 \text{ MeV}$ の範囲と、 $0.9 \sim 2 \text{ MeV}$ 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 チャンネルの中で測定した。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、 $E_p = 3.65 \text{ MeV}$ 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 $0.1 \sim 0.15 \mu\text{A}$ で、計数率は $5000 \sim 7000 \text{ cps}$ である。分解能は 156

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

尚、 $E_p = 2.0 \sim 3.65 \text{ MeV}$ 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) $E_p = 3.69 \sim 3.96 \text{ MeV}$ の間の励起関数は、 γ 線角度分布測定の設定で行い、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1000 μC 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)検出器の前置増中器 (ORTEC 118A) が不調の為に分解能は非常に悪く、1400 KeVの線に対して半値巾が約8 KeV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 $E_p = 3.60 \sim 3.90 \text{ MeV}$ 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は、厚さ約3 cmのポリフィンと厚さ2 mm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型前置増中器と

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

これによつて得られた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 $E_p = 3.90$ MeV に於けるものゝ、図5-2に示す。ここでの分解能は1400 KeV γ線に対して半値幅が3.2 KeVであり、(A)の場合よりも良い結果を得ている。

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

^{51}V のターゲットは、天然のV金属で、厚さが 0.80 mg/cm^2 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 cm^3 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 $10 \sim 20 \text{ nA}$ が得られ、ビームスポットは $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ 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 $0.04 \sim 0.6 \text{ MeV}$

の間、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、 $E_\alpha = 6.0, 7.1, 7.6$ MeV の 3 点で、 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応の γ 線を測定した。Background γ 線を消去する為に、ターゲットを Au-foil (厚さ約 2.0 mg/cm^2) 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ないので、図 6-1 と図 6-2 のスペクトルは、 $E_\alpha = 7.1$ MeV と $E_\alpha = 7.6$ MeV に於けるスペクトルを加之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 $E_\alpha = 7.1$ MeV に於て 106.5 Mc (2 時間)、 $E_\alpha = 7.6$ MeV に於て 75 Mc (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、 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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 ($E_\alpha = 7 \sim 8$ MeV では) である。

< 3-4 > γ 線角分布測定

$^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)^{54}\text{Mn}$ 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 $50 \sim 400 \text{ KeV}$ 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

50 KeV以上のエネルギーで、複合核準位を平均化させる必要がある。そこで、20 KeV につき 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て、 γ 線角分布スペクトルを合成する。例えば、407 KeV 準位 (threshold は 2.6 MeV) に対しては、 $E_p = 2.65, 2.67, 2.69, 2.71$ MeV 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 $E_p = 2.65, 2.67, 2.69, 2.71$ MeV 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 $E_p \approx 2.7$ MeV の陽子を照射した時の (p,n γ) 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 7 cm の散乱槽を使用し、35 cm³ の Ge(Li) 検出器が 20°~120° の角度範囲を回転し、自動的ゴニオメータは東芝 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。ヒューム電流 Si(Li) 検出器による散乱陽子スペクトル、10 cm³ 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。 $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応の場合、第1励起準位からの強い54KeVの線はエネルギーが低い為、 10cm^3 のGe(Li)検出器によるγ線モニターが可能である。Ge(Li)結晶のライオスタットへのマウント方法が異なっている為、実際には、 35cm^3 のGe(Li)検出器よりも 10cm^3 のGe(Li)検出器の方が54KeVの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、 $^{63}\text{Cu}(p, p'\gamma)$ 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。 35cm^3 のGe(Li)検出器には厚さ約2cmの鉛シールドが付けられ、Backgroundの線を少なくするようにしている。この配置では 35cm^3 のGe(Li)結晶とターゲット中心との距離は約14cmである。 35cm^3 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。 10cm^3 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おっこのので、測定可能な後方の角度は 120°

である。ゴニオメータの円盤は半径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。ゴニオメータを回転するのは、 35 cm^3 のGe(Li)検出器であり、 10 cm^3 のGe(Li)検出器は、γ線モニター用である。散乱陽子モニター用の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 $20^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 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駆動回路が小型モータを動作させる。モータの動力により、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の小型モータは、100 kg程度の重量は十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を置き、ビームストッパによる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からのBackground線が多く、1000 KeV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相当と考えられる。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として設計された。

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 $\frac{1}{2} \sim \frac{1}{4}$ 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 $45^\circ \sim 60^\circ$ の角度で傾ける。ターゲットの後には厚さ50 μm 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300 KeV以下のものがほとんどであり、特に強く出る γ 線にはこの程度の鉛シールドでのみ効果がある。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氣的に絶縁されており、ハーメチックレ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レ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抑える為に、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 $100\mu\text{m}$ 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ぬ。

この散乱槽を使うことにより、 $20^\circ \sim 120^\circ$ までの範囲で Back-ground の少ない 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。ICD 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 語ずつ分配し、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)検出器が何着目の角度の点にあるかは、マイクロスイッチの継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内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向に一致するように、Ge(Li)検出器を回転台に固定する。その後には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内盤の水平方向を調整し、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なら、内盤上に 0° の位置を決める。 0° の位置からの内盤(半径1m)の内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เปクトル、 γ 線スเปクトルを使用した。陽子検出には、Sintec製のSi(Li)検出器(depletion depth = 1mm)を使用し、 γ 線検出には 10cm^3 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。

$E_p = 2.35 \sim 2.49$ 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 $E_p \geq 2.55$ 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 $E_p = 2.35 \sim 2.71$ MeVの間の測定時には、Ge(Li) 検出器用の前置増中器が高電圧リークの為、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 keV γ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、陽子スペクトル又は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 $E_p \geq 2.80$ 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 keV γ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(周りの雰囲気によって左右されない)と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 $^{63}\text{Cu}(p,p\gamma)$ 反応による 669 KeV ($\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$) 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 KeV γ 線は、 $\frac{1}{2}^-$ 準位から転移しているのので、理論からいへば、 $A_2 = A_4 = 0$ 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。その時に ^{137}Cs の線源によってコイナ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 KeV γ 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

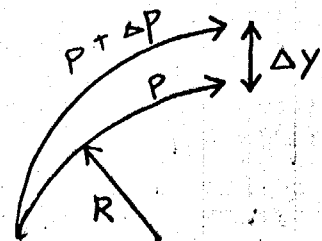
バンデグラフ加速器は静電圧加速器であるので、2価イオンは1価イオンの2倍の加速エネルギーを得る。1価イオンと2価イオンの電流強度比 $\text{He}^{++}/\text{He}^+$ は $1/1000$ のオーダーであり、イオン源へのガス流量を少なくする程 $\text{He}^{++}/\text{He}^+$ が大きくなることが調べられていた。⁽²²⁾ そこで 51V ($\alpha, \text{n}\alpha$) 反応に、エネルギーが 6MeV , 7.1MeV , 7.6MeV の He^{++} ビームを使用した。実験に於ては、分析電磁石の 67° 出口スリットで He^+ 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 2.6MV 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 5mm 離れていた。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 $4 \sim 6 \times 10^{-6} \text{mmHg}$ になるようにして加速器を運転した。 67° 方向の He^+ 電流は $50 \sim 200 \mu\text{A}$ とし、ターゲット位置での He^{++} 電流は $10 \sim 20 \text{nA}$ を得た。 $\text{He}^{++}/\text{He}^+$ は $1/1000 \sim 1/5000$ 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側で約 5mm 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 ΔP , 電磁石出口の焦点に於ける像の水平方向の位置 ΔY , 水平方向のズレ ΔY とすると, 分散 D は

$$D \equiv \frac{\Delta Y}{\Delta P} \cdot \frac{P}{R} \quad \text{で定義される。}^{(20)}$$



非相対論の範囲では, 粒子のエネルギー E , 粒子の質量 M とすれば

$$E = P^2 / 2M \quad \text{である。}$$

従って運動量 P を粒子の質量 M に置き換えると

$$D = \frac{\Delta Y}{\Delta M} \cdot \frac{2M}{R} \quad \text{となり } e^- \text{ のスポットのズレ } \Delta Y \text{ は}$$

$$\Delta Y = D \cdot \frac{\Delta M}{M} \cdot R \quad \text{となる。}$$

水素分子, 重陽子と α 粒子の質量⁽²¹⁾ は

$$M_{H_2} = 1876.428 \text{ MeV}$$

$$M_d = 1875.489 \quad "$$

$$M_\alpha = 3727.136 \quad " \quad \text{である。}$$

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

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

$$M = 1875 \text{ MeV}, \quad R = 61 \text{ cm} \quad \text{を代入すると}$$

$$\Delta Y = 0.39 D \text{ cm} \quad (\text{重陽子})$$

$$\Delta Y = 0.43 D \text{ cm} \quad (\text{水素分子}) \quad \text{となる。}$$

電磁石の入口と出口の \angle 角度が共に 26.5° の 2 重収束の条件に於ていれれば $D = 4$ 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

$$\Delta Y = 7.8 \sim 15.6 \text{ mm} \quad (\text{重陽子}).$$

$$\Delta y = 8.6 \sim 17.2 \text{ mm (水素分子)}$$

とあって、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。

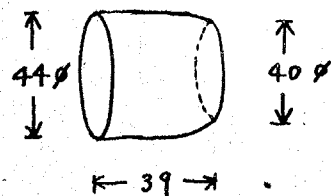
<3-6> Ge(Li)検出器

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、モリブデンレーブスで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LT解説をする。

[製作]

素材として使用したGe単結晶は、P型で引上げ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さに切った。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の完成時には直径が3mm、長さが5mm小さくなる

熱拡散させる。これにより $0.8 \sim 1 \text{ mm}$ の n 層ができる。次に normal ホンター中で Li イオンを drift させ, intrinsic 層を成長させる。 $50 \text{ V} \sim 200 \text{ V}$ の電圧, $0.1 \sim 2.3 \text{ A}$ の電流で約 1 ヶ月半 Li を drift させた後は, 銅メッキで見ると intrinsic 層が約 10 mm 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 $12 \sim 13 \text{ mm}$ 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, $\text{Ge}(\text{Li})$ 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 -ホンター中には $\text{Ge}(\text{Li})$ を入れ, 容器を塩と氷で $-15^\circ\text{C} \sim -20^\circ\text{C}$ の温度に冷却しながら, $100 \sim 300 \text{ V}$ の電圧で約 1 週間 clean up をした。その後, さら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 $\text{Ge}(\text{Li})$ をクライオスタットに載せたまま, 温度を液体窒素温度から 0°C 以上に戻した後, クライオスタットを塩と氷で $-15^\circ \sim -20^\circ\text{C}$ 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, $\text{Ge}(\text{Li})$ 検出器が完成した。この時に $\text{Ge}(\text{Li})$ ダイオードの静電容量を測定したら 28 pF であった。 $\text{Ge}(\text{Li})$ ダイオードが検出器として動作する為には, 100 V/mm 以上の電圧に於て, leakage current が 1 nA 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, $\text{Ge}(\text{Li})$ 結晶の表面処理も重要な要素であるが, intrinsic 層が

厚くなること 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 keV γ 線に対して半値幅が 2.0~2.1 keV で ^{60}Co の 1.33 MeV γ 線に対しては半値幅が 3.1~3.3 keV、 $1/10$ 幅が約 8 keV、 Co に対するコンプトン比が 18:1 であった。

[クライオスタット]

10 cm³ Ge(Li) と 35 cm³ Ge(Li) はモリキュラレーフを液体窒素で冷却して真空を保つように設計してクライオスタットに載せてある。図 3-9 に示すは、クライオスタットの銅コイルフィンガーとステンレス外管との中間に真ちゅうの細かい目の金あみで作った円筒を入れ、銅コイルフィンガーと金あみの間にモリキュラレーフ (ニオンカーバイト社製 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レーフを Bake out した後には Ge(Li) ダイオードを載せている。35 cm³ 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は、実際の $(p, n\gamma)$ や $(\alpha, n\gamma)$ 反応の実験では $^{19}\text{F}(n, n'\gamma)$ 反応の Background γ 線を検出することになった。10 cm³ 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は、 $^{19}\text{F}(n, n'\gamma)$ 反応の Background は小さく、低エネルギー γ 線に対する吸収も、35 cm³

の Ge(Li) 検出器が小さくなっている。

[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、²⁴¹Am, ²⁷Co, ¹¹³Sn, ²⁰³Hg, ²²Na, ¹³⁷Cs, ⁵⁴Mn, ⁸⁸Y, ⁶⁰Co がある。半減期と γ 線の分岐比は I. A. E. E. の付録としてつけている表の値を使用した。¹¹³Sn と ²⁰³Hg 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、¹³³Ba (線源強度不明) の相対的値⁽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 ¹³³Ba 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 $\Delta\Omega\epsilon/4\pi$ の値をとり、 d とは線源と Ge(Li) 検出器の Al ケンパの前面との距離である。A の線は (p, n γ) 反応の励起角測定配置における効率であり、B の線は (p, n γ) 反応の γ 線角分布測定配置における効率であり、C の線は角分布測定のみを又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 $W(\theta_r) = \sum_l \alpha_l P_l(\cos \theta_r)$ とし、実験値
 の示す角分布関数 $\bar{W}(\theta) = \sum_l A_l P_l(\cos \theta)$ とする。ここで θ は
 検出器の角度であり、 θ_r 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り、 θ と θ_r 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 $\epsilon(\beta)$ とすると、

$$\bar{W}(\theta) = \frac{\int W(\theta_r) \epsilon(\beta) d\Omega}{\int \epsilon(\beta) d\Omega} \quad \text{---- (1)}$$

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。

②③ [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

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

$$I_l \equiv \int \epsilon(\beta) P_l(\cos \theta_l) d\Omega \quad \text{となり}$$

軸対称を仮定すると

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

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

すると(1)式の両辺は ぞれぞれ

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

$$\left. \begin{aligned} A_l &= \alpha_l Q_l \\ Q_l &\equiv J_l / J_0 \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

を得る。従って問題点は (2) 式の積分をやることとなる。

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、

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

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

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

として、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 14 cm と大きい為には、Q 2 と Q 4 のエネルギー依存性は小さい。この距離が 1 cm 変化しても Q 2 と Q 4 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 $^{54}\text{Cr}_2\text{O}_3$ から電着によって約 10 mg/cm^2 (25 ϕ) のターゲットを作ったものがある。⁽²⁷⁾ この例に従って Cr_2O_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 の表面は黒っぽくなりやすく、 Cr の層が薄い為には Backing の銅を硝酸に溶かして 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 付きのターゲットを作ることにした。セーターは厚さ 50 μm 、大きさは 20 cm x 10 cm の Ta 板を丸めた筒の中央に直径約 1 mm の穴をあけたもので、資料を入れた後に両端を用いる。 Cr_2O_3 からの蒸着は、 Mo 金属を還元剤として還元蒸着と Cr_2O_3 から直接に蒸着させるのとでは収量は差がなかった。そこで 25 mg の $^{54}\text{Cr}_2\text{O}_3$ を資料にしてセーターとターゲットフレームとの距離を 2.5 cm 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の穴を明け、厚さ0.2 mg/cm²のAu-foilを付けたものである。蒸着に関連してCrの蒸気圧を表3-3に示す。

⁵⁴Cr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⁵⁴Cr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、⁵⁴Crに対して、この仮定は正しい。) Au-foilの厚さを0.2 mg/cm²と仮定した。その結果、⁵⁴Crの部分の厚さを0.2 mg/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⁵⁴Cr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、⁵⁴Crからのものと、Auからのものとの和を考えた。⁵⁴CrとAuの厚さを共に0.2 mg/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⁽²⁵⁾の値を表3-3に示す。

(p, n γ)反応の実験には蒸着で作った⁵⁴Crターゲットを使用したが、もう一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1 mg/cm²のカーボン膜に⁵⁴Cr₂O₃を沈降させて、厚さが0.5~1 mg/cm²(20 μ)のものを用意した。沈降が終わった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⁵⁴Cr₂O₃

が流動パラフィンと共に飛散してしまつた。そこで約1か月間、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やはり長時間 $^{54}\text{Cr}_2\text{O}_3$ が飛散しなかつた。この時は陽子ビームの電流を約0.1MAに押えた場合である。その後には、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实用可能であるのこ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と比べると、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 $1\text{mg}/\text{cm}^2$ 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には価値がある。もしこれができれば、バンテグラフ領域での線測定用のターゲットに酸化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 $83\text{mg}/\text{cm}^2$)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り返す。一回の圧延ごとにステンレス板を新しいものに取り換え、数十回の圧延後に $0.80\text{mg}/\text{cm}^2$ のVターゲットを得た。厚さ $2\text{mg}/\text{cm}^2$ 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50mm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 $1\text{mg}/\text{cm}^2$ 前後の蒸着膜が得られる。実験に使用したのは $1.0\text{mg}/\text{cm}^2$ 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、粒子又は γ 線が放出される時、

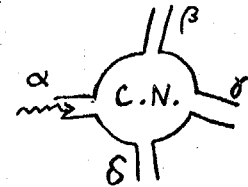
入射粒子が核の直径に相当する距離を通過する時間 [$E_p = 4 \text{ MeV}$, $A = 54$ ならば

$t \approx 10^{-21} \text{ sec}$] に比べて核反応の時間が十分に長い場合には、中間状態として複

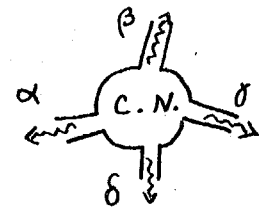
合核を考える。入射粒子がエネルギー ϵ を持ち、中間状態が多数作

られる場合には、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はなく、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を平均したものは、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、 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ 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、 $\sigma_\alpha^e(\text{C.N.})$ 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



(A) 反応前



(B) 反応後

$$\sigma_{\alpha}^{\ell} (\text{C.N.}) = \pi \lambda_{\alpha}^2 (2\ell + 1) T_{\alpha\ell}(E) \quad \dots (1)$$

次に複合核が色々なチャンネル $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ 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 $T_{\alpha}, T_{\beta}, T_{\gamma}, \dots$ ）に比例する。そこで、 $\alpha \rightarrow \beta$ の反応の断面積は、

$$\sigma(\alpha, \beta) \text{CN} = \pi \lambda_{\alpha}^2 \sum_{\ell} (2\ell + 1) \frac{T_{\alpha\ell}(E_{\alpha}) T_{\beta\ell'}(E')}{\sum_{\ell''} T_{\ell''}(E'')} \quad \dots (2)$$

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カを入れたもっと一般的な場合の $\alpha \rightarrow \beta$ の反応断面積を表わすと (2)式と同様な式を得る。(31)

$$\sigma(\alpha, \beta) \text{CN} = \pi \lambda_{\alpha}^2 \sum_{\substack{J_1 \\ \text{in } \alpha}} \frac{(2J_1 + 1)}{(2J_0 + 1)(2S_{\alpha} + 1)} \frac{T_{\alpha J_1}(E_{\alpha}) T_{\beta J_1}(E_{\beta})}{\sum_{\substack{\ell'' J'' \\ E''}} T_{\ell'' J''}(E'')} \quad \dots (3)$$

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

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

ここで

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

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

中間状態の内部固有関数 $\gamma_{\lambda c}$ の符号の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 $\frac{\delta}{D^2} \langle P_\lambda \rangle$ 個
 の項が残る二ことから (3) 式と同じものが得られる。

(p, n γ) 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の実際の値を与えて実行する。

<4-2> 複合核を經由する γ 線の角分布

複合核反応を經由する γ 線の角度分布を解析することは

Sheldon 等⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ 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

参考文献⑩では $(n, n' \delta)$ と $(p, p' \delta)$ 反応の場合を特に詳しく議論しているが、 $(N, N' \delta)$ 反応に対する解析の式 [付録⑩] は $(p, n \delta)$ 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 の δ 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無い。
- 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。統計モデルを考へる時には、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の図に示す。 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 $S_1 = S_2 = \frac{1}{2}$ である。 L, L' は δ 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 σ 線の運動方向を表わすベクトルとすれば σ 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

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

$$\vec{k}_i \cdot \vec{k}_f = \cos\theta \quad \text{と表わす。}$$

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 の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

$$(l, J)_{\nu} \Rightarrow (-)^{\nu} [(2l+1)(2J+1)]^{\frac{1}{2}} \cdot W(l\nu j J : l J) \quad \text{---- (5)}$$

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

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

(K の粒子の intrinsic スピンが $\frac{1}{2}$ の場合)

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

(K の粒子の intrinsic スピンが 1 の場合)
 σ 線の場合

付録⑩に示す図に於ける $J_0 = (j_1) \rightarrow J_1 = (j_2) \rightarrow J_2 = (L) \rightarrow J_3$ という反応の順序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 $C_\nu(J_0 \rightarrow J_1)$ は $(k_i, j_1)_\nu$ と $(j_1, J_1)_\nu$ の2段階に合けて考えると

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

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

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

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

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

$E_\nu(J_2 \rightarrow J_3)$ は $(J_2, L)_\nu$ と $(L, k_f)_\nu$ の2段階に合けて

$$\vec{j}_2 + L + J_3 = 0 \text{ から (5)式を使って}$$

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

(7)式から

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

Racah係数の内部要素の入換に對して

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

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

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

すると (4)式の $(2\nu+1)B_\nu$ は $(2\nu+1) \times [(k_i j_1)_\nu \times (j_1 J_1)_\nu \times$

$D_\nu(J_1 \rightarrow J_2) \times (J_2 L)_\nu \times (L, k_f)_\nu]$ と表わす

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

$$\begin{aligned} & \hat{\nu} \cdot (-)^{j_1 - \frac{1}{2}} \frac{\hat{j}_1}{\nu} \langle j_1, j_1, \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \nu 0 \rangle (-)^\nu \hat{j}_1 \hat{j}_1 (-)^{\nu + j_0 - j_1 - j_1} W(j_1 j_1 j_1 j_1 : \nu j_0) \\ & \times (-)^\nu \hat{j}_1 \hat{j}_2 \cdot (-)^{j_2 + j_1 - \nu - j_2} W(j_1 j_1 j_2 j_2 : \nu j_2) \\ & \times \hat{\nu} (-)^{L-1} \frac{\hat{L}}{\nu} \langle LL, 1-1 | \nu 0 \rangle (-)^\nu \hat{j}_2 \hat{L} (-)^{L + j_2 - \nu - j_3} W(j_2 j_2 LL : \nu j_3) \end{aligned}$$

---- (8)

となる。

(8)式の第1行目が $C\nu(j_0 \rightarrow j_1)$ であり

$$C\nu(j_0 \rightarrow j_1) = (-)^{j_0 - j_1 - \frac{1}{2}} \hat{j}_1^2 \hat{j}_1 \langle j_1, j_1, \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \nu 0 \rangle W(j_1 j_1 j_1 j_1 : \nu j_0)$$

---- (9)

(8)式の第2行目が $D\nu(j_1 \rightarrow j_2)$ で

$$D\nu = (-)^{j_2 + j_1 - j_2} \hat{j}_1 \hat{j}_2 W(j_1 j_1 j_2 j_2 : \nu j_2)$$

---- (10)

(8)式の第3行目が $E\nu(j_2 \rightarrow j_3)$ であり

$$E\nu(j_2 \rightarrow j_3) = (-)^{j_2 - j_3 - 1} \hat{j}_2 \hat{L}^2 \langle LL, 1-1 | \nu 0 \rangle W(j_2 j_2 LL : \nu j_3)$$

---- (11)

となる。

ここで考えた(11)式の $j_2 = (L) \rightarrow j_3$ の転移では、 j 線の多重極混合を考慮しなければ、Fiedenkarnの定義する $F\nu$ 関数を使えば、 j 線の多重極混合がある場合の(11)式を書くことができる。

$F\nu$ の定義に従えば

$$F\nu(LL' j_3 j_2) = (-)^{j_3 - j_2 - 1} \hat{j}_2 \hat{L} \hat{L}' \langle LL', 1-1 | \nu 0 \rangle W(j_2 j_2 LL' : \nu j_3)$$

であり、 j 線の混合比 δ を

$$\delta \equiv \langle J_+ \| L' \| J_i \rangle / \langle J_+ \| L \| J_i \rangle \quad \text{とすれば}$$

の線の混合がある場合のより一般的に (11) 式の E_ν は

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

となる。

(9), (10), (12) 式の $C_\nu(J_0 \rightarrow J_1)$, $D_\nu(J_1 \rightarrow J_2)$, $E_\nu(J_2 \rightarrow J_3)$ を使えば (4) 式は

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

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 $(p, n\alpha)$ 反応の δ 線角分布は中間状態の J_1 が 1つだけではない。色々な中間状態の寄与を加之合せたものである。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 δ 線の角分布は (13) 式を拡張して

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

ここで l - S カを入れた透過係数 T_{lj} を使って

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

この分母の和はすべての出力チャンネルを加之する。

(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のできる可能なスピン j_1, j_2 についても和をとる。

ν の制限は

$$(9) \text{ 式' 中の } \langle j_1 j_1 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \nu 0 \rangle \text{ から } 0 \leq \nu \leq 2j_1$$

$$(10) \text{ 式' 中の } W(j_1 j_1 j_2 j_2 : \nu j_2) \text{ から } 0 \leq \nu \leq 2j_1, 2j_2$$

$$(12) \text{ 式' 中の } F_\nu(L'L' j_3 j_2) \text{ から } 0 \leq \nu \leq 2L'$$

であり、まとめると $0 \leq \nu \leq \text{Min}(2j_1, 2j_2, 2j_1, 2L')$ となる。

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

として

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

である。そこで中間状態が (17, 5) としたハリティをもち、

j_1 と j_1' の interference が無い時には、(9) 式' に於ける

Clebsch-Gordan 係数は $\langle j_1 j_1' \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \nu 0 \rangle$ で好んで

$\langle j_1 j_1 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \nu 0 \rangle$ となる。その結果 (16) 式' から $\langle l, l, 0 0 | \nu 0 \rangle$

という項が出るので、 ν は偶数となり、(ν が奇数ならば

$\langle l, l, 0 0 | \nu 0 \rangle = 0$ となる)、 σ 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 σ 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

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

と一致すること E Sheldon が示している。 (12)

σ 線角分布の解析式[(14)式、付録⑩の式]は色々な中間状態を經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依っている。従って σ 線角分布の解析において、透過係数 $T_{\ell\sigma}$ 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、 σ 線の角分布係数が準位のパリティによって変化するようになる。パリティ依存性という点で通常の σ - σ 角度相関の場合と異なっている。 σ 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 $T_{\ell\sigma}$ に何を適用するかによって、計算結果が左右される。 σ 線の角分布の絶対値を議論しなければ、 $T_{\ell\sigma}$ の ℓ や σ に対する相対値が σ 線角分布の形に影響を与えることになる。

<4-3> 透過係数

$(p, n\gamma)$ 反応の σ 線励起数あるいは、 σ 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用するに、Coulomb FunctionのPhase Shiftから荷電粒子に対する透過係数をFeshbach⁽³³⁾の計算しているけれども、この表を使用するため、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は照井の、localポテンシャルによる計算を五十嵐正道氏の製作による

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、 $E_p = 2 \sim 4 \text{ MeV}$ に於ける陽子弾性散乱の測定をしていない為には、実験値に合わせた光学ポテンシャルのパラメータを決めることができない。そこで Perey の色々なデータとエネルギーについて平均した光学ポテンシャルを求めているので、Perey⁽³⁵⁾ の平均光学ポテンシャルパラメータ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 $W_c = 13.5 \pm 2.0 \text{ MeV}$ 、実部ポテンシャルについては、平均パラメータとして

$$V_c = 53.3 - 0.55E + \left[0.4 \frac{Z}{A^{1/2}} + 27 \left(\frac{N-Z}{A} \right) \right] \quad \dots (17)$$

あるいは

$$V_c = 46.7 - 0.32E + \frac{Z}{A^{1/2}} \quad \dots (18)$$

もっと簡単なものとして

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

を用いている。

(17) の式の中に $A = 54$, $Z = 24$, $E = 2.5 \sim 4 \text{ MeV}$ を代入すると

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

(18)式から

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

となる。

ELASTIC コード¹⁾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、部分波振幅 $C(l, j)$ 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、

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

で与えられる。

Perey の平均パラメータは V_c と W_c の値に選択の自由があるので、 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。 $E_p = 3.0 \text{ MeV}$, $W_c = 11.5 \text{ MeV}$ として V_c の値を $51 \sim 58 \text{ MeV}$ の間で変化したときの T_{lj} を図4-1に示す。 $E_p = 3.0 \text{ MeV}$, $V_c = 52 \text{ MeV}$ として W_c の値を $9.5 \sim 16.5 \text{ MeV}$ の間で変化したときの 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、 $[V_c = 52 \text{ MeV}$, $W_c = 11.5 \text{ MeV}]$ のパラメータによる T_{lj} と $[V_c = 57 \text{ MeV}$,

$W_c = 13.5 \text{ MeV}$ のパラメータによる T_e の 2 種類の数値を使用した。両者とも、 V_c と W_c 以外のパラメータは共通であり、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、 $E_p = 2.60, 2.84, 3.00, 3.36, 3.44 \text{ MeV}$ に於ける角分布を出しているが、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 $\sigma(EL)$ と Rutherford 散乱の断面積 $\sigma(RUTH)$ で規格化した角分布を与えている。彼等の結果では、 $\sigma(EL)/\sigma(RUTH)$ 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、 $[V_c = 52 \text{ MeV}, W_c = 11.5 \text{ MeV}]$ と $[V_c = 57 \text{ MeV}, W_c = 13.5 \text{ MeV}]$ の光学パラメータの組で $\sigma(EL)/\sigma(RUTH)$ 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 E_p が $E_p = 2.00, 2.57, 3.00, 3.50 \text{ MeV}$ における場合を示している。(a) と (b) を比較すると、 $V_c = 52 \text{ MeV}$ と $V_c = 57 \text{ MeV}$ 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 $[V_c = 52, W_c = 11.5]$ と $[V_c = 57, W_c = 13.5]$ のパラメータ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 V_c と W_c 以外のパラメータを変比ませて、図 4-3 の Golovnya 達の実験結果をよりよく再現する試みをした。

[$V_c = 52, W_c = 11.5$] と [$V_c = 57, W_c = 13.5$] のハロメータセントによる透過率 T_{e^+} が陽子エネルギー E_p に対して変化する様子とそれと比べ図 4-5, 図 4-6 に示す。この図に示す T_{e^+} 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_{e^+} は光学ポテンシャルを用い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 E_n が $E_n = 0.1 \sim 5.0$ MeV の間を 0.1 MeV 刻みで計算し、Perey & Buck は non-local ポテンシャルにより、 $E_n = 0.2 \sim 5.0$ 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とそれと比べ表 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 E_n により変化する様子 (表 4-3 と表 4-4 とプロットしたもの) 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 E_n に対する変化の仕方は両者ともよく似ている。 $E_n = 0.2$ MeV に於て、 $T_0^{1/2}$ の質量数 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 の計算と共に、 $T_0^{1/2}$ の $A \sim 50$ 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、 $T_{1/2}$ と $T_{3/2}$
 の A に対する依存性を図4-9に示す。P波は $A \sim 30$ と $A \sim$
 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 $T_{0/2}$ が最大で $T_{1/2}$ と $T_{3/2}$ が最小になるところである。
 逆に $A \approx 90$ の領域はS波が弱く、P波が強いことが判る。

Bjorklund の表は、 0.5 MeV 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 0.2 MeV 以上で
 刻みが 0.2 MeV と荒い計算である。

($p, n\gamma$) 反応の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_{el} 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 1
 MeV 以下の中性子に対する光学ポテンシャルパラメータと中性子
 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⁾ の光学パラメータがあ
 る。そこで今回の中性子透過係数を計算する為には Moldauer の
 最良フィットのパラメータ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

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

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

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

吸収部分は、表面吸収のみとして

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

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コート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は次のものである。

$$V = 46 \text{ MeV} \quad W = 14 \text{ MeV} \quad V_{so} = 7 \text{ MeV}$$

$$r_0 = 1.16 \text{ fm} \quad r_1 = 0.6 \text{ fm}$$

$$a = 0.62 \text{ fm} \quad b = 0.5 \text{ fm} \quad c = 0.5 \text{ fm}$$

これらのパラメータを ELASTICコートのパラメータで表わしたのが、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コートにより、表4-5のパラメータで算出した T_{02} 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_{02} は $E_n = 20 \text{ keV}$ で最大値の $1/3$ の大きさがあり、 $E_n = 50 \text{ keV}$ で最大値の $1/2$ の大きさがある。 $E_n \approx 0.3 \text{ MeV}$ 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 $E_n \approx 1.0 \text{ MeV}$ 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、 V_c と W_c 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 σ 線の角分布を計算する。今回の $(p, n\alpha)$ 反応の σ 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共に固定したプログラムを作ったので、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 $T_{e^{\pm}}$ 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 $T_{e^{\pm}}$ を計算しておき、 $T_{e^{\pm}}$ 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_{e^+} 、 J_2 と J_3 のスピン、 J_2 準位のパリティ、 σ 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 $T_{e^{\pm}}$ がある。角分布関数 $W(\theta) = \sum_{\nu} A_{\nu} P_{\nu}(\cos\theta)$ において、 $A_0 = 1$ に規格化した A_2, A_4 を求めさせる。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

$$T \equiv T_{l_1 j_1}(E_p) T_{l_2 j_2}(E_n) / \sum_{l, j, E} T_{l j}(E)$$

であって、入射陽子のエネルギーが変化するれば、各々の $T_{l j}$ 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、 T の分母の中に考慮するべき $T_{l j}$ の個数が増える。従って同じ $2^+(M_1, E_2) 3^+$ という転移についても、入射陽子エネルギーが変化するれば、 T が変化する為には、実際の A, Z 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来る。実際の実験では、入射陽子のエネルギーを 20 KeV から $3 \sim 4$ 回変化させて得られる各々のスペクトルを加起来合成したスペクトルによって θ 線の角分布の実験値を求めている。そこで 20 KeV から変化した時の中間の陽子エネルギーに対する陽子の $T_{l j}$ と中性子の $T_{l j}$ の値を入力データとした。例えば、 $E_p = 2.94, 2.96, 2.98 \text{ MeV}$ に於ける実験に対しては、 $E_p = 2.96 \text{ MeV}$ とした時の各々の $T_{l j}$ を使用した。計算に使用した透過係数は、陽子に対して $[V_c = 52 \text{ MeV}, W_c = 11.5 \text{ MeV}]$ のパラメータセットと $[V_c = 57 \text{ MeV}, W_c = 13.5 \text{ MeV}]$ のパラメータ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によって計算した $T_{l j}$ と Bjorklund & Fernbach の $T_{l j}$ 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 $T_{l j}$ も適用した。従って通常の場合には、

透過係数の組合せが4種類となり、中性子エネルギーが0.2 MeV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、1.5 MeV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の内を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様子を見ることが出来る。

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} 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 $l_{\max} = 2$ ($E_n = 0.2 \sim 0.5 \text{ MeV}$), $l_{\max} = 3$ ($E_n = 0.6 \sim 1.3 \text{ MeV}$)であり、表4-4のPerey & Buckの T_{ℓ} では $l_{\max} = 2$ ($E_n < 0.4 \text{ MeV}$) $l_{\max} = 3$ ($0.4 \leq E_n < 0.8 \text{ MeV}$) 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 $l_{\max} = 2$ 又は $l_{\max} = 3$ 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、 $l_{\max} = 5$ まで取入れるが、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_{el} 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_{el} で $l_{\max} = 2$ として計算したものと、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で、Moldauerの光学ポテンシャルから計算した T_{el} 、Bjorklund & Fernbachの T_{el} 、Perey & Buckの T_{el} 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20 KeVから変化した時の各々の 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 ϵ_0 の計数 $V(\theta_i)$ 、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。

よって A_k を求めるには最小二乗法を使用する。(40) (41) 即ち

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

重み w_i には ϵ_0 の計数 $V(\theta_i)$ の標準偏差の他に、full energy ϵ_0 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 $k = 0, 2, 4$ ととり、奇数次の Legendre 関数を除外した。最小二乗法の χ^2 は

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

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 $G_2(L_i)$ 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 > $(p, n\gamma)$ 反応の γ 線励起関数の計算

$(p, n\gamma)$ 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、 $(p, n\gamma)$ 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。

$$\sigma(\alpha, \beta)_{CN} = \pi \lambda_{\alpha}^2 \sum_{J_1 J_2 J_3} \frac{(2J_1 + 1) T_{\alpha J_1 \alpha}(E_{\alpha}) \cdot T_{\beta J_2 \beta}(E_{\beta})}{(2J_0 + 1)(2S_{\alpha} + 1) \sum_{\gamma} T_{\gamma J_3 \gamma}(E_{\gamma})} \quad \text{--- (3)}$$

$$\pi \lambda_{\alpha}^2 = 650 / E_p (\text{MeV}) \text{ mb}$$

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 $T_{\ell j}$ は、光学ポテンシャルにより、

ELASTIC コードを用い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 $[V_c = 52 \text{ MeV}, W_c = 11.5 \text{ MeV}]$ の組と $[V_c = 57 \text{ MeV}, W_c = 13.5 \text{ MeV}]$ 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 $T_{\ell j}$ には軌道角運動量の最大値を $\ell_{\max} = 5$ まで取り入れた。中性子の透過係数には、軌道角運動量の最大値を $\ell_{\max} = 4$ まで取り入れたが、殆んどの場合、中性子の透過係数は $\ell = 2$ までの値が主にまわっている。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 $J_{407} = 3^+$ 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 $[V_c = 52 \text{ MeV}, W_c = 11.5 \text{ MeV}]$
 と $[V_c = 57 \text{ MeV}, W_c = 13.5 \text{ MeV}]$ との場合について、そのこ
 の図 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な
 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 407 KeV 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_{lj} 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
 ールのパラメータを変化させること) を変えたり、他の準位のスケー
 ン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> $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ 反応の δ 線角起度

(p,n)反応のQ値は $Q = -2.160\text{MeV}$ 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 δ 線検出には 35cm^3 の Ge(Li)検出器を使用し、ターゲットは Au-Backing の厚さが約 $0.2\text{mg}/\text{cm}^2$ 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 $2.10\text{MeV} \sim 3.65\text{MeV}$ の間を変化させ、ビーム荷電量は1点につき $300\mu\text{C} \sim 500\mu\text{C}$ である。

(B) δ 線角度分布を測定する配置 [Ge(Li) ~ ターゲット間は約 14cm] により陽子のエネルギーを $3.69\text{MeV} \sim 3.96\text{MeV}$ の間で変化させる。ビーム荷電量は約 $100\mu\text{C}$ である。この測定では Ge(Li)検出器の前増中器が不調の為にエネルギー分解能が悪かった。

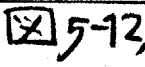
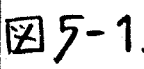
(C) Ge(Li)検出器の配置は(A)の場合とほぼ同じであるが Ge(Li)検出器とターゲットとの距離が約 9cm である。陽子エネルギーは $3.60\text{MeV} \sim 3.90\text{MeV}$ の間を変化させビーム荷電量は $600\mu\text{C} \sim 1200\mu\text{C}$ である。この測定

には ORTEC 120型前置増中器を使用し、回路系の分解能を上げることができた。 $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 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3.65 MeVにおける低エネルギーの線スペクトルである。図5-2は陽子エネルギーが3.90 MeVにおける高エネルギーの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り、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。

$^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 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、十分にエネルギー分解されなかった線については励起関数を得ることができなかった。なお、線の励起関数は、ターゲットの厚さが推定20 KeV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かさが考えられ、±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, n) 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、54 KeV, 156 KeV, 368 KeV, 407 KeV 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。この二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桁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。54 KeV 準位の実験値は E_p -threshold が 0.3 MeV 以上になると励起関数の大きさが頭打ちになるけれども、計算による 54 KeV 準位の励起関数は E_p -threshold が 0.5 MeV 以下の領域では頭打ち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の計算で十分に満足できる。

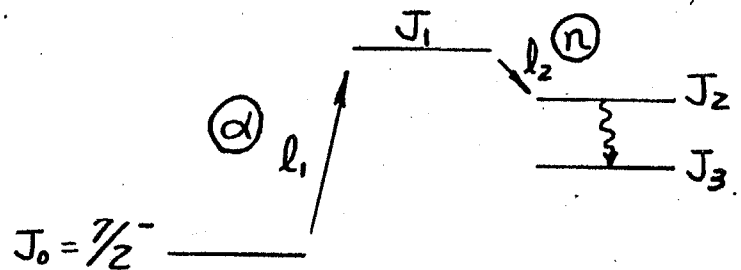
各々の δ 線の励起関数に関する議論は、後の章において準位の位置や、準位のスピンを議論する際にとり上げるのである。この章では省略する。

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

$^{51}\text{V}(\alpha, n)$ 反応の Q 値は $Q = -2.29 \text{ MeV}$ である。以前に α 粒子のエネルギーが 3.5 MeV の一価の ^4He 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 9 MeV である為に $E_\alpha = 3.5 \text{ MeV}$ 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 ^4He 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 35 cm^2 の Ge(Li) 検出器を使用し、実験の配置は $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 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 $6.0, 7.1, 7.6 \text{ MeV}$ 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 $\text{Au}(2 \text{ mg/cm}^2)$ をターゲットとした γ 線も測定し、Background γ 線の除去に役立った。 $E_\alpha = 7.6 \text{ MeV}$ では反応の断面積が 0.1 mb より大きい γ 線が多数あるけれども、2 価の ^4He イオンビームの電流が $10 \sim 20 \text{ nA}$ 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。 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)^{54}\text{Mn}$ 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 $E_\alpha = 7.1 \text{ MeV}$ (荷電量 107 MC) と $E_\alpha = 7.6 \text{ MeV}$ (荷電量 75 MC) 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。

$^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応では、ターゲットスピンの 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。 $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応に比べると、 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応は、ターゲットスピンの $\frac{7}{2}^-$ 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、 $J_2 = 2^+ \sim 5^+$ が可能であり、 $[l_1=0, l_2=3]$ の組合せから、 $J_2 = 0^+ \sim 7^+$ 、 $[l_1=1, l_2=0]$ の組合せから $J_2 = 2^+ \sim 5^+$ 、 $[l_1=1, l_2=2]$ の組合せから $J_2 = 0^+ \sim 7^+$ がそれぞれ可能である。従って、 $J_2 = 2^+ \sim 5^+$ 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、広範囲のスピンの励起されやすいと考えられる。

このことから $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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の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 $T_{ej}(E) / \sum_{E' > E} T_{ej'}(E')$ で決まるので $T_{ej}(E)$ 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あり、1.7 MeV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 1343 KeV, 934 KeV, 1213 KeV のγ線, ^{52}V の 125 KeV, 437 KeV, 646 KeV のγ線, ^{51}Cr の 749 KeV のγ線などが検出されない。従って $^{51}\text{V}(d, n)^{52}\text{Cr}$, $^{51}\text{V}(d, p)^{52}\text{V}$, $^{51}\text{V}(p, \gamma)^{52}\text{Cr}$, $^{51}\text{V}(p, n\gamma)^{51}\text{Cr}$ 等の反応の混じりが無視できる程度に D^+ と He^+ 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 [$Q = 7.93 \text{ MeV}$] と (α, p) 反応 [$Q = -0.13 \text{ MeV}$] と (α, α') 反応が考えられる。他方 (α, d) 反応 [$Q = -7.63 \text{ MeV}$]、(α, t) 反応 [$Q = -9.31 \text{ MeV}$] は起らない。

実際の測定では: 126 KeV, 858 KeV, 529 KeV 等の ^{55}Mn のγ線が検出されないので、(α, γ) ^{55}Mn 反応は無視できる。

(α, p) ^{54}Cr 反応に対応するγ線は 835 KeV だけが検出され、

(α, α') 反応としては 320 KeV, 929 KeV 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 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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。

$^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応で、はっきりと検出され $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応で検出されなかった γ 線は $\text{Ge}(n, n'\gamma)$ 反応等の Background を除けば、1320 KeV γ 線だけである。この1320 KeV γ 線は弱いので1336 KeV γ 線のピークにかくれていると考えられる。 $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 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。 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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] に対応するものを取り上げた。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 $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 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。

〈 $(\alpha, n\gamma)$ 反応の考察〉

$(\alpha, n\gamma)$ 反応と $(p, n\gamma)$ 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、 $n\gamma$ 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、 $(\alpha, n\gamma)$ と $(p, n\gamma)$ の両方の反応で検出されるけれども本物の γ 線ではなくて Background γ 線となるものがあるので注意しなければならない。Background γ 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 $^{19}\text{F}(n, n\gamma)$ 反応による 110KeV , 197KeV の γ 線、 $^{56}\text{Fe}(n, n\gamma)$ 反応による 847KeV の γ 線が検出されている。

前に述べた様に $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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 $E_\alpha = 7.6\text{MeV}$ 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 $(p, n\gamma)$ 反応の結果をもとにして求めた値である。

表 5-1

$E_\alpha = 7.6 \text{ MeV}$ における下位準位の形成断面積		
Level	σ	J
5 5 KeV	3.4 mb	2 ⁺
1 5 6	5.3	4 ⁺
3 6 8	5.6	5 ⁺
4 0 7	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 $R = r_0 A^{1/3} + \rho$, $r_0 = 1.3 \times 10^{-13} \text{ cm}$, $\rho = 1.2 \times 10^{-13} \text{ cm}$, $A = \text{質量数}$ 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 10.7 MeV 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 X印は $E_\alpha = 7.1 \text{ MeV}$, $E_\alpha = 7.6 \text{ MeV}$ における $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)^{45}\text{Mn}$ 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、複合核形成断面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 X印の値が $Z=20$ と $Z=30$ の曲線の間であり、オーバーとしては Blatt & Weisskopf の計算と合っている。図中の曲線を見ると $E_\alpha = 3 \sim 6 \text{ MeV}$ 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, n γ)反応の励起関数測定において 実際には γ 線の励起関数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 , n γ)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 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応の γ 線励起関数が実質的に測定できるのは $E_\alpha > 4 \text{ MeV}$ の場合である。基底準位に対する $^{51}\text{V}(\alpha, n)$ 反応の threshold が 2.47 MeV であるので、 ^{54}Mn の 1.5 MeV 以下の励起準位に対して $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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Z価のイオンビームを使って $Z=20\sim30$ の領域のターゲットに対して ($\alpha, n\gamma$)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 FPの点を $Z=20$ と $Z=30$ の場合の曲線に沿って延長すれば $E_\alpha = 3.5 \text{ MeV}$ 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 $E_\alpha = 3.5 \text{ MeV}$ 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

$^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応と $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応の結果を元にし、Bjerrgaard et al^④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 γ)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 $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応と $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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 $E_p = 2.30\text{MeV}$ から急に強くなるのが、図5-3で示される。 $E_p \leq 2.20\text{MeV}$ 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54KeV γ 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 $\pm 1.5\text{KeV}$ の範囲で54KeV γ 線のエネルギーに一致することから、54KeV γ 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 55 KeV 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 54.3 KeV であるので 本論文中では この準位を 54 KeV と称することにした。

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

[156 KeV 準位]

156 KeV は $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応でも検出され $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応の励起関数を 図 5-3 に示す。156 KeV γ 線は $E_p = 2.40$ MeV から検出され、 $E_p = 2.60$ MeV までは 54 KeV γ 線に比べると 約 $1/100$ の強さであるので、実際の threshold は 2.40 MeV よりも低いと考えられる。従って、156 KeV γ 線が 54 ± 156 KeV 準位から転移するのではなく 156 KeV 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 ± 12 KeV 準位 [付録①] に対応する準位と考えられる。

[407 KeV 準位]

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

も検出される。(p,n γ)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数である。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、励起準位的位置は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 \rightarrow 0 KeV, 407 KeV \rightarrow 54 KeV, 407 KeV \rightarrow 156 KeVの転移に相当することか、 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か、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 KeV γ 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準位とは異なるかエネルギーは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的位置は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 KeV γ 線は 368 KeV \rightarrow 156 KeV転移によるものと考えられる。 $E_p=3.0$ MeVまでは212 KeV γ 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,n γ)反応では 368 KeV \rightarrow

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

[839 KeV 準位]

471 KeV γ 線の励起関数を 図 5-5 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 1.10 MeV 以下である。(d, α) 反応から知られている準位にあてはめると、エネルギーからは 834 ± 12 KeV 準位 [付録①] に対応する 839 KeV 準位を設定し、471 KeV γ 線は $839 \text{ KeV} \rightarrow 368 \text{ KeV}$ 転移の γ 線と考えられる。 $839 \text{ KeV} \rightarrow 0 \text{ KeV}$ 転移の 839 KeV γ 線は スペクトルの前後に強い 835 KeV γ 線 [^{54}Cr] と 847 KeV γ 線 [$^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$] がある為に励起関数の測定ができなかったが、図 5-2 の $E_p = 3.90 \text{ MeV}$ の γ 線スペクトルでは 839 KeV のピークが分離されている。 $839 \text{ KeV} \rightarrow 156 \text{ KeV}$ 転移に相当 682 KeV γ 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。471 KeV γ 線が 839 KeV 準位からの転移とする場合 想定される threshold よりも約 250 KeV 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 $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応の結果の他に $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$

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と判る。

[1010KeV 準位]

854KeV , 955KeV の γ 線は $(p, n\gamma)$ 反応と $(\alpha, n\gamma)$ 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 , 955KeV γ 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。 $E_p = 3.30\text{MeV}$ から検出され始めるので 準位の位置は 1.10MeV 以下である。 854KeV γ 線と 955KeV γ 線とのエネルギー差が 54KeV γ 線と 156KeV γ 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 $1010\text{KeV} \rightarrow 156\text{KeV}$, $1010\text{KeV} \rightarrow 54\text{KeV}$ 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 $1008 \pm 12\text{KeV}$ 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、 $1010\text{KeV} \rightarrow 0\text{KeV}$ 転移に相当する 1010KeV γ 線は $(p, n\gamma)$ 反応と $(\alpha, n\gamma)$ 反応のどちらにも認められなかった。

[1073KeV 準位]

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

の $1074 \pm 12 \text{ KeV}$ 準位 [付録①]に対応する。今回の実験では 705 KeV γ 線の励起関数が測定されていないことに加えて、 368 KeV 準位以外に転移する γ 線が検出されていない為に 1073 KeV 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 1073 KeV 準位のエネルギーを $1074 \pm 12 \text{ KeV}$ に対応させる限り 705 KeV γ 線の検出はこの準位の存在を支持することになる。

[1137 KeV 準位]

$(p, n\gamma)$ 反応と $(\alpha, n\gamma)$ 反応の両方で 769 KeV , 981 KeV γ 線が検出される。 $(p, n\gamma)$ 反応では 769 KeV , 981 KeV γ 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 $1137 \text{ KeV} \rightarrow 368 \text{ KeV}$, $1137 \text{ KeV} \rightarrow 156 \text{ KeV}$ 転移とみなすことができ、 1137 KeV 準位は (d, α) 反応の $1137 \pm 12 \text{ KeV}$ 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 769 KeV と 981 KeV γ 線を $(p, n\gamma)$ 反応と $(\alpha, n\gamma)$ 反応の両方で検出していることが 1137 KeV 準位の存在を確実にしている。

[1375 KeV 準位]

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

されず、 $E_p = 3.625 \text{ MeV}$ から検出され始める。もし、 1375 KeV γ 線が $(1375 + 54) \text{ KeV} \rightarrow 54 \text{ KeV}$ 転移とすると、この $(1375 + 54) \text{ KeV}$ 準位の threshold は $E_p = 3.65 \text{ MeV}$ になり、 $E_p = 3.625 \text{ MeV}$ では検出されないはずである。従って 1375 KeV γ 線は $1375 \text{ KeV} \rightarrow 0 \text{ KeV}$ 転移の γ 線と考えられる。 1320 KeV , 967 KeV の γ 線はそれぞれ $1375 \text{ KeV} \rightarrow 54 \text{ KeV}$ 転移, $1375 \text{ KeV} \rightarrow 407 \text{ KeV}$ 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、 $E_p = 3.69 \sim 3.96 \text{ MeV}$ 間の [γ 線励起関数測定 (B)] には Ge(Li) 検出器系の分解能が悪く 1320 KeV と 967 KeV の γ 線が十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 [前置増中器を ORTEC-120 型に交換して] $E_p = 3.60 \sim 3.90 \text{ MeV}$ 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、 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応では 1375 KeV , 967 KeV γ 線認められるが 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 1400 KeV, 1454 KeV 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 1509 KeV 準位と 1454 KeV γ 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。1400 KeV γ 線は $E_p = 3.70$ MeV から検出され始める。 $E_p = 3.72, 3.73, 3.75$ MeV における 1400 KeV γ 線と 1454 KeV γ 線との励起関数が相似形であるので この2本の γ 線が同一準位から転移すると言える。 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応でも 1400 KeV, 1454 KeV γ 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一致を示す。さらに、1400 KeV γ 線の threshold は ^{54}Mn の励起準位のエネルギーが 1.48 MeV 以下を示している。故に 1400 KeV, 1454 KeV γ 線は それぞれ 1454 KeV \rightarrow 54 KeV 転移, 1454 KeV \rightarrow 0 KeV 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、(He^3 , p) 反応の 1449 ± 20 KeV 準位 [付録①] に対応する。

[1509 KeV 準位]

1509 KeV, 1454 KeV γ 線は (p, n γ) 反応と (α , n γ) 反応の

両方で検出されるので、この二本の γ 線は ^{54}Mn の γ 線と考えられる。この二本の 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、1509 KeV γ 線は $E_p = 3.77 \text{ MeV}$ から検出されるので、この γ 線は1.54 MeV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1509 KeV γ 線は $1509 \text{ KeV} \rightarrow 0 \text{ KeV}$ 転移とみなされる。しかし、1454 KeV γ 線はエネルギーの点では $1454 \text{ KeV} \rightarrow 0 \text{ KeV}$ 転移によるものか、 $1509 \text{ KeV} \rightarrow 54 \text{ KeV}$ 転移によるものかとうかの区別がつかない。 $E_p = 3.75 \text{ MeV}$ では1509 KeV γ 線が検出されず1454 KeV γ 線が弱く検出されることから、 $1454 \text{ KeV} \rightarrow 0 \text{ KeV}$ 転移による1454 KeV γ 線が存在する。図5-8の左側に示す1454 KeVと1509 KeV γ 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替わっている。そこで1454 KeV γ 線には $1454 \text{ KeV} \rightarrow 0 \text{ KeV}$ 転移の成分と $1509 \text{ KeV} \rightarrow 54 \text{ KeV}$ 転移の成分が混合していると考えられる。 $E_p = 3.73 \text{ MeV}$ における1400 KeV γ 線と1454 KeV γ 線の強度比を元にして $E_p \geq 3.77 \text{ MeV}$ における1454 KeV γ 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、1509 KeV γ 線と1454 KeV γ 線の励起関数の形がよく合う様になり、1454 KeV γ 線には $1509 \text{ KeV} \rightarrow 54 \text{ KeV}$ 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、1509 KeV γ 線が検出されず、1454 KeV γ 線が検出

されるのは $E_p = 3.73 \text{ MeV}$ 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 の線には 1454 KeV
 $\rightarrow 0 \text{ KeV}$ 転移の成分があることが ます 明らかになる。
 次に 1454 KeV の線の強度と 1400 KeV の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 の線が検出され始める E_p
 $= 3.77 \text{ MeV}$ から 急に 2 倍の大きさになり 1454 KeV の線には
 $1509 \text{ KeV} \rightarrow 54 \text{ KeV}$ 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 $E_p = 3.90 \text{ MeV}$ 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 のピークの半値幅が 約 3.2 KeV に対し
 て、 1454 KeV ピークの半値幅は 約 3.5 KeV であり、 1454 KeV
 ピークの方が 10% だけ広い中となっている。 そこで、 1454
 $\text{ KeV} \rightarrow 0 \text{ KeV}$ 転移の γ 線と $1509 \text{ KeV} \rightarrow 54 \text{ KeV}$ 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 の線が $E_p = 3.77 \text{ MeV}$ から検
 出されること、 $1509 \text{ KeV} \rightarrow 54 \text{ KeV}$ 転移に相当する 1454
 KeV の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 $1511 \pm 12 \text{ KeV}$

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。 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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 $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 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, $n\gamma$) 反応と ($\alpha, n\gamma$) 反応の両方で 1336 KeV, 804 KeV γ 線が測定されるけれども この二本の 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 Background γ 線とすると、その起因が不明な γ 線である。

そこで、まず 1336 KeV γ 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 KeV γ 線は $E_p = 3.62 \text{ MeV}$ から検出されるけれども 1336 KeV γ 線は それより高い $E_p = 3.64 \text{ MeV}$ 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、 $E_p = 3.64 \text{ MeV}$ から検出され始めることは、その仮想準位は 1.42 MeV よりも低い位置にある。従って、1336 KeV γ 線は 基在準位や

156 KeV以上の準位に転移するのではなく $1391 \text{ KeV} \rightarrow 55 \text{ KeV}$ 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 KeV γ 線について述べる。3.15 MeV以上の陽子エネルギーの $(p, n\gamma)$ 反応で804 KeV γ 線が検出され $(\alpha, n\gamma)$ 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 KeV γ 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、 $(\alpha, n\gamma)$ 反応のスペクトルでは1010 KeV準位から転移する854 KeV, 955 KeV γ 線の強度よりも804 KeV γ 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、 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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 KeV γ 線は ^{54}Mn の γ 線ではなく起因が不明な Background γ 線であるという結論が出る。

<補足>

(p, n)反応と (α, n)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 Background γ 線があるので 注意しなければならない。 Background γ 線の例としては、 $^{19}\text{F}(n, n'\gamma)$ 反応による 110 KeV, 197 KeV γ 線, $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$ 反応による 847 KeV γ 線があり その他にも Ge($n, n'\gamma$)反応による Backgroundがある。 これら以外にも弱い Background γ 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 > $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)^{54}\text{Mn}$ 反応の γ 線角分布

入射陽子エネルギー E_p が $E_p = 2.35 \sim 2.39, 2.45 \sim 2.49, 2.55 \sim 2.59, 2.65 \sim 2.71, 2.80 \sim 2.82, 2.94 \sim 2.98, 3.35 \sim 3.39, 3.80 \sim 3.84$ MeV の 8 種類の領域で $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)^{54}\text{Mn}$ 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 1454 KeV γ 線は、1454 KeV \rightarrow 0 KeV 転移の成分を差引いて、1509 KeV \rightarrow 54 KeV 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, e, 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 $W(\theta) = \sum_{\nu=0}^{\infty} A_{\nu}' P_{\nu}(\cos\theta)$ 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

$$\delta \equiv \langle f_{ll'L} \rangle / \langle f_{llL} \rangle$$

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

γ 線転移の始まる準位のスピ 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 E_p の値は、入射陽子エネルギーを 20 KeV 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 $V_c=52\text{MeV}$ の場合の陽子透過係数を使用した計算である。(d)の図は $V_c=57\text{MeV}$ の場合の計算である。図5-17では全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、図中には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、 χ 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。

各準位のスピんが決めれば、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。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 $[V_c=52\text{MeV}, W_c=11.5\text{MeV}]$, $[V_c=57\text{MeV}, W_c=13.5\text{MeV}]$ 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 & Fermbach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、4章に述べてある。

A_2 - δ 曲線と実験値の A_2 から、色ん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。 $E_p = 3.80 \sim 3.84$ 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 $E_p = 3.80 \sim 3.84$ 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、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、 $A_2 - \delta$ 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、この準位はスピンの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。しかしこ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 > 準位のスピンの

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、これらの準位のスピンのついて議論をする。

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の 3^+ であることは正しいとする。③ ⑬ ⑭

[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 $l_p = 3$ [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 \rightarrow 0 keV 転移と 156 keV \rightarrow 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、準位のスピンの値が大きい程、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。よって 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つの準位のスピンを、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 $E_p - E_{\text{threshold}}$ 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 の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 \rightarrow 54 KeV 転移に相当する、 E_2 の線が検出されないことと 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、 l_p は正である。

407 keV 準位から転移する γ 線として, 407 keV (407 keV \rightarrow 0 keV), 353 keV (407 keV \rightarrow 54 keV), 251 keV (407 keV \rightarrow 156 keV) 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 407 keV \rightarrow 156 keV (4^+) 転移の 251 keV γ 線の角分布係数を示す。(e)は入射陽子エネルギーが 407 keV 準位の threshold より 0.03 ~ 0.09 MeV 高い場合であり, (f)は 0.32 ~ 0.36 MeV 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 $3^+ \rightarrow 4$ の転移についてのみ, 光学ポテンシャルの深さ V_c が $V_c = 57$ MeV である光学パラメータ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, $4^+ \rightarrow 4$ 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, $2^+ \rightarrow 4$ 転移, $6^+ \rightarrow 4$ 転移も除外される。従って 251 keV γ 線の角分布から, 407 keV 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, 407 keV \rightarrow 0 keV (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: 407 keV \rightarrow 54 keV (2^+) 転移の 353 keV γ 線の角分布係数を示す。この図から $4^+ \rightarrow 2^+$ 転移は除外される。実験の A_4 は $2 \rightarrow 2$ 転移よりも $3 \rightarrow 2$ 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 $1 \rightarrow 2$ 転移も可能である。353 keV γ 線は M_3, M_4 転移を考えなければ $5 \rightarrow 2$ 転移, $6 \rightarrow 2$ 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^+) の各準位は同じオーダーの強度で γ 線分岐があることは, 407 keV 準位のスピンスが 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 \rightarrow 156 keV (4^+) 転移の 212 keV γ 線である。368 keV γ 線は (P.M.) 反応で検出されず, 51V (α, n) 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 $0.36 \sim 0.40 \text{ MeV}$ 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 $V_c = 52 \text{ MeV}$ とした場合の理論計算が (c) であり、 $V_c = 57 \text{ MeV}$ 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 1/4 小さいので、 368 KeV 準位のスピンは 407 KeV 準位のスピ (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、 $368 \text{ KeV} \rightarrow 0 \text{ KeV}$ (3^+) 転移の γ 線が検出されないことから、 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 ⑤~⑦]、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 \rightarrow 54 KeV (2^+) 転移の 955 KeV γ 線 (57%) と 1010 KeV \rightarrow 156 KeV (4^+) 転移の 854 KeV γ 線 (43%) が測定される。M3 転移がないとすれば, $1^+ \rightarrow 4^+$, $5^+ \rightarrow 2^+$ 転移を除外できる。ここで 1010 KeV 準位のスピン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 $4^+ \rightarrow 4^+$ 転移が除外される。図中には示していないが $|\delta| > 0.3$ の M3 多重極混合がないとすれば $2^+ \rightarrow 4^+$ 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 (g) に示す。ここでは $4^+ \rightarrow 2^+$ 転移が除外される。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, $3^+ \rightarrow 2^+$ 転移の曲線と $2^+ \rightarrow 2^+$ 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 準位のスピンの可能性として $J_2 = 3^+$ が考えられる。

従って 854 KeV γ 線には $|\delta| > 0.3$ の M3 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^+) 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 $L=0$ 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 \rightarrow 0 KeV (3^+) の 839 KeV, 839 KeV \rightarrow 156 KeV (4^+) の 682 KeV, 839 KeV \rightarrow 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 (3^+) よりも大きいことが言える。しかも M_3 (あるいは E_3) 転移がないとすれば 839 KeV \rightarrow 0 KeV (3^+) 転移があることから 839 KeV 準位のスピとして $J_2 \geq 6$ 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 E_2 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

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(c)を見れば $4^+ \rightarrow 5$ と $5^+ \rightarrow 5$ 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 線の計数を十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 $J_2 = 5$ の区別が可能となり、839 KeV 準位のスピンを決定することができよう。

[1375 KeV 準位]

この準位から転移する γ 線としては 1375 KeV \rightarrow 0 KeV (3^+) の 1375 KeV, 1375 KeV \rightarrow 54 KeV (2^+) の 1320 KeV, 1375 KeV \rightarrow 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 $E_p = 3.80 \sim 3.84$ 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。その為には 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。

967 keV γ 線の角分布係数は $2 \rightarrow 3$ 転移を示している。しかし 967 keV γ 線は 962 keV の Background γ 線 (^{63}Cu) からの分離が悪いので、967 keV γ 線の角分布の結果は信頼度が低いと考えられる。次に 1320 keV γ 線は $2 \rightarrow 2$ 転移よりも $3 \rightarrow 2$ 転移を示しているけれども、1320 keV γ 線は強い 1336 keV γ 線からの分離が悪いので、実験値の A_4 の信頼度には疑問がある。 χ^2 で 1320 keV γ 線の角分布からは $2 \rightarrow 2$ と $3 \rightarrow 2$ の区別はできないと考えられる。図 5-17 の (n) に示される 1375 keV γ 線の角分布係数の場合、 $A_2 = 0 \sim -0.1$ の範囲で $2 \rightarrow 3$ 曲線と $3 \rightarrow 3$ 曲線とは A_4 の値の差が小さいけれども、実験値の A_2, A_4 は誤差が十分に小さい。 χ^2 で、1375 keV γ 線の角分布は $3 \rightarrow 3$ 転移を除外して $2 \rightarrow 3$ 転移を示している。

1375 keV \rightarrow 156 keV (4^+) 転移に相当する 1218 keV γ 線が検出されないことは、1375 keV 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 上記の $L=2$ [付録 ⑩ ⑪] であり、(d, α) 反応の角分布は $L=4$ [付録 ② ③] である。従って (d, α) 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 1375 keV 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 ~ ⑦]

この準位から転移する γ 線には、基底準位 (3^+) へ転移する 1454 keV γ 線 (5%) と 54 keV 準位 (2^+) へ転移する 1400 keV γ 線 (95%) の二本がある。

この二本の γ 線の励起関数を図 5-10 に示すが、 0^+ または 1^+ という小さいスピ

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、 A_4 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。 $0^+ \rightarrow 2^+$ 転移の角分布の理論値は $A_2 = A_4 = 0$ である。従って 1400 keV γ 線の実験値の A_4 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 準位のスピンの 0^+ ならば、1454 keV γ 線は $0^+ \rightarrow 3^+$ 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、 Γ は不明である。この準位から転移する γ 線には、1509 keV \rightarrow 0 keV (3^+) の 1509 keV γ 線と 1509 keV \rightarrow 54 keV (2^+) の 1454 keV γ 線がある。ただし 1454 keV γ 線は 1454 keV \rightarrow 0 keV 転移の γ 線とエネルギーが一致している。図5-12 または 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ヶ月の違いがある。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 $\frac{1}{10}$ 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 \rightarrow 0 KeV 転移の成分が含まれるので、1509 KeV \rightarrow 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 \rightarrow 0 KeV 転移の成分は等方であり、 1^+ として $1^+ \rightarrow 3^+$ 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 \rightarrow 0 KeV 転移の成分は等方であると仮定し、1400 KeV γ 線の強度を元として、1454 KeV \rightarrow 0 KeV 転移の分岐比に相当する部分を差し引いて 1509 KeV \rightarrow 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、 $1^+ \rightarrow 2$ 転移が除外され、 $3^+ \rightarrow 2$ 転移と $2^+ \rightarrow 2$ 転移の区別はつけられない。

図 5-17 の (B) に示す 1509 KeV γ 線の角分布係数からは、 $3^+ \rightarrow 3$ 転移よりも $2^+ \rightarrow 3$ 転移を支持している。そして 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 $\frac{1}{2}$ 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

のスピンの小さい為には、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 項で

$$[T = T_{e'}^{\delta'}(E_p) T_{e''}^{\delta''}(E_m) / \sum_{\delta'' E''} T_{e''}^{\delta''}(E'')]]$$

の分母に加わり、1509 keV 準位に関係する T が、1454 keV 準位や 1375 keV 準位の T よりも小さくなる事が考えられる。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 T の分母は、407 keV 準位に関係する T 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 高い為には、407 keV 準位の場合よりも T 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、 T 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と相殺するので、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ぬ。

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。よって、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事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 γ 線には変わりはない。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。

[1073 KeV 準位]

$^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応で 705 KeV γ 線が検出され、この γ 線は 1073 KeV \rightarrow 368 KeV 転移によるものとみなされた。今回の実験では 368 KeV (5^+) 以外の準位に転移する γ 線が検出されていないので、1073 KeV に準位を設定することは疑念が残るけれども、 (d, α) 反応の 1074 ± 12 KeV 準位に対してエネルギー的に一致することから、1073 KeV 準位を設定することになった。 $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応では 705 KeV γ 線の強度が $^{72}\text{Ge}(n, n'\gamma)$ 反応の Background 強度に比べて弱い為には検出されなかったこと、705 KeV γ 線が 5^+ の準位 (368 KeV) に転移していることを考えると、1073 KeV 準位のスピンのとして 4 以上の値をとることが適当である。705 KeV γ 線に対して M_3 (あるいは E_3) 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 1073 KeV 準位のスピンのとして考えられるものは、4, 5, 6, 7 である。

[1137 KeV 準位]

769 KeV, 981 KeV γ 線が検出されることから、 (d, α) 反応の 1137 ± 12 KeV 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。 $(p, n\gamma)$ 反応では、この 2本の γ 線強度が小さいこと、及び 368 KeV (5^+) 準位と 156 KeV (4^+) 準位に γ 線転移していることから、1137 KeV 準位のスピンのとして、4, 5, 6 が考えられる。

[1391 KeV 準位]

1336 KeV γ 線が $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 反応で強く検出され、 $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応では 1375 KeV γ 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。 $(p, n\gamma)$ 反応の励起関数の threshold の位置 (琢

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ことから, 何か thresholdのある反応が原因していると思われる。 γ 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, $^{19}\text{F}(n, n'\gamma)$, $^{27}\text{Al}(n, n'\gamma)$, $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$, $^{63}\text{Cu}(n, n'\gamma)$, $^{65}\text{Cu}(n, n'\gamma)$, $^{70, 72, 74}\text{Ge}(n, n'\gamma)$ 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, $^{19}\text{F}(n, n'\gamma)$ 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 $^{53}\text{Cr}(p, \gamma)$ 反応 [$E_p = 1424\text{ KeV}, 1661\text{ KeV}$]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。④

従って $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 反応と $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 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、二次的な反応には見かけ上の断面積が大きくて、10 mb のオーダーであること等の理由によつて、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の問題となる。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 準位のスピンのより小さいことになる。1375 KeV 準位のスピンを 2 とすると、1391 KeV 準位のスピンは 0 または 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 準位のスピスが 1454 KeV 準位のスピンの同じ大きさであることを支持する。従つて 1336 KeV γ 線の励起強度から、1391 KeV 準位のスピンは、0 または 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、小さな非等角性がある。角分布係数は $A_2 = 0.0183 \pm 0.0036$ 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 準位のスピスが 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 準位のスピスが 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

$^{54}\text{Cr}(\text{p}, \text{n}\gamma)$ 反応と $^{51}\text{V}(\alpha, \text{n}\gamma)$ 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 線の励起炭数と 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、スピンのパリティが $54\text{keV}(2^+)$, $156\text{keV}(4^+)$, $368\text{keV}(5^+)$, $407\text{keV}(3^+)$ 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、透過係数の選か方によって δ の値が異なっているけれども、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、 $E_p - E_{\text{threshold}}$ 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 と低い為には、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、十分に分離されなかったため、実験値の A2, A4 の信頼性が低いと考え、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 M1 の強度比 $E2/M1$ 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 M1 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

1391 keV 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 ± 12 keV 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 ± 3 keV 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、1391 keV 準位に相当する準位を報告していない。

$E_p < 3.60$ MeV の領域で $(p, n\gamma)$ 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 (54.3 keV) は準位のエネルギー (54.7 keV) から少しづつれた値を得た。Hill 達⁽⁴⁶⁾ が最近になって報告している $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 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 407 keV γ 線については約 1 keV 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 0.5 keV の誤差が予想されるとしても、407 keV 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。 $E_p > 3.60$ MeV の領域の $(p, n\gamma)$ 反応と $^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ 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 線エネルギーを定めることができなかった。Hill 達が 368 KeV γ 線を報告していないことは、今回の (P, n γ) 反応で 368 keV γ 線が検出されなかったことと一致する。

Jonsson 達^①は $E_p = 1209$ KeV の共鳴で $^{53}\text{Cr}(p, \gamma)$ 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、0.5~1.5 MeV 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、0.41 MeV のピークは大部分が 0.16 MeV と 0.25 MeV の γ 線による Sum Peak として解析した。又為に彼等のレベルスキーム [付録⑧] では 0.405 \rightarrow 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 407 KeV 準位の γ 線分岐比は、10 cm³ の Ge(Li) 検出器で測定した結果と 35 cm³ の Ge(Li) 検出器で測定した結果では、分岐比の数値が $\pm 1\%$ の範囲で一致しているのが、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、1.5 MeV 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 $^{53}\text{Cr}(p, \gamma)$ 反応と $^{52}\text{Cr}(t, n\gamma)$ 反応で、55 keV, 156 keV, 210 keV, 250 keV の γ 線を検出したことは今回の実験と一致する。彼は 408 KeV γ 線を検出したけれども、これを 1403 KeV γ 線の double escape によるものとして間違った処置をしている。

54 KeV \rightarrow 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。^{④④} Rose の計算した内部変換係数^⑥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 \rightarrow 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_1 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 $|\delta_1|$ 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 \rightarrow 0 keV 転移は dipole 転移と考えられる。従って 156 keV 準位のスピンを 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 ⑥ ⑦] 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おけるけれども、1400 keV γ 線の励起関数 [図 5-7, 図 5-10] と角分布係数の A_2 [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を矛盾しない。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 $\frac{2J+1}{2I+1} C^2 S$ 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 $(2J+1)$ 法則は成立していません、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 準位のスピンの値が 5^+ で、156 keV 準位のスピンの値が 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、残留核準位を十分に分解していない。彼の報告で $E_x = 0 \text{ MeV}$ 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。 $E_x = 0 \text{ MeV}$ に於いて $L=2$ であることは今回の結果において 54 keV 準位のスピンの値が 2^+ であることに適合する。 $E_x = 0.137 \text{ MeV}$ 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 $E_x = 0.137 \text{ MeV}$ 準位が今回の 156 keV 準位に対応するならば、156 keV 準位のスピンの値が 4^+ であることに矛盾する。 $E_x = 0.365 \text{ MeV}$ 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。又すると、 $E_x = 0.365 \text{ MeV}$ の角分布が $L=4$ であることは、368 keV 準位と 407 keV 準位のスピンの値がそれぞれ $5^+, 3^+$ であることに適合する。 $E_x = 0.824 \text{ MeV}$ の角分布が $L=0$ である。すると $E_x = 0.824 \text{ MeV}$ の準位のスピンの値は 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 準位のスピンの値が 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 準位のスピンの値が 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、 $E_x = 0.824 \text{ MeV}$ に対する角分布の結果は間違っていると考えられる。 $E_x = 1.011 \text{ MeV}$ 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。 $E_x = 1.115 \text{ MeV}$ は $E_x = 1.011 \text{ MeV}$ 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。 $E_x = 1.115 \text{ MeV}$ の角分布は上記の $L=(4)$ であることは、 1073 KeV 準位と 1137 KeV 準位が $J=4$ の高いスピオンであることに矛盾しない。次に、 $E_x = 1.386 \text{ MeV}$ に対して角分布が $L=4$ という結果は 1375 KeV 準位のスピオンが 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 54 Mn 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 $E_x = 0.137, 0.824, 1.386 \text{ MeV}$ の角分布は今回の実験から求めたスピオンと矛盾している。

全般的にみると直接反応の中では、Lynn達の (He^3, p) 反応と (He^3, d) 反応の結果[付録④~⑦]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, n) 反応[表5-3]が良い一致を示している。

(He^3, p) 反応と (He^3, d) 反応では共に 1454 KeV 準位($J=1^+$)を報告しているけれども、同じ低いスピオンの準位である 1391 KeV 準位($J=1$)を検出していない。 (He^3, p) 反応と (He^3, 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 ($E_\gamma = 1391 \text{ KeV}$) 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準位と同じスピンの γ 線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。

54Mm 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 54Mm 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 54Mm 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、48Ca 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 $(1f_{7/2})_{\pi}^5$ としている。これ以外の点では、三者の計算方法は少しずつ異っており、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}Mm 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 54Mm 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}Mm 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 $V_0 I$, 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 $V_0 I$ 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]: Osumuma の計算^⑤ 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 $368\text{ keV} (5^+)$ 準位と $407\text{ keV} (3^+)$ 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於いて、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以上の励起準位については、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1073 keV, 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考えれば、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。よって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、 χ 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。(He³, p) 反応と (He³, 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 準位のスピンの決っていないので、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 ⁵⁴Mm 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が、⁽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。 χ 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 線分岐比に因り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^+) \rightarrow 54 keV (2^+) 転移と 368 keV (5^+) \rightarrow 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 KeV γ 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+) \rightarrow 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と一致する。

しかし 839 KeV γ 線に対しては実験値の約 1/2 倍の分岐比を、471 KeV γ 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与えた値を与えている。

図 6-11 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+) \rightarrow 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から、かなり説明することができると考えられる。955 KeV γ 線と 834 KeV γ 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+) \rightarrow 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。 $181 < 10^{-2}$ 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。

< 6-27

総合討論

54Mm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 (He³, 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, (He³, p) 反応 [付録⑥⑦] では 励起強度が小さい。従って 54Mmの低エネルギー準位は 48Caを芯として, その外側にある陽子の配位が $(1f_{7/2})_{\pi}^5$ 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, (He³, 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 $(1f_{7/2})_{\pi}^4 (2p_{3/2})_{\pi}$ 又は $(1f_{7/2})_{\pi}^4 (2p_{1/2})_{\pi}$ 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 (He³, p) 反応 [付録⑧] で中程度の励起強度 ($E_x=1.9$ MeV, $E_x=2.1$ MeV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 $(1f\frac{1}{2})_n^5$ 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 $1f\frac{1}{2}$ 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 $2p \rightarrow 1f\frac{1}{2}$ 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、 54Mn の枝構造をさら
に詳しく知ることができよう。

< 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^①^{⑤⑤} を図 6-2 に示す。

^{50}Sc については ^{50}Ca の β 崩壊^{④①}, &uarr $^{48}\text{Ca}(\text{He}^3, \text{p})$ 反応^{⑤②} によって調べられた。 ^{52}V については $^{51}\text{V}(\text{n}, \gamma)$ 反応^{⑤①}, &uarr $^{51}\text{V}(\text{d}, \text{p})$ 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 $^{56}\text{Fe}(\text{d}, \alpha)$ 反応^④ の結果を示す。 ^{56}Co については $^{54}\text{Fe}(\text{He}^3, \text{p})$ 反応^{⑤②}^{⑤③}, $^{58}\text{Ni}(\text{d}, \alpha)$ 反応^{⑤②}, &uarr ^{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 準位のスピンの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 に関しては 2 MeV 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 のスピンの 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、基底準位も含めた
2 MeV 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 粒子 - 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
方がよ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 1 MeV 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。

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^① ^{⑤⑤} 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、 $(1f_{7/2})_{\pi}^3 (2p_{3/2})_{\nu}$ 配位で説明される。^① ^{⑤⑤}

^{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 の場合のよう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。^{⑤①} $^{52}\text{Cr}(\text{He}^3, p)^{54}\text{Mn}$ 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 ^①]。 $^{54}\text{Fe}(\text{He}^3, p)^{56}\text{Co}$ 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。

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, π, γ) 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⑥] 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, 中間状態の確率振中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 $J \rightarrow J$ 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。 $J-1 \rightarrow J$ 転移と $J+1 \rightarrow J$ 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。 $J+1 \rightarrow J$ 転移や $J+2 \rightarrow J$ 転移に比べて $J-1 \rightarrow J$ 転移や $J-2 \rightarrow J$ 転移の方が δ を変化させた時の A_4 の変化中が小さくなる。 $J_i \rightarrow J_f$ 転移において $J_i=0$ ($1/2$) のときは $A_2 = A_4 = 0$ であり, $J_i=1$ ($2/3$) のときは $A_4=0$ である。 $J_i \geq 2$ の場合には $J_i \rightarrow J_f$ 転移において J_i が大きい程, δ を変化させた時の A_4 の変化中が大きくなる。

今回のγ線角分布測定は, 全てのγ線に対して $A_4(\text{実験}) \approx 0$ 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(A)に示す 407 keV γ線があり, この時にはγ線角分布係数だけから $4^+ \rightarrow 3$ 転移の可能

性が小さく、 $3^+ \rightarrow 3^+$ 転移を指定することができず。

407 keV γ 線以外の多くの場合には、 A_4 の実験値から $J \rightarrow J$ 転移を $J \pm 1 \rightarrow J$ 転移から区別することができる。次に $J-1 \rightarrow J$ 転移と $J+1 \rightarrow J$ 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の (J_i) が大きい程、 (p, n, α) 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の $J-1$ と $J+1$ では スピン値の差が 2 ある為、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、 $3^+ \rightarrow 3^+$ 転移を除外し、 $2^+ \rightarrow 3^+$ 転移又は $4^+ \rightarrow 3^+$ 転移を示し、角分布からは $2^+ \rightarrow 3^+$ 転移と $4^+ \rightarrow 3^+$ 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 準位のスピンの 156 keV 準位のスピンのよりも小さいことになる。従って、54 keV 準位と 156 keV 準位のスピンのそれぞれ 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ので、 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。 χ^2 がパリティが角分布に影響を与える例として、 ^{92}Zr (p, n, α) 反応に対して計算したものを 図7-1

に示す。ここで $3^- \rightarrow 2^-$ 転移の A_2-A_4 曲線は $3^+ \rightarrow 2^+$ 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 $A_4 \approx 0$ の部分が重なっている為には 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> 実験条件の選ひ方

次に、 $(p, n\gamma)$ 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 ($E_{\text{threshold}}$) 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] による。 $E_p - E_{\text{threshold}}$ 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 $E_p - E_{\text{threshold}}$ 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、 $3^+ \rightarrow 4^+$ 転移の 251 KeV γ 線の場合を図5-17の(c)と(f)に示す。(c)図は $E_p = 2.65 \sim 2.71$ MeV で $E_p - E_{\text{threshold}} = 0.03 \sim 0.09$ MeV の場合であり (f)図は $E_p = 2.94 \sim 2.98$ MeV で $E_p - E_{\text{threshold}} = 0.32 \sim 0.36$ MeV の場合である。ここで (f) 図の A_4 の尺度は (c) 図の10倍に拡大してある。(c)と(f)を比較すれば A_2-A_4 曲線の変化の大きさは $E_p - E_{\text{threshold}}$ 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 $E_n < 0.1 \text{ MeV}$ 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。 かつ,

$E_p - E_{\text{threshold}} < 0.1 \text{ MeV}$ 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 $0.1 \sim 0.5 \text{ MeV}$ 高い値に選ぶとよい。

$J_i \rightarrow J_f$ 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ぶ, 角分布の精度を上げる事が特
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 $J \rightarrow J$ 転移と $J \pm 1 \rightarrow J$ 転移とを区別しなければならぬ。
 $J \rightarrow J$ 転移と $J \pm 1 \rightarrow J$ 転移とを区別する為には A_4 の実験値
の誤差が $0.01 \sim 0.03$ 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 準位のスピンの (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 ($3^+ \rightarrow 4^+$) 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

みなすことができる。

しかし透過係数の選び方によつて A_2 - δ 曲線が変化する為には、 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出来る。図 7-2 の (c) に示す 212 KeV γ 線 ($5^+ \rightarrow 4^+$) と 353 KeV γ 線 ($3^+ \rightarrow 2^+$) 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 $A_2 \approx 0$ の点で交又している。他方それぞれの入射陽子エネルギーに対して $A_2(\text{実験}) \approx 0$ となっている為には δ の値が変動しなかつた。これらのことから $J+1 \rightarrow J$ 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 ($4^+ \rightarrow 3^+$) 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 ($3^+ \rightarrow 3^+$) 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つて得られる $|\delta|$ の最大値と $|\delta|$ の最小値の比は $|\delta|_{\max} / |\delta|_{\min} \approx 3$ である。その他の $J-1 \rightarrow J$ 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 $J+1 \rightarrow J$, $J \rightarrow J$, $J-1 \rightarrow J$ 転移について考えると $J+1 \rightarrow J$ 転移の場合には A_2 - A_4 曲線、 A_2 - δ 曲線の変化が、 $J \rightarrow J$ 転移、 $J-1 \rightarrow J$ 転移よりも大きい為には、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

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

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。この為には 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。ここで γ 線角分布から多重極混合比 δ を求める精度は, $|\delta| \approx 0.1$ の大きさの場合に, 透過係数の選い方により相対的に約 2 倍の不確実性が見込まれる。即ち, 求める δ が $|\delta| = a$ ならば $+\frac{a}{2}$ 程度の不確実性が考えられる。 $|\delta| < 0.01$ の場合には $|\delta|$ の大きさ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 からそれ程高くない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, n, γ) 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り、多重極混合比 δ が変化する。こ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り、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) の平均パラメータを参考にしてポテンシャルの深さが $V_c = 52 \text{ MeV}$ と $V_c = 57 \text{ MeV}$ の二種類の場合同様に透過係数を計算した。ここで Perey の光学ポテンシャルは陽子エネルギーが $2 \sim 4 \text{ MeV}$ 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 ($E_p = 2 \sim 4 \text{ MeV}$) に Perey のパラメータが適応するかどうかは問題である。しかし $E_p = 2 \sim 4 \text{ MeV}$ 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_e 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 $^{54}\text{Cr}(p, p)$ 反応の微分断面積に対して Automatic Search コード^④ で光学パラメータを求めることが考えられるが、図 4-4 の (a), (b) に示す

$\sigma(\text{ELASTIC}) / \sigma(\text{RUTHERFORD})$ の計算は 陽子エネルギー

が低い為に、 $V_c = 52 \text{ MeV}$ と $V_c = 57 \text{ MeV}$ 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
求める方法によつて、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 & Fermbach 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。 $E_n > 0.2 \text{ MeV}$
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 $A_2 - \delta$ 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
 $A_2 - \delta$ 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 & Fermbach 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 $E_n < 1 \text{ MeV}$
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 $E_n < 0.2 \text{ MeV}$
(Perey & Buck の計算がない) の領域では Bjorklund & Fermbach
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_{el} 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 $T_e \sigma$ 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。

こ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, n) 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のが考えられる。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ぬ。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 54 keV (2+) 準位と 156 keV (4+) 準位、又は 368 keV (5+) 準位と 407 keV (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 54 keV (2+) 準位に於いて実験値は $E_p - E_{\text{threshold}} > 0.2 \text{ MeV}$ 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, n γ) 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 Coureur 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 : Boltzmann 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 $f = 8 \text{ MeV}$,
 $f' = 11 \text{ MeV}$, $B = 0.55$ 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 $E_p = 2.5 \text{ MeV}$ で $D_0 = 0.45 \text{ KeV}$,
 $E_p = 3.5 \text{ MeV}$ で $D_0 = 0.24 \text{ KeV}$ を得る。

今回の実験でを使用したターゲットは 約 $20 \sim 30 \text{ KeV}$ の厚さであり
 [表 3-3], 入射陽子エネルギーを 20 KeV ずつ 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 $60 \sim 90 \text{ KeV}$ の
 広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 $^{92}\text{Zr} (p, n\gamma)$ 反応の場合には
 $E_p = 3.5 \text{ MeV}$ で $D_0 = 0.037 \text{ KeV}$ となり、 $A \approx 50$ 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 $20 \sim 30 \text{ KeV}$
 相当のターゲットを使用し、入射陽子エネルギーを 20 KeV ずつ
 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 ずつ変化させて
 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 ずつ 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 20 keV づつ変化させた時の 407 keV γ 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 20 keV 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 J_1 を持つ中間状態から特定のスピ 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} 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、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、 E_p が $E_p = 2.94 \text{ MeV}$

の時に $3^+ \rightarrow 3^+$ 転移の 407 KeV γ 線が 特定のスピンの、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。各々の特定の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^π に集中しても、 A_2 の符号が反転することはないが、 $J^\pi = 1/2^\pm, 3/2^+$ の場合には他の場合に比べて角分布の非等方性が極端に小さくなることから 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 $J^\pi = 5/2^-$ の場合の異方性よりも小さく、 $J^\pi = 3/2^+$ 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、陽子エネルギーの振りの中には、十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振りを合計した振りの中に含まれる中間状態に関しては、 χ 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

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は、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 [$J, \pi = 5/2^+$ 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、これに応じて理論計算の方も $|A_2|$ が小さくなることか 図5-18の(f)に示される。407 keV と 251 keV γ 線以外の γ 線に關しても、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 $|A_2|$ は小さくなっている。

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 $^{59}\text{Cr}_2\text{O}_3$ 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 $0.5 \sim 1.0 \text{ mg/cm}^2$ とみなされ、 2.8 MeV 入射陽子のエネルギー損失は $40 \sim 80 \text{ KeV}$ と推定される。(m)の角分布係数 A_2 は $E_p = 2.65 \sim 2.71 \text{ MeV}$ の場合の A_2 と、 $E_p = 2.80 \sim 2.82 \text{ MeV}$ 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° 対称性を調べる事ができなかった。しかし、図5-16の(k), (l), (n), (o)に示す $20^\circ \sim 120^\circ$ 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 $E_p = 2.94 \sim 2.96 \text{ MeV}$ 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 $20^\circ \sim 120^\circ$ の8点であり、(l)は測定角度が $20^\circ \sim 90^\circ$ 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より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り求めた

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 が透過係数の選み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 線励起関数を組み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、 $(P, n\gamma)$ 又は $(\alpha, n\gamma)$ 反応の γ 線角分布と γ 線励起関数を組み合わせる方法は、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ぬが、 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當である。

従つて、 $A > 50$ 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 $(p, n\gamma)$ 反応 又は $(\alpha, n\gamma)$ 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かめるためには、他の実験によつ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。

結 論

^{54}Mn の励起準位のスピオンについては、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オン、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オンの範囲が決まり、基底準位から 1509 KeV 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] ます ^{54}Cr (P, n γ) 反応の γ 線励起関数 [図 5-3 ~ 図 5-11] と ^{51}V (α , n γ) 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①~⑦] が再確認され、さらに新しい 1391 KeV 準位の存在可能性が得られた。次に、 ^{54}Cr (P, n γ) 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 γ) 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 の励起準位のスピオン、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 の励起準位のスピオンは 54 KeV (2^+), 156 KeV (4^+), 368 KeV (5^+), 407 KeV (3^+), 1010 KeV (3^+), 1375 KeV (2^{++}) を得た。さらに、他の準位については、確定したスピオンの値は得られなかったけれども、可能なスピオンを求めることができた。これらの励起準位のスピオン、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 線系によつては A4 の実験誤差が大きいため、 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、353 KeV γ 線以外の全ての γ 線に対しては、 M_{11} に対する E_2 の混合強度 δ^2 は 1% 以下である。353 KeV γ 線でも

E2の混合強度は 3.2%である。

今回の実験結果と K.Ogawa^{④⑦}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、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 $(1f_{7/2})^5$ であり、中性子の配位が $(2p_{3/2})^2$, $(2p_{1/2})^2$, $(1f_{5/2})^2$ 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、同様な配位が成立し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]。

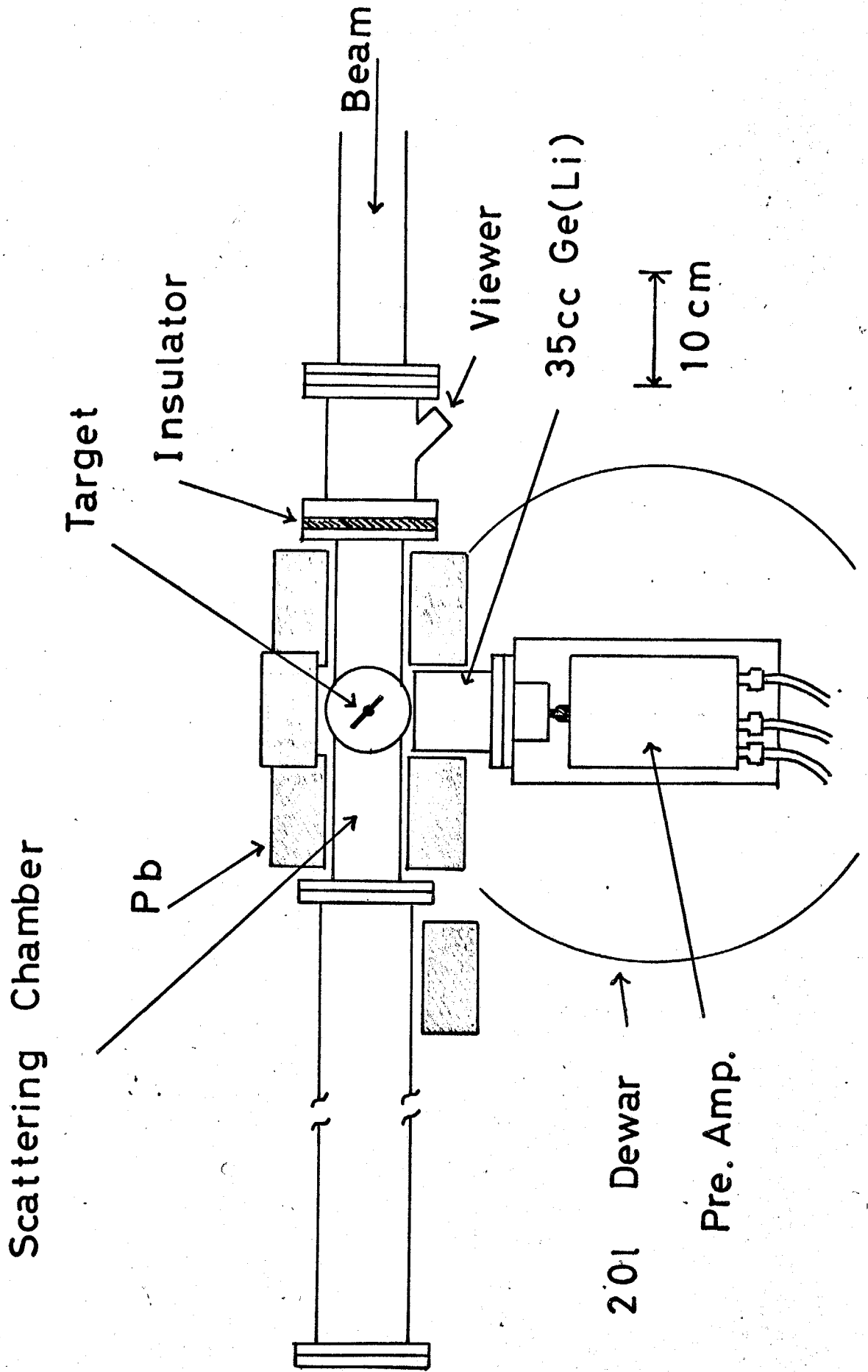
他方、高い励起準位に対しては (He^3, p) 反応 [付録⑥⑧] の励起強度が大きくなり、 (He^3, d) 反応 [付録④⑤] では 1010 keV 準位と 1454 keV 準位に対して角分布が $l_p=1$ となっている。従って 1 MeV 以上の励起準位に対しては、陽子又は中性子が $1f_{7/2}$ 軌道から 2p 軌道又は $1f_{5/2}$ 軌道へ上っている成分を無視できないと考えられる。

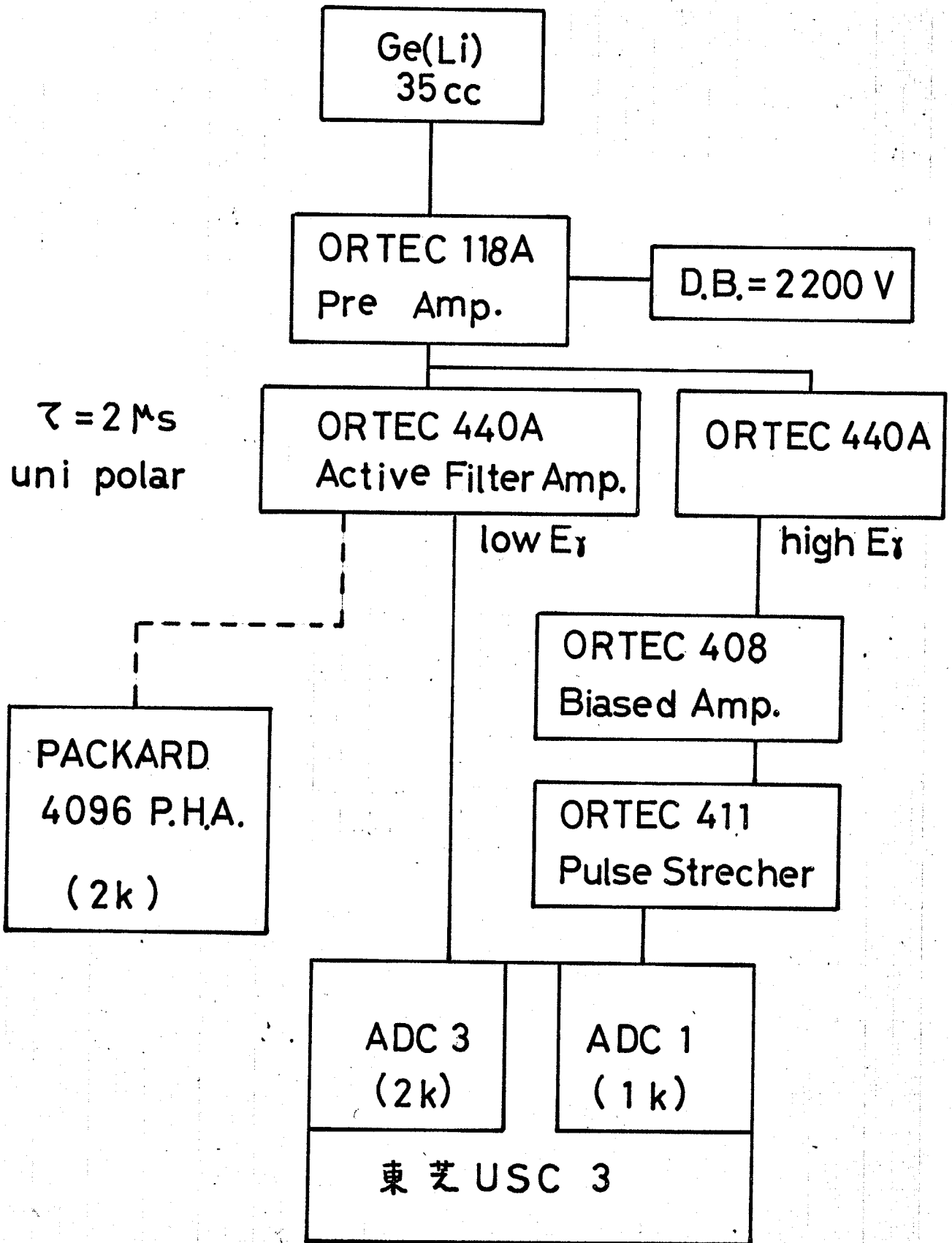
よって、陽子又は中性子が $1f_{7/2}$ 軌道から 2p 軌道、 $1f_{5/2}$ 軌道に上っている様な複雑な配位を考慮した殻模型の計算により、 $N=29$ の奇-奇核の実験値との比較をすることが可能になれば、高いエネルギー準位についても核構造を理解できるであろう。

(p, n) 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、解析結果に不確定さが少しある。しかし $^{59}\text{Cr}(p, n\gamma)$ 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、 ^{59}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光学の一つの有効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。





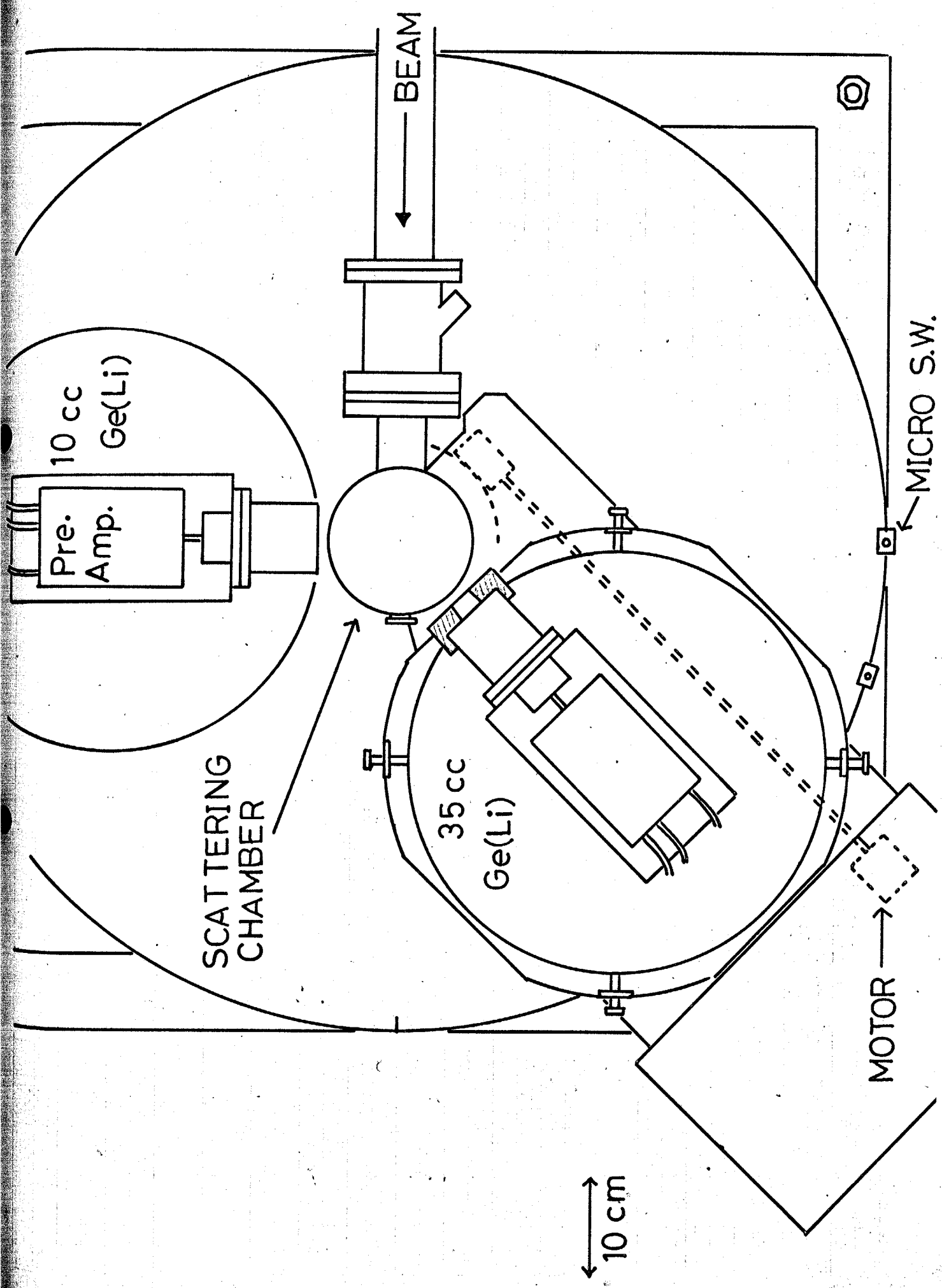
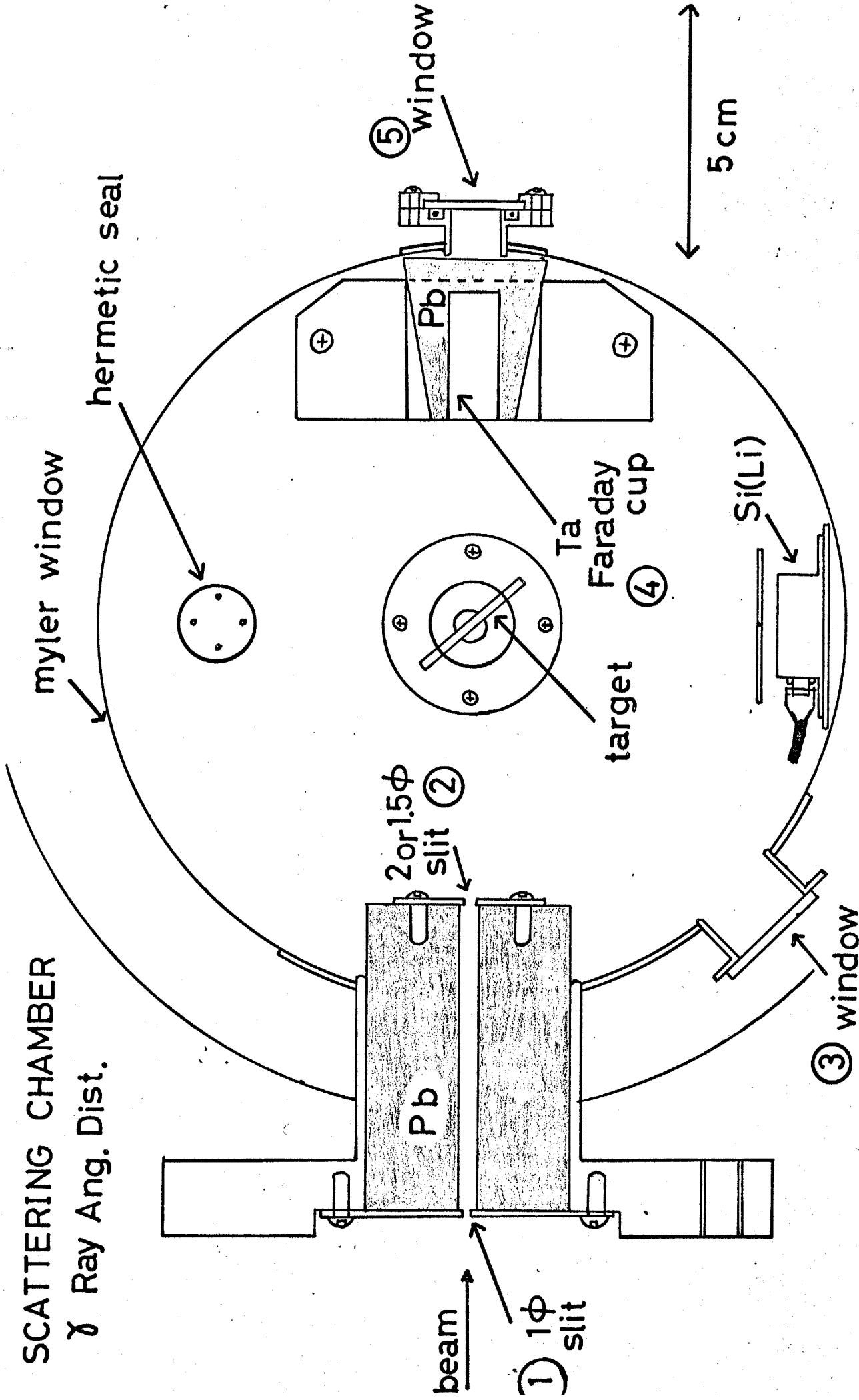
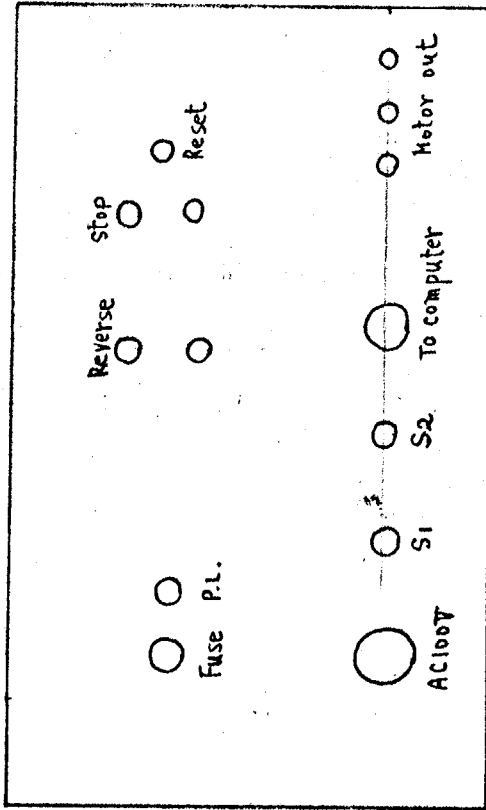


Fig 3 - 5

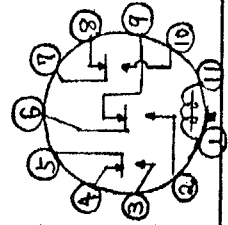
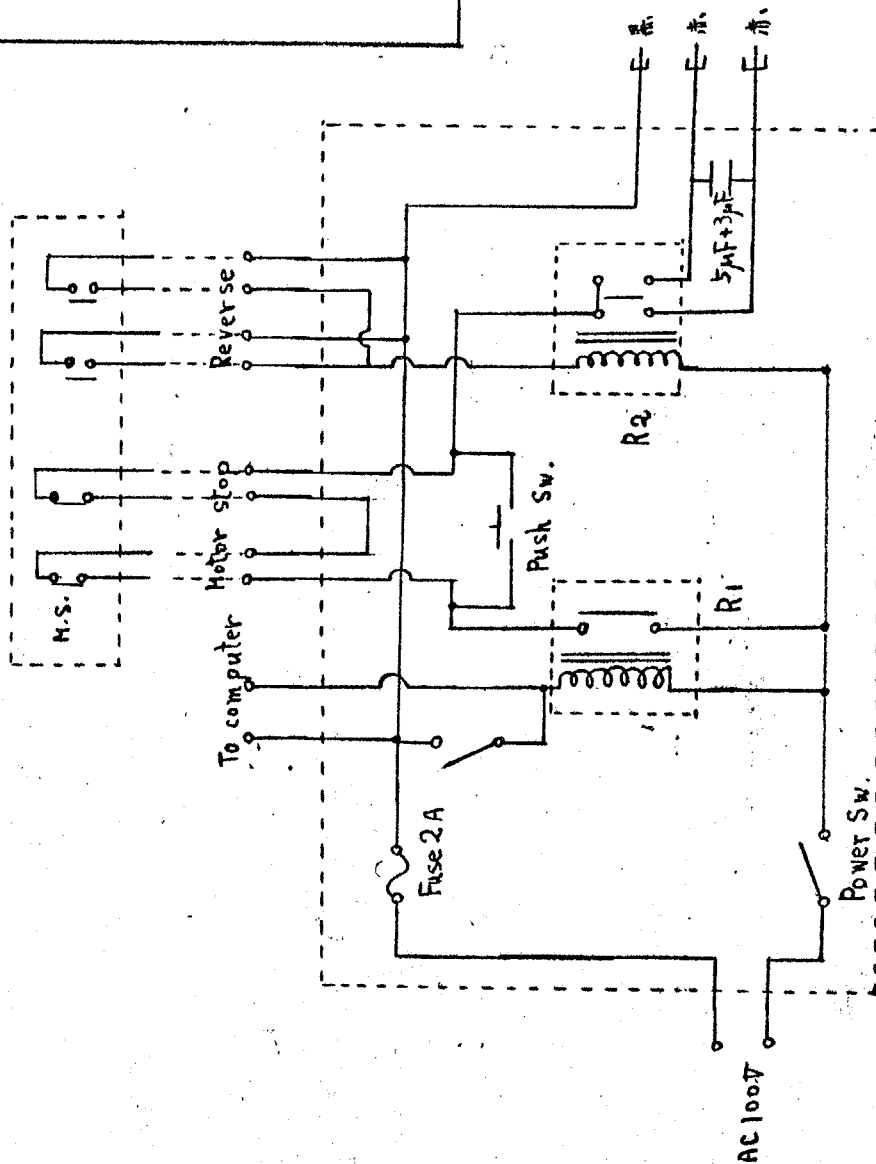


自動ゴキウモーター制御部

パネル配置



- S1: Main switch
- S2: エレベータ = コンビニ-7 に関係なく Motor on
F へおす = コンビニ-7 の指令に依り
- Reverse P.J. にかつける H.S. は normal 時 open
- stop P.J. にかつける H.S. は normal 時 closed
- push switch は押し止めでおす へまわすと Lock でき



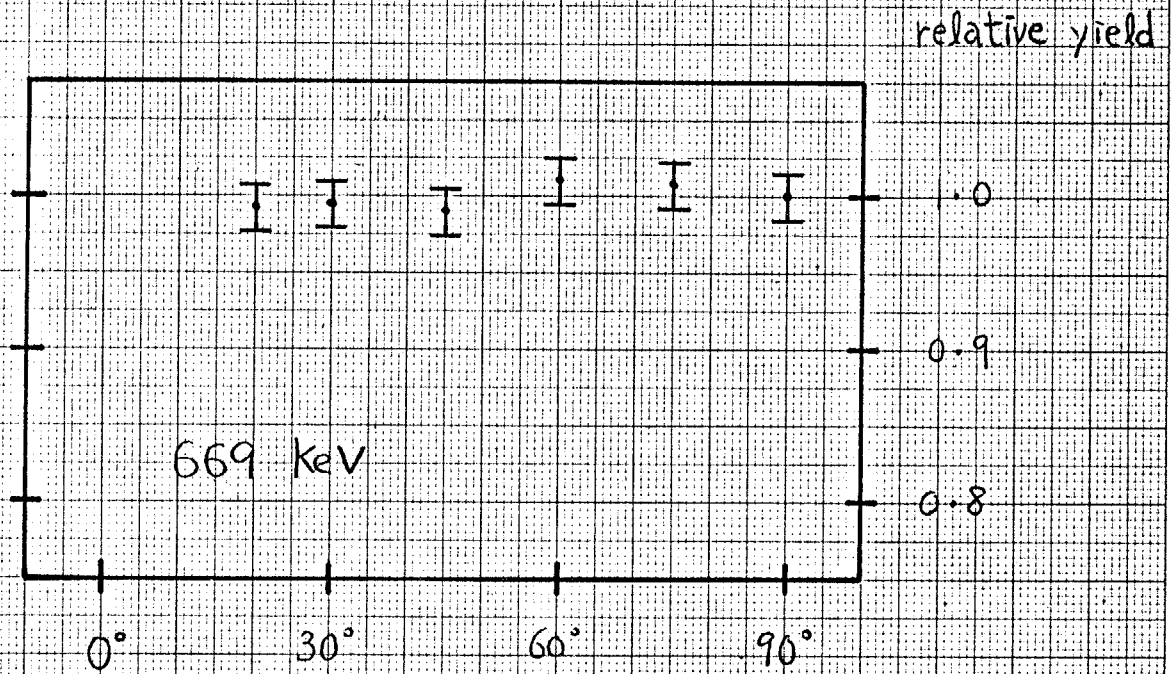
R1: F. Bv. 340 5% (富士通)

R2: ライトリール - type MR2P (オムロン)

. bottom view

Fig 3-7

角分布装置系のテスト



$^{63}\text{Cu}(p, p'\gamma)$ $669 \text{ keV} (\frac{1}{2}^-) \longrightarrow 0 (\frac{3}{2}^-)$

$EP = 3.3 \text{ MeV}$

理論からは等分である

$$A_2 = -0.011 \pm 0.013$$

$$A_4 = -0.002 \pm 0.021$$



Fig 3-8



JIS A4 180 X 250 mm

35 cc Ge(Li)
ダイオード特性

Leakage
Current

A (clean-up 5U)

10^{-7}
A

B (1回 clean-up)

10^{-6}

10^{-5}

D (7ヶ月後)

C (2回 clean-up)

静電容量 = 28PF

0 10 20 30
X 90 V 逆電圧

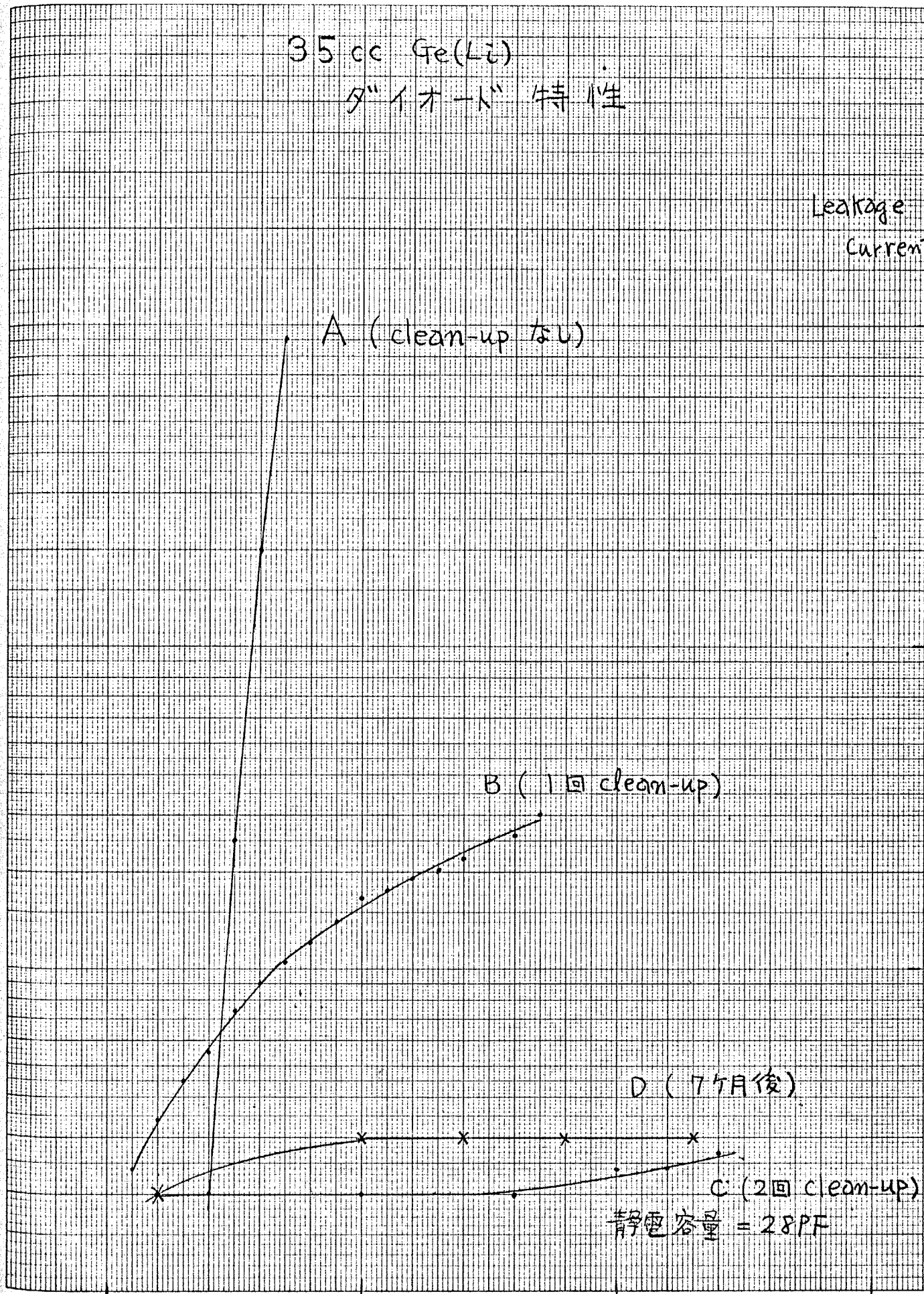
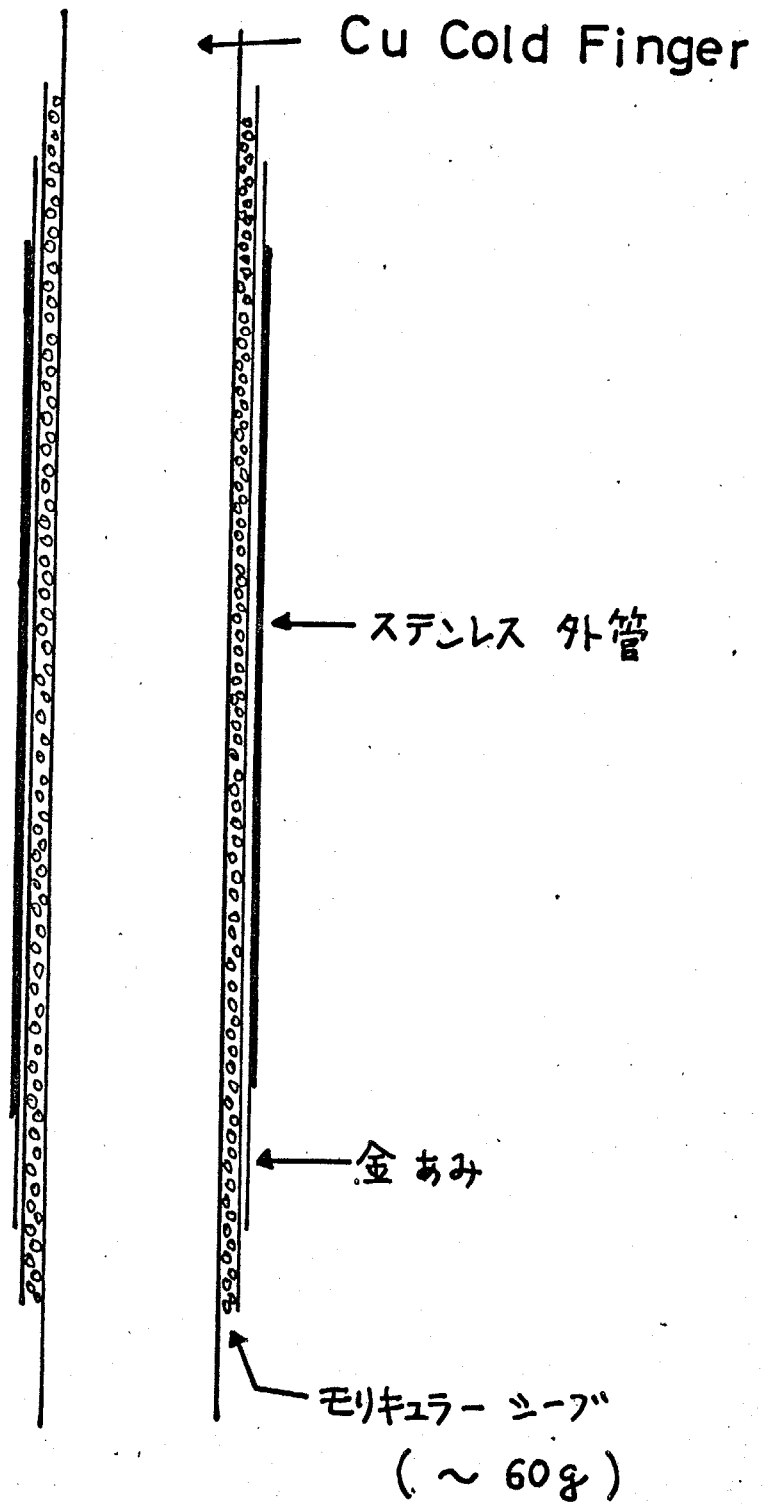


Fig 3-9

クライオスタット 断面



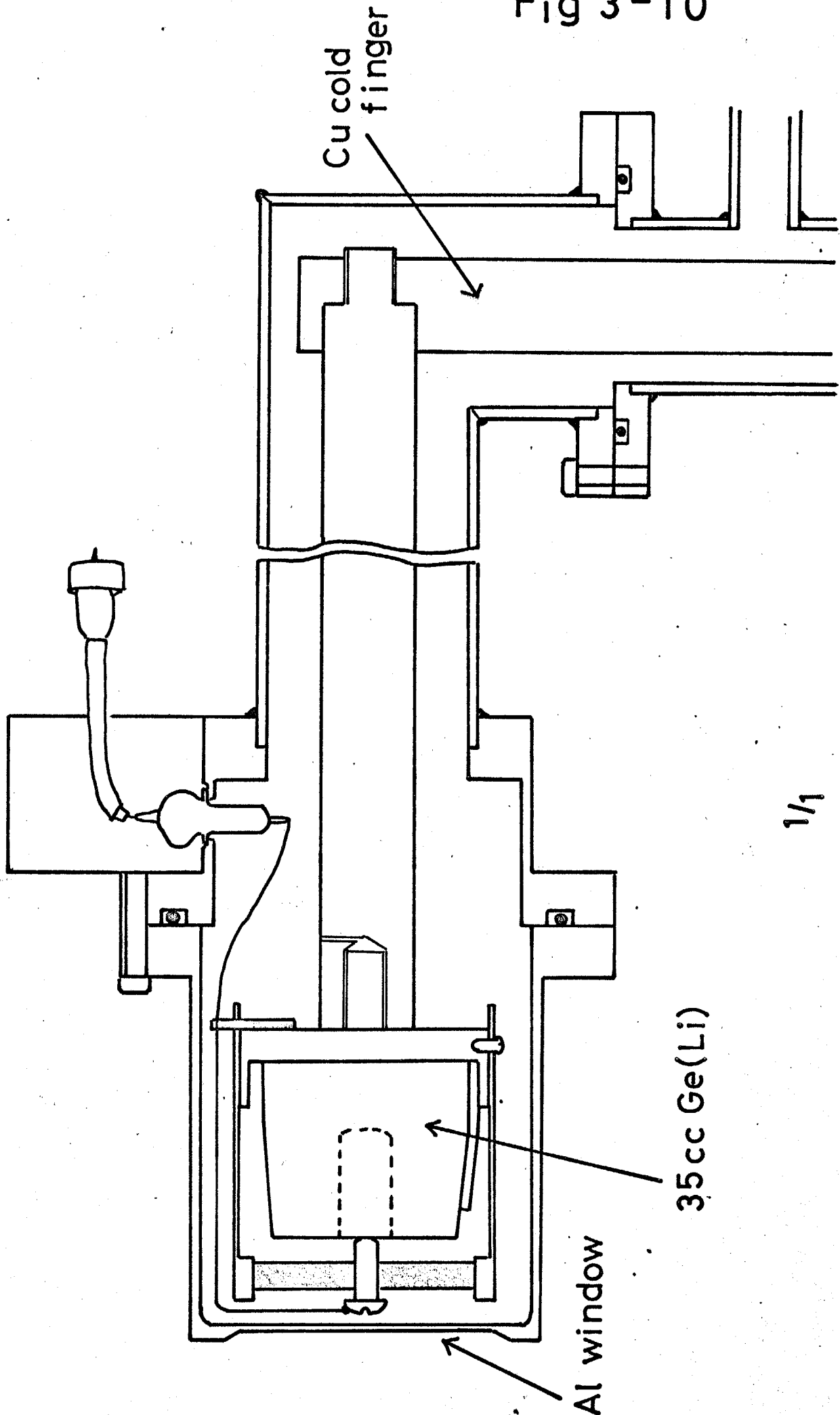


Fig 3-11

Ge(Li) Absolute Efficiency

$$\frac{\Delta\Omega \cdot \epsilon}{4\pi}$$

10^{-2}

A 35cc d=4 cm

10^{-3}

B 35cc d=12cm

10^{-4}

C 10cc
d=11cm

0.1

E_γ

1.0 Mev

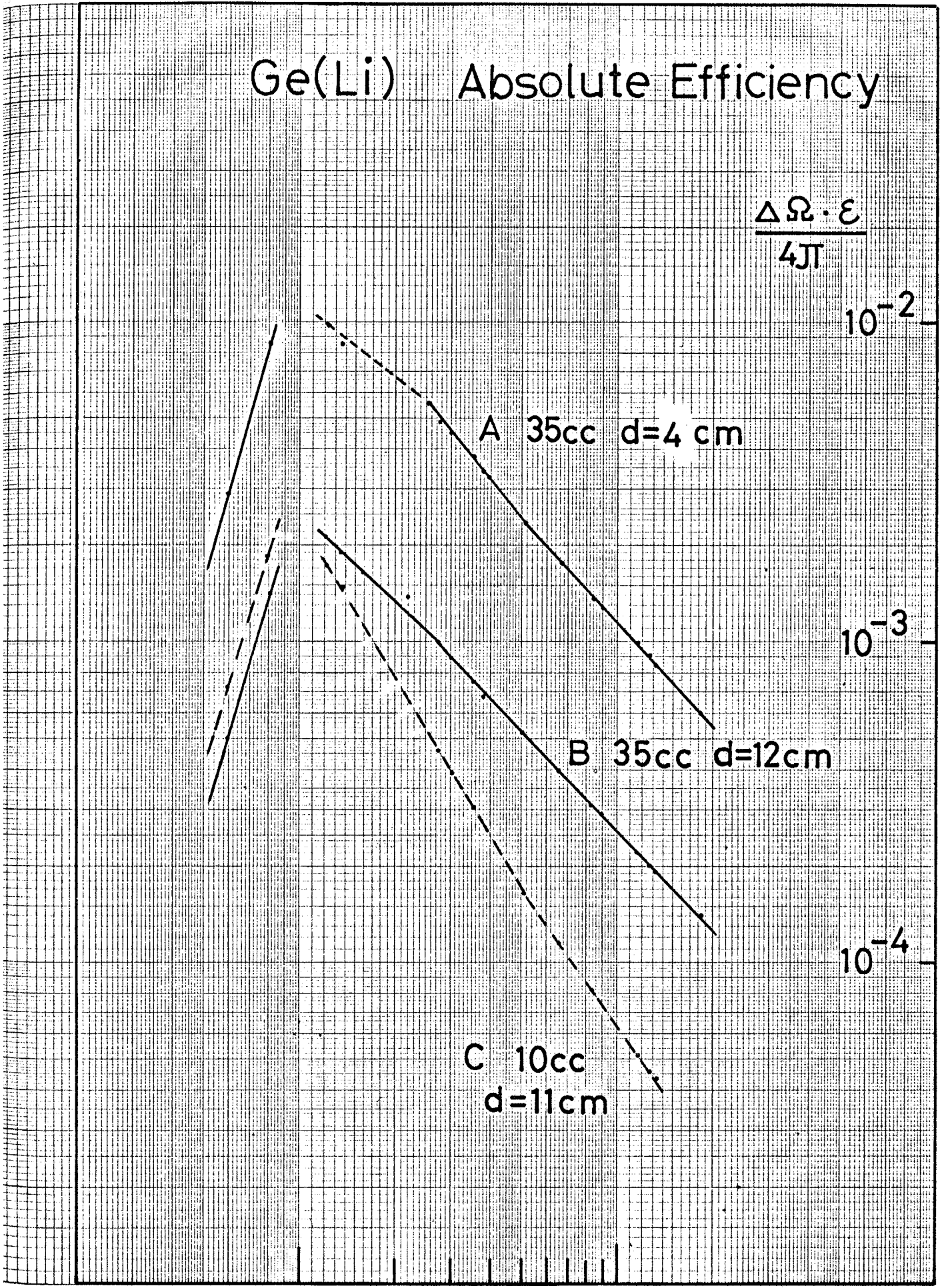


Fig 3-12

$$C = 28 \text{ PF}$$
$$V = 35 \text{ CM}^3$$

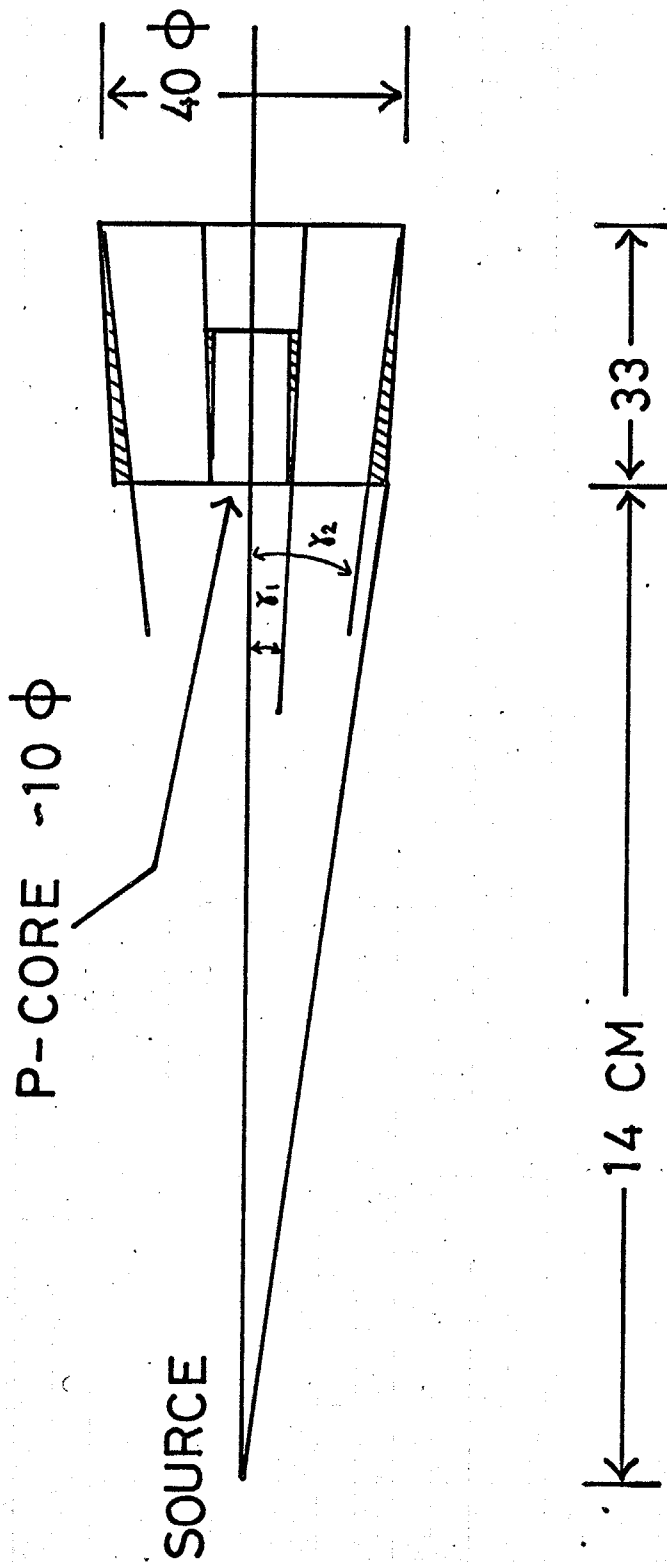


Table 3-1

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 ¹³⁷Cs
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 $1/\text{cm}^2$	2700 -- 4500	4300 -- 1900
UNIFORM DISTRIBUTION OF ETCH PITS	XX	XX
LIFE TIME (μ s)	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

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

ENERGY LOSS

Ep MeV	ΔE Au KeV	ΔE ^{54}Cr KeV	ΔE Total KeV
2.5	11	19	30
3.0	10	17	27
3.5	10	16	26
4.0	9	14	23
2.5	9	16	25
3.0	8.5	14	23
3.5	8	13	21
4.0	7	12	19

(Angle=45)

(Angle=60)

Table 3-3 (b)

continued -

(^{51}V)

Natural V Metal

 ^{51}V abundance 99.75 %

Chemical Purity 99.9 %

0.80 mg / cm² Self-supporting

(Rolling)

(Cu)

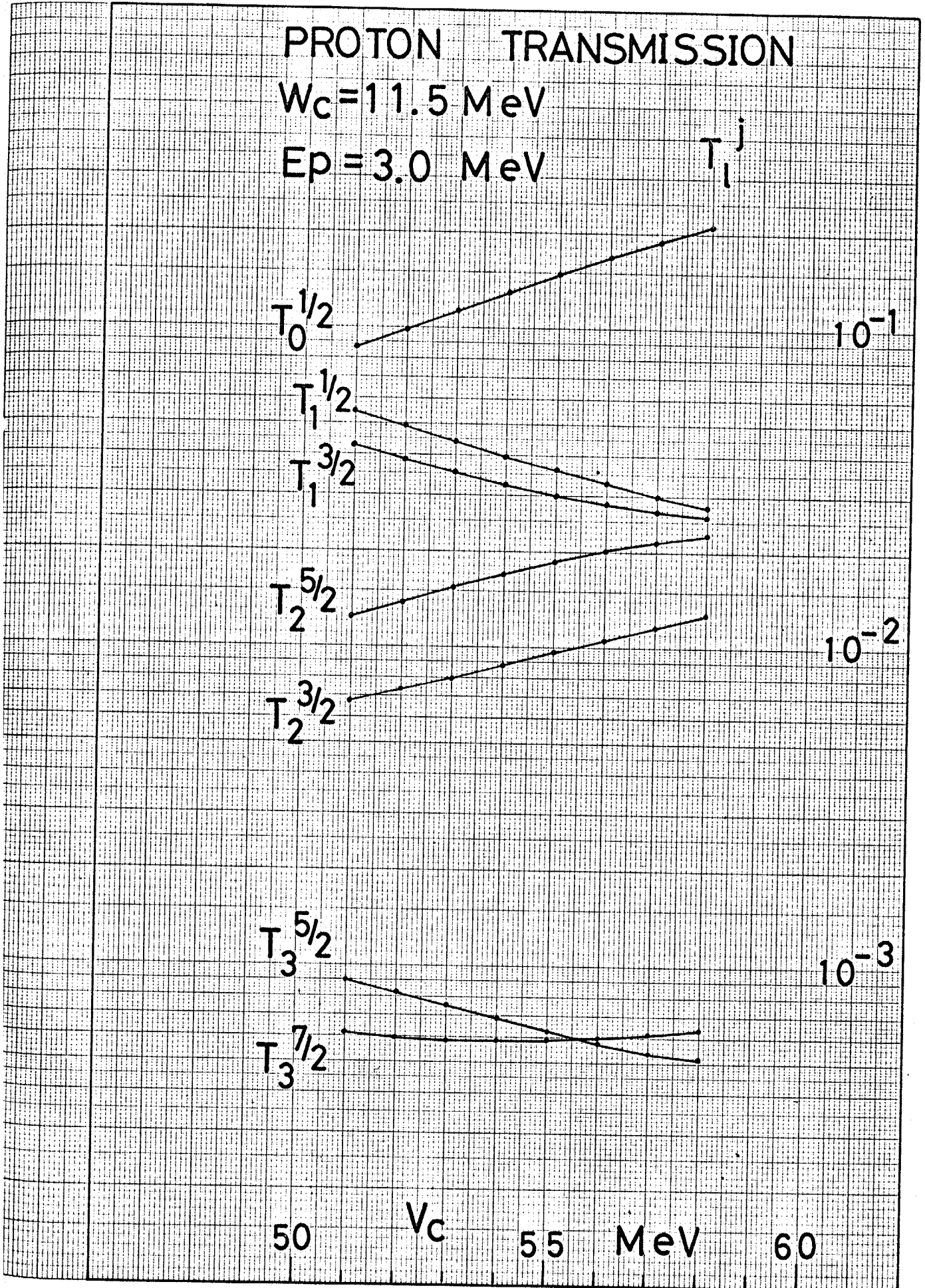
Natural Cu Metal

 ^{63}Cu abundance 69.1 %1.0 mg / cm² Self-supporting

(Evaporation)

Fig 4-1

JIS A4 180 X 250 mm

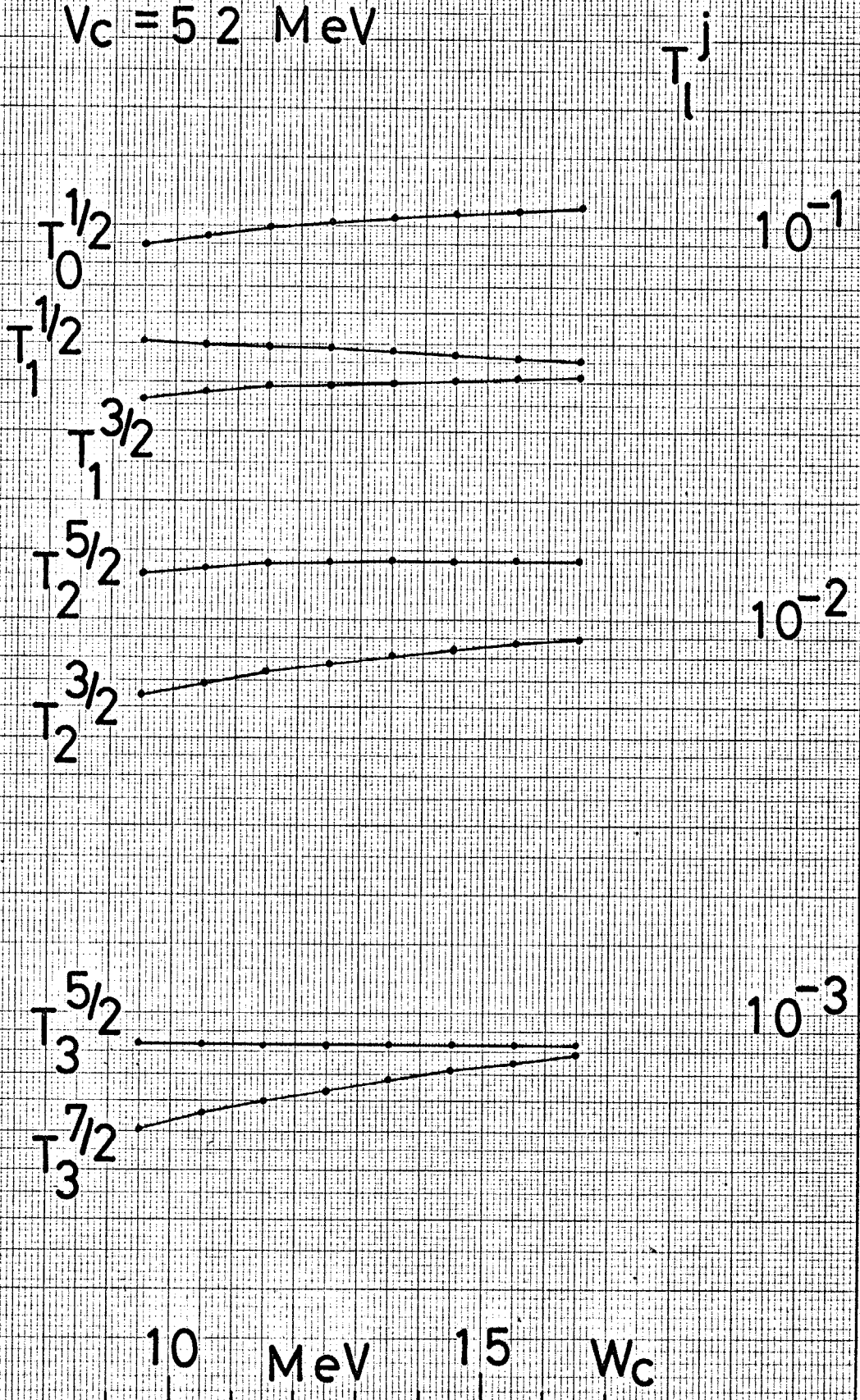


115 A4 180 X 250 mm

PROTON TRANSMISSION

$E_p = 3.0 \text{ MeV}$

$V_c = 5.2 \text{ MeV}$



ELASTIC SCATTERING OF LOW-ENERGY PROTONS

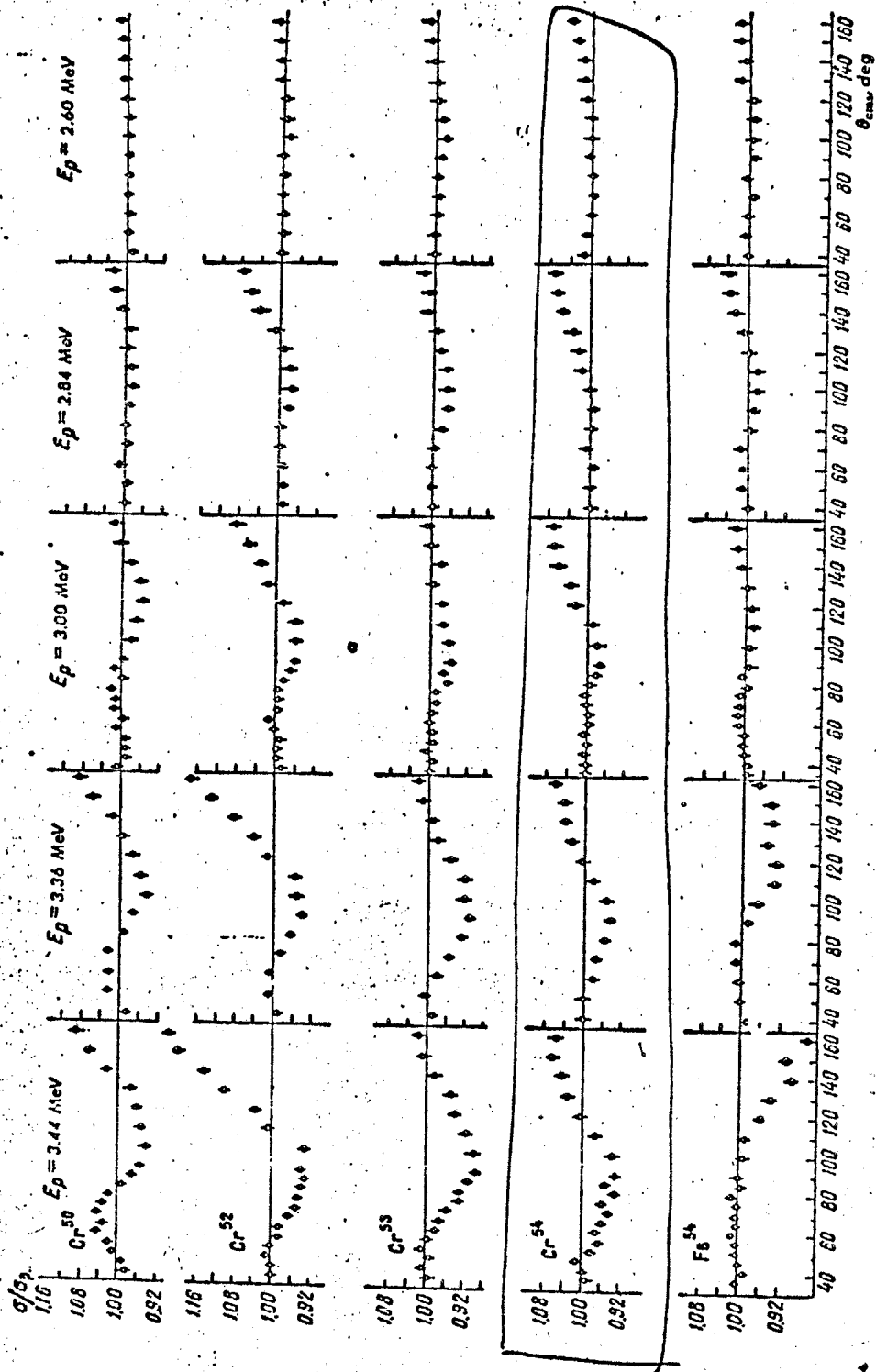
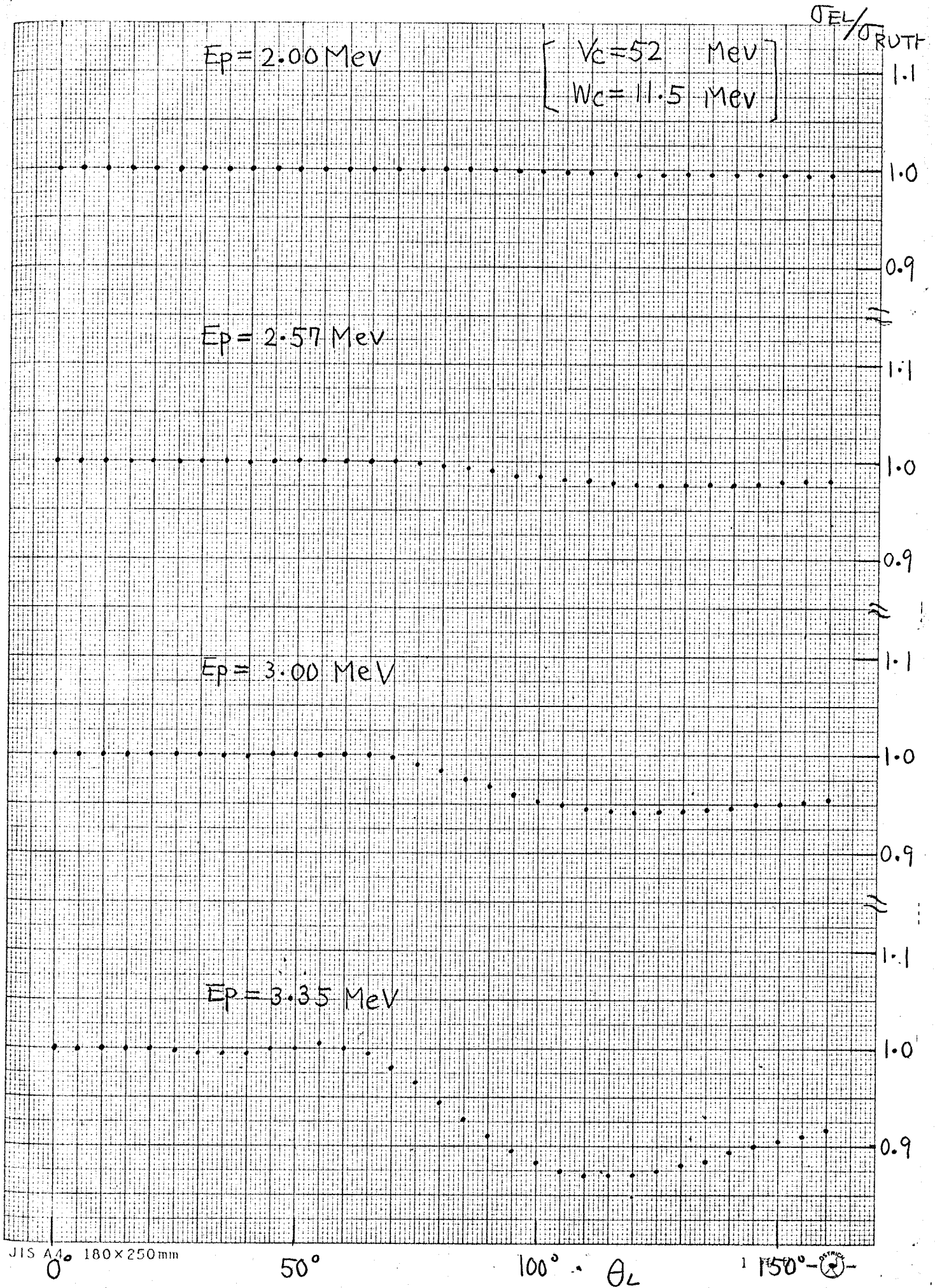
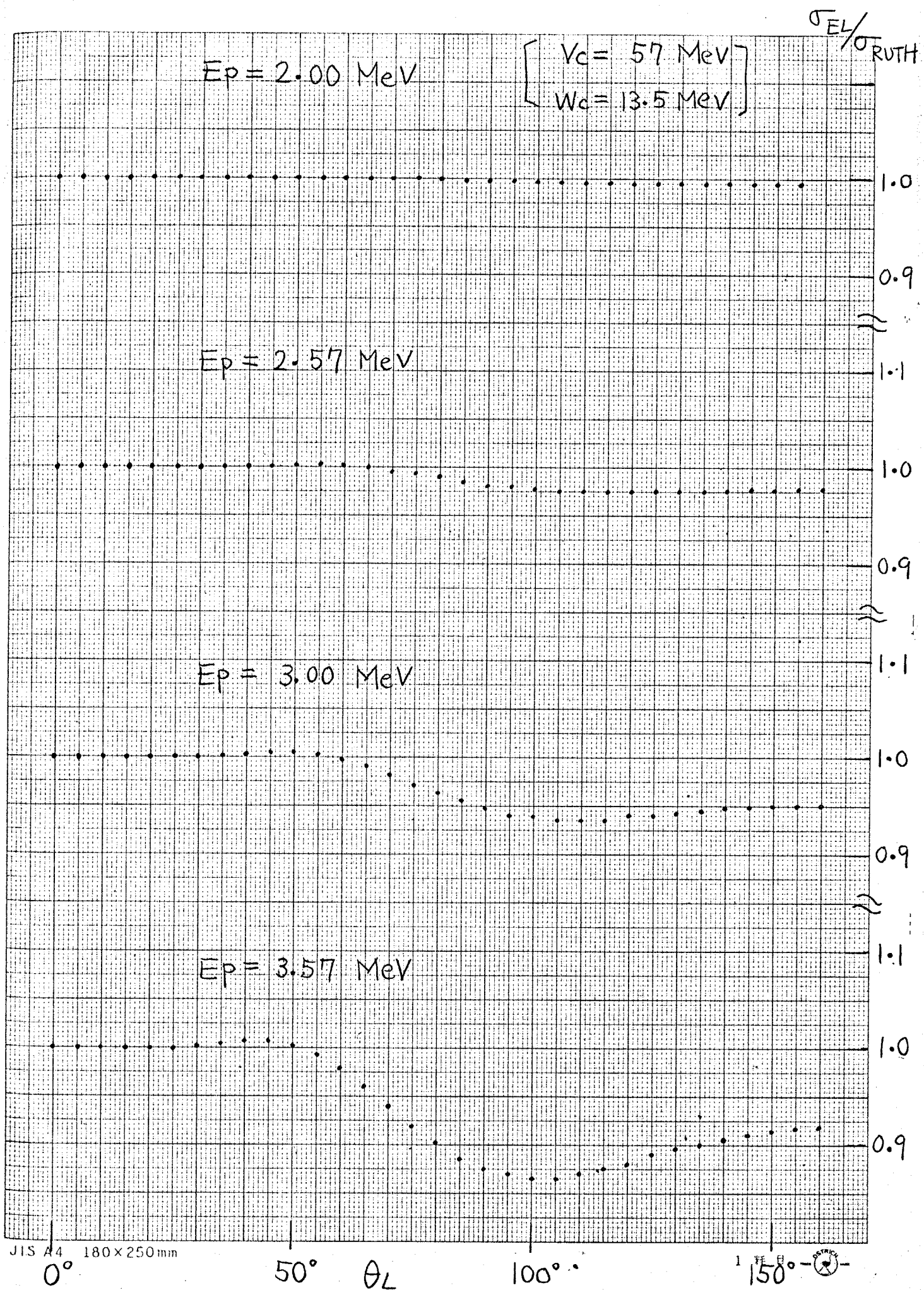


Fig. 4a. Angular dependence of the ratio σ/σ_R of the experimentally measured cross section to the Rutherford cross section. The total experimental error amounts to $\pm 1\%$ in the $35-90^\circ$ range and $\pm 1.5\%$ in the $100-160^\circ$ range.

Fig 4-4 (a)





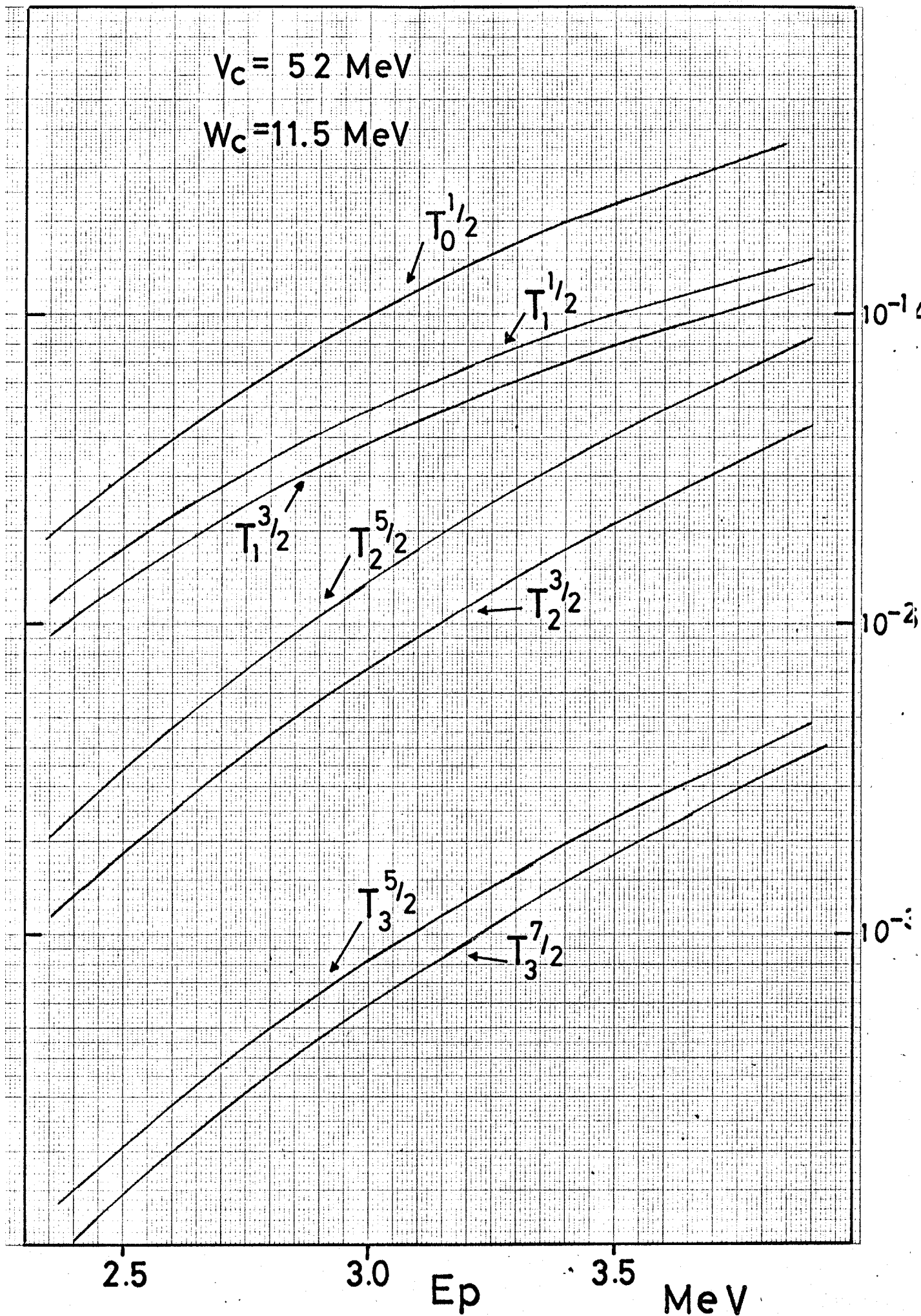
PROTON TRANSMISSION

A4 180 250



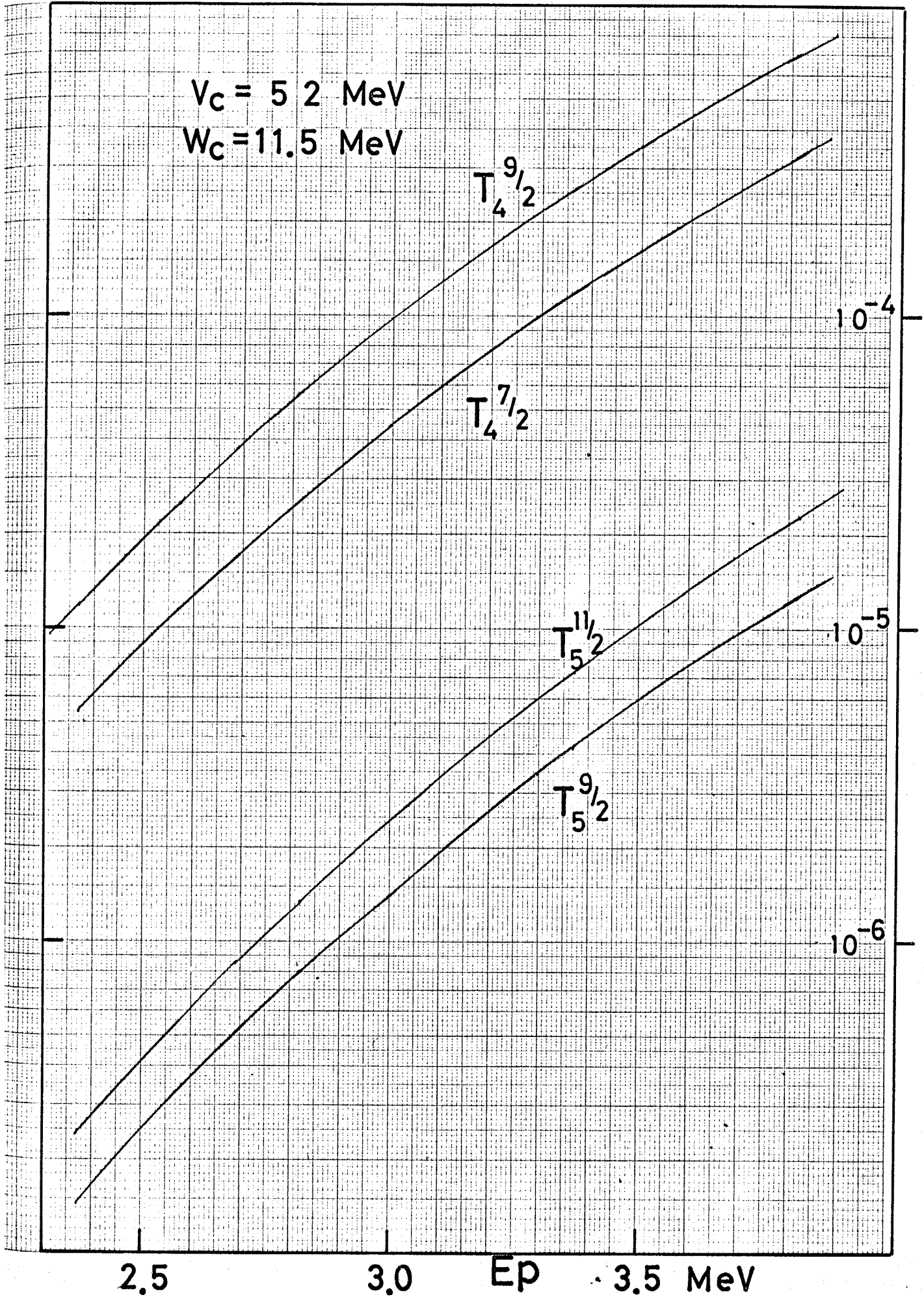
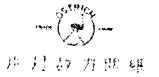
$V_c = 5.2 \text{ MeV}$

$W_c = 11.5 \text{ MeV}$



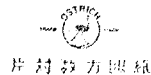
Proton Transmission

JIS A-1 180 x 250mm



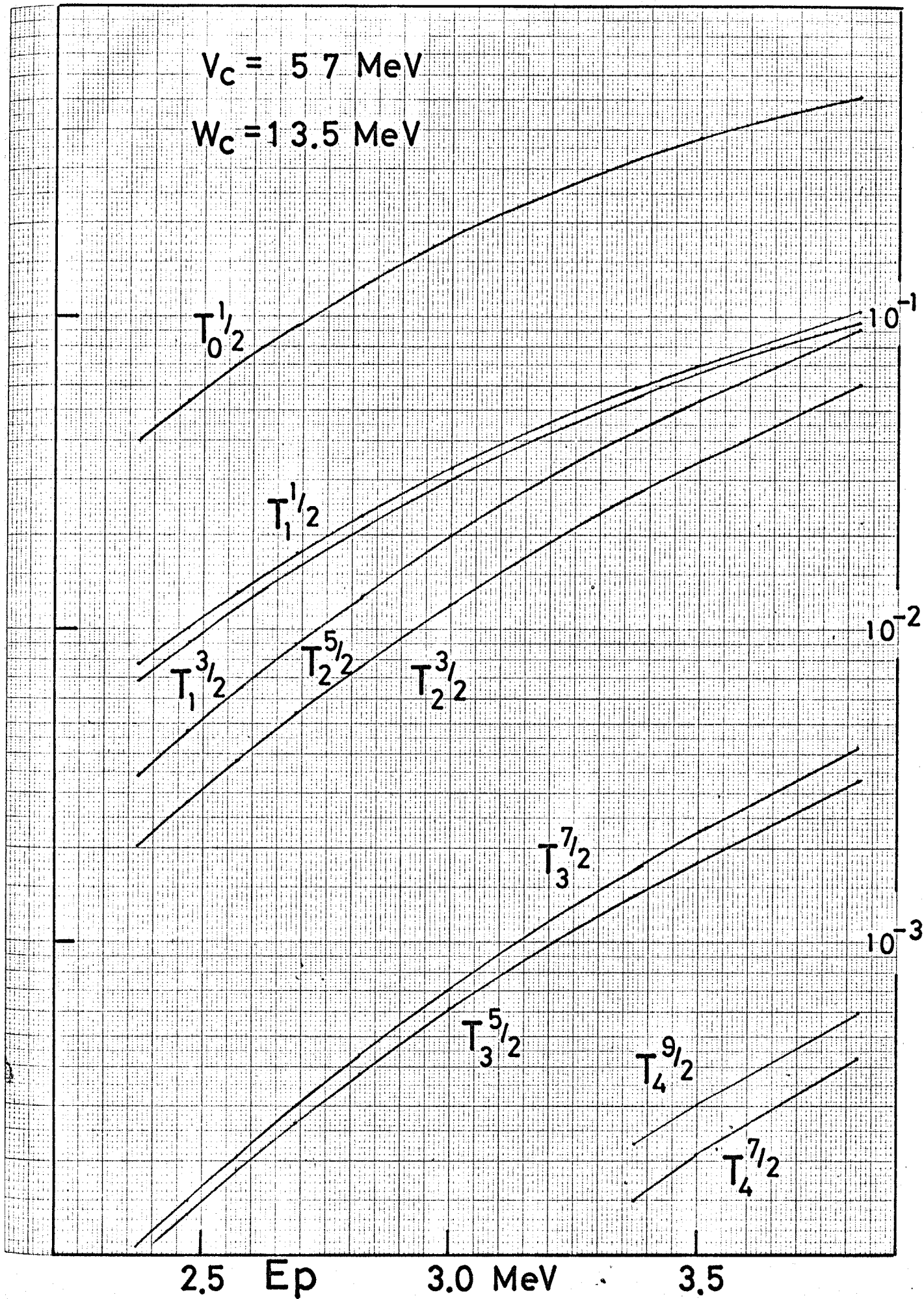
Proton Transmission

JIS A 1 180 x 250



$V_c = 5.7 \text{ MeV}$

$W_c = 13.5 \text{ MeV}$



PROTON TRANSMISSION

IS A4 1803 250

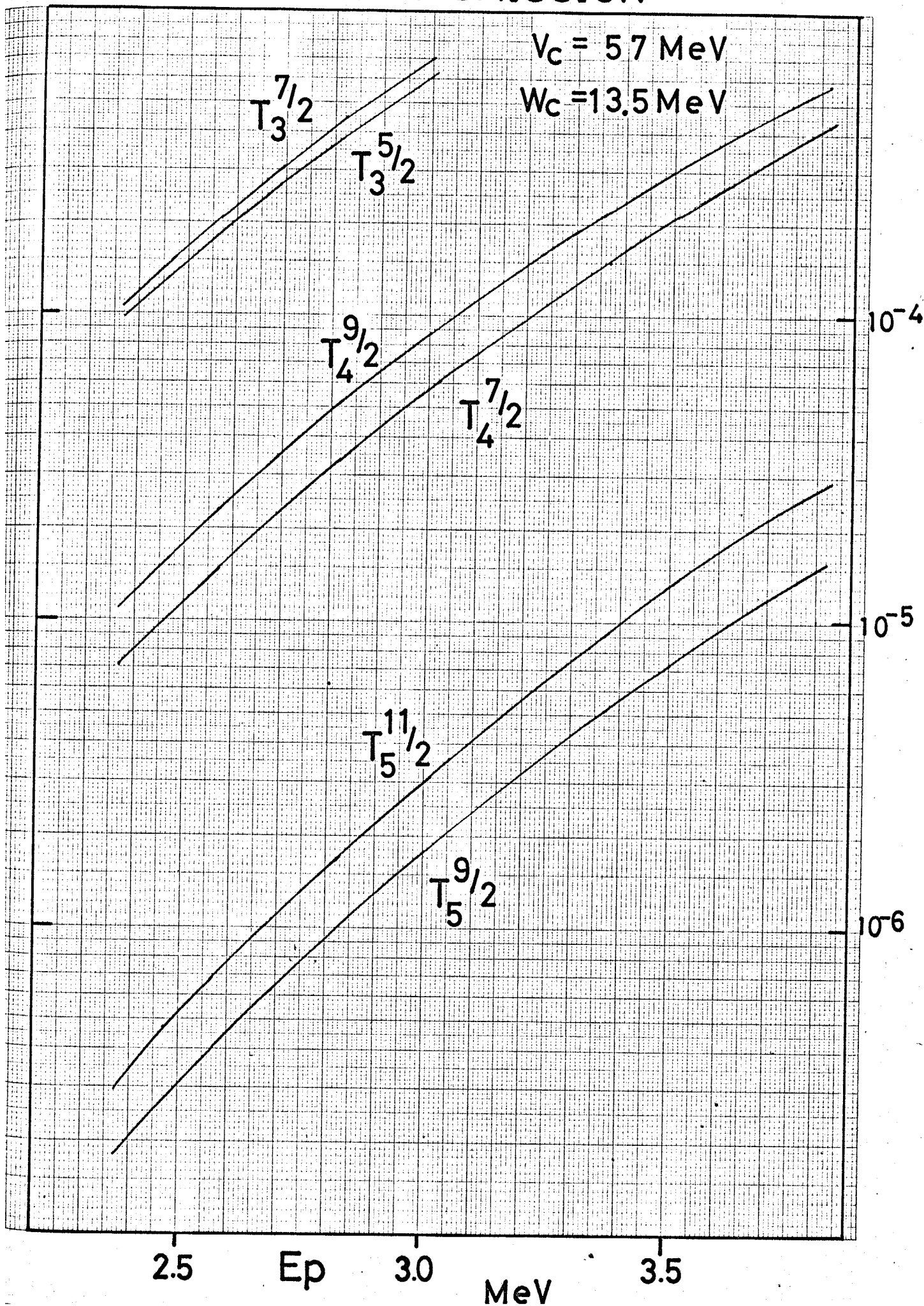
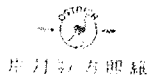


Fig 4-7

Neutron Transmission

A = 54

----- Perey & Buck
————— Bjorklund & Fernbach

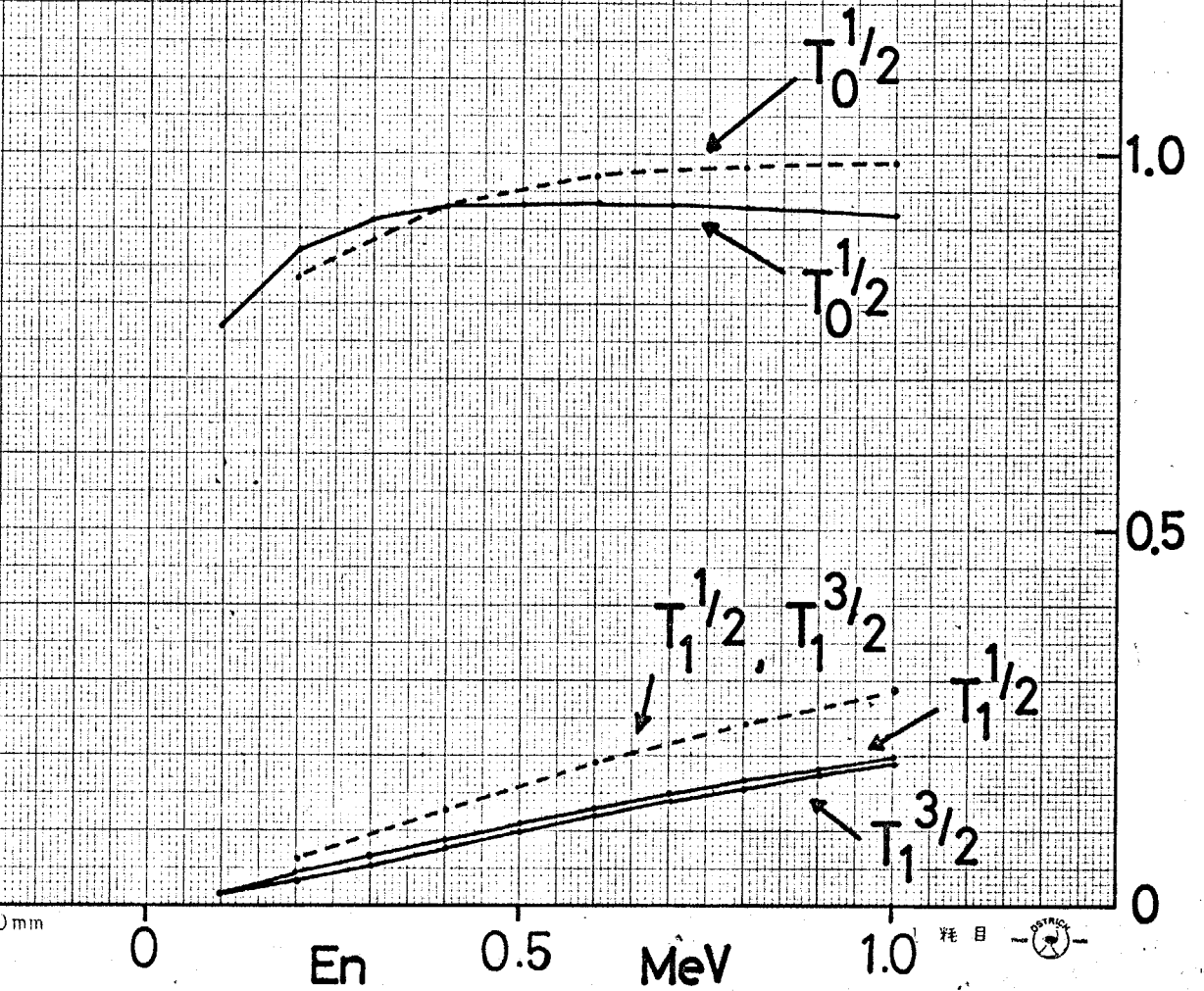
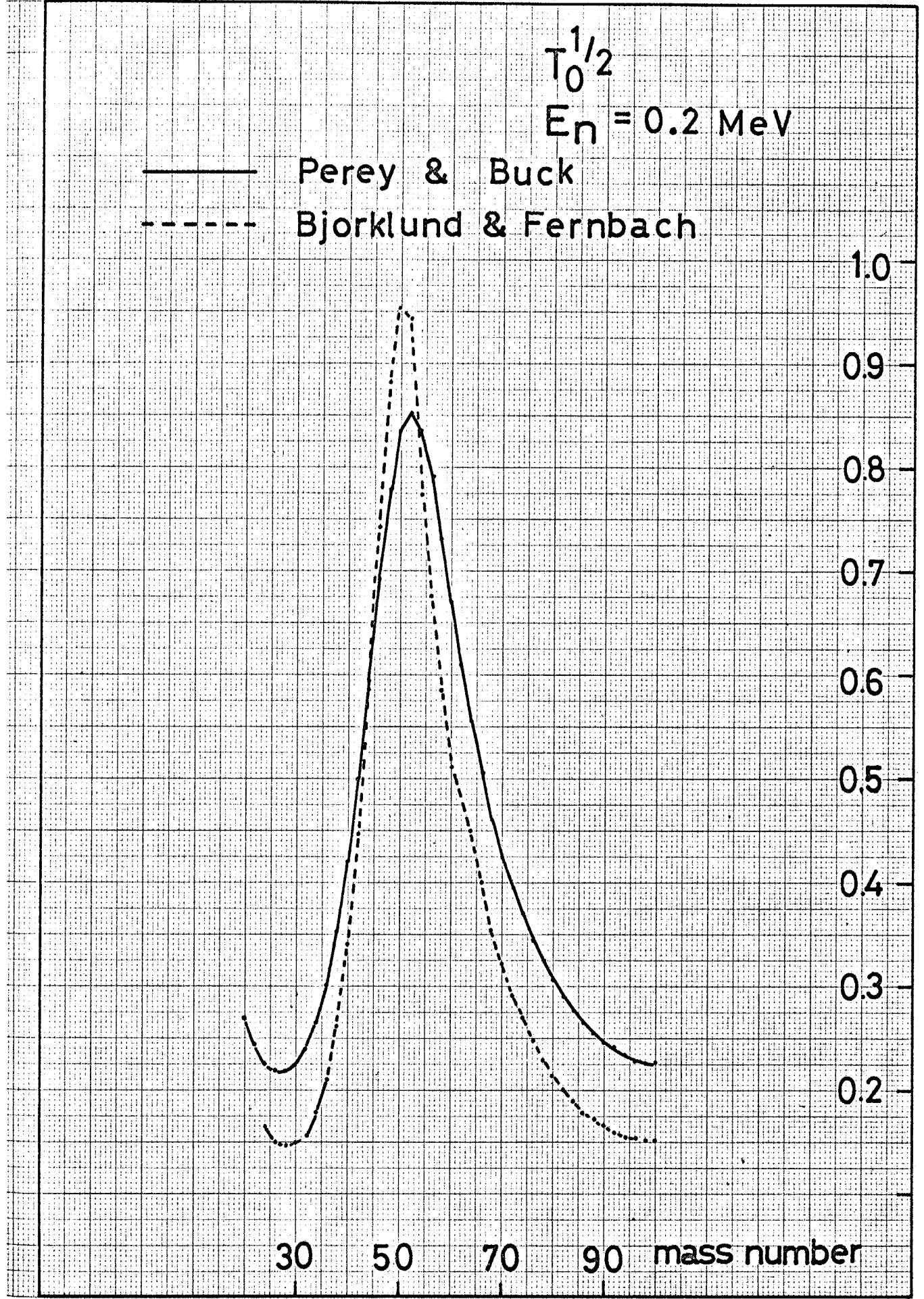
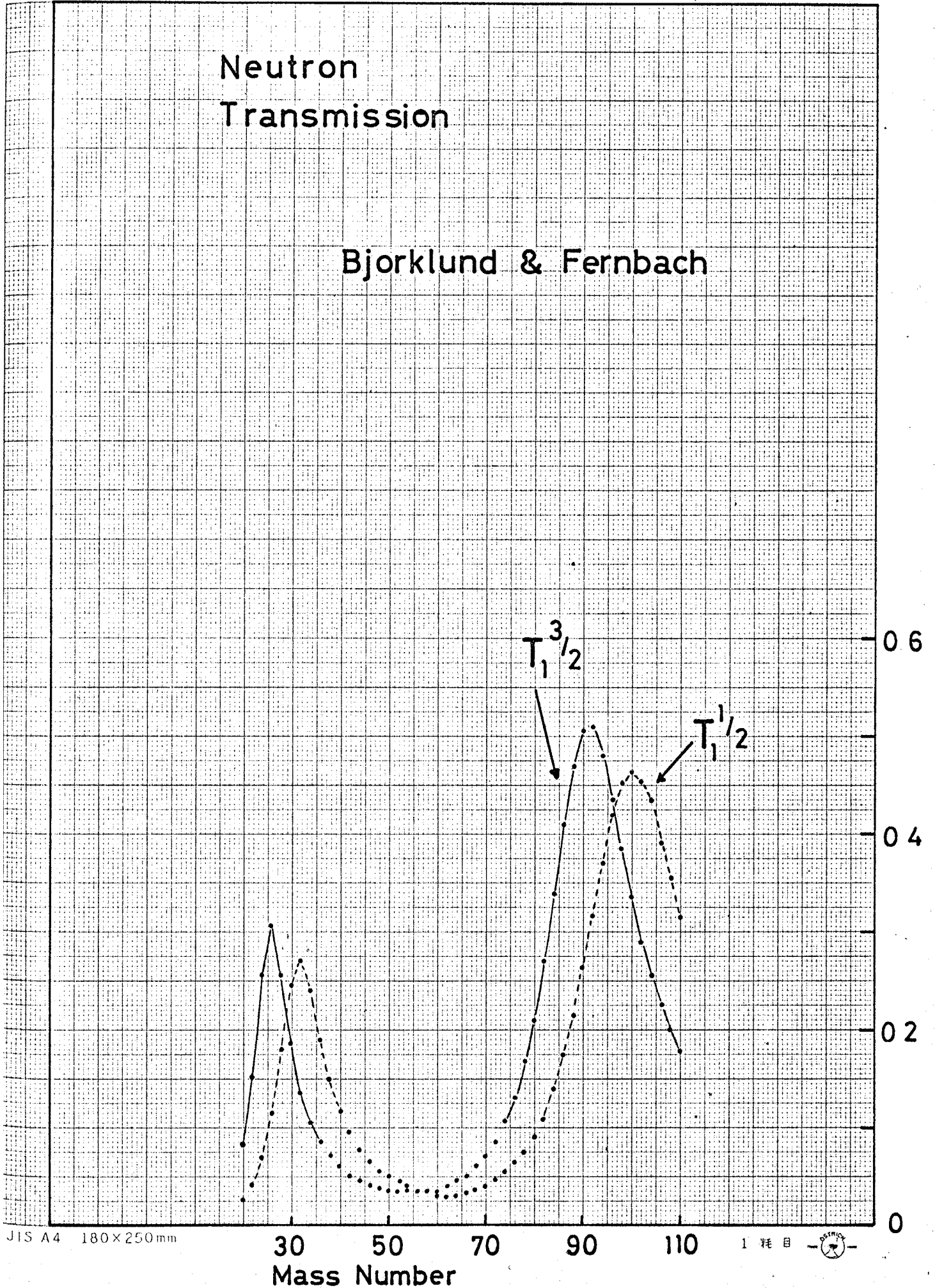


Fig 4-8



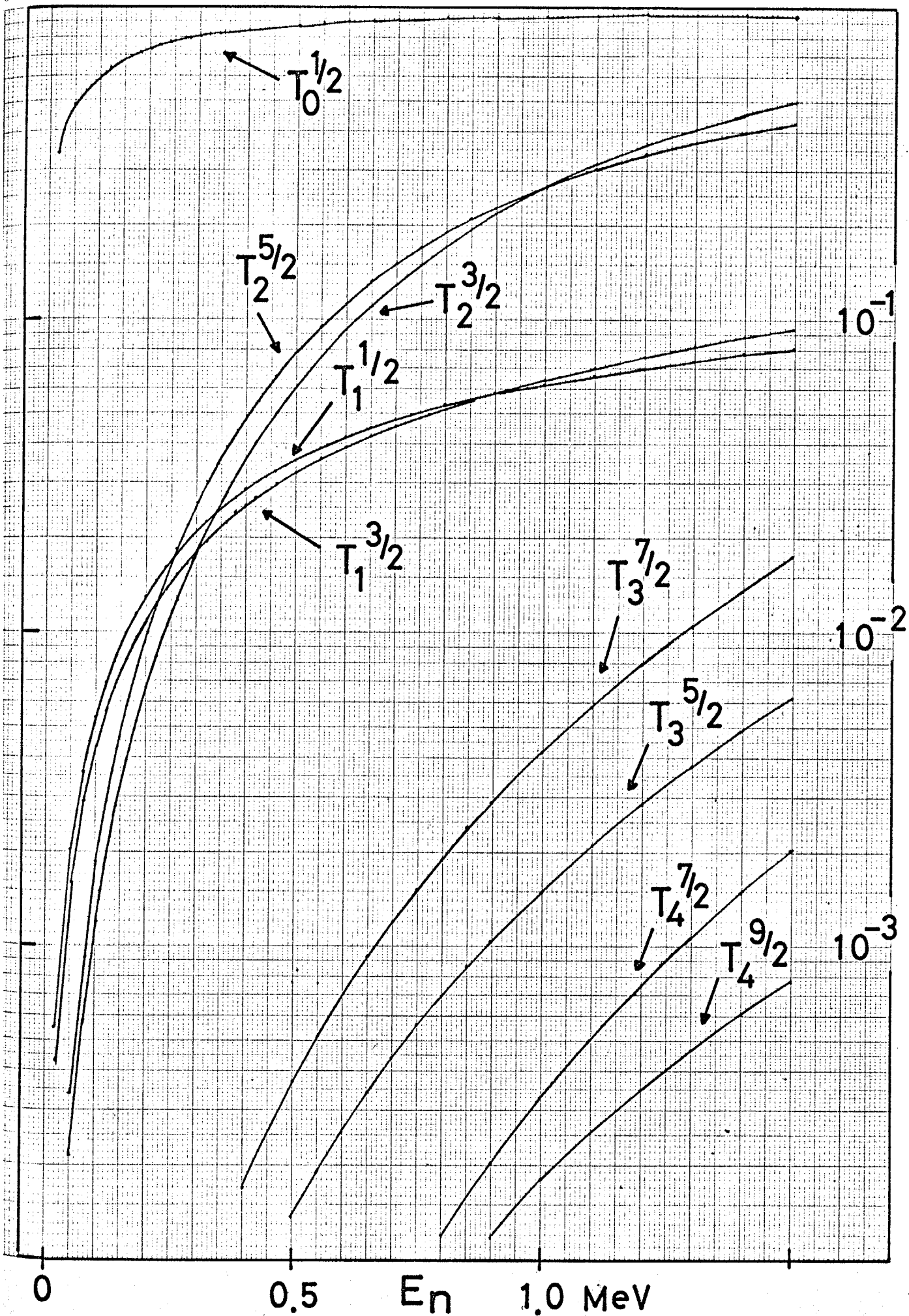
Neutron Transmission

Bjorklund & Fernbach

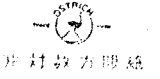


Neutron Transmission

JIS A4 180x250



Neutron Transmission



JIS A

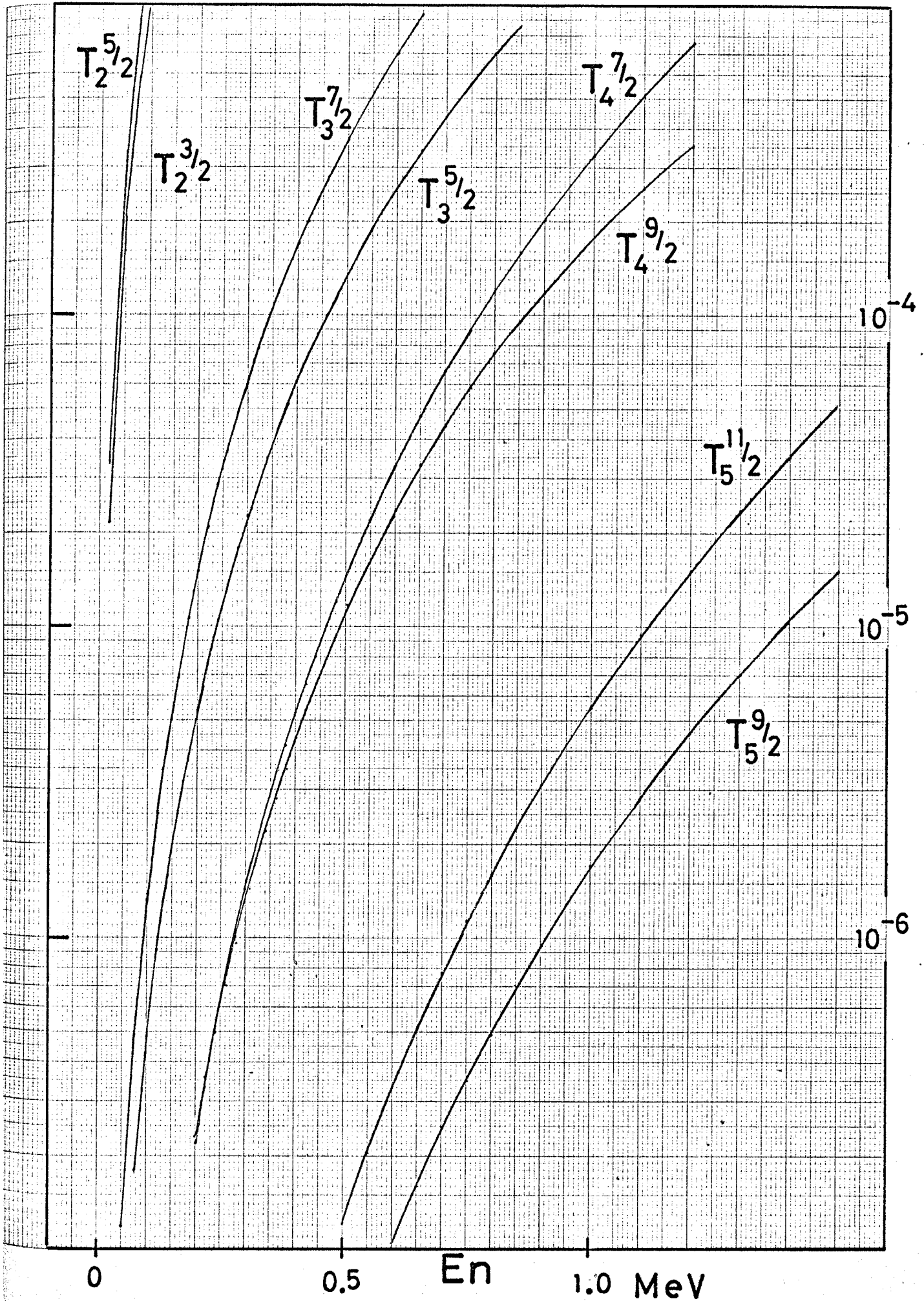


Table 4-1

OPTICAL POTENTIAL の定義

[Automatic Search J-K" ③④]

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

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

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

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

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

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

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

$$R_c = r_{0c} M^{1/3}$$

$$R_R = r_{0R} M^{1/3}$$

$$R_I = r_{0I} M^{1/3}$$

$$R_G = r_{0G} M^{1/3}$$

$$R_{SR} = r_{SR} M^{1/3}$$

$$R_{SI} = r_{SI} M^{1/3}$$

光学ポテンシャルのパラメーター
(陽子)

V_c	(51 to 58)	52	57	MeV
W_c	(9.5 to 16.5)	11.5	13.5	MeV
V_c	7.5			MeV
W_s	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 = 5h.

E (Mev)	σ_t (barns)	$T_0^{1/2}$	$T_1^{1/2}$	$T_2^{1/2}$	$T_3^{1/2}$	$T_4^{1/2}$	$T_5^{1/2}$	$T_6^{1/2}$	$T_7^{1/2}$	$T_8^{1/2}$	$T_9^{1/2}$	$T_{10}^{1/2}$	$T_{11}^{1/2}$	$T_{12}^{1/2}$	$T_{13}^{1/2}$	$T_{14}^{1/2}$	$T_{15}^{1/2}$	
0.100	5.3963	.7720	.0160	.0137	.0047	.0147												
0.200	3.4146	.8703	.0393	.0344	.0047	.0375												
0.300	2.6992	.9089	.0634	.0566	.0130	.0694												
0.400	2.3694	.9258	.0867	.0787	.0269	.1085												
0.500	2.1987	.9324	.1085	.1000	.0474													
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	.2796	.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	.8707	.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 4-4

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

MeV	σ_t (barns)	$T_0^{1/2}$	$T_1^{1/2}$	$T_2^{1/2}$	$T_3^{1/2}$	$T_4^{1/2}$	$T_5^{1/2}$	$T_6^{1/2}$	$T_7^{1/2}$	$T_8^{1/2}$	$T_9^{1/2}$	$T_{10}^{1/2}$	$T_{11}^{1/2}$	$T_{12}^{1/2}$	$T_{13}^{1/2}$	$T_{14}^{1/2}$	
200	3.5032	.8352	.0576	.0542	.0066	.0110											
400	2.5787	.9307	.1270	.1214	.0360	.0560	.0002	.0002									
500	2.3576	.9665	.1482	.1421	.0939	.1342	.0007	.0008									
300	2.3047	.9813	.2400	.2343	.1781	.2318	.0018	.0021	.0001	.0001							
300	2.2871	.9864	.2838	.2791	.2804	.3328	.0037	.0044	.0003	.0003							
300	2.2825	.9865	.3211	.3174	.3902	.4260	.0066	.0081	.0006	.0007							
300	2.2188	.9838	.3531	.3506	.4956	.5059	.0106	.0134	.0012	.0013							
300	2.1606	.9796	.3807	.3795	.5916	.5716	.0160	.0206	.0021	.0023							
300	2.0926	.9744	.4048	.4048	.6742	.6242	.0227	.0301	.0034	.0037	.0001						
300	2.0208	.9688	.4259	.4271	.7425	.6657	.0308	.0419	.0054	.0055	.0001	.0002					
300	1.9496	.9630	.4446	.4469	.7975	.6981	.0404	.0564	.0081	.0079	.0003						
300	1.8824	.9570	.4613	.4646	.8408	.7234	.0514	.0735	.0118	.0110	.0002	.0004					
300	1.8207	.9511	.4761	.4804	.8744	.7431	.0638	.0934	.0165	.0147	.0003	.0007					
300	1.7657	.9452	.4892	.4946	.9001	.7586	.0775	.1161	.0224	.0192	.0004	.0010					
300	1.7174	.9395	.5010	.5073	.9195	.7704	.0924	.1413	.0298	.0245	.0006	.0015					
300	1.6757	.9336	.5118	.5190	.9339	.7795	.1085	.1690	.0387	.0305	.0009	.0021					
300	1.6402	.9284	.5215	.5275	.9443	.7865	.1256	.1989	.0492	.0373	.0012	.0029					.0001
300	1.6102	.9232	.5303	.5390	.9516	.7916	.1435	.2307	.0614	.0449	.0016	.0040					.0001
300	1.5852	.9180	.5383	.5477	.9564	.7955	.1621	.2639	.0755	.0332	.0021	.0053					.0001
300	1.5643	.9131	.5456	.5556	.9594	.7984	.1812	.2982	.0913	.0623	.0027	.0070					.0001
300	1.5469	.9083	.5523	.5629	.9608	.7999	.2009	.3332	.1088	.0720	.0035	.0091					.0002
300	1.5327	.9036	.5584	.5695	.9610	.8012	.2209	.3684	.1279	.0824	.0044	.0116					.0003
300	1.5210	.8991	.5640	.5755	.9604	.8024	.2411	.4034	.1485	.0933	.0056	.0147					.0003
300	1.5111	.8948	.5691	.5811	.9590	.8026	.2613	.4379	.1704	.1047	.0069	.0185					.0004
300	1.5026	.8906	.5738	.5862	.9571	.8024	.2815	.4715	.1933	.1166	.0085	.0230					.0005

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⁾)

V_c	46.0	MeV
W_c	14.0	"
V_s	7.0	"
W_s	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)

JIS A4 180x250mm

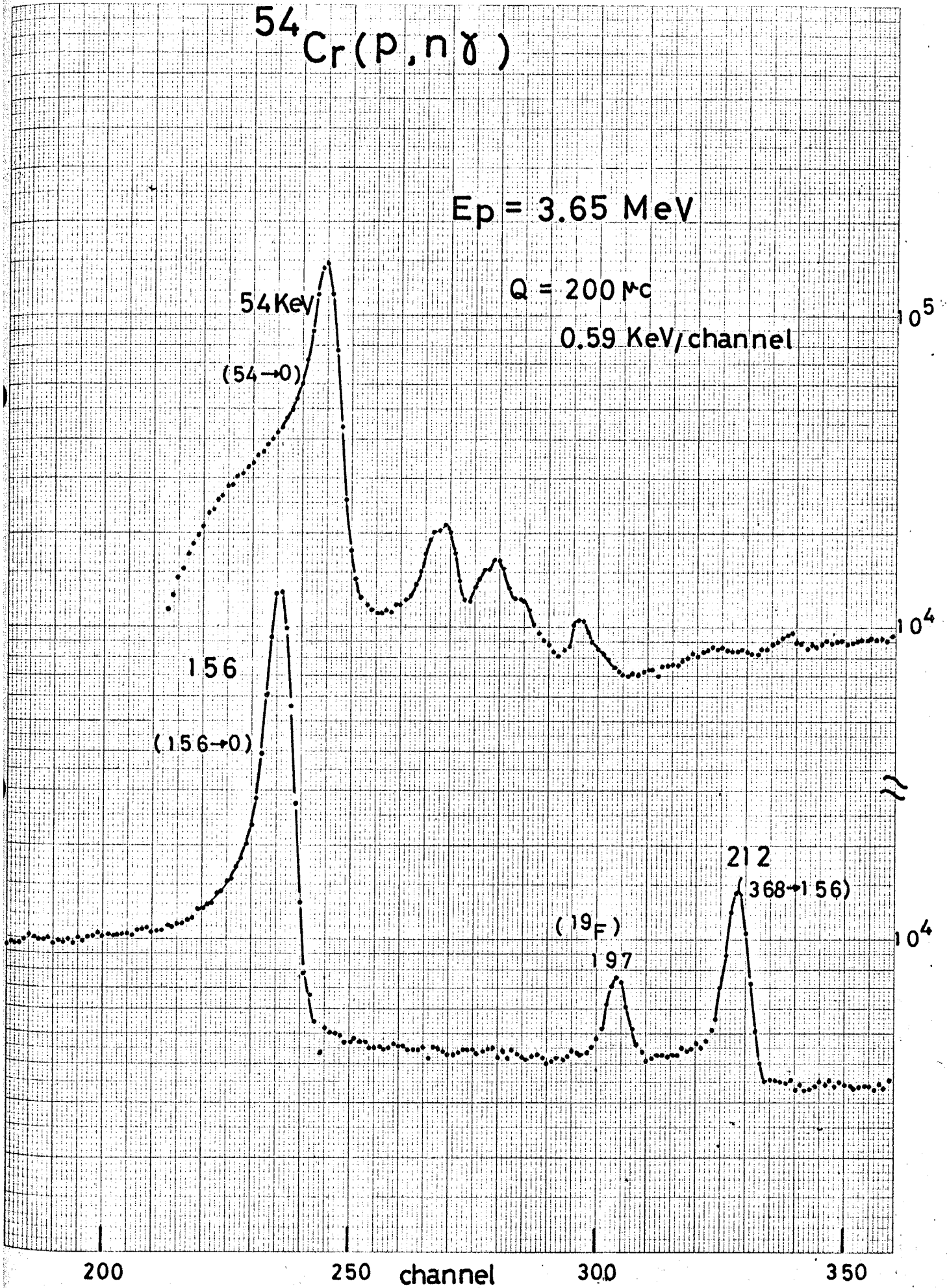


Fig 5-1(b)



JIS A4 180 260

$^{54}\text{Cr}(p,n\gamma)$

$E_p = 3.65 \text{ MeV}$

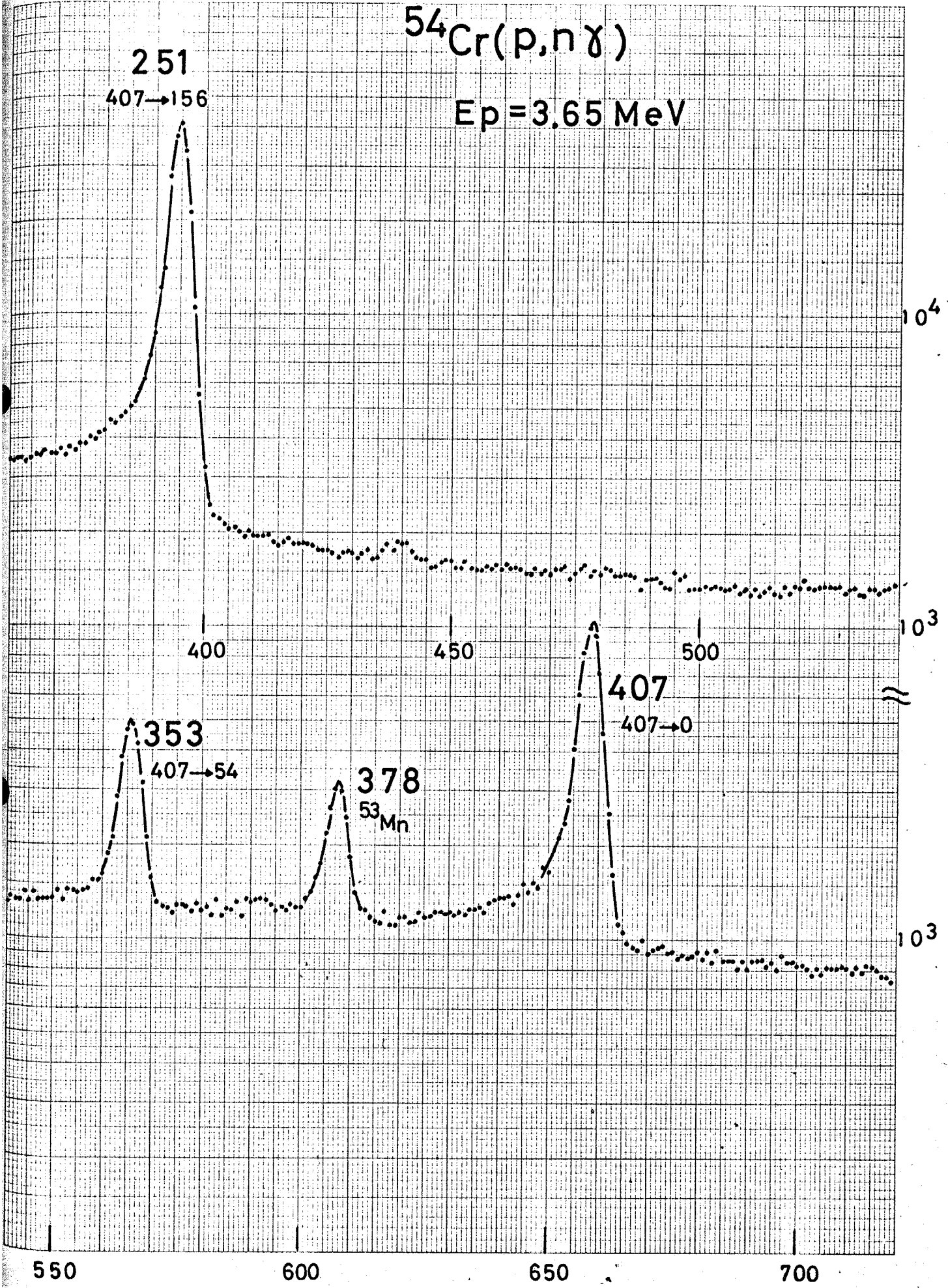


Fig 5-2(a)



JIS A4 180 X 250 mm

⁵⁴Cr(p,n γ)⁵⁴Mn

E_p = 3.90 MeV

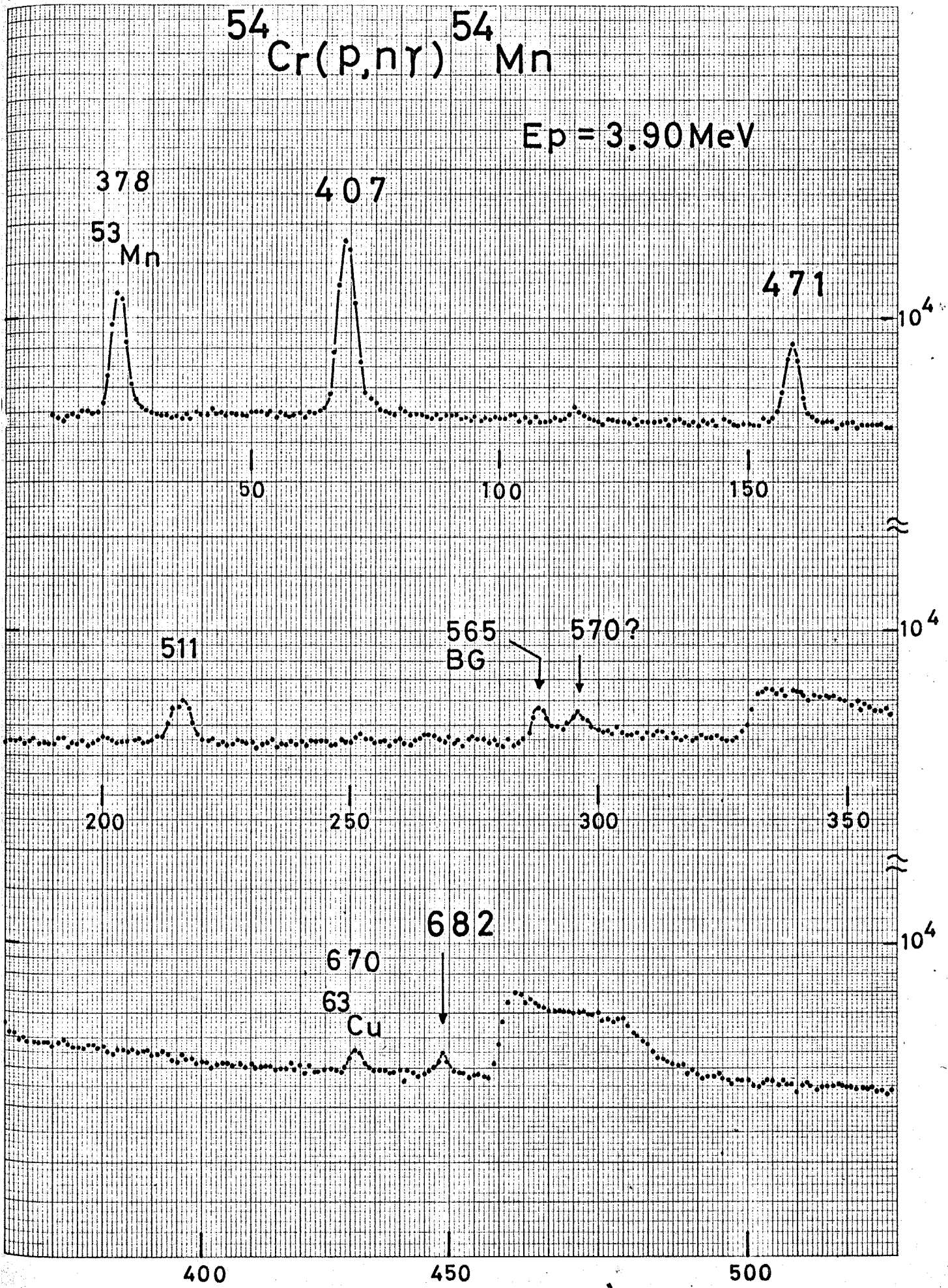


Fig 5-2 (b)

JIS A4 180x250mm

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

$E_p = 3.90\text{ MeV}$

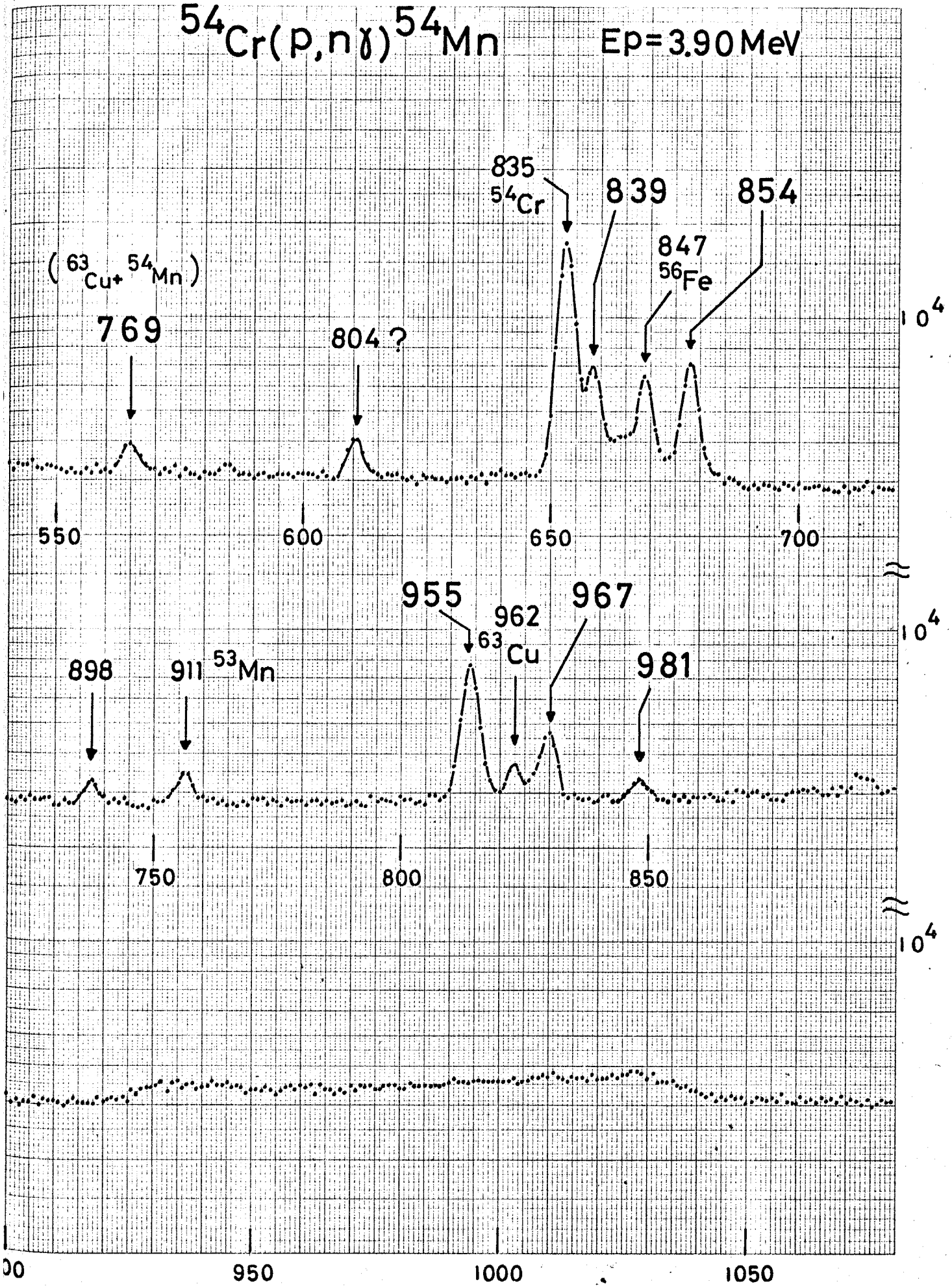
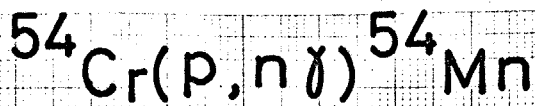


Fig 5-2(c)



IS A4 180 x 250 mm



$E_p = 3.90 \text{ MeV}$

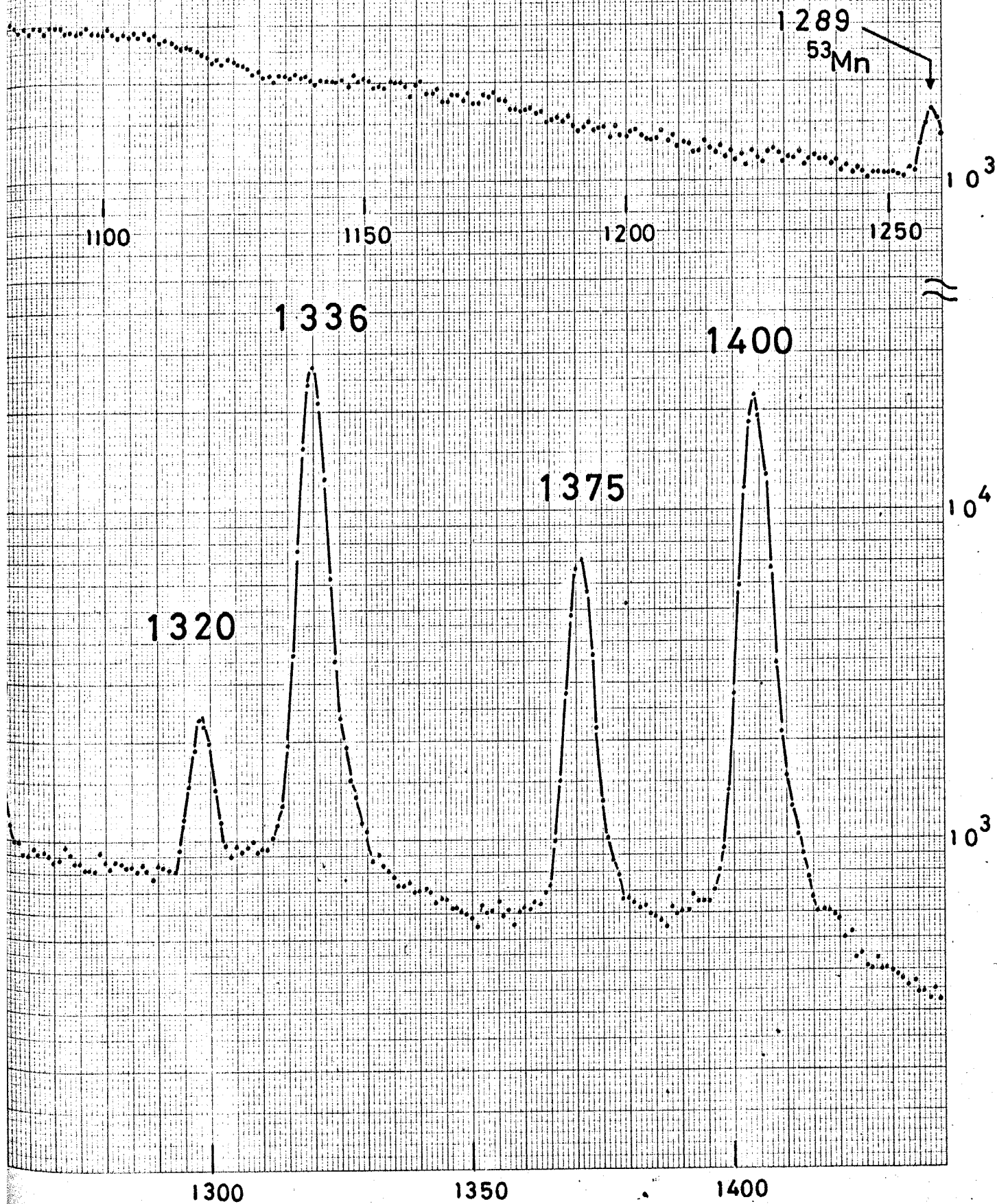


Fig 5-2 (d)



JIS A4 180 X 250 mm

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

EP=3.90 MeV

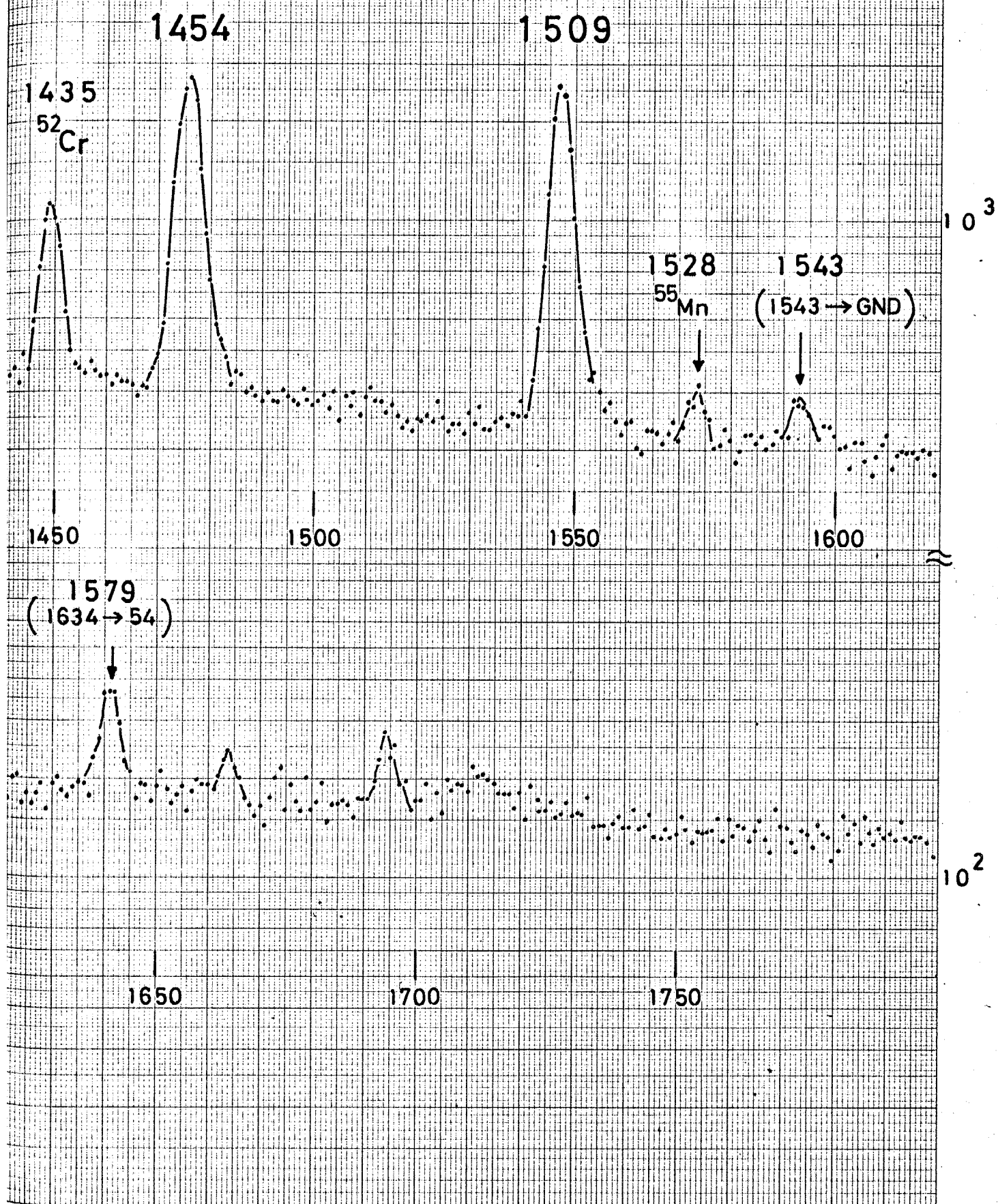


Fig 5-3



JIS A

180 x 250 mm

昭和46年製

γ -Ray Excitation Function

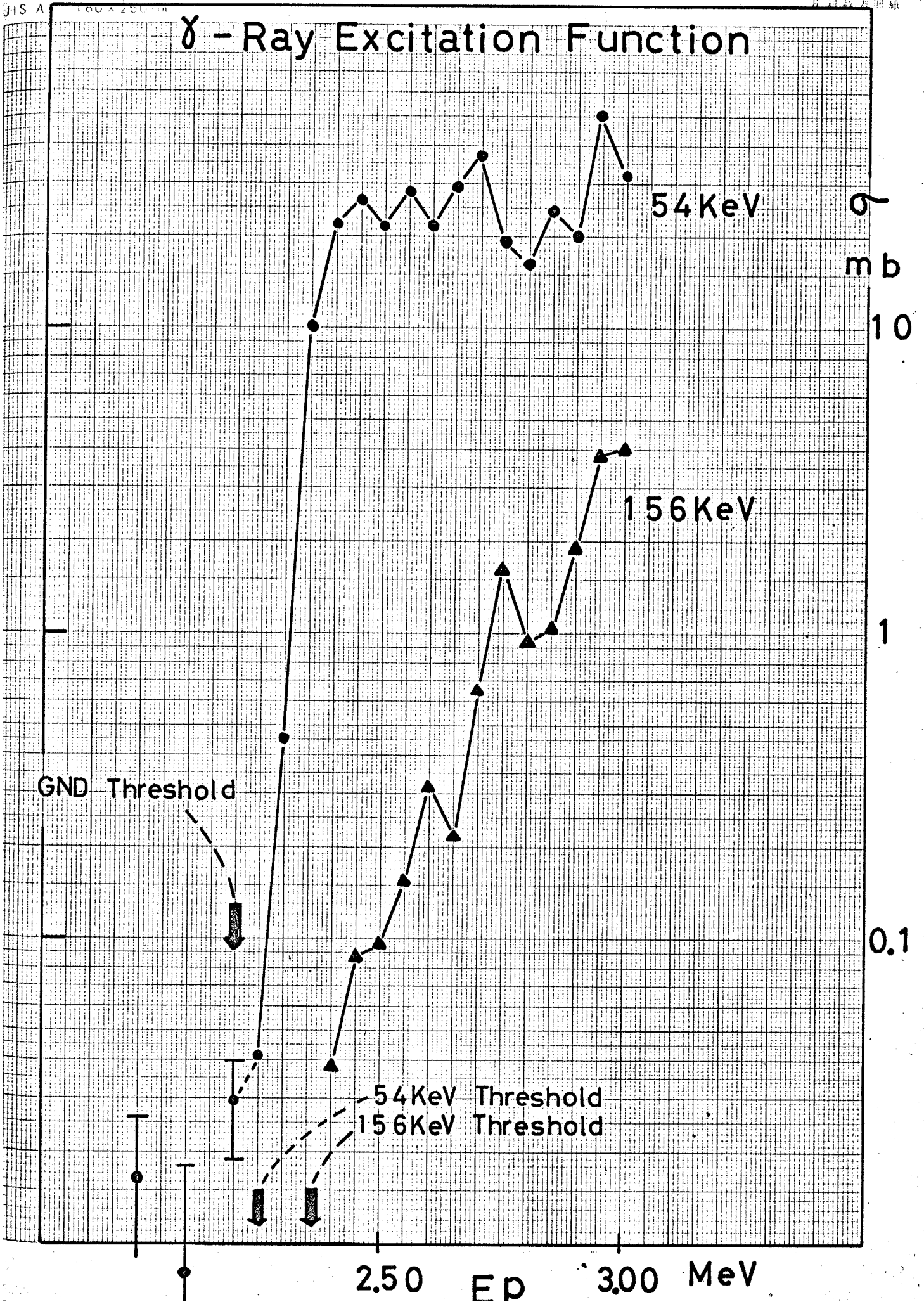
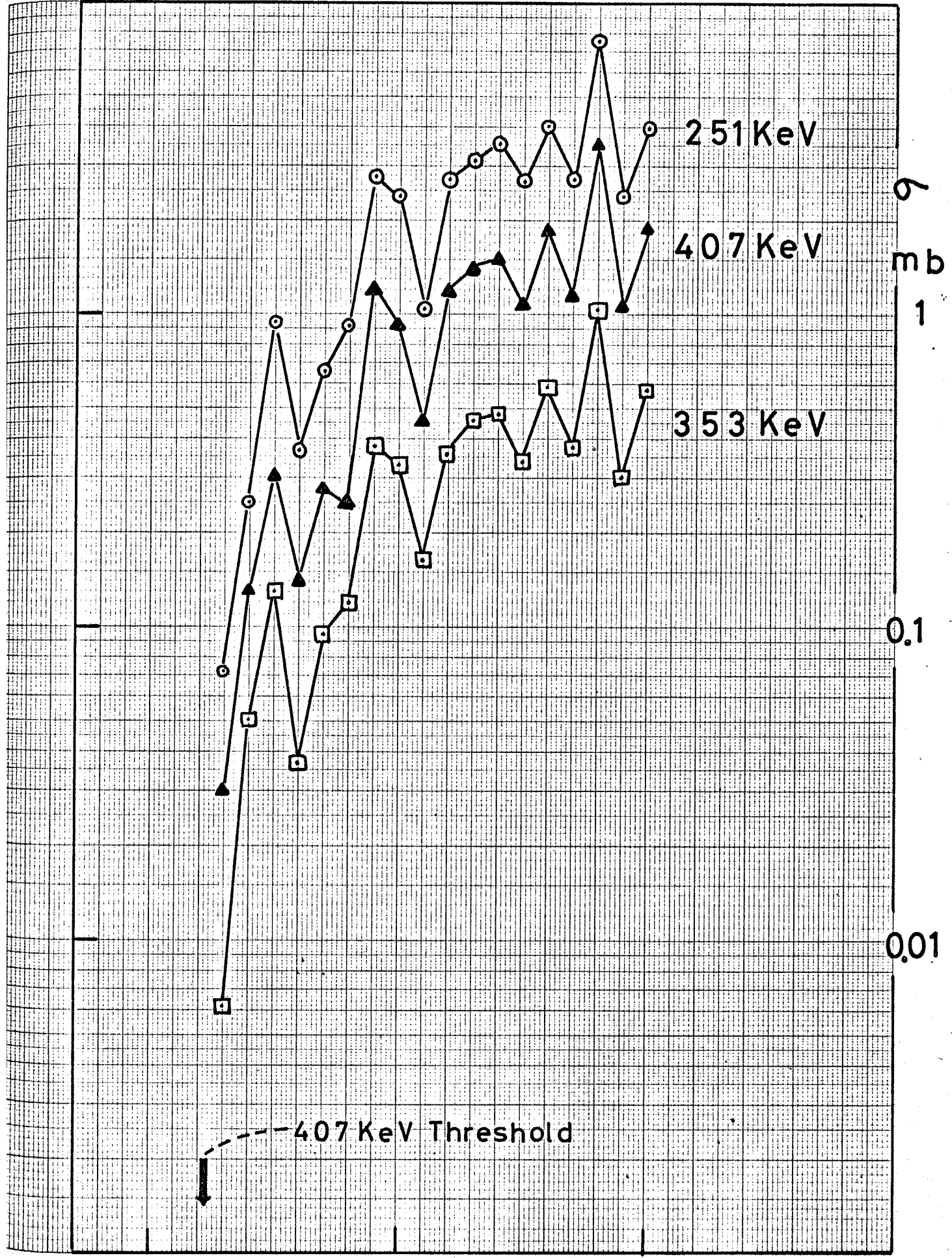


Fig 5-4

JIS A4 180 X 250 mm



2.5

3.0 E_n

3.5 MeV

Fig 5-5

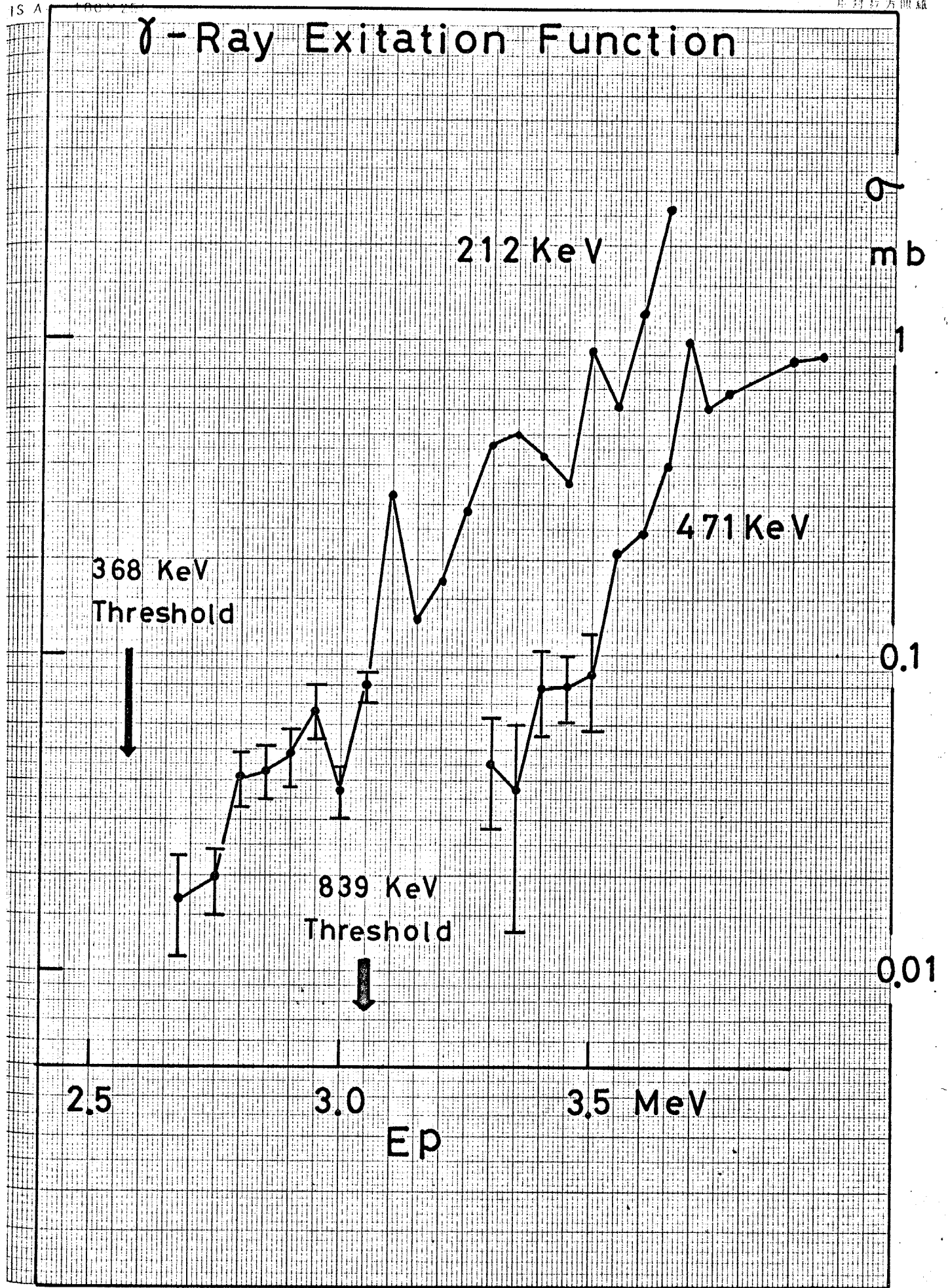
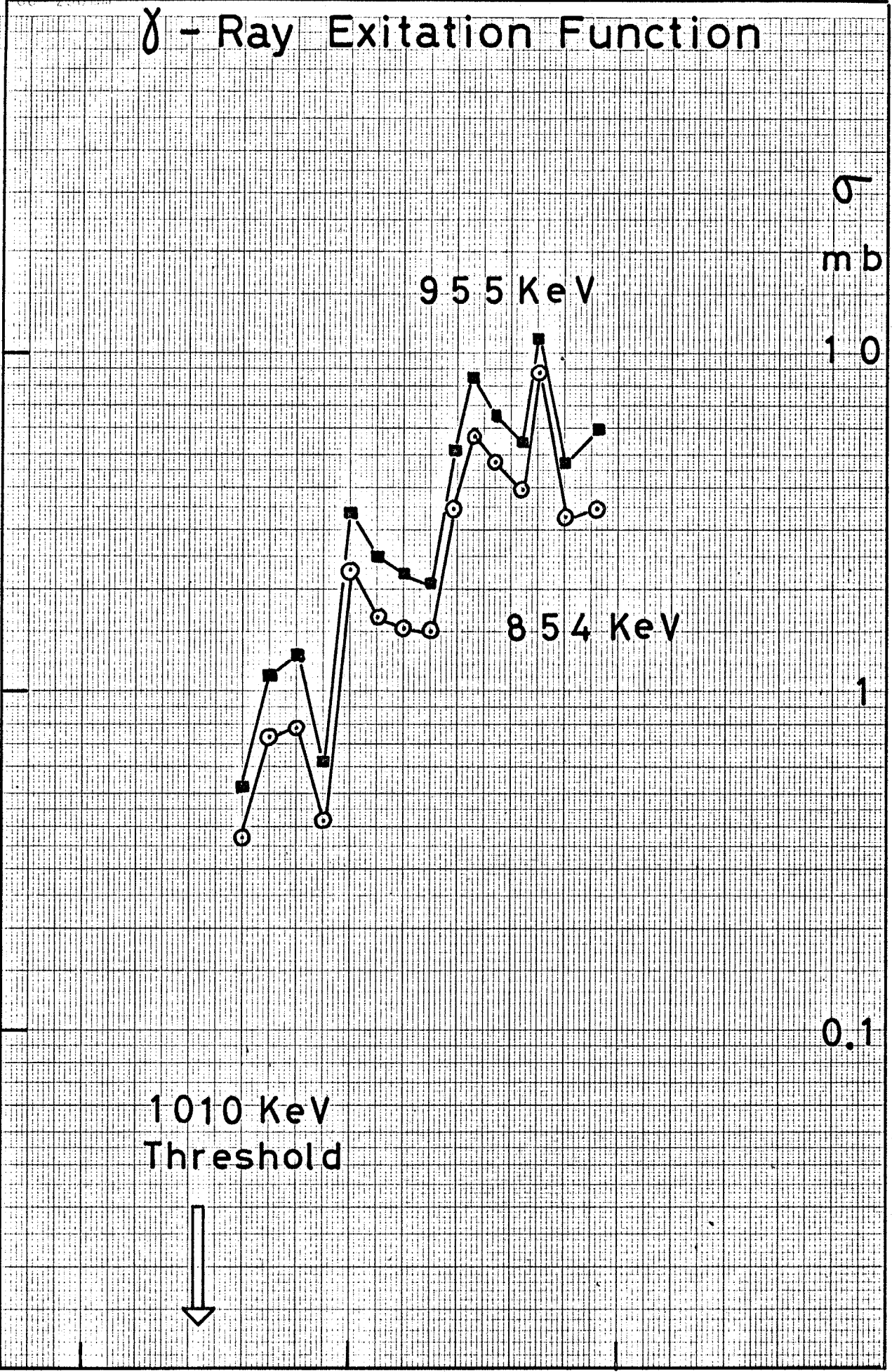


Fig 5-6



JIS A4

γ - Ray Excitation Function



3.0

E_p

3.5

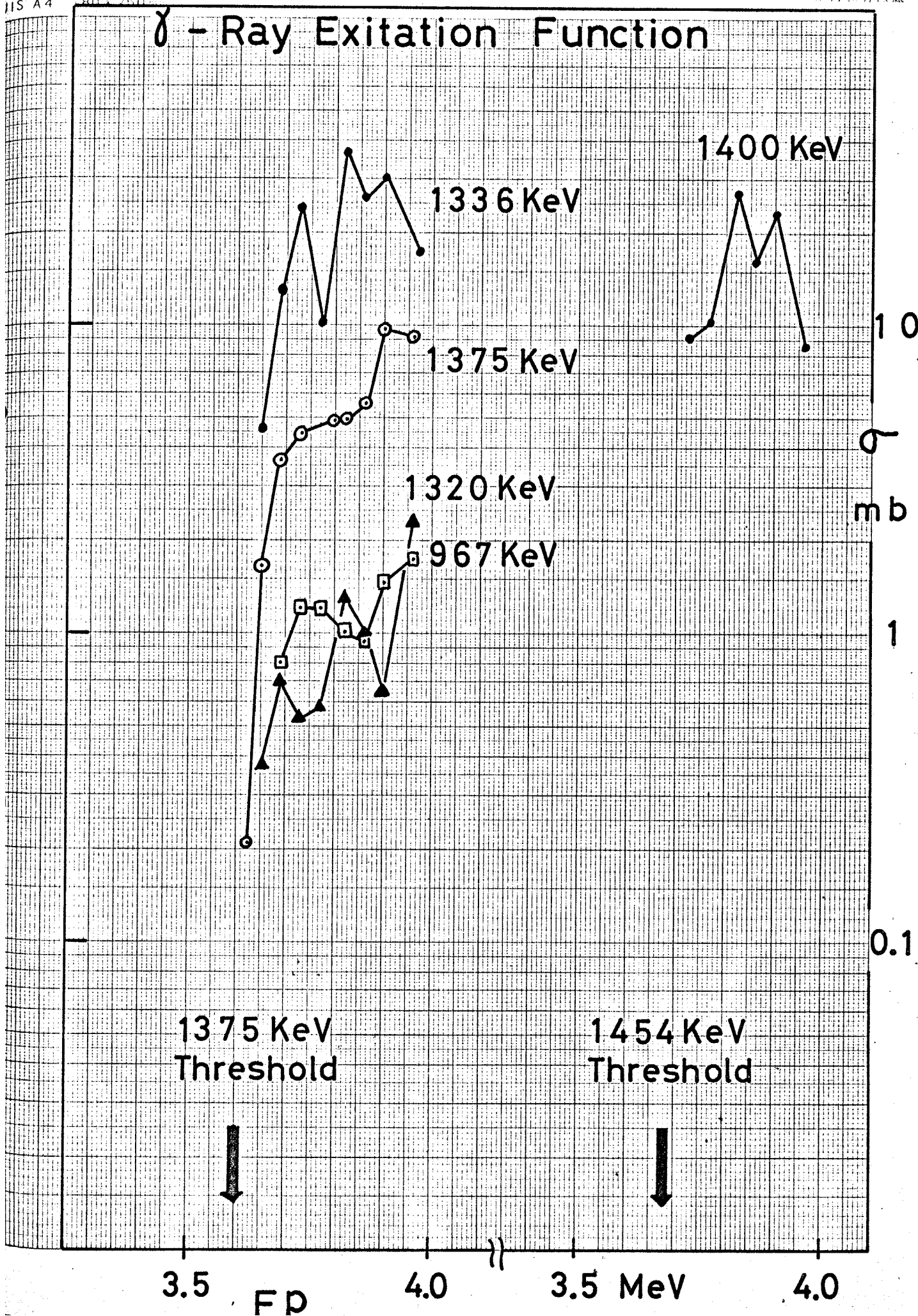
4.0 MeV



115 A4

803 250

γ - Ray Excitation Function



JIS A4 180 X 250 mm

γ - Ray Excitation Function

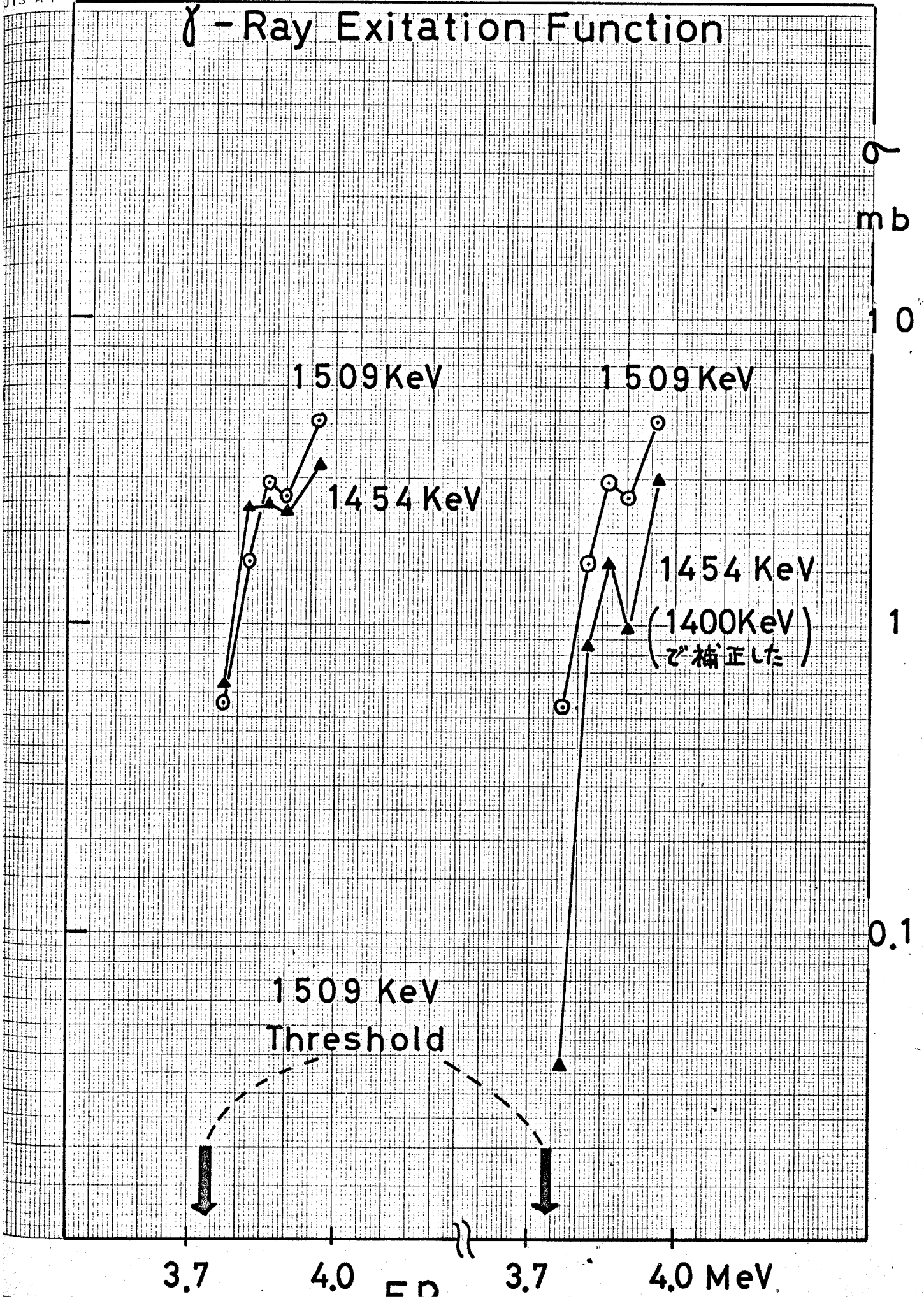
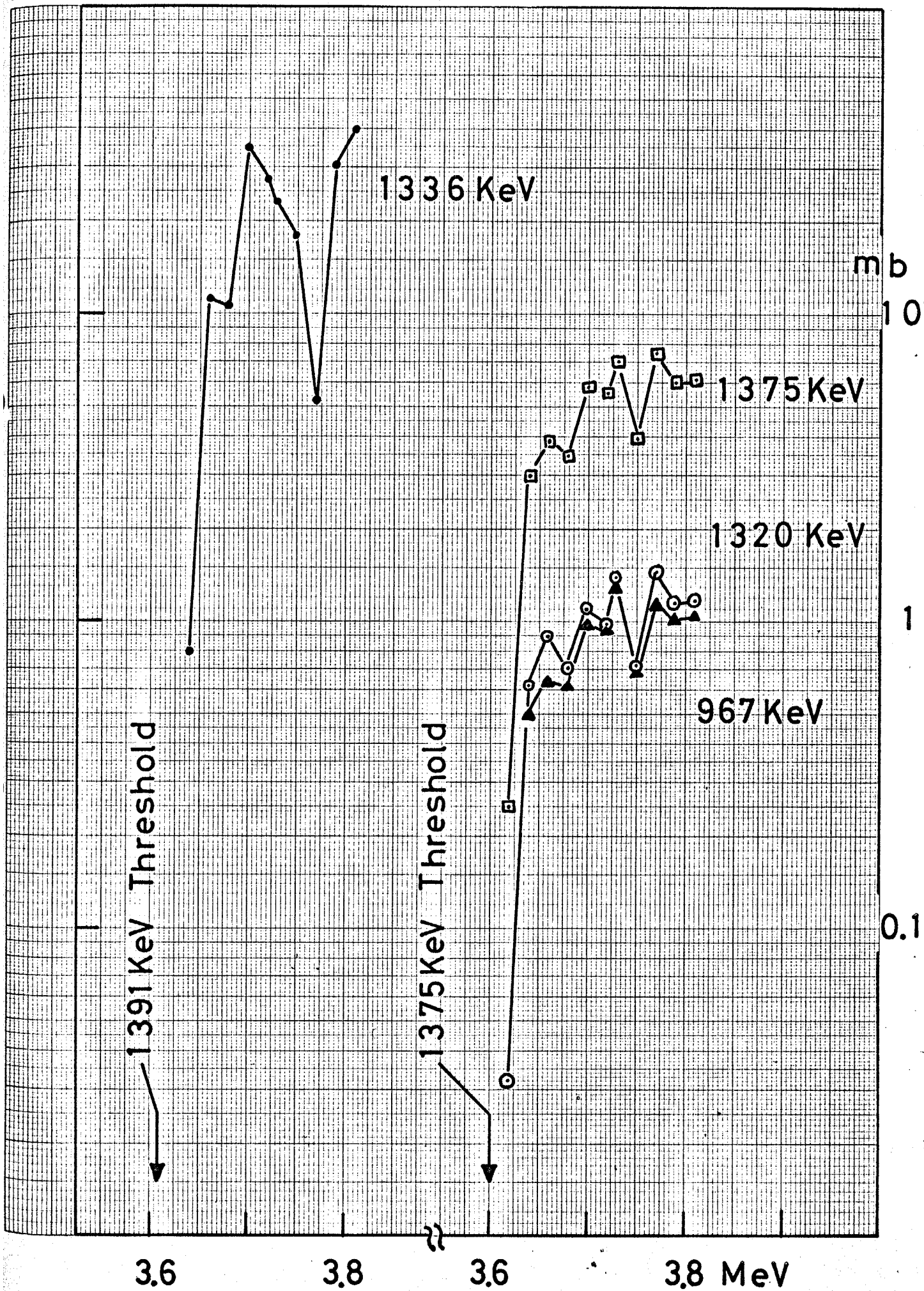


Fig 5-9

JIS A4 180 X 250 mm



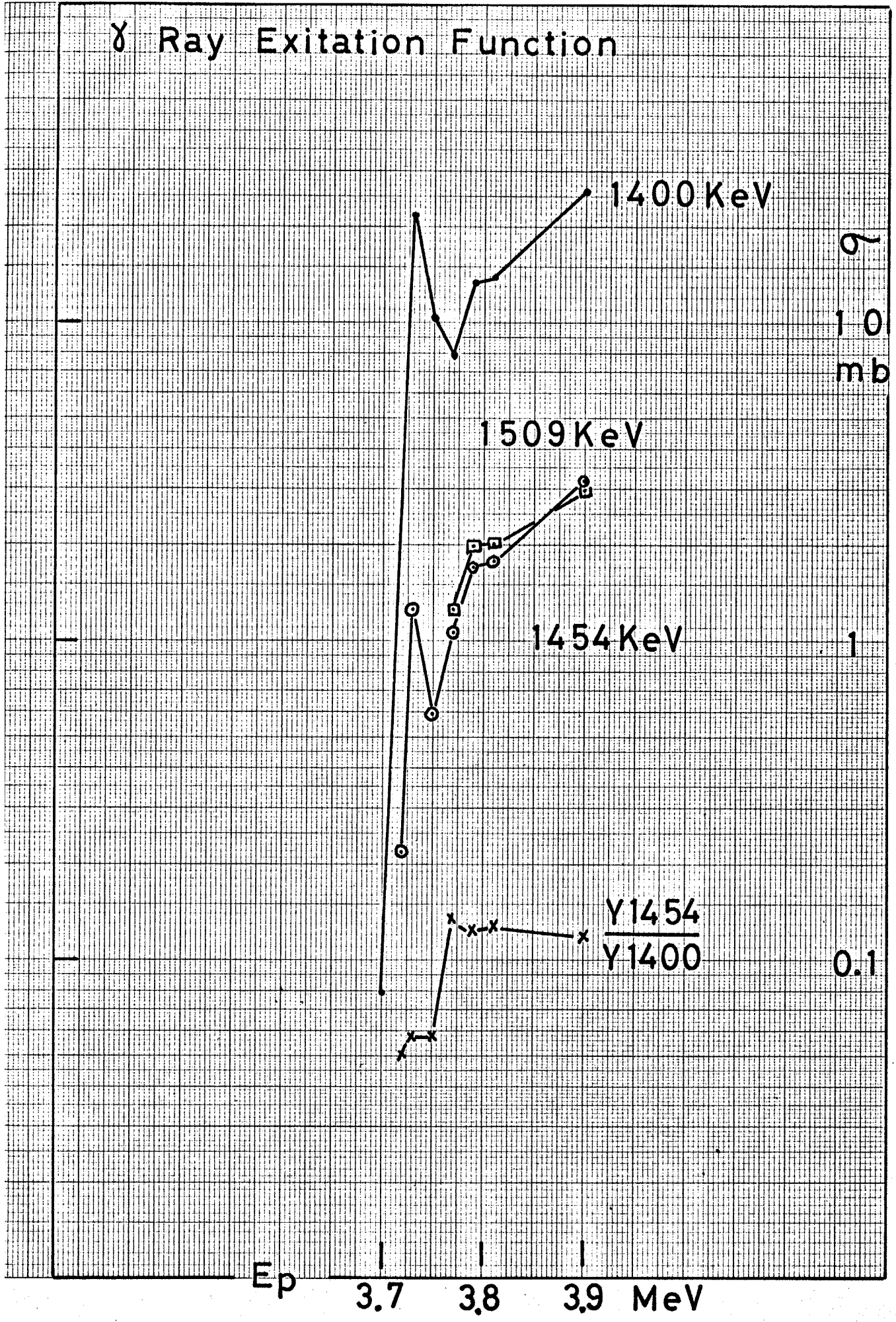
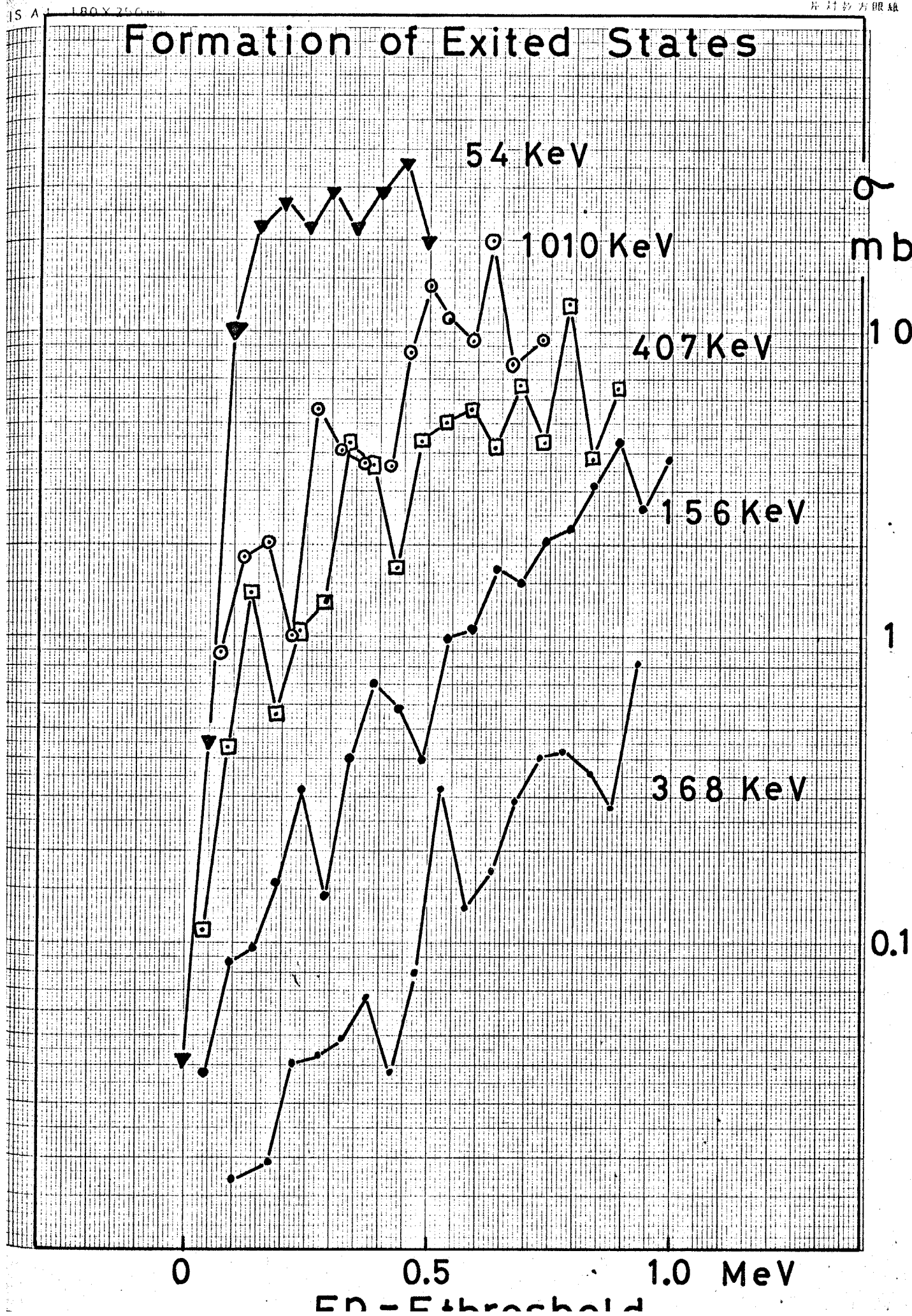


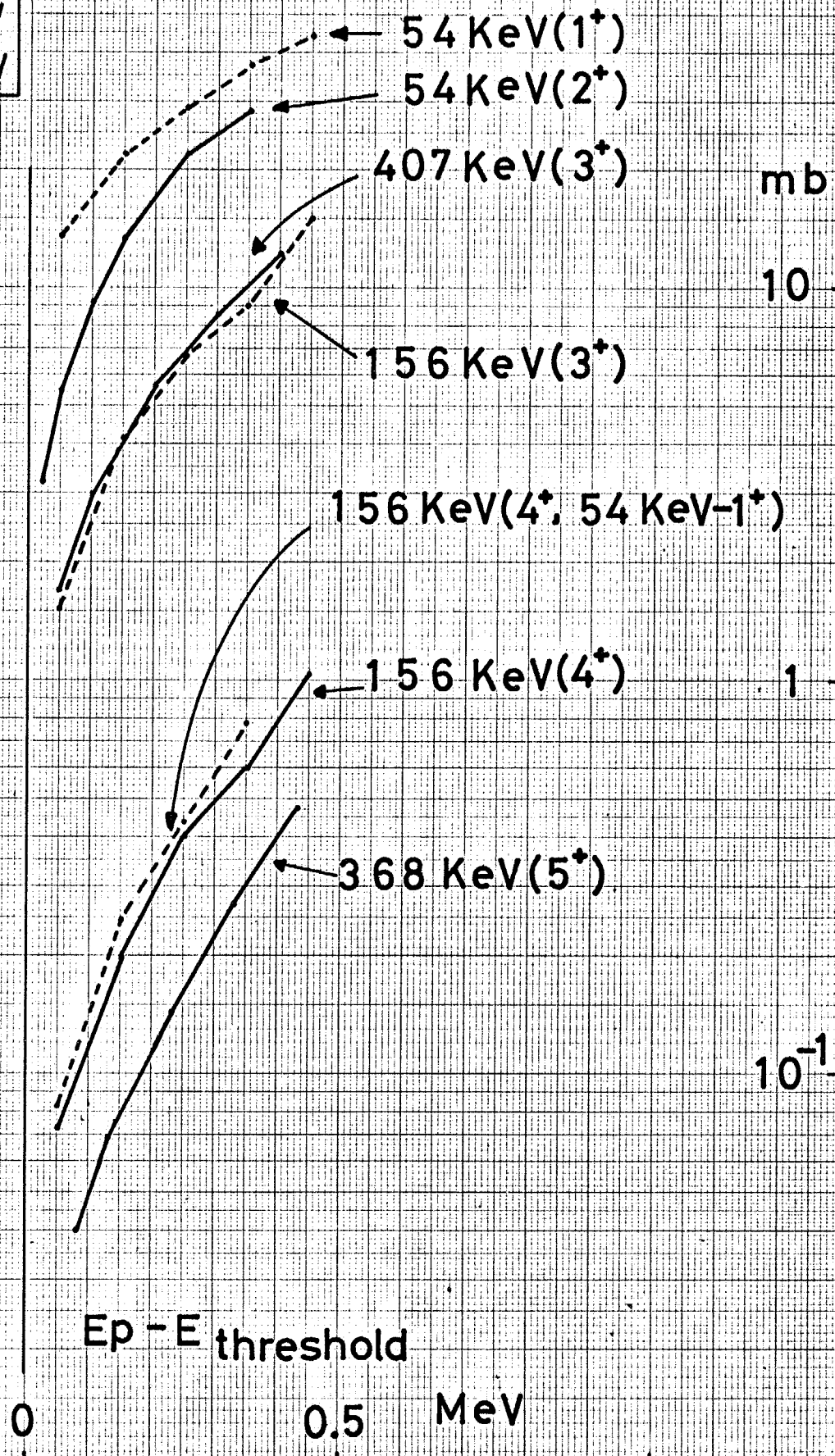
Fig 5-11





$^{54}\text{Cr}(p,n\gamma)$ Excitation Function (Theory)

$V_c = 52 \text{ MeV}$
 $W_c = 115 \text{ MeV}$



$^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ Excitation Function (Theory)

$V_c = 57 \text{ MeV}$
 $W_c = 135 \text{ MeV}$

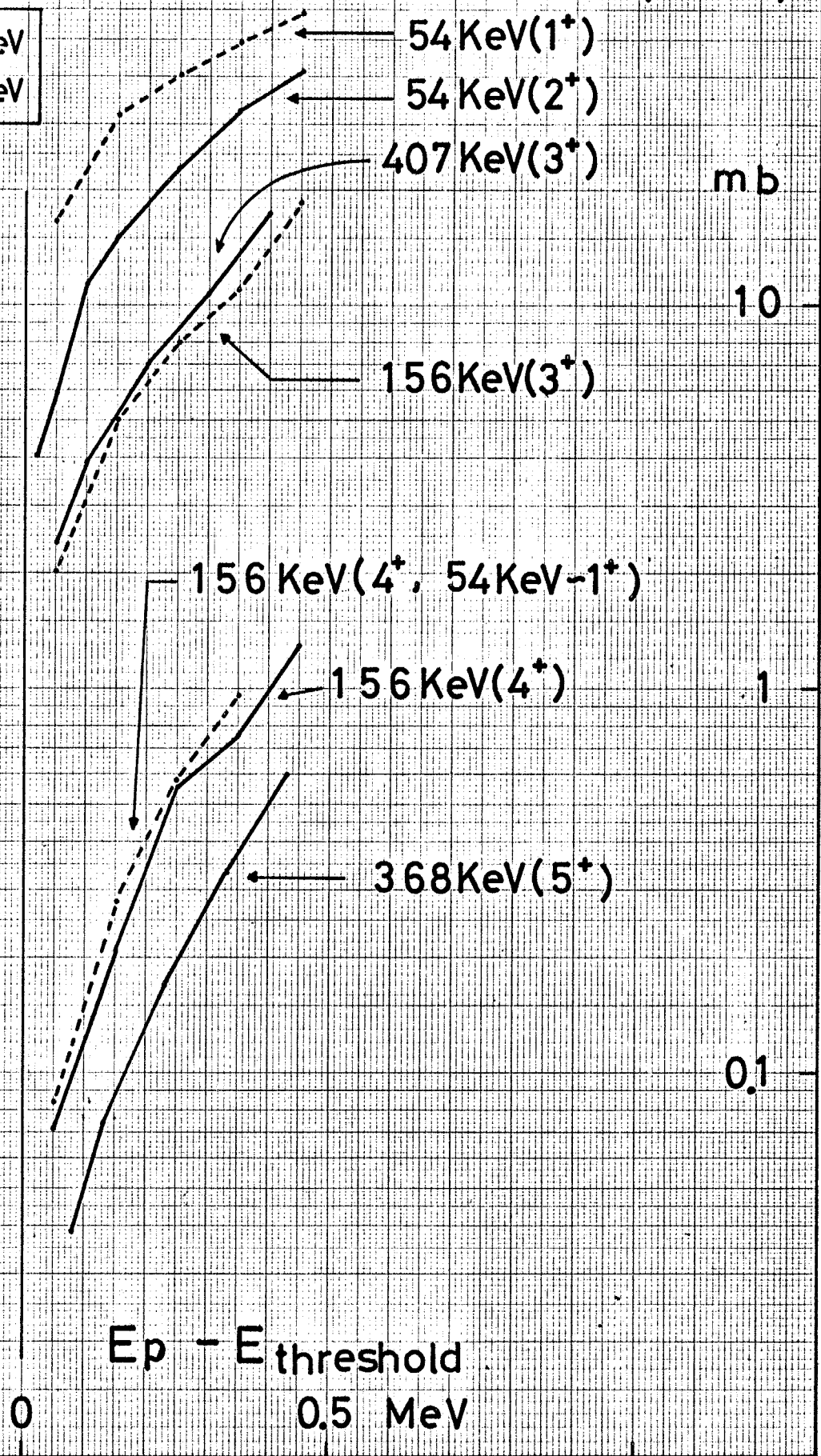
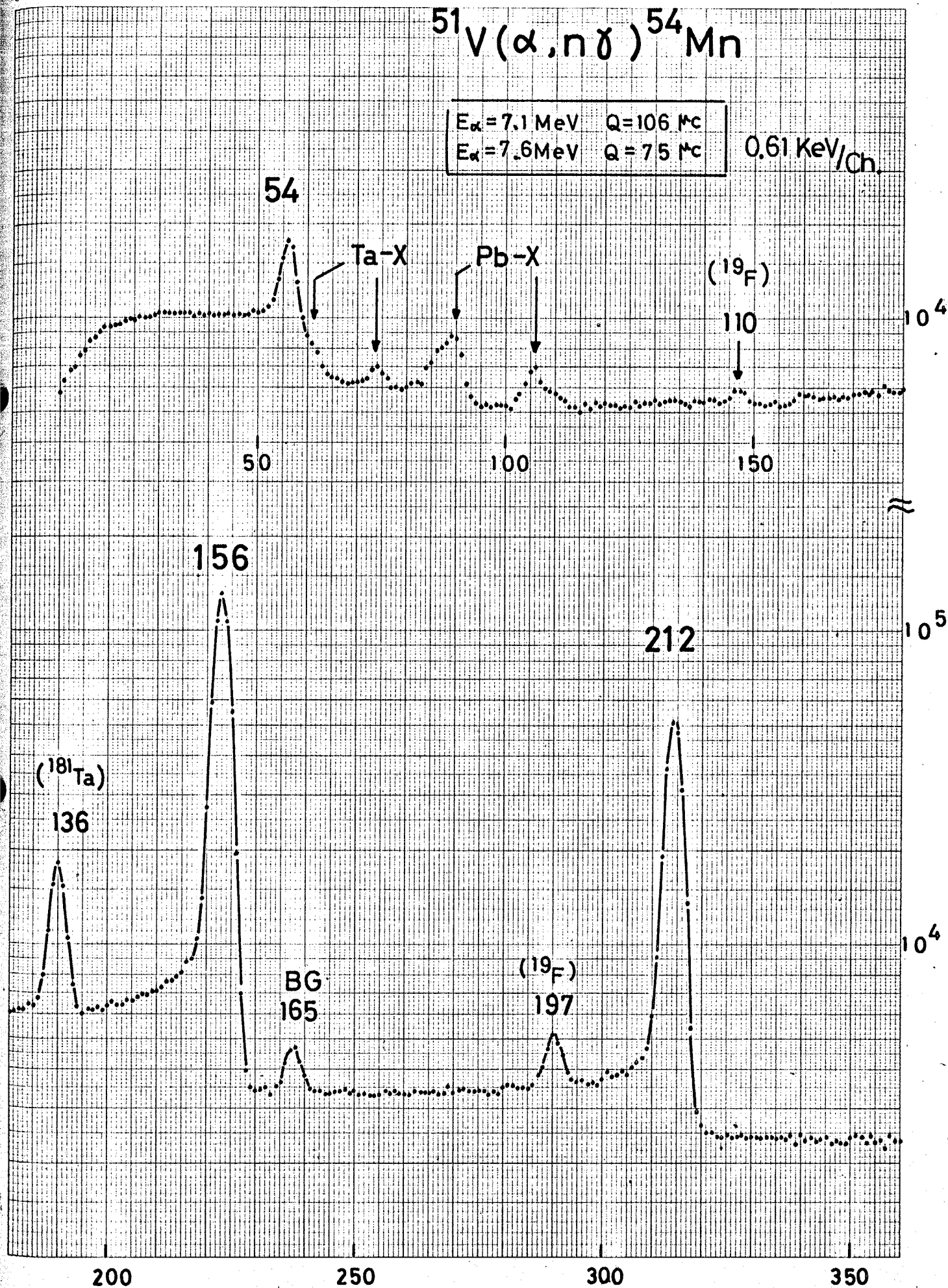


Fig 5-14 (a)



JIS A4 180 X 250 mm



JIS A4 180 X 250 mm

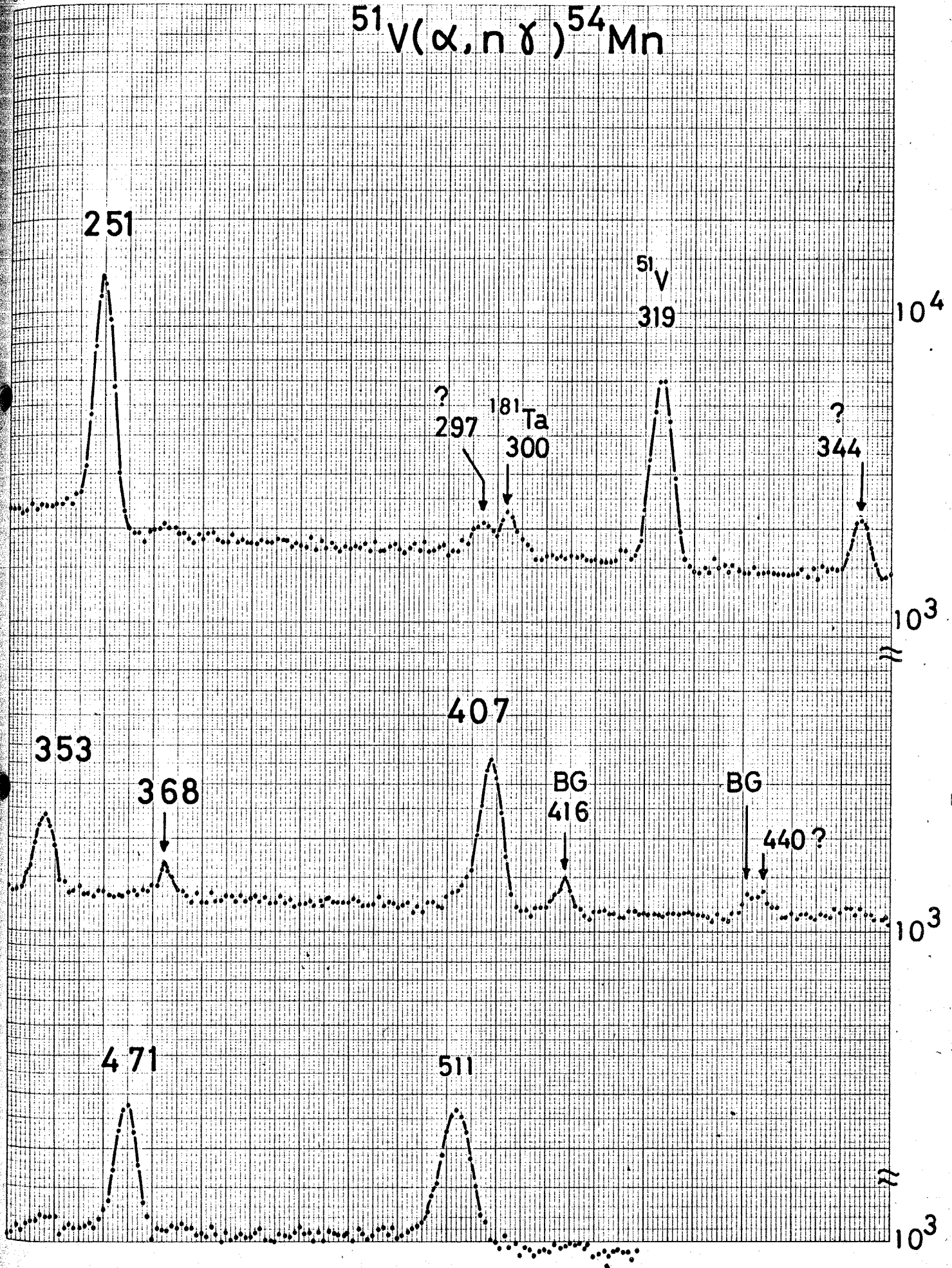
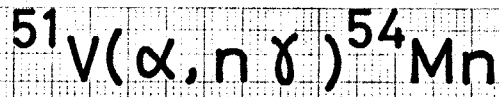
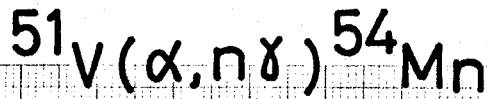


Fig 5-14 (c)



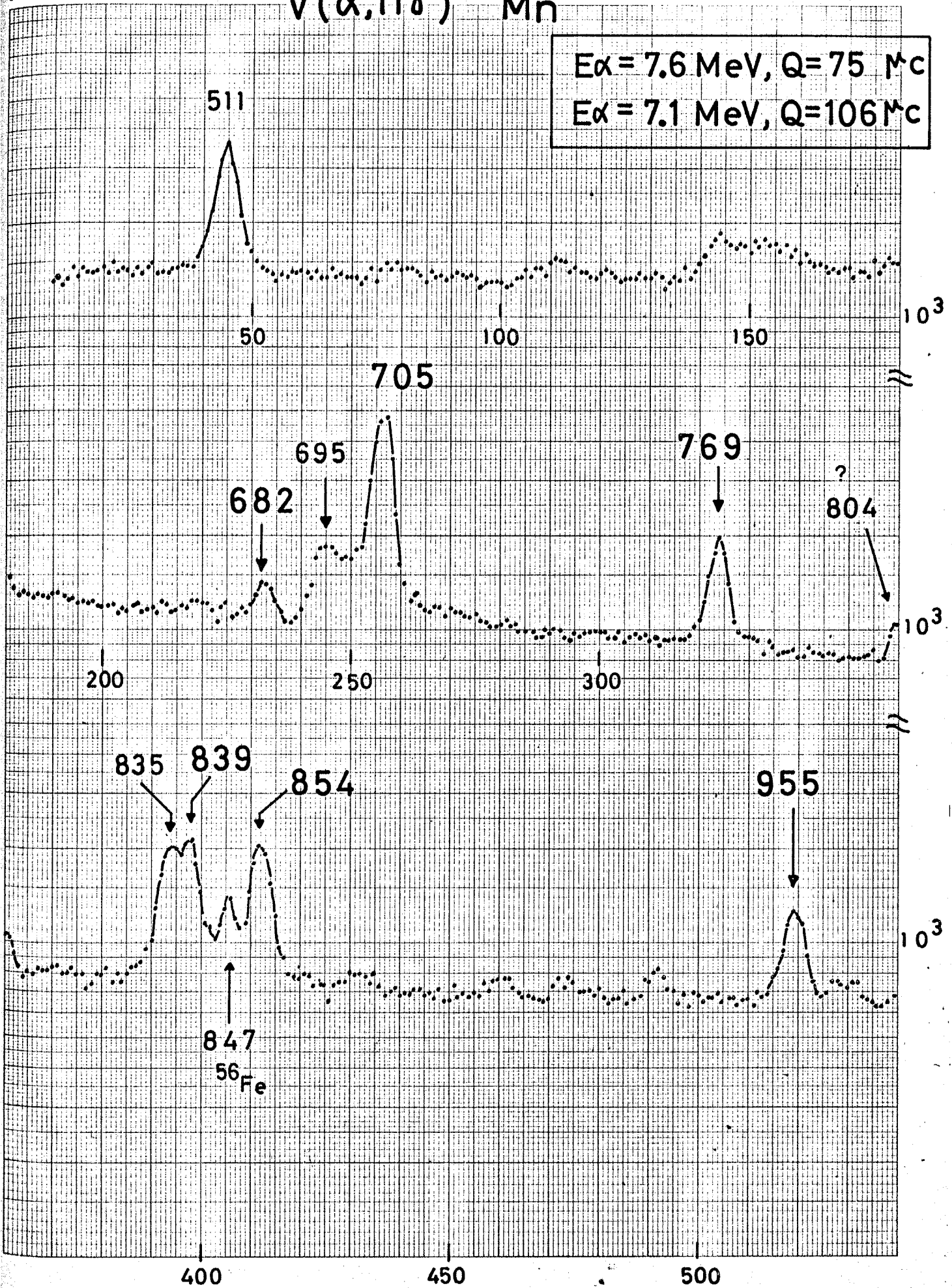
中国科学院

JIS A4 180 X 250 mm



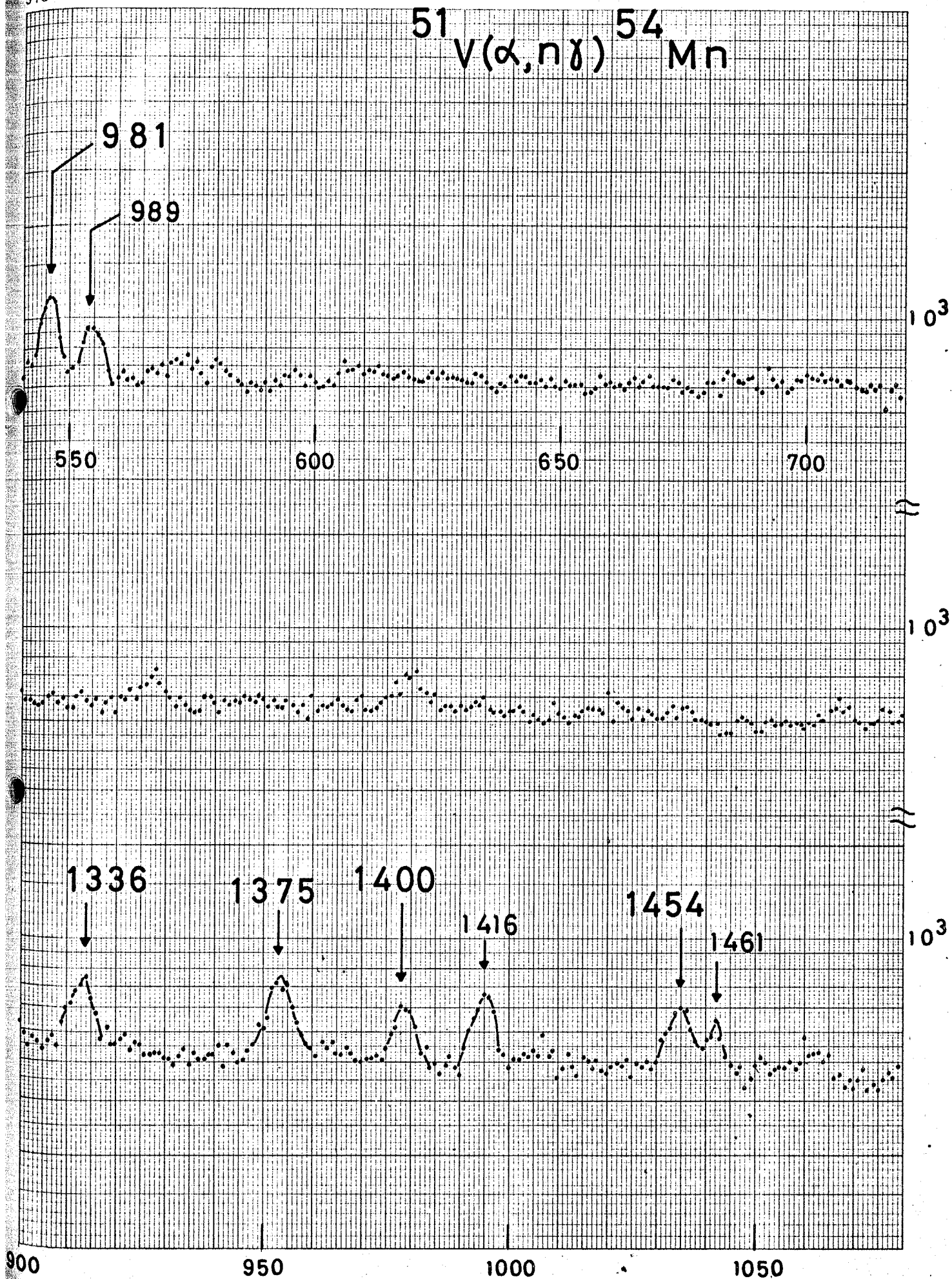
$E\alpha = 7.6 \text{ MeV}, Q = 75 \text{ Mc}$

$E\alpha = 7.1 \text{ MeV}, Q = 106 \text{ Mc}$



JIS A4 180 × 250 mm

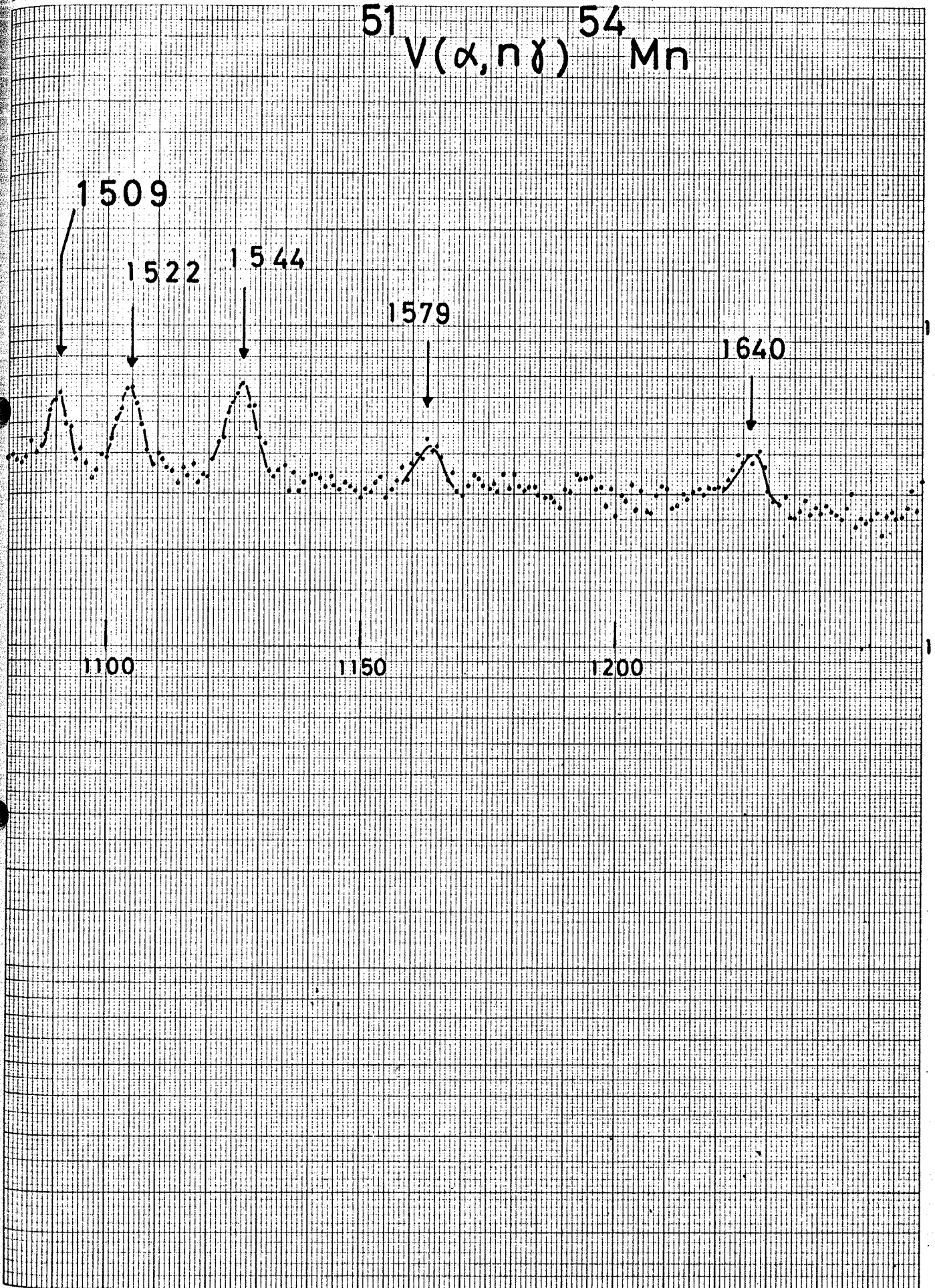
$^{51}\text{V}(\alpha, n\gamma)$ ^{54}Mn



JIS A4 180 X 250 mm

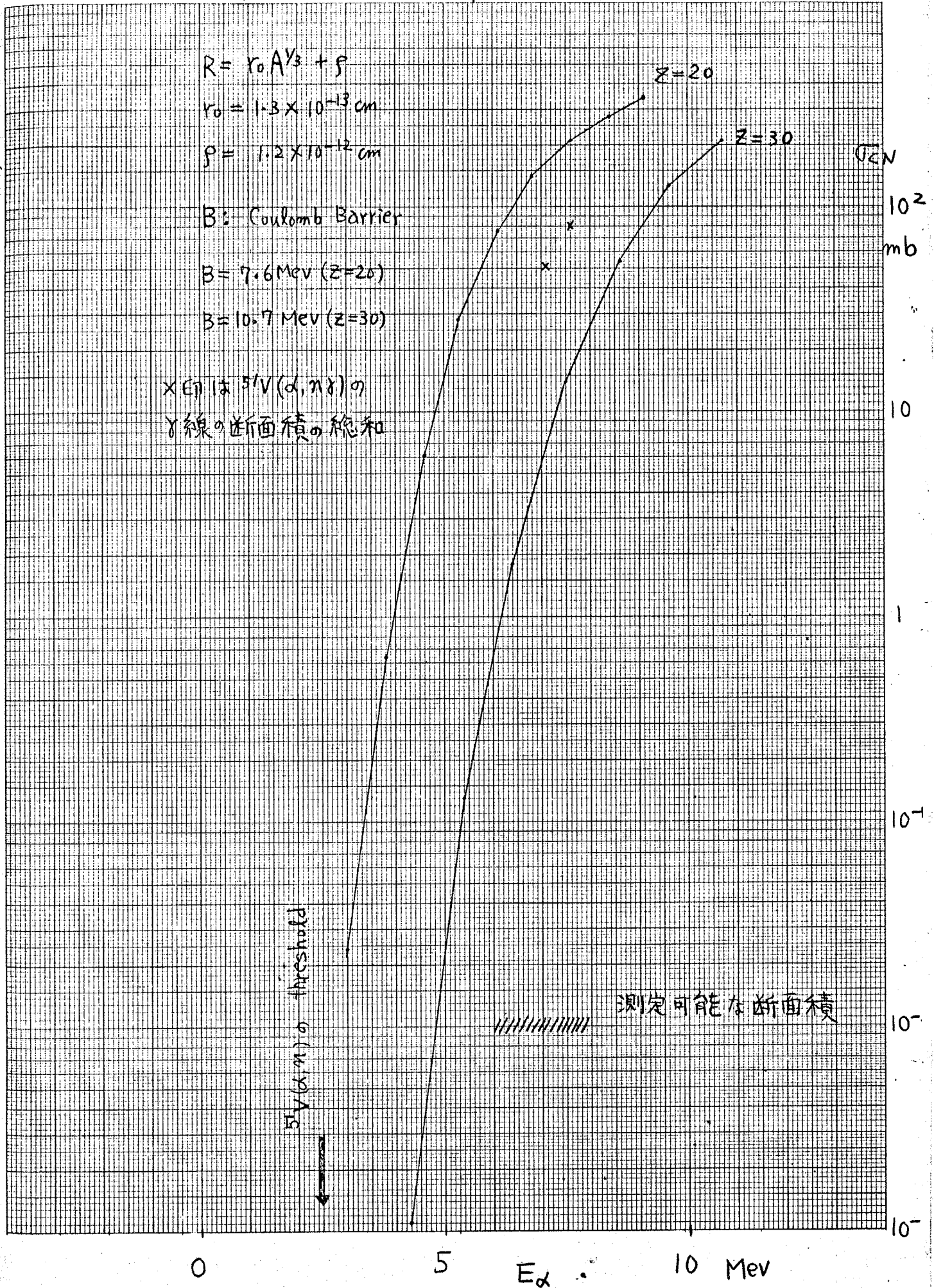
片対数方眼紙
片対数方眼紙

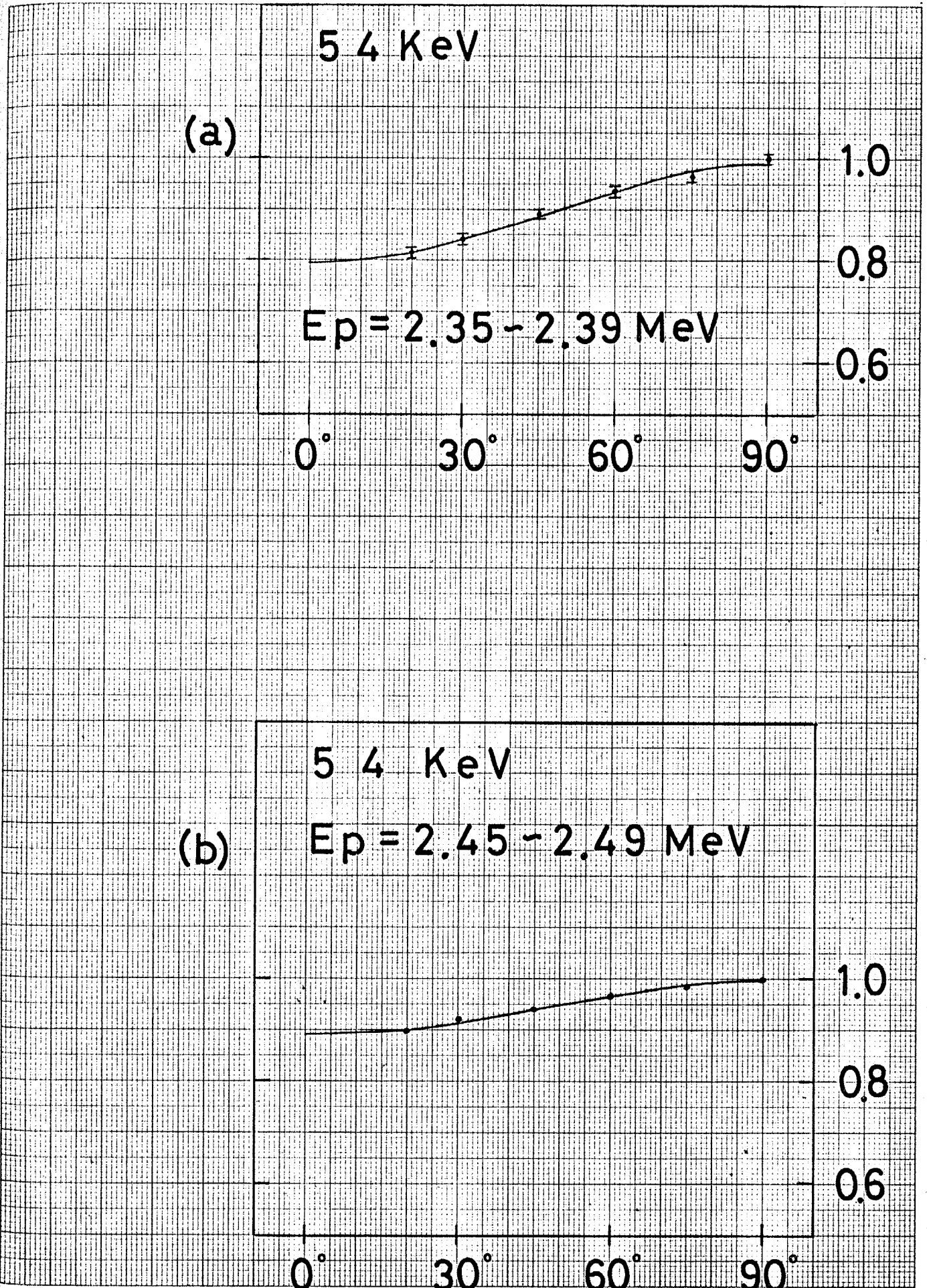
⁵¹V($\alpha, n\gamma$) ⁵⁴Mn

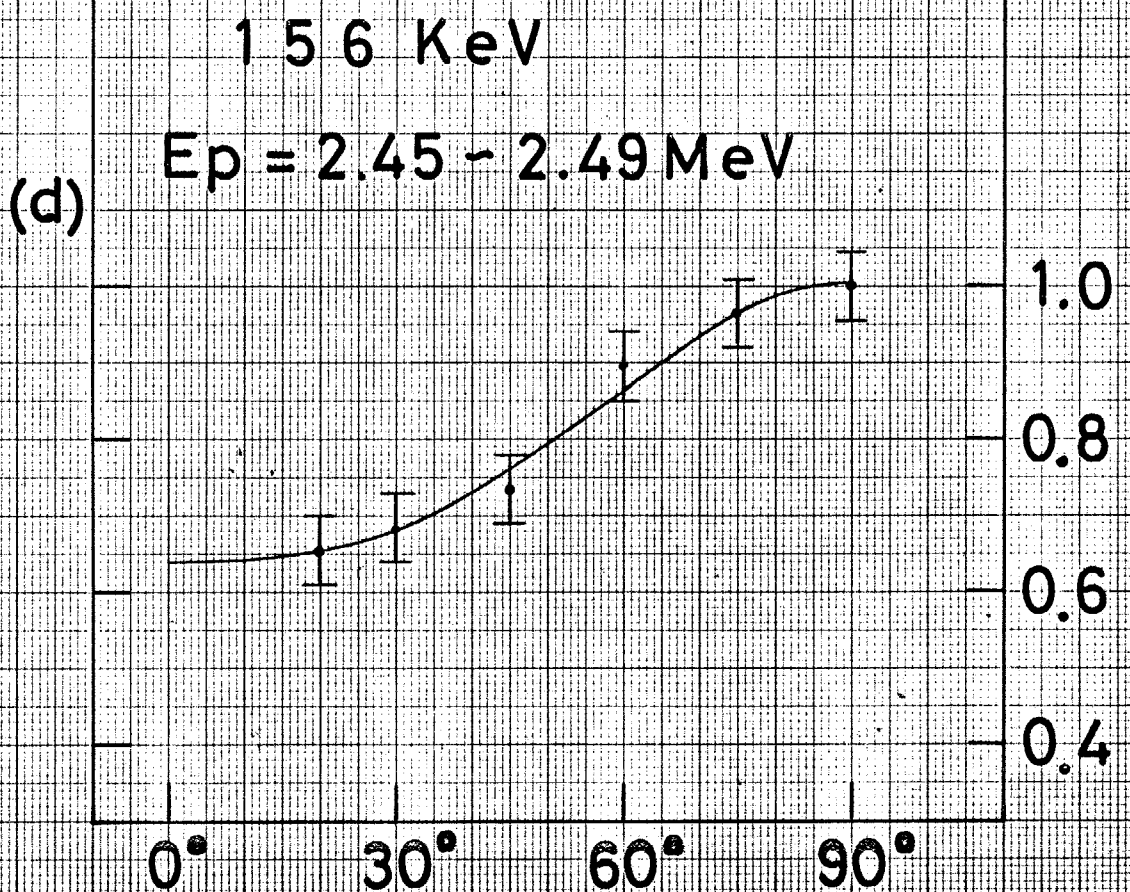
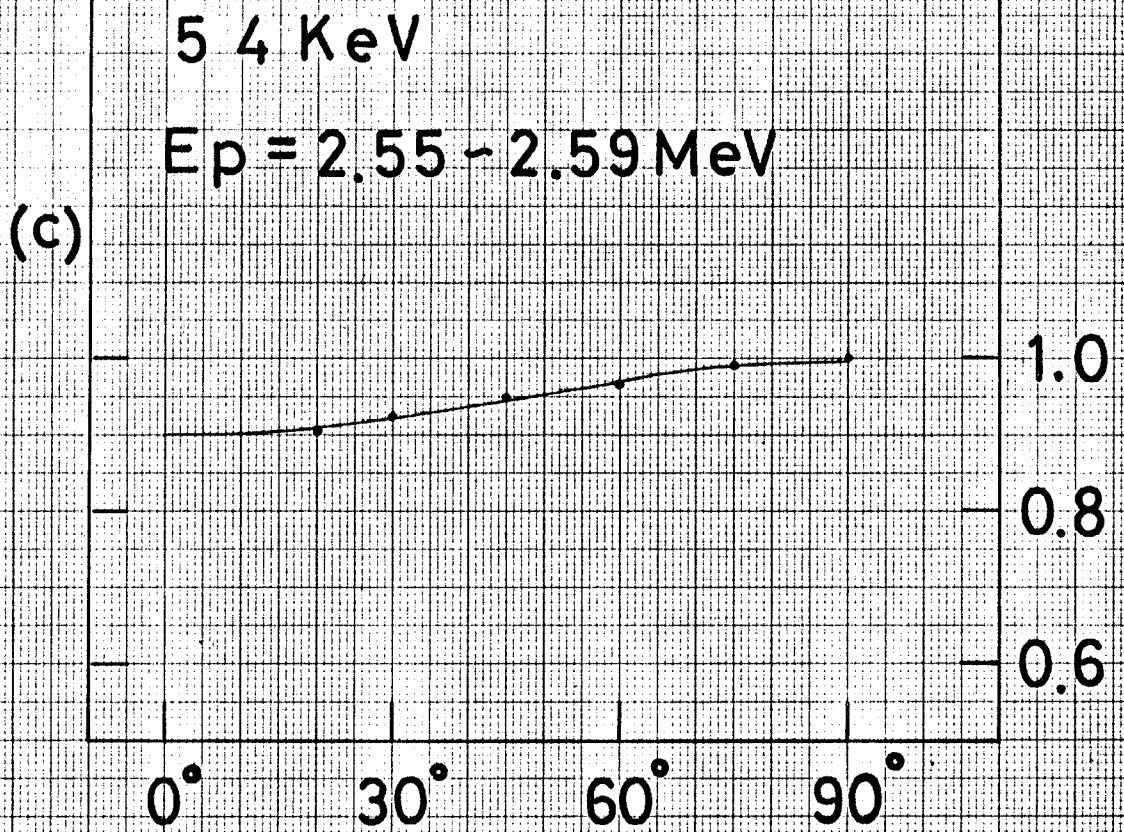


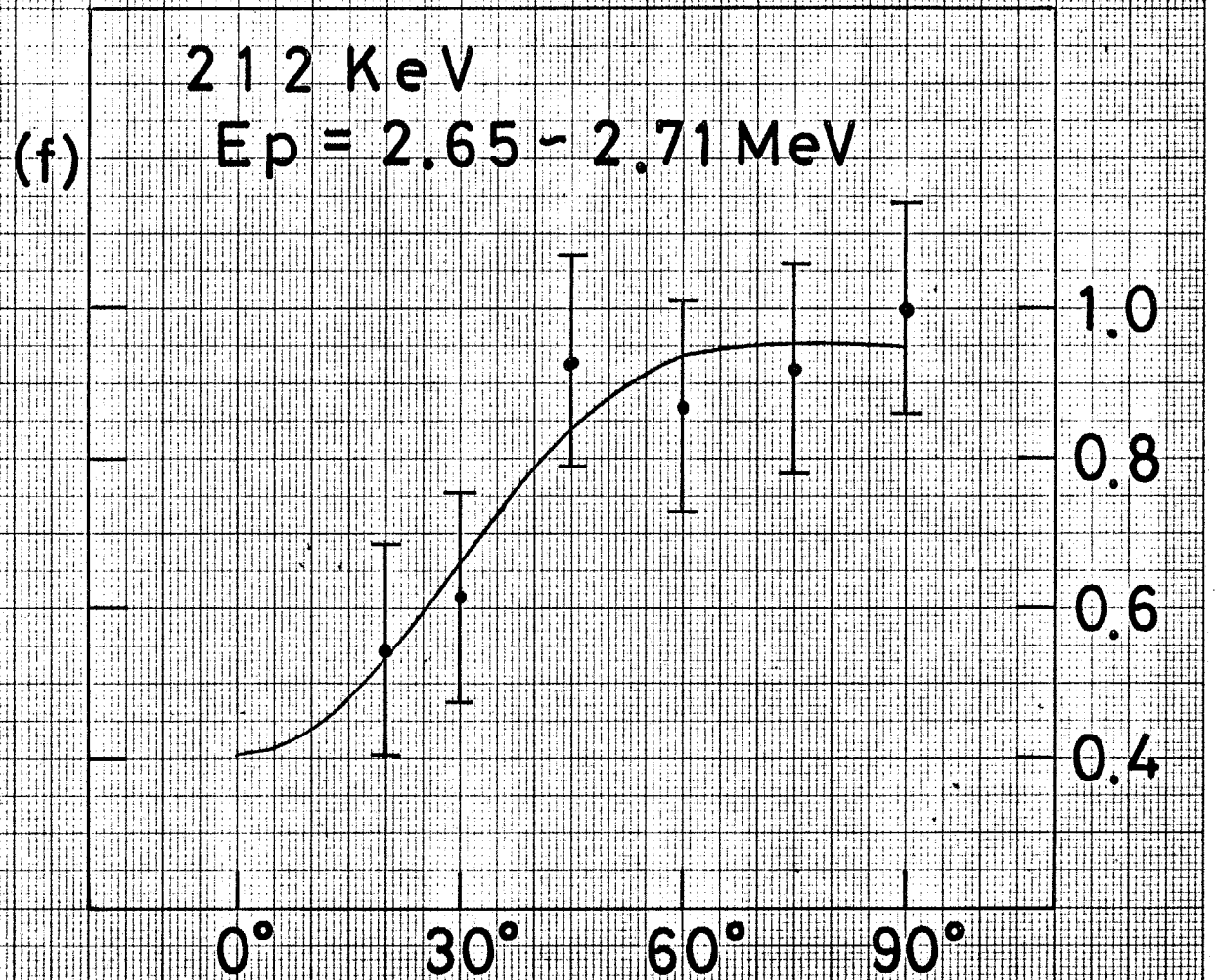
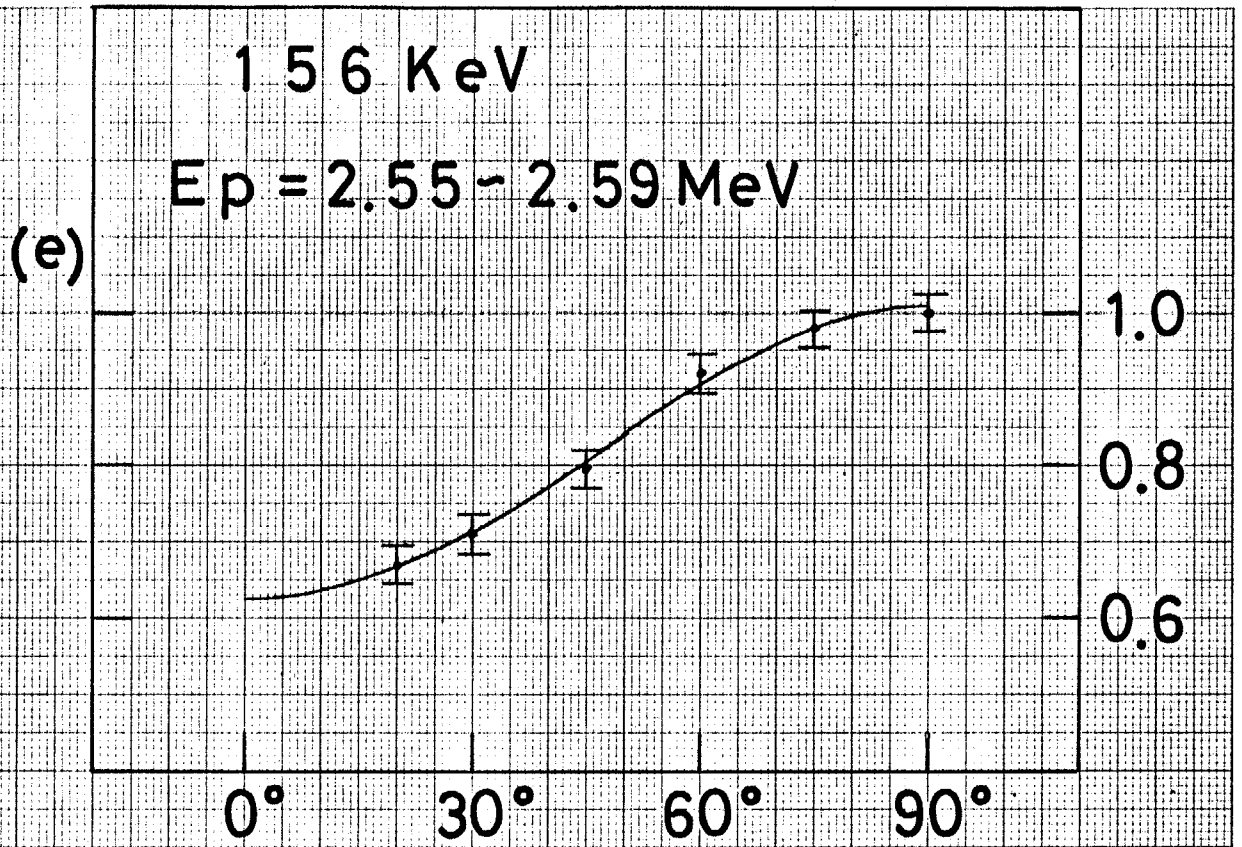
α 粒子の複合核形成
(Blatt & Weisskopf)

Fig 5-15



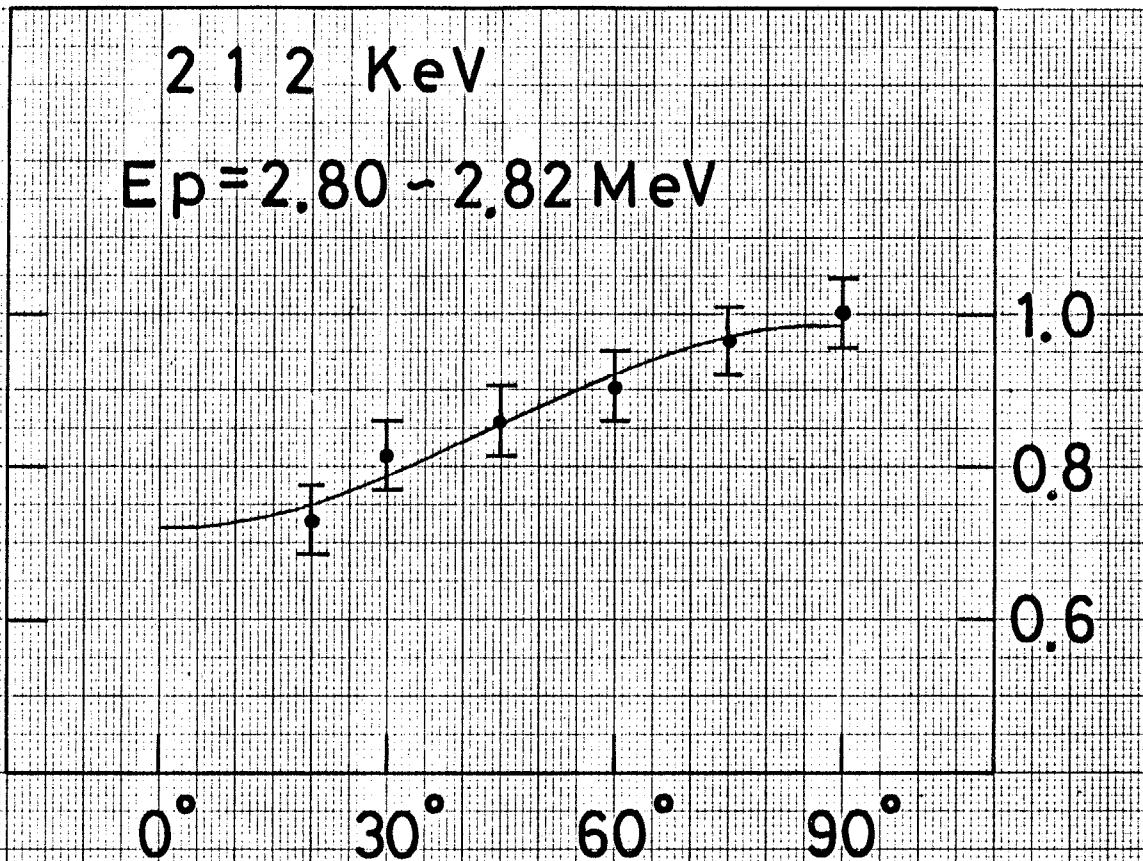






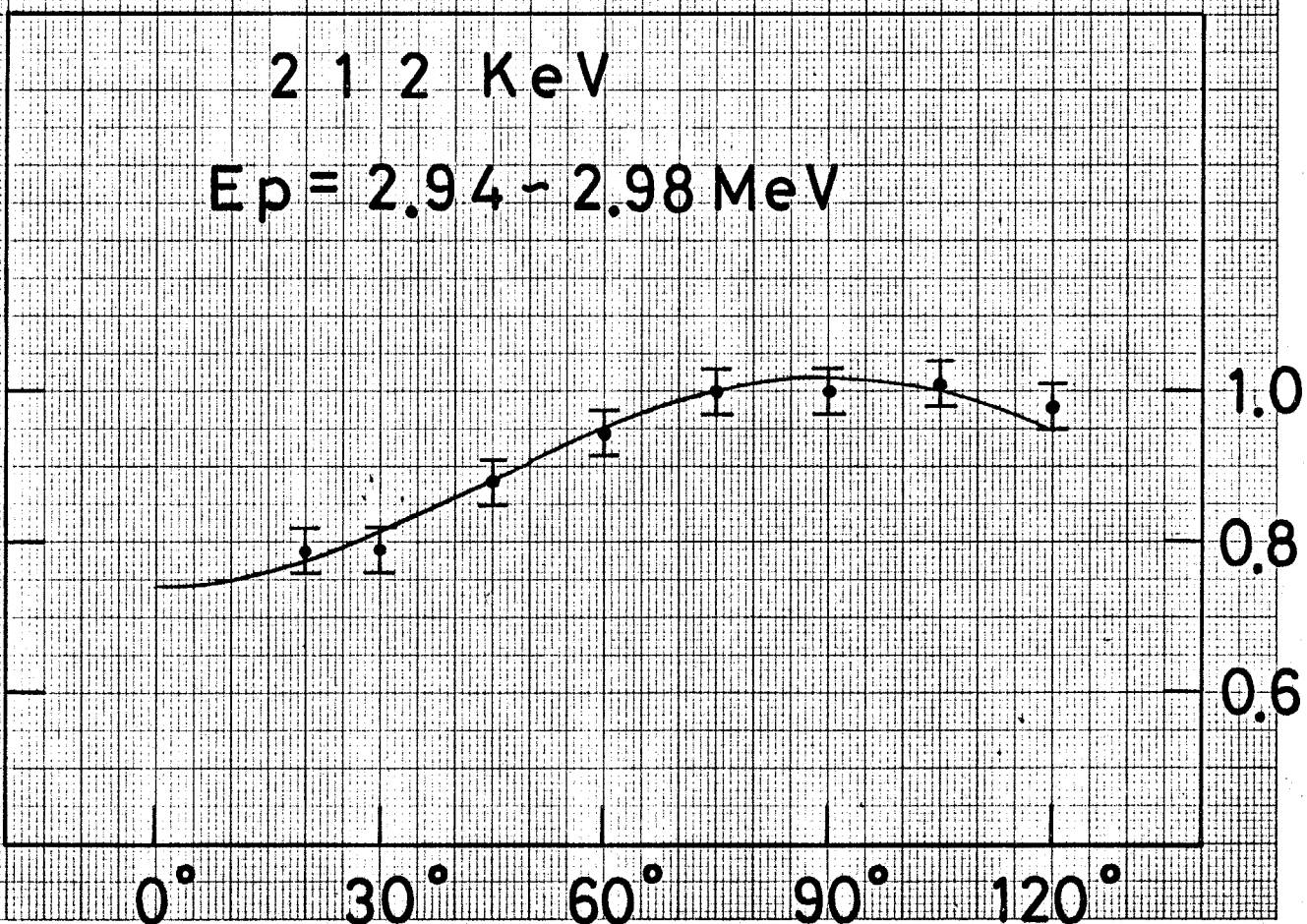
(g)

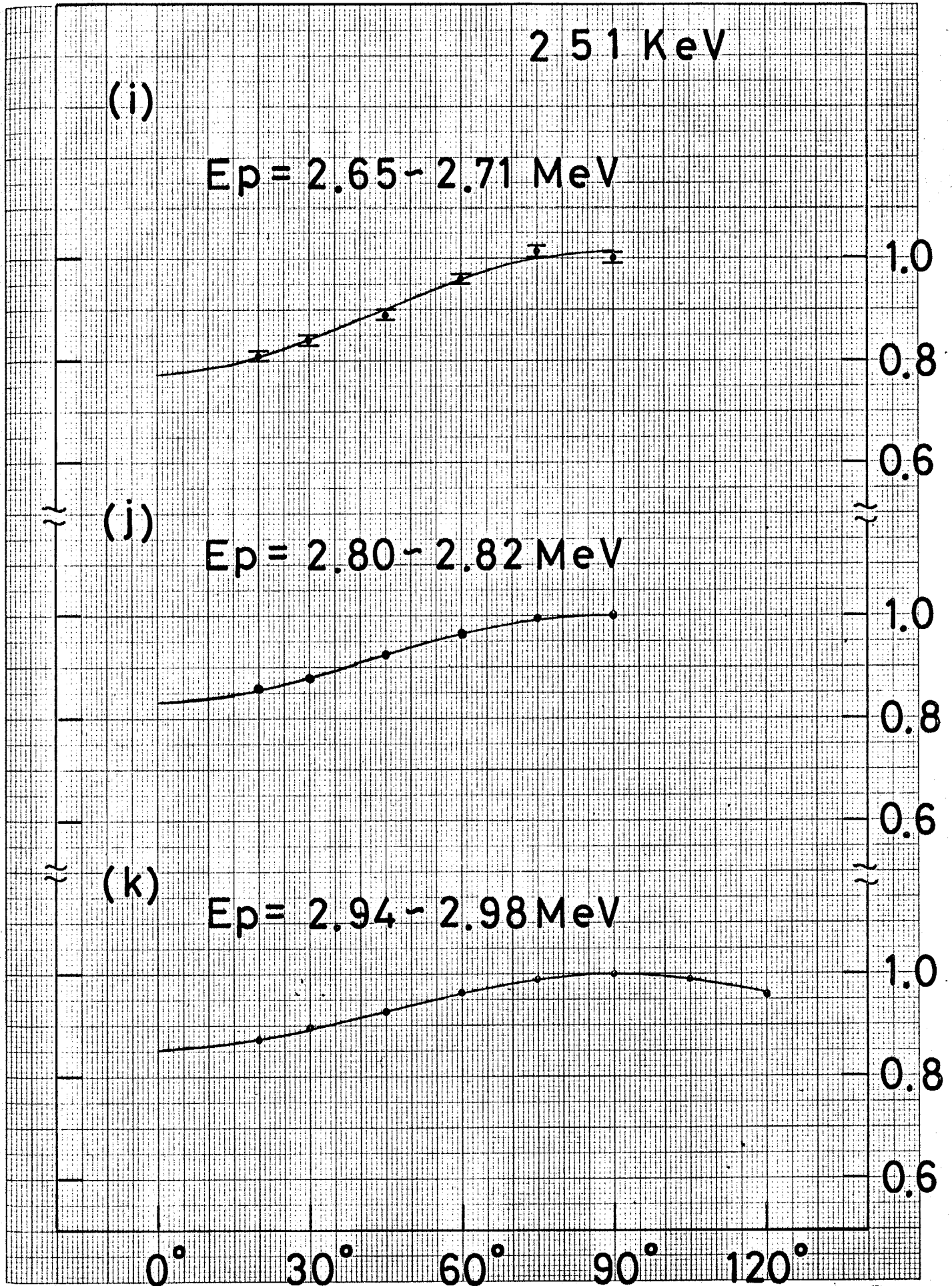
212 KeV
 $E_p = 2.80 - 2.82$ MeV



(h)

212 KeV
 $E_p = 2.94 - 2.98$ MeV

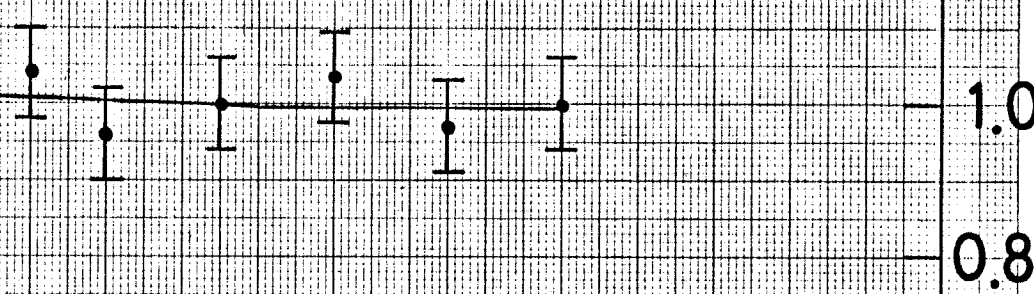




353 KeV

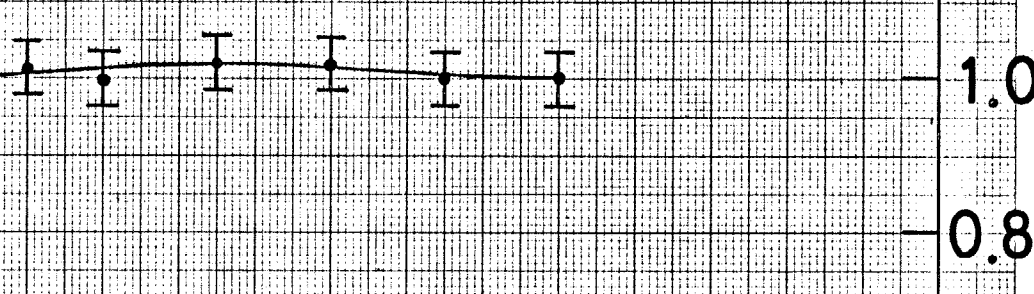
(l)

$E_p = 2.65 - 2.71$ MeV



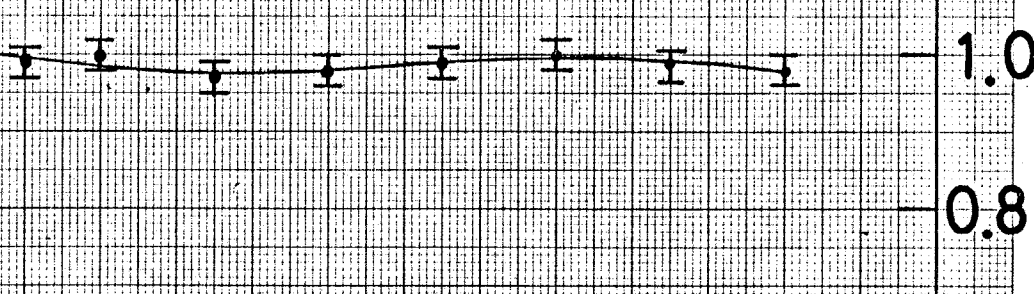
(m)

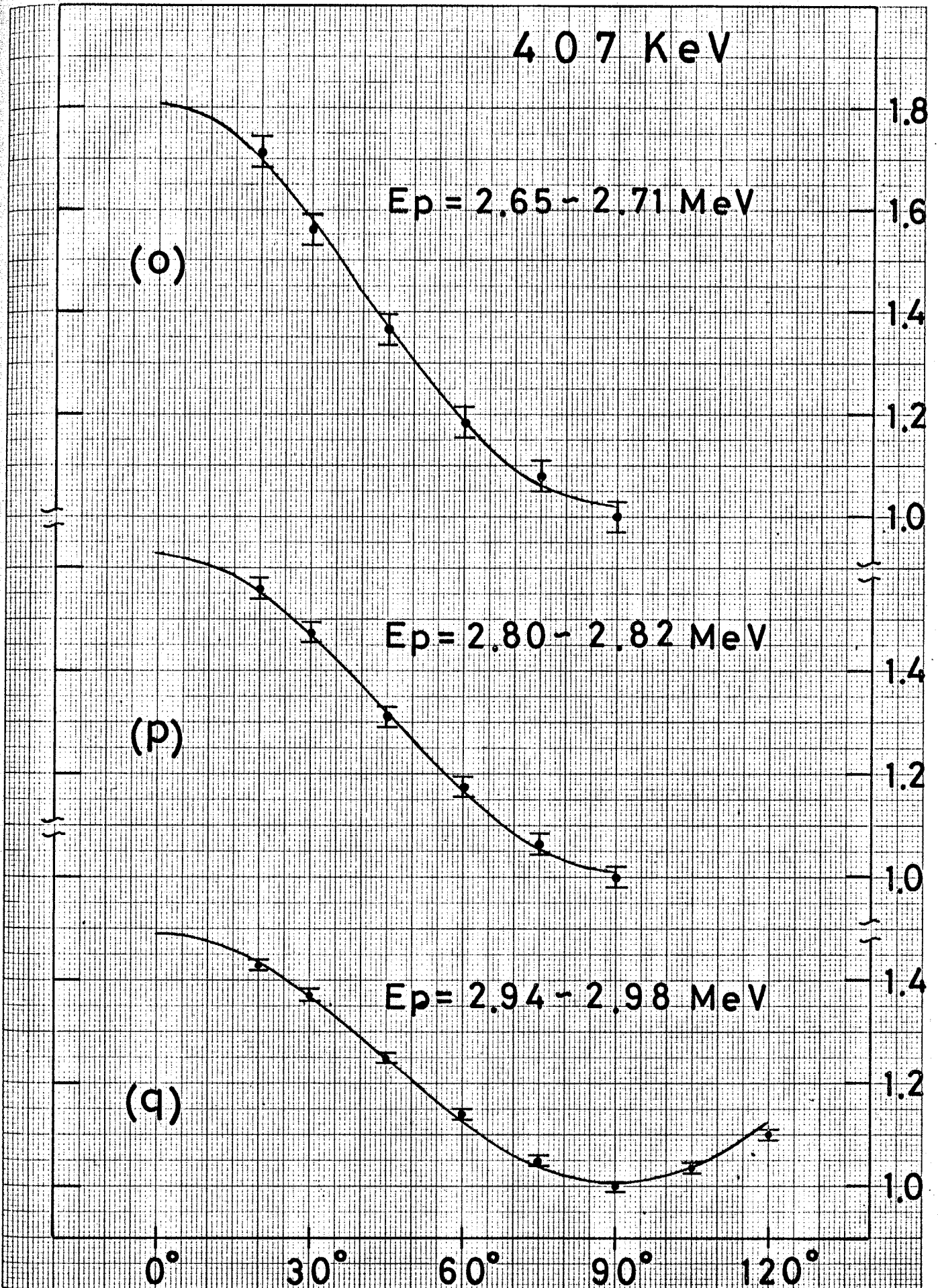
$E_p = 2.80 - 2.82$ MeV

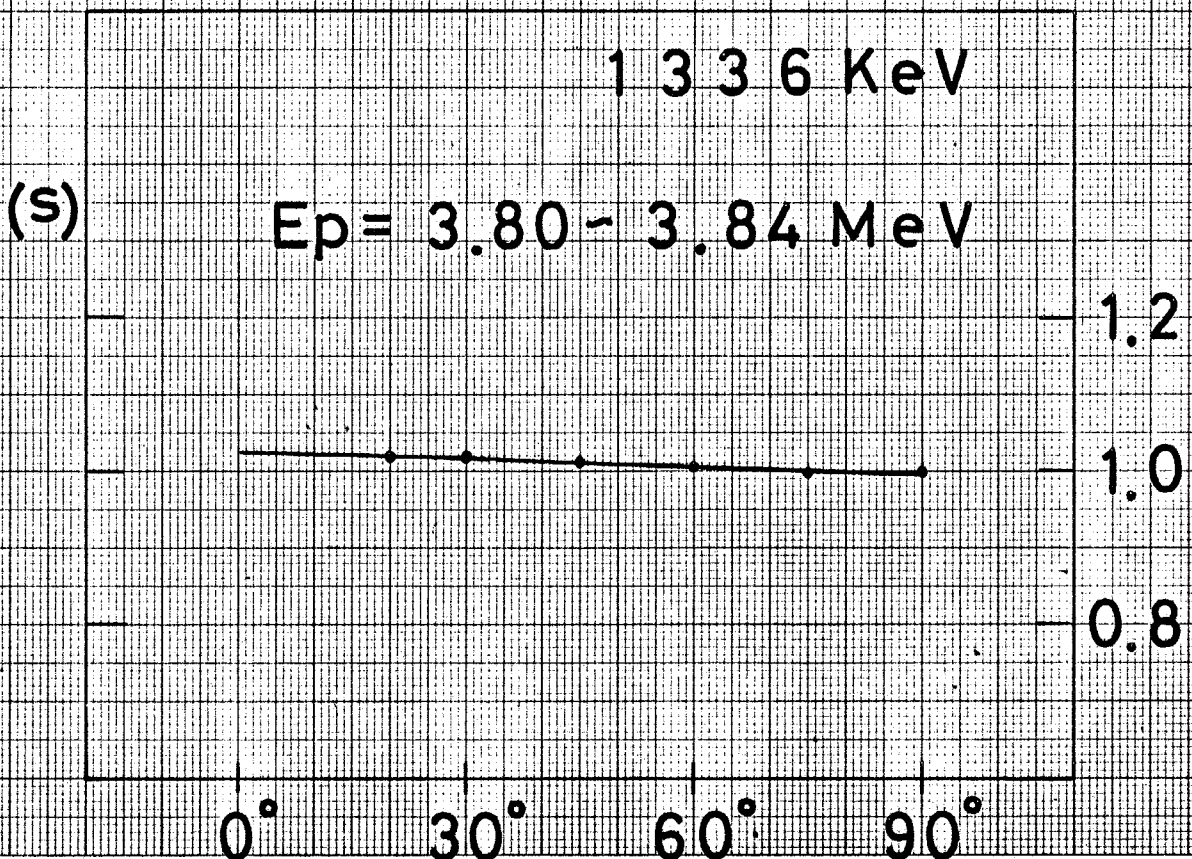
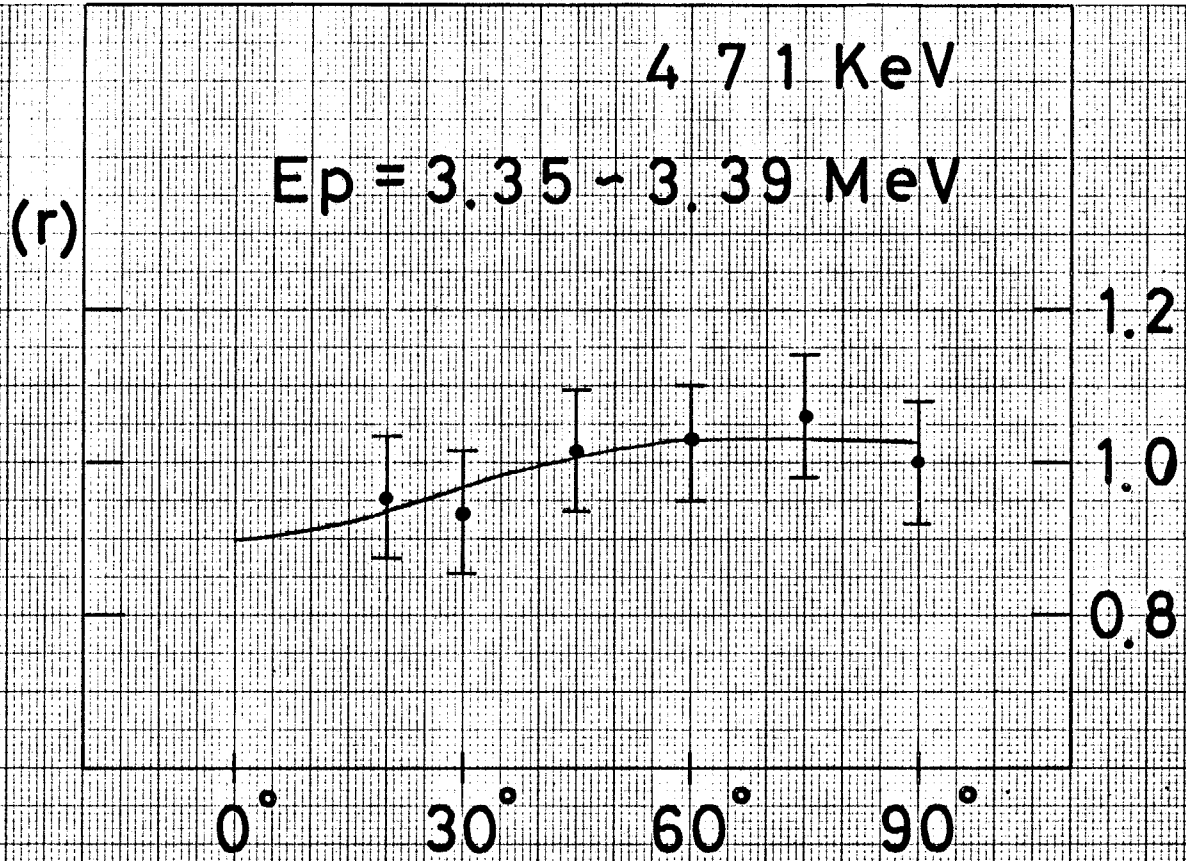


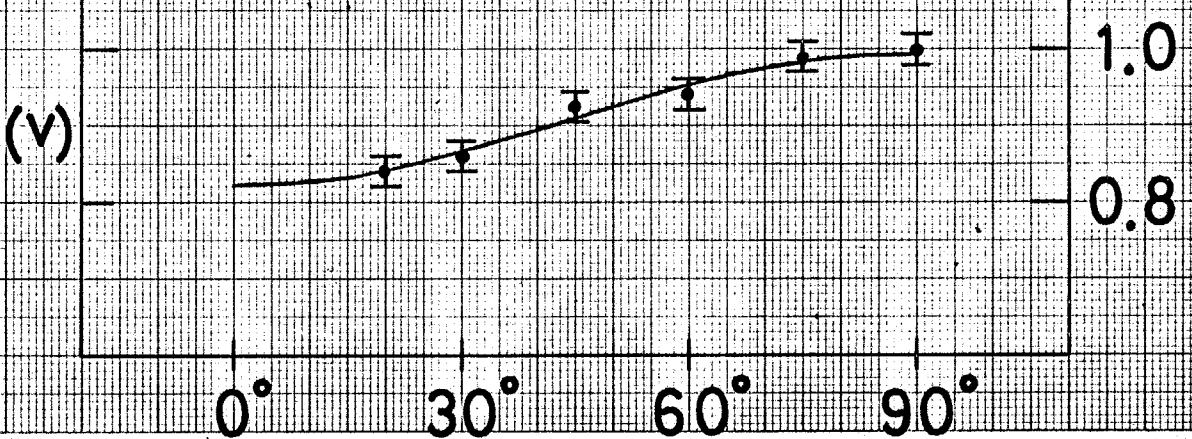
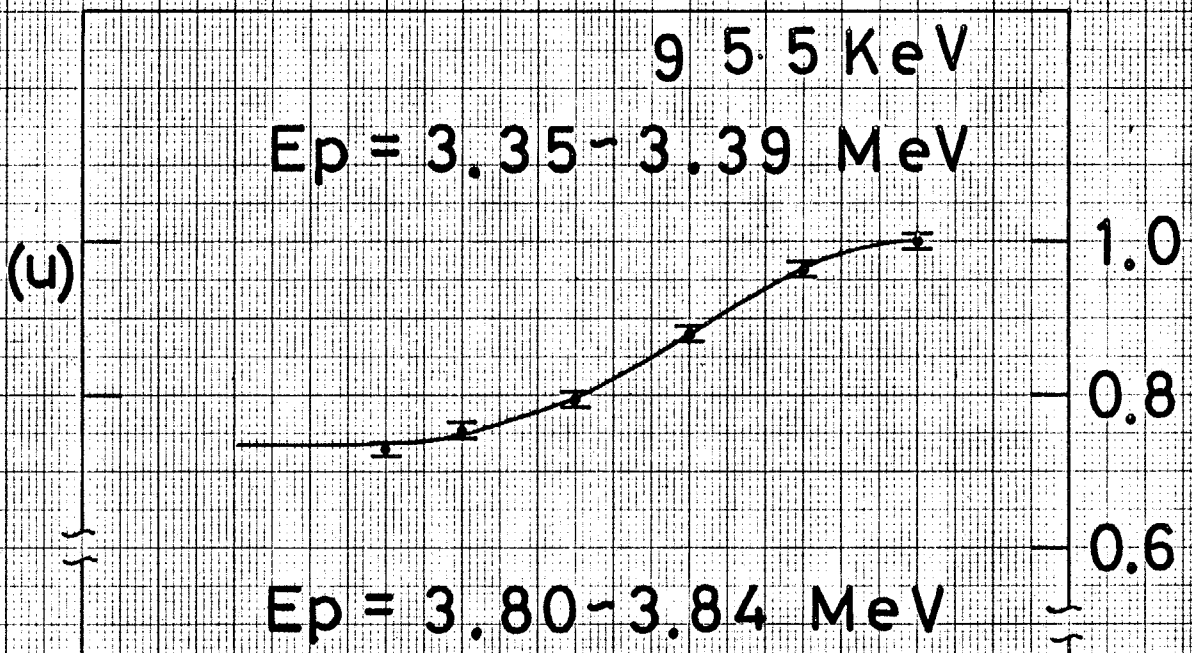
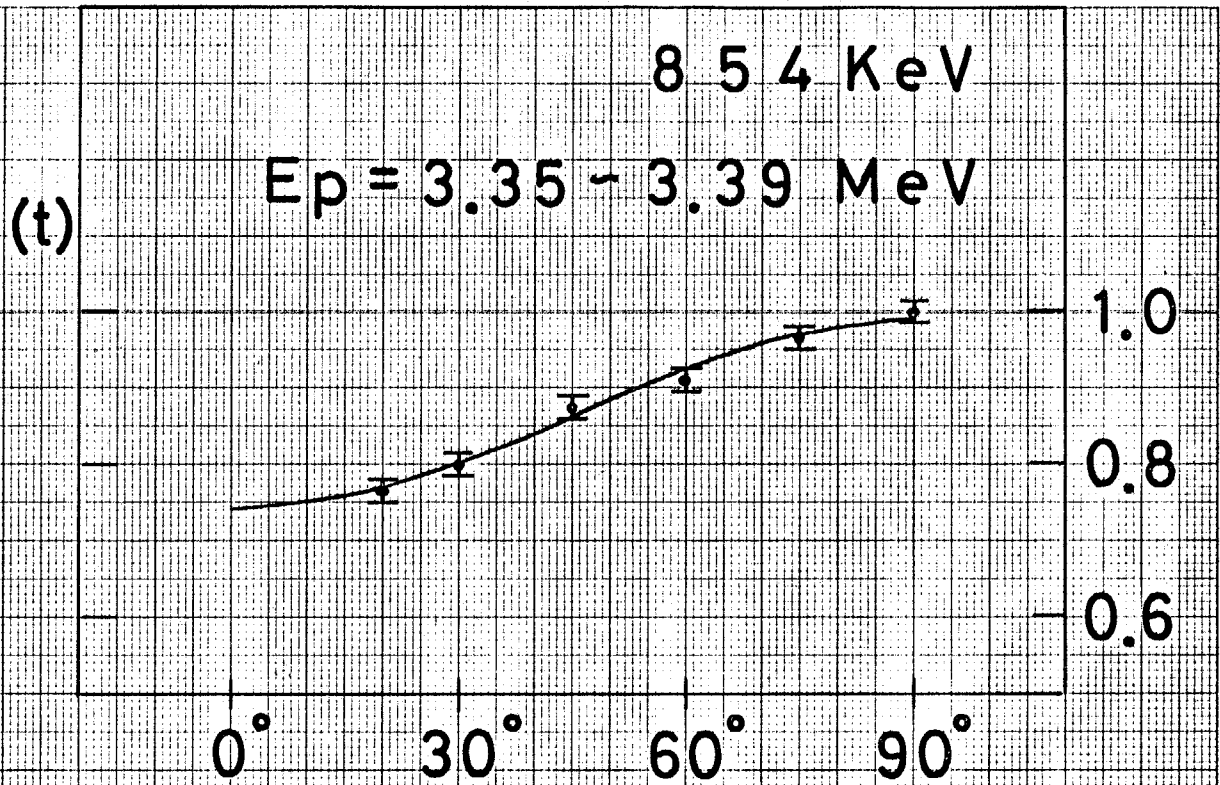
(n)

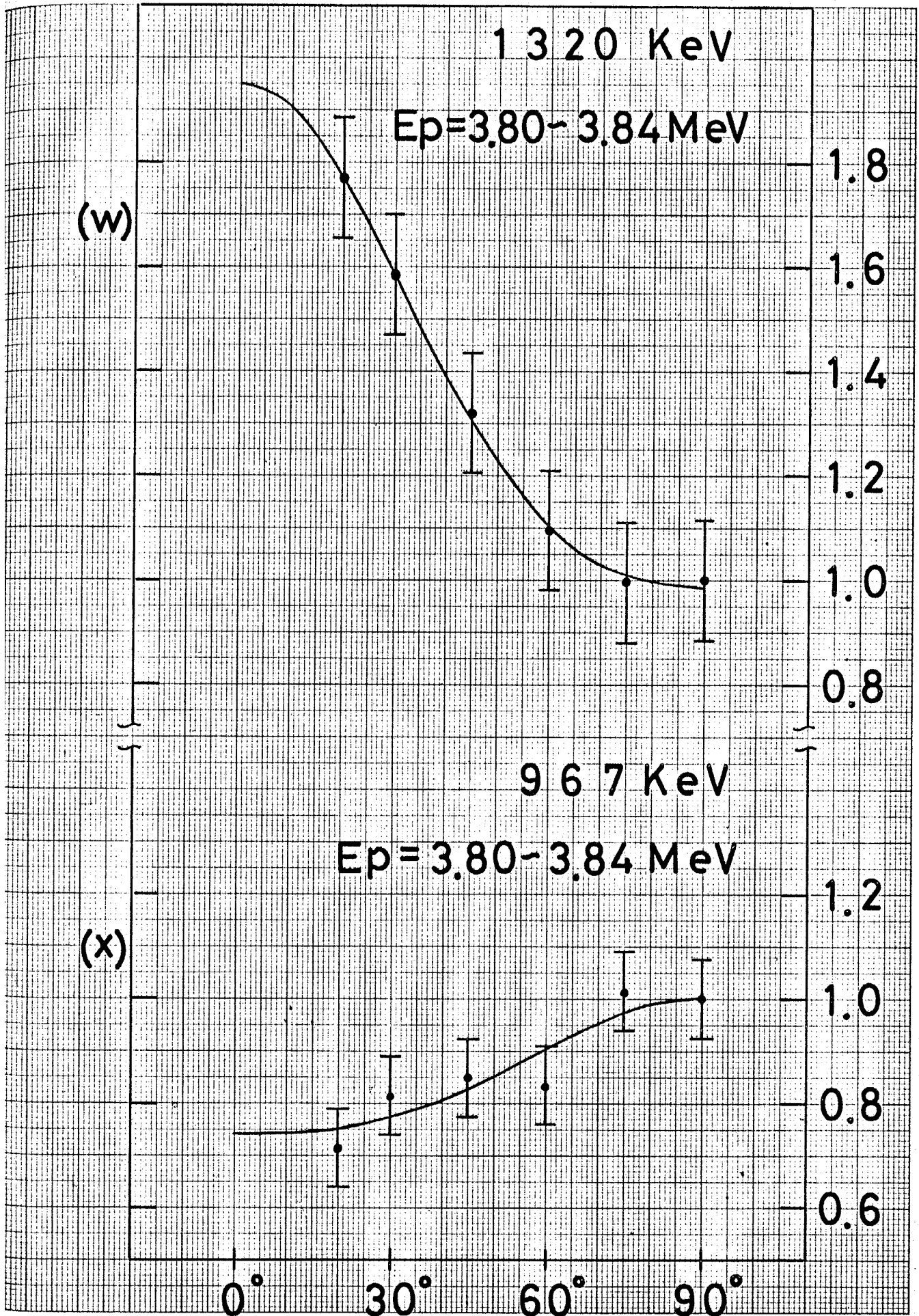
$E_p = 2.94 - 2.98$ MeV

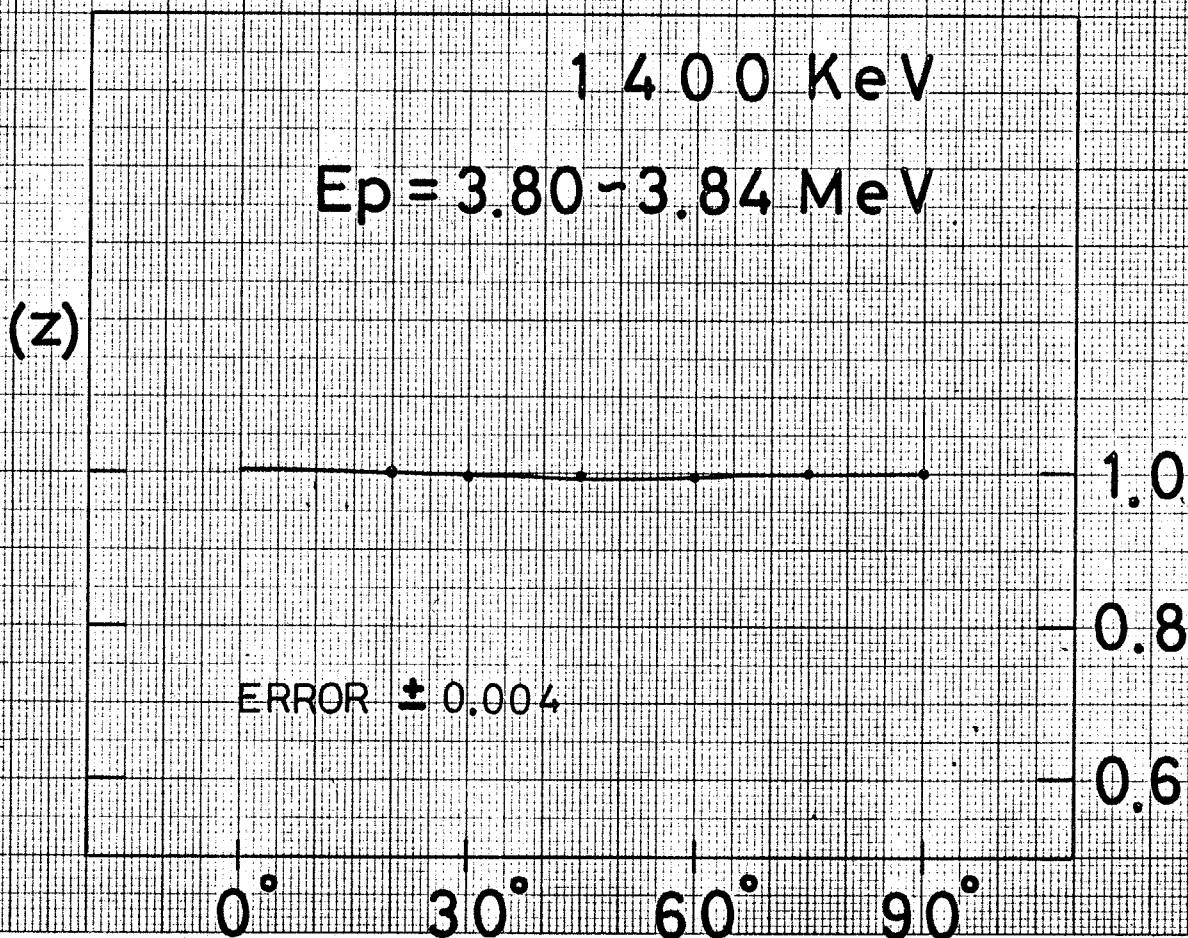
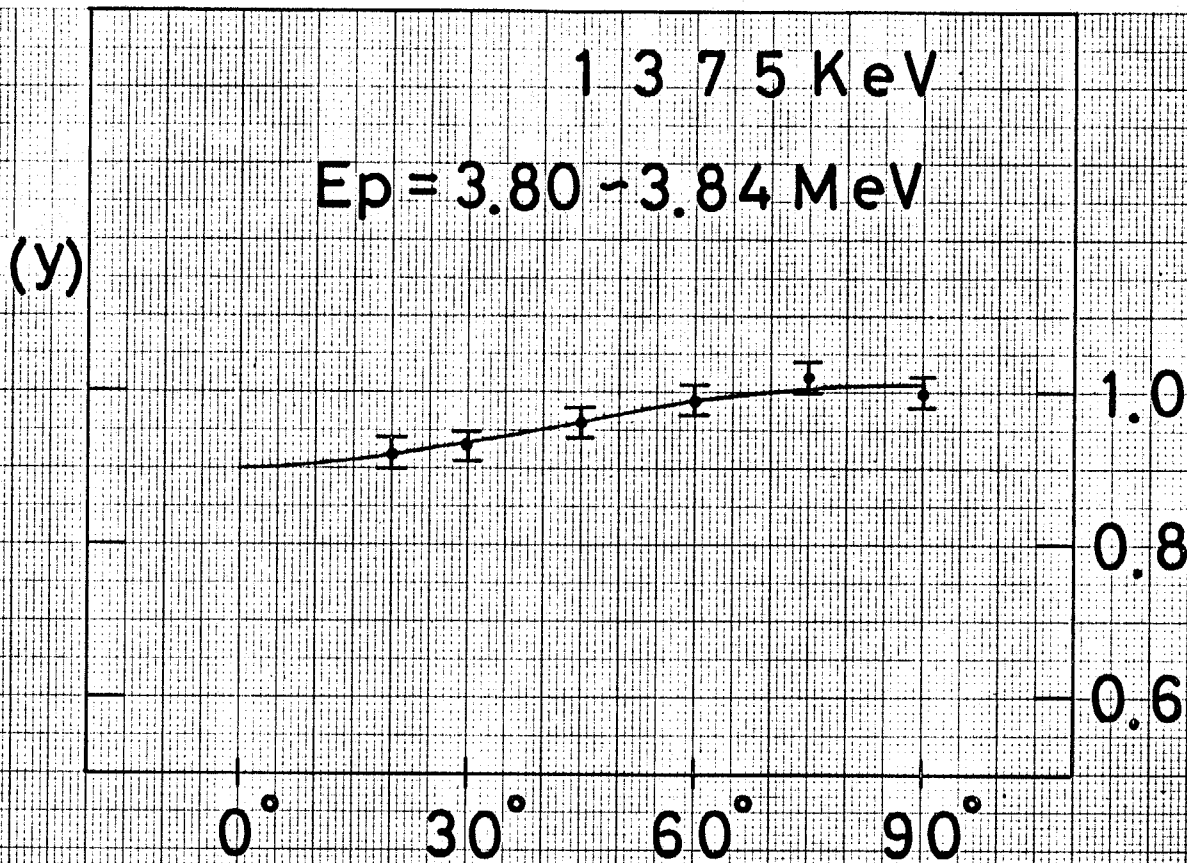












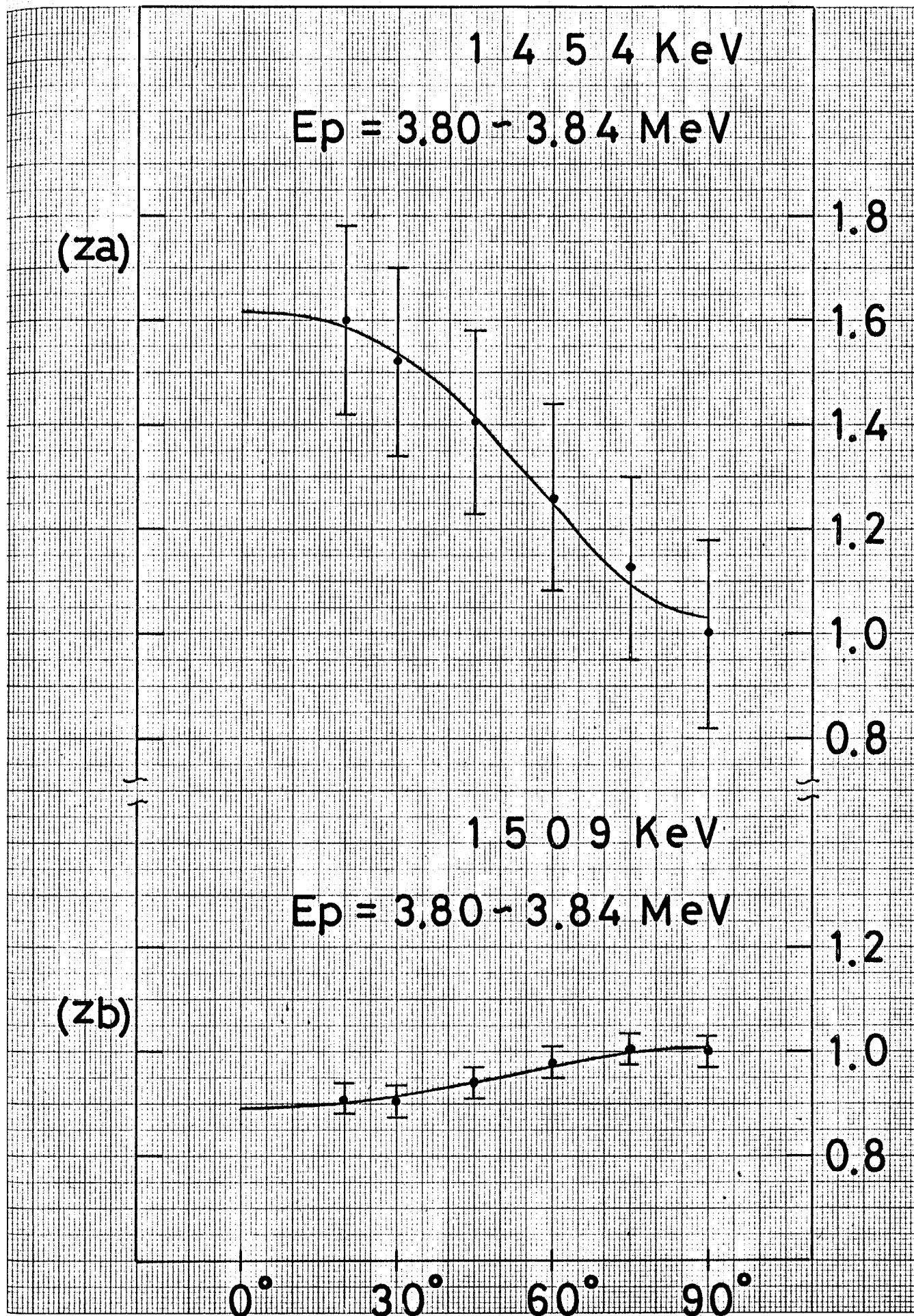


Fig 5-17 (a)

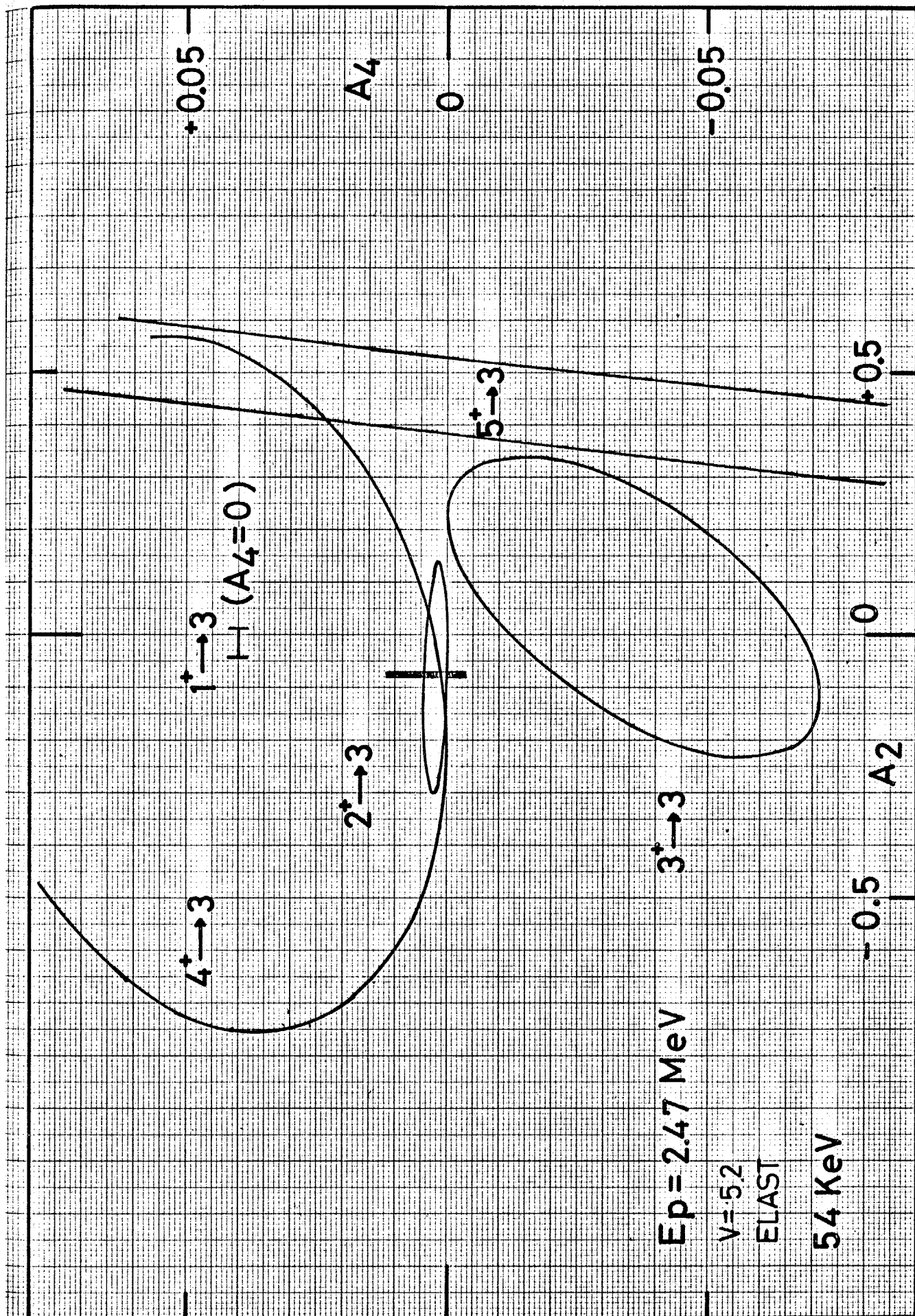


Fig 5-17 (b)

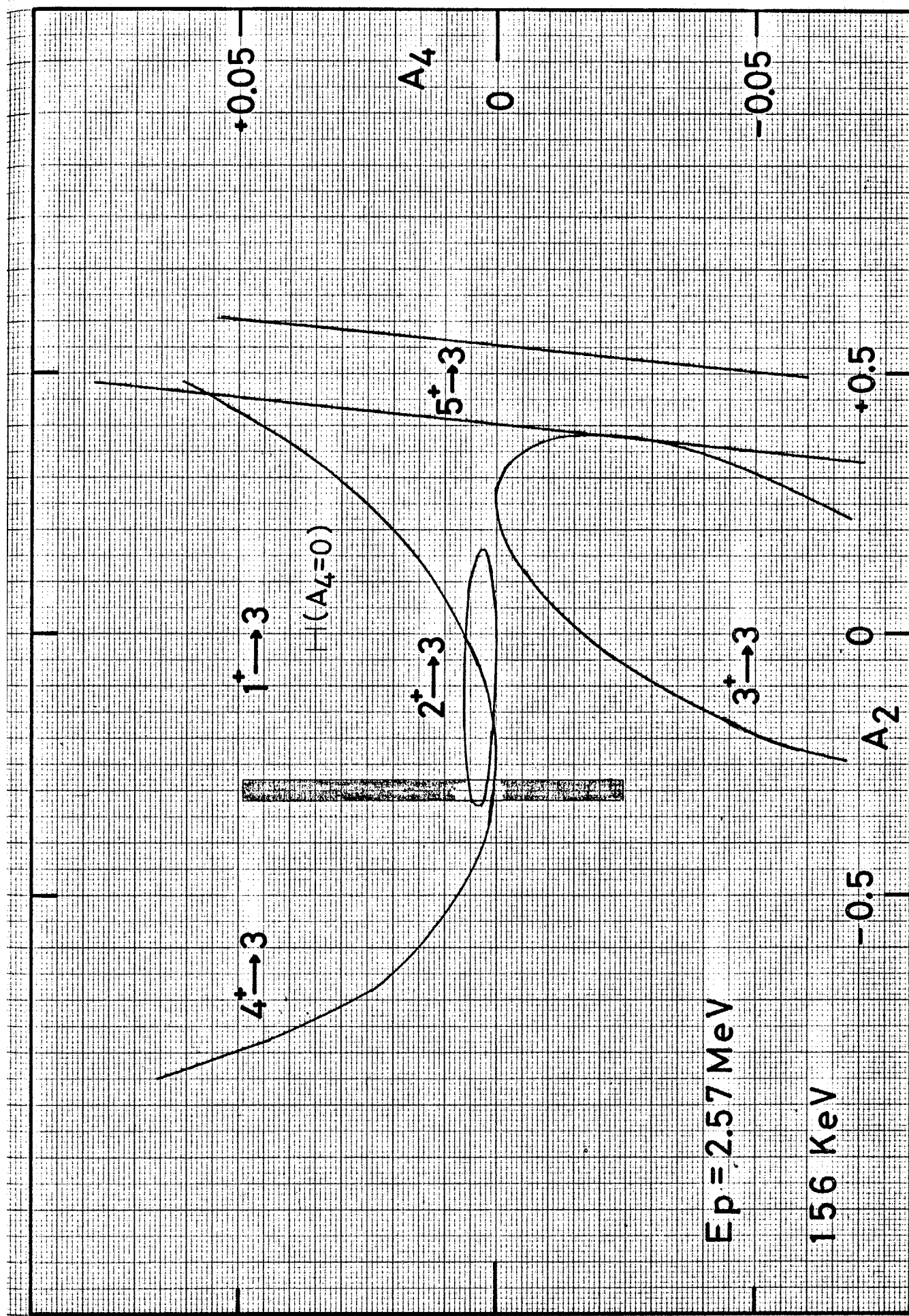


Fig 5-17(c)

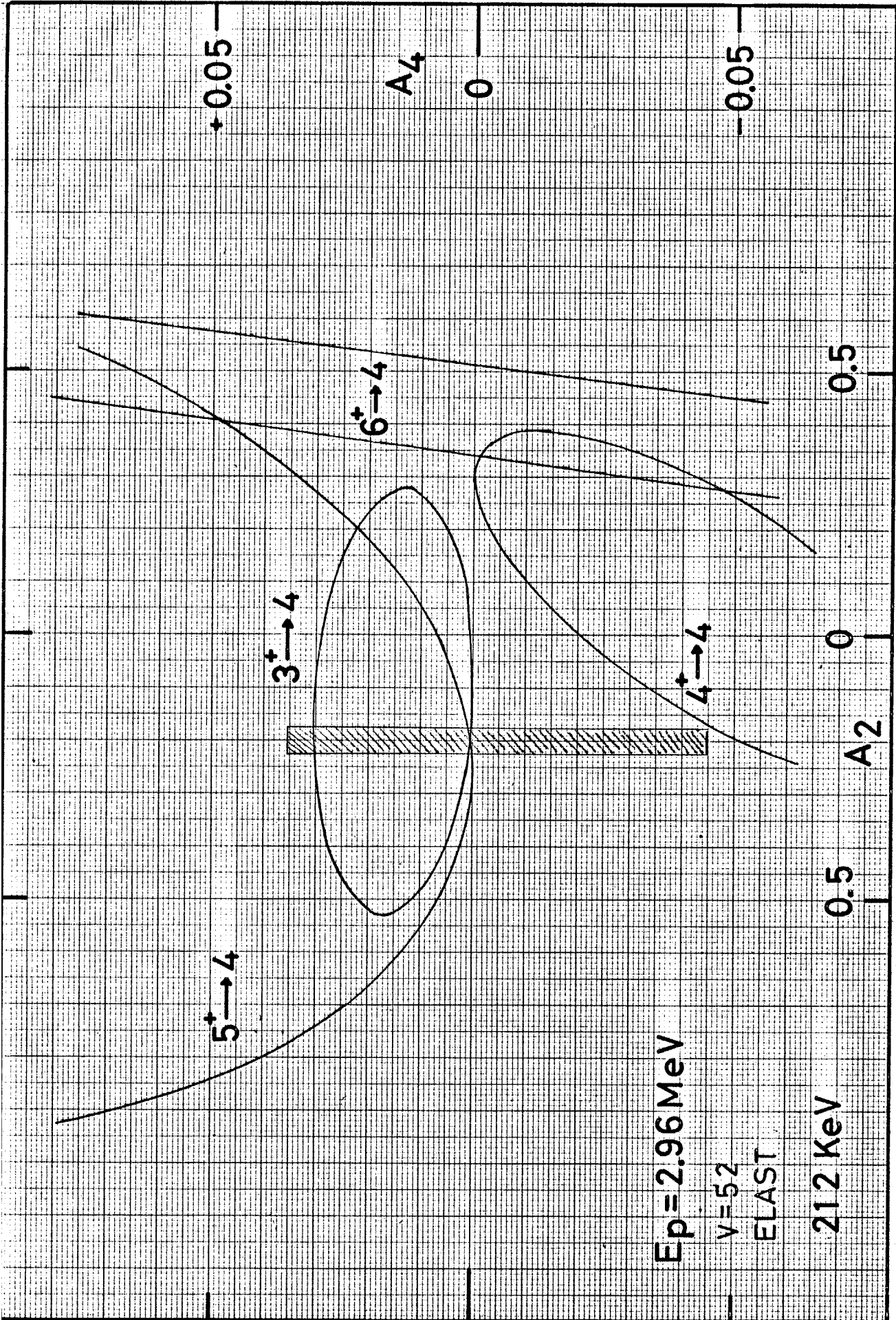


Fig 5-17(d)

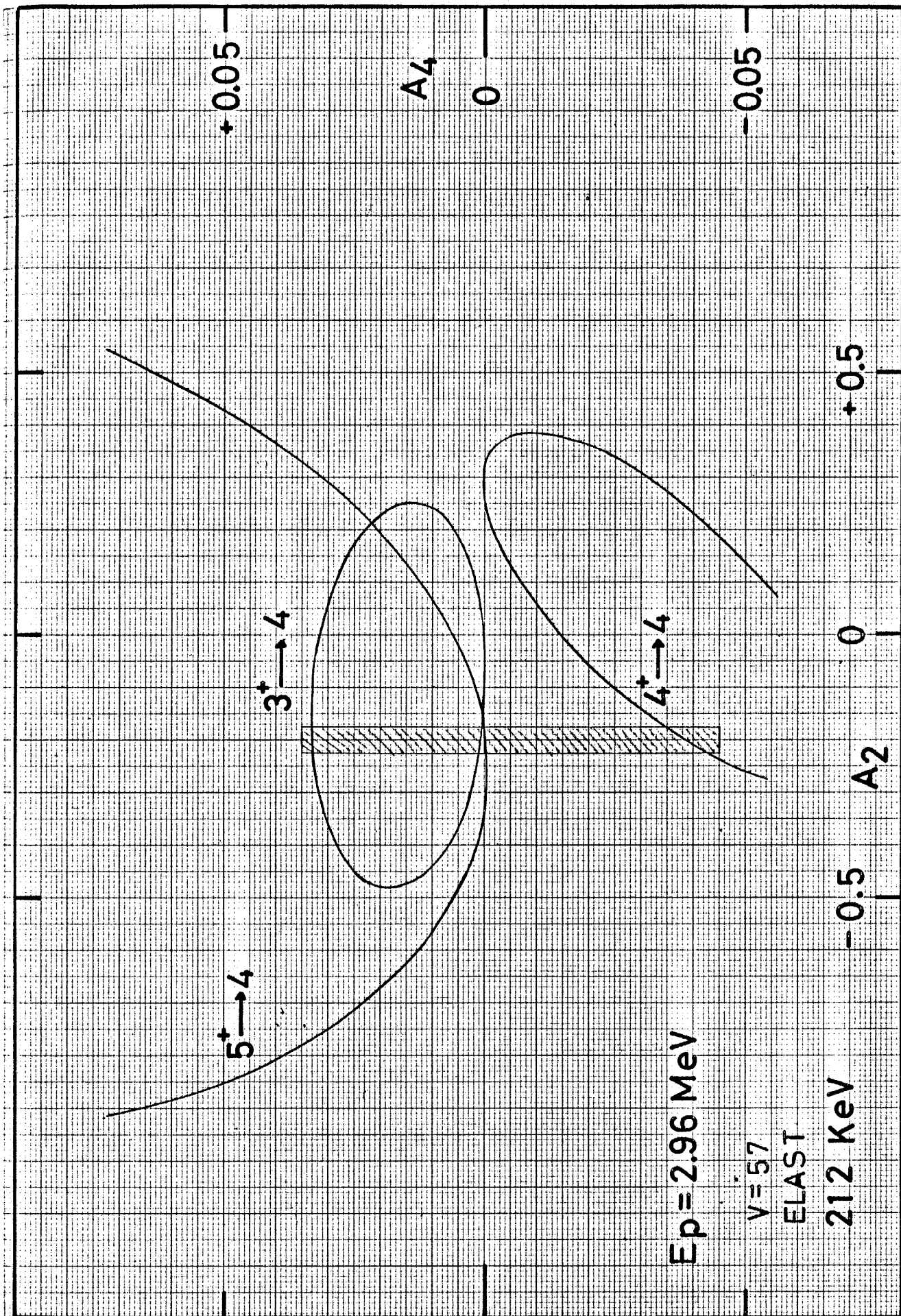


Fig 5-17 (e)

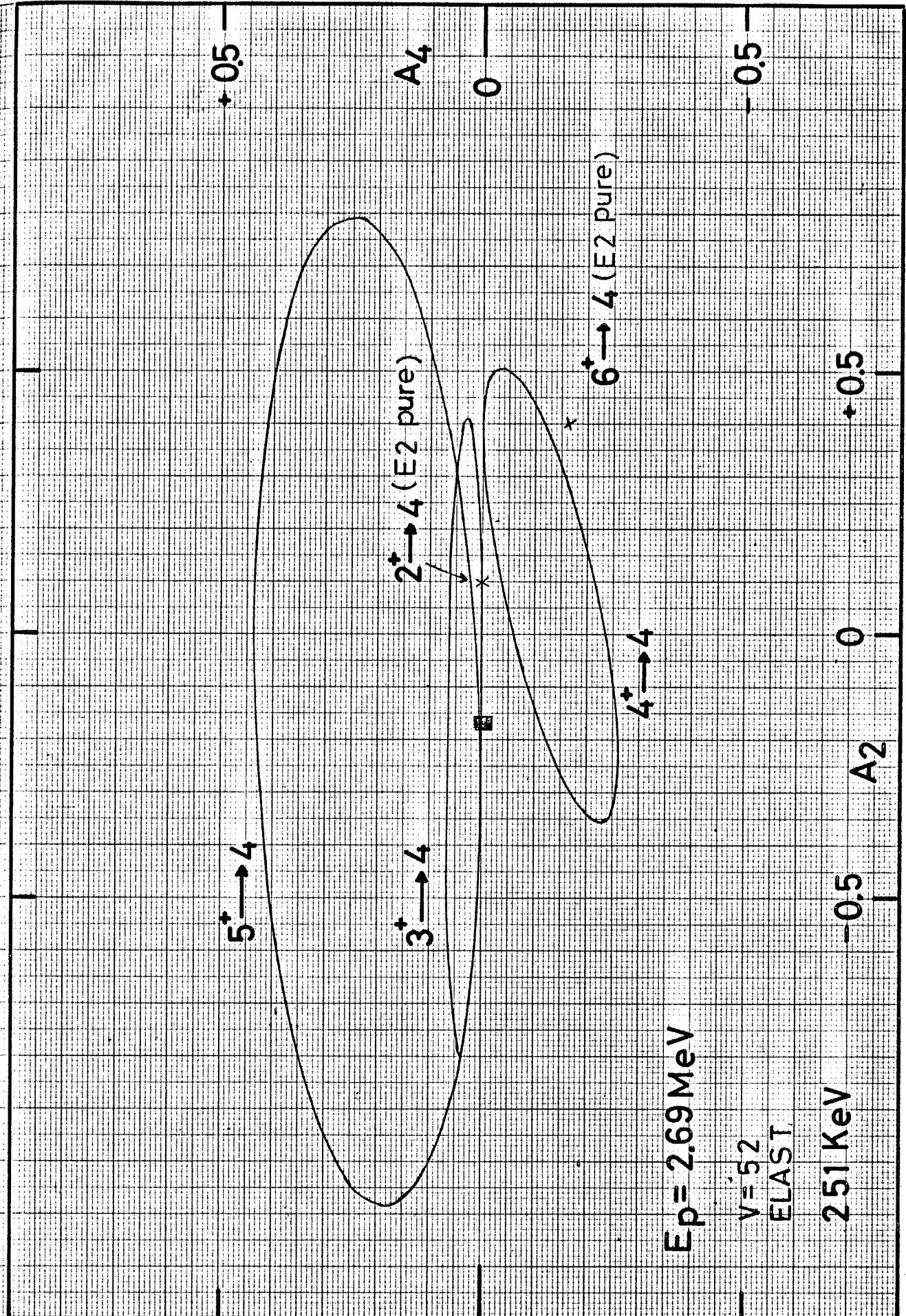


Fig 5-17(f)

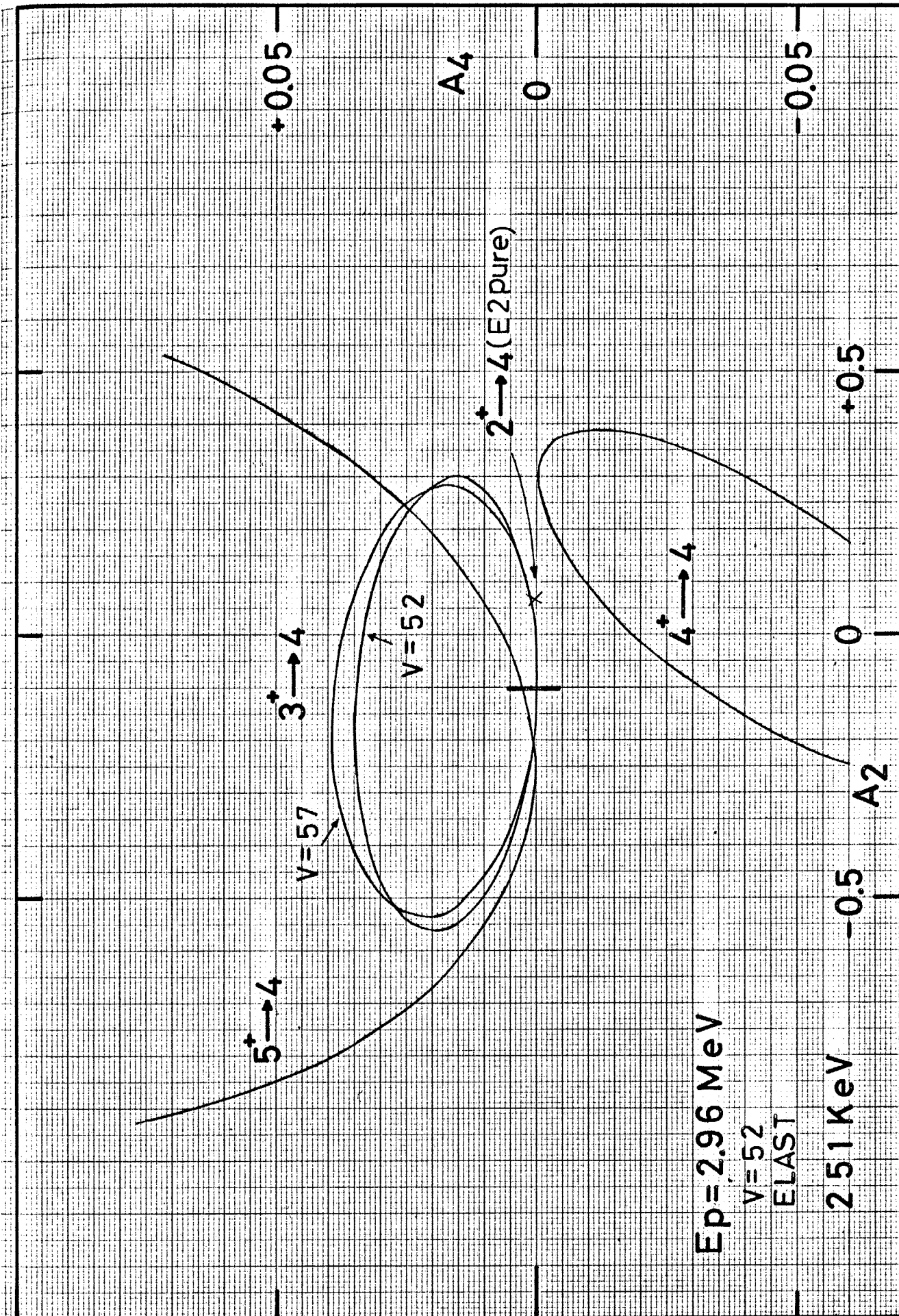


Fig 5-17(g)

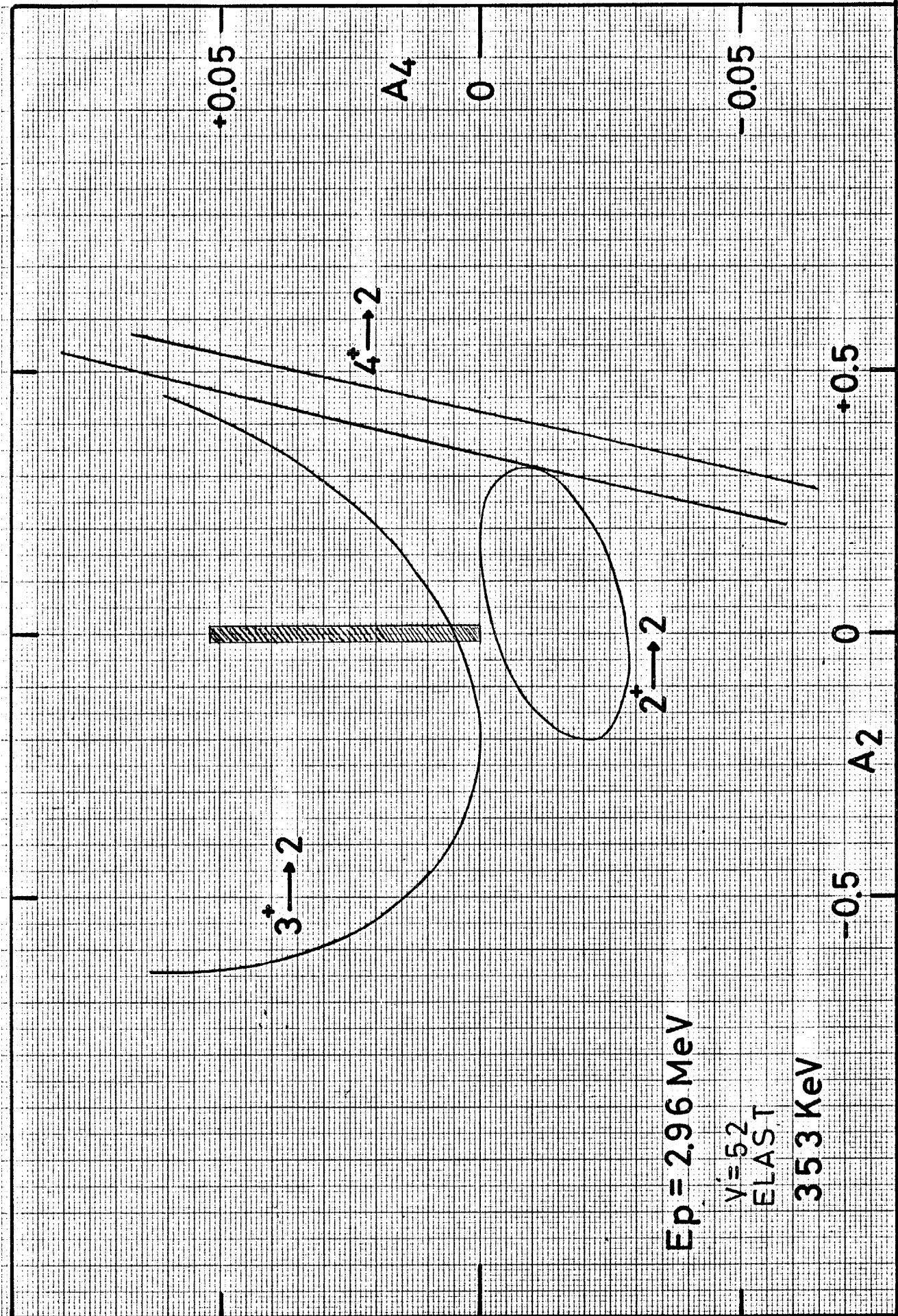


Fig 5-17 (h)

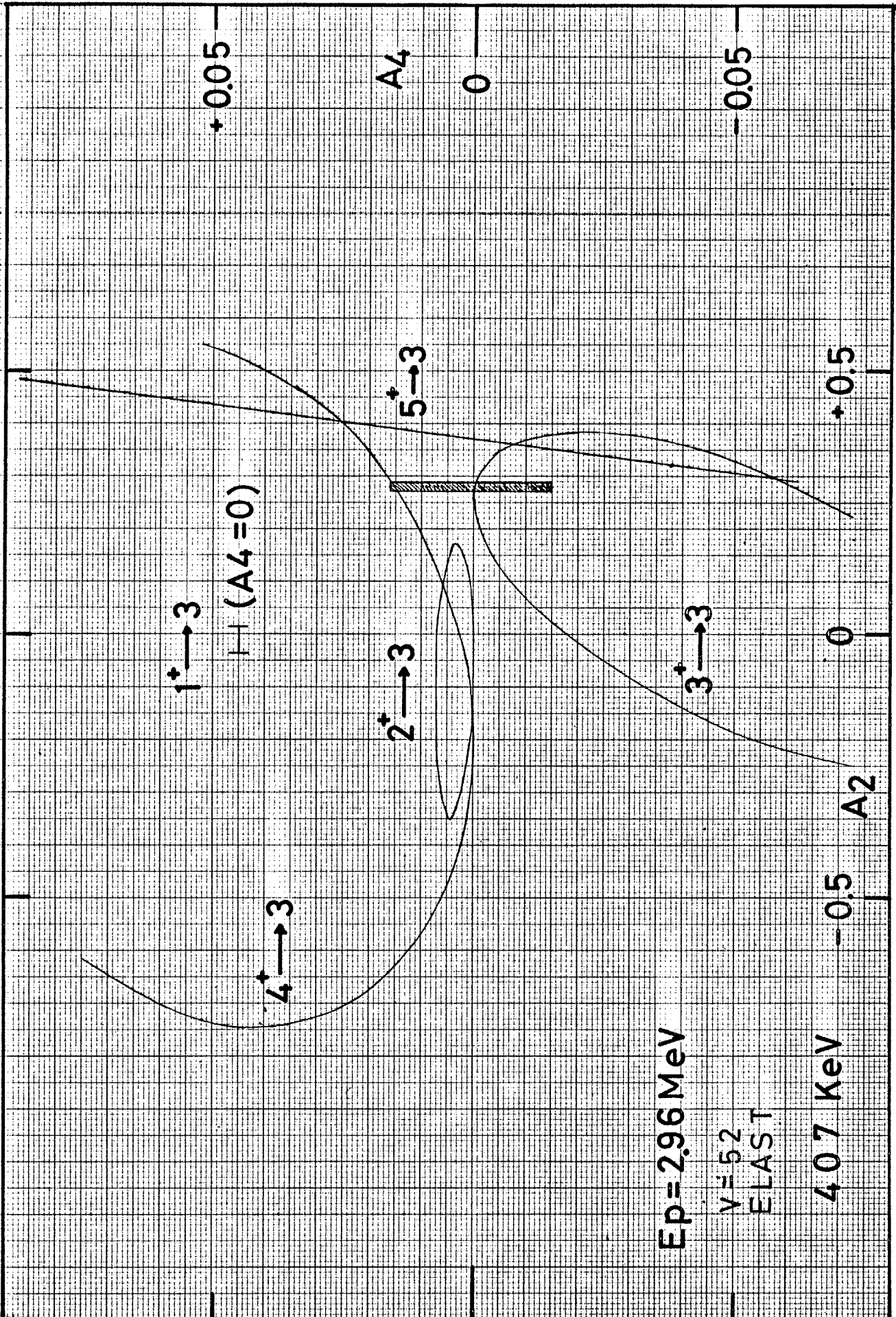


Fig 5-17 (i)

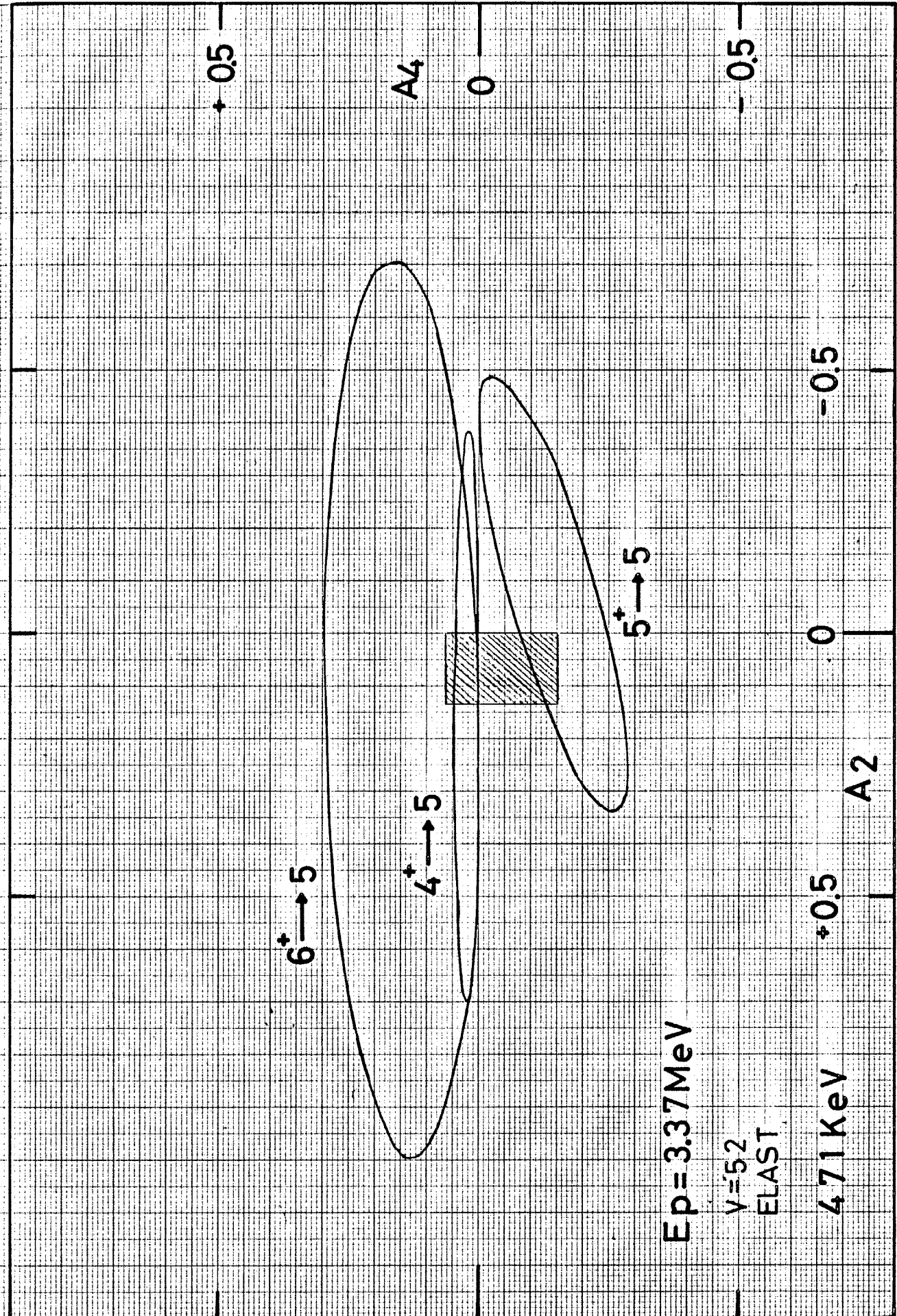


Fig 5-17(j)

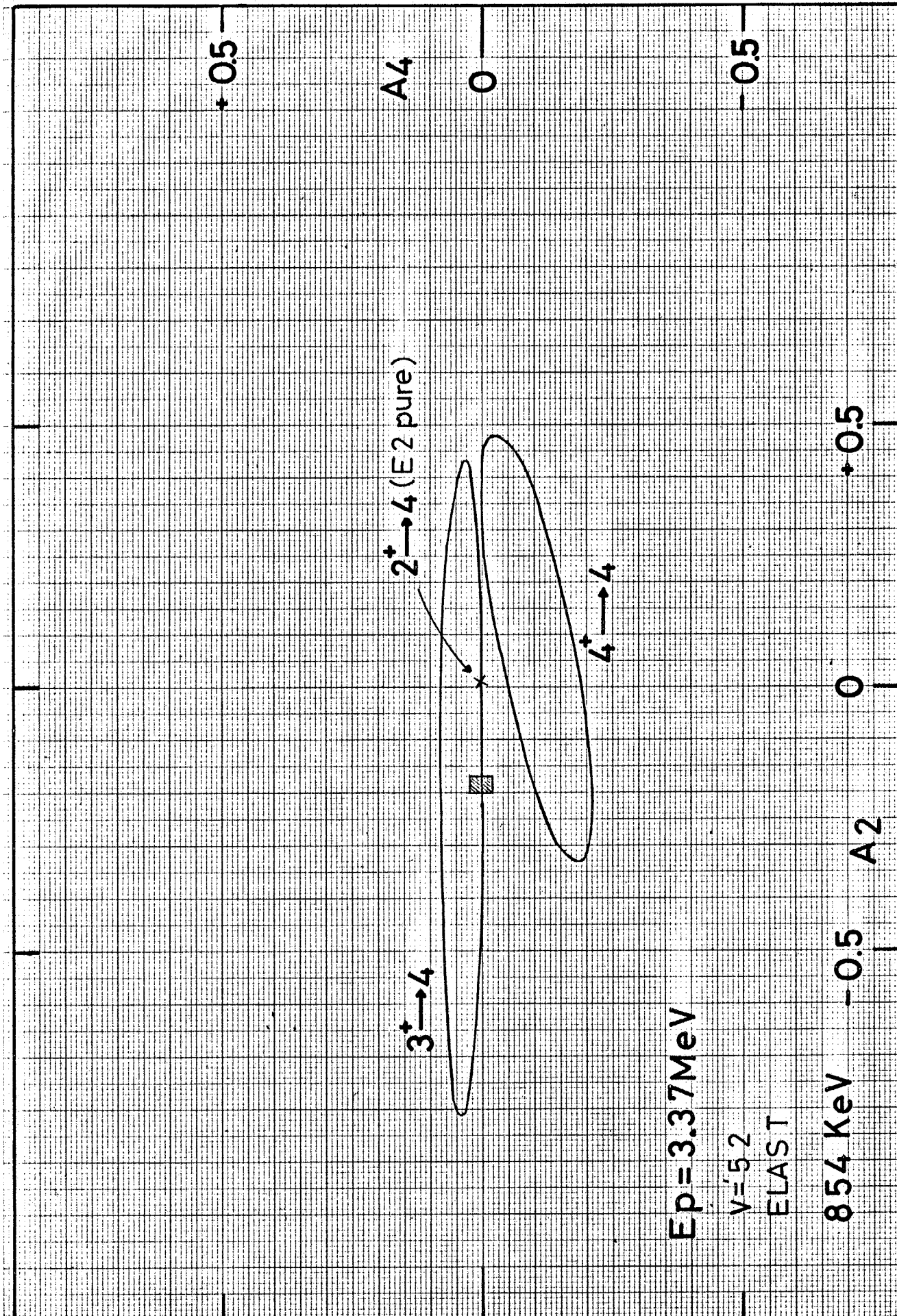
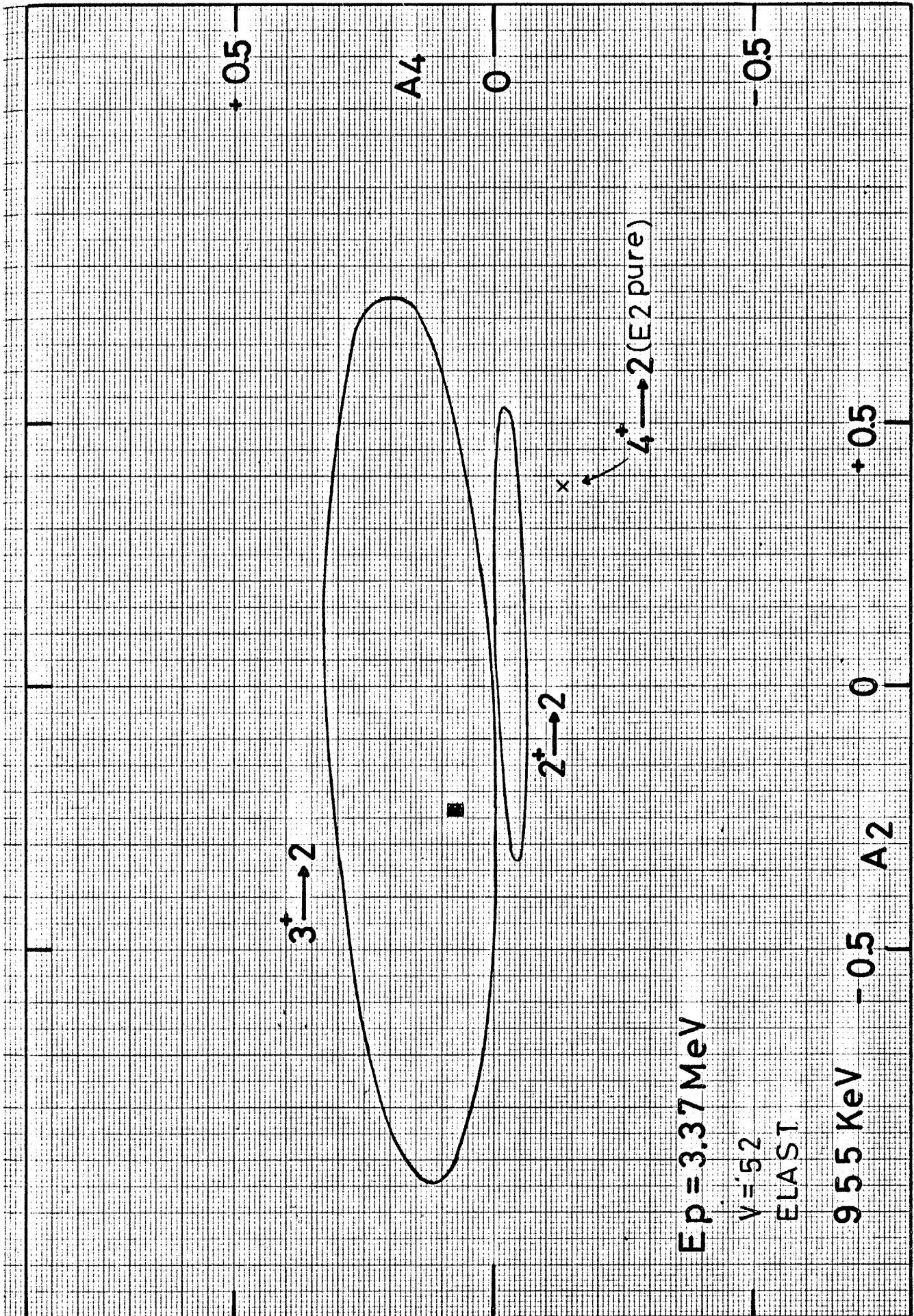
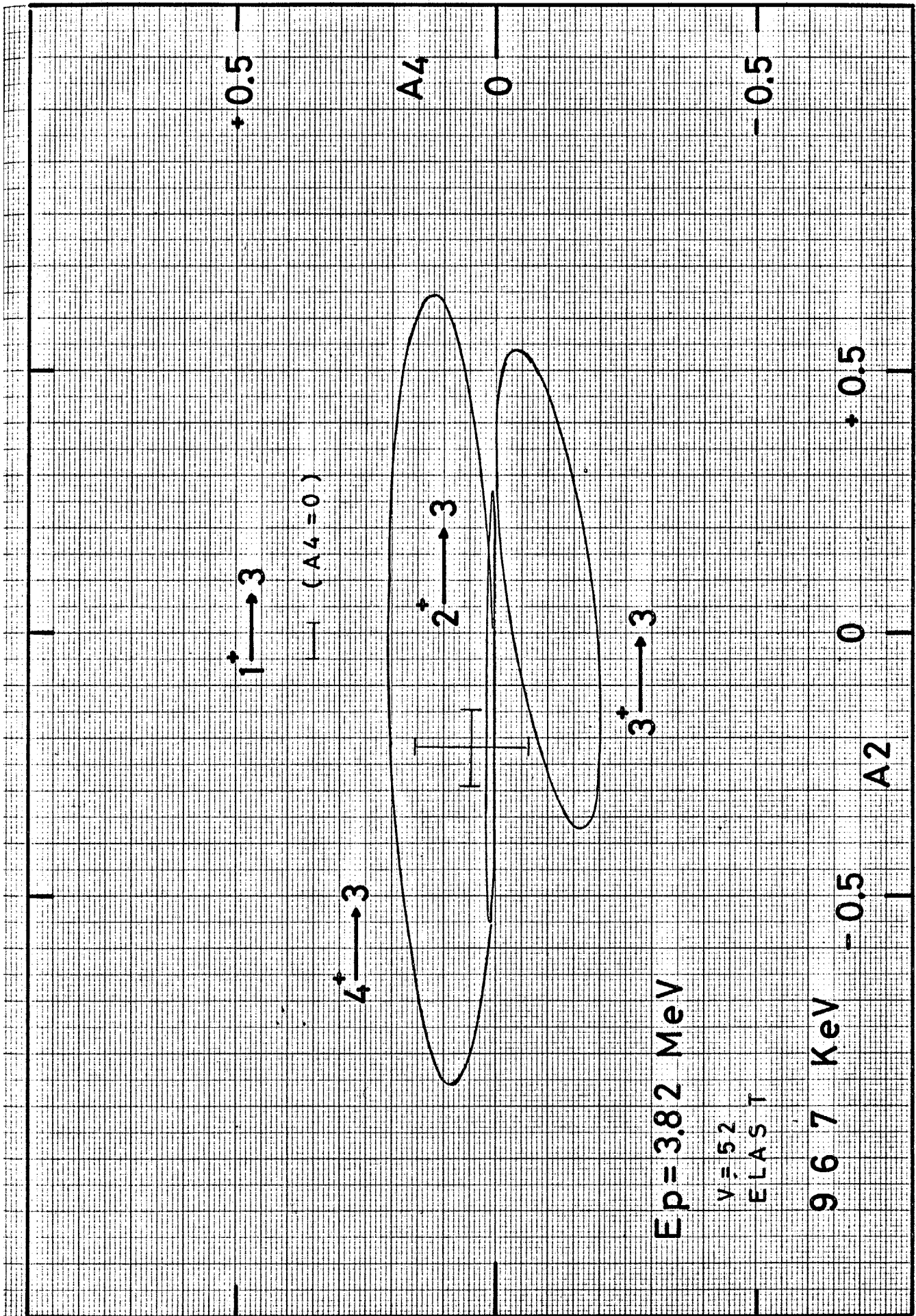


Fig 5-17(k)





$E_p = 3.82 \text{ MeV}$

$V = 52$
ELAST

967 KeV

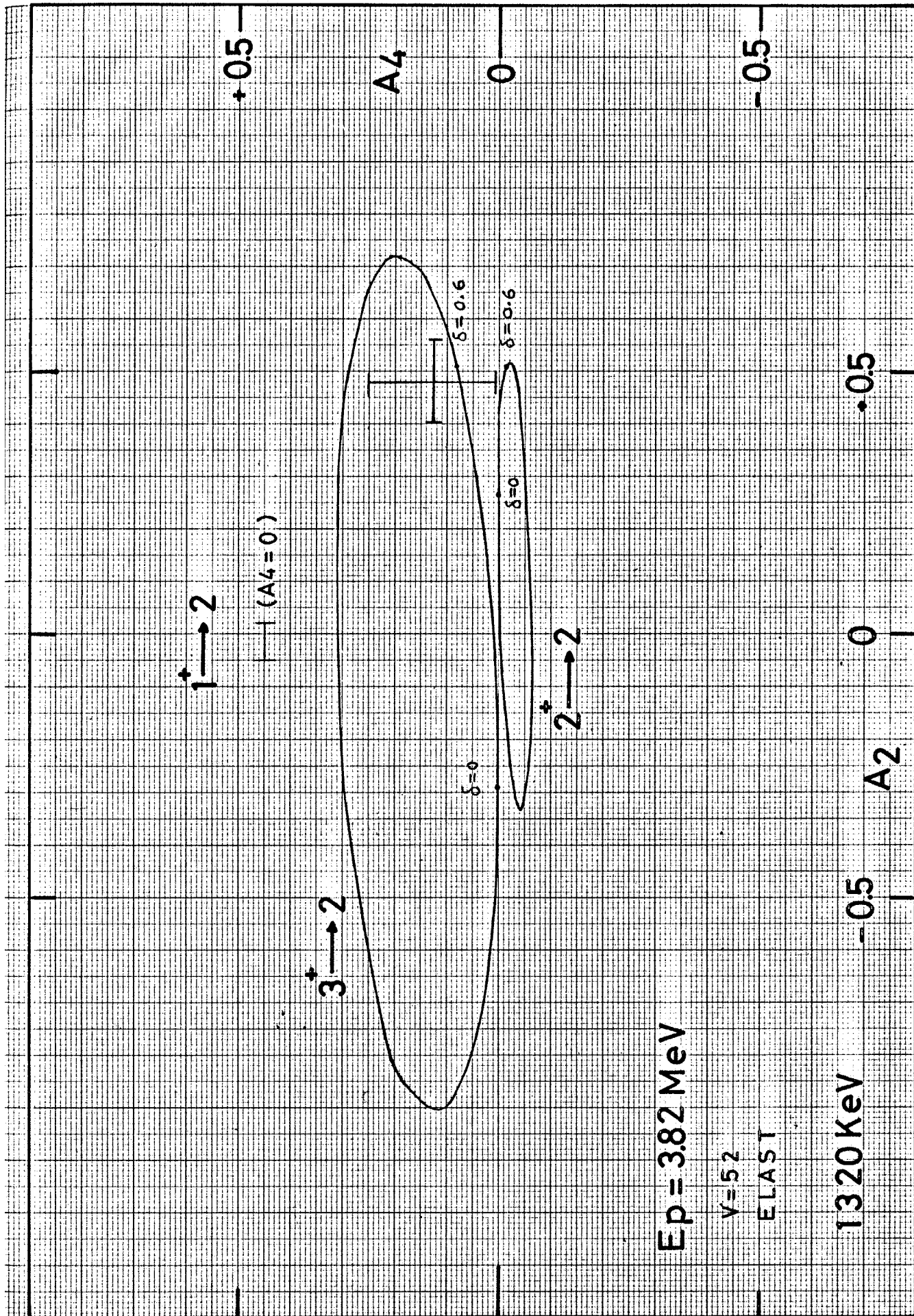
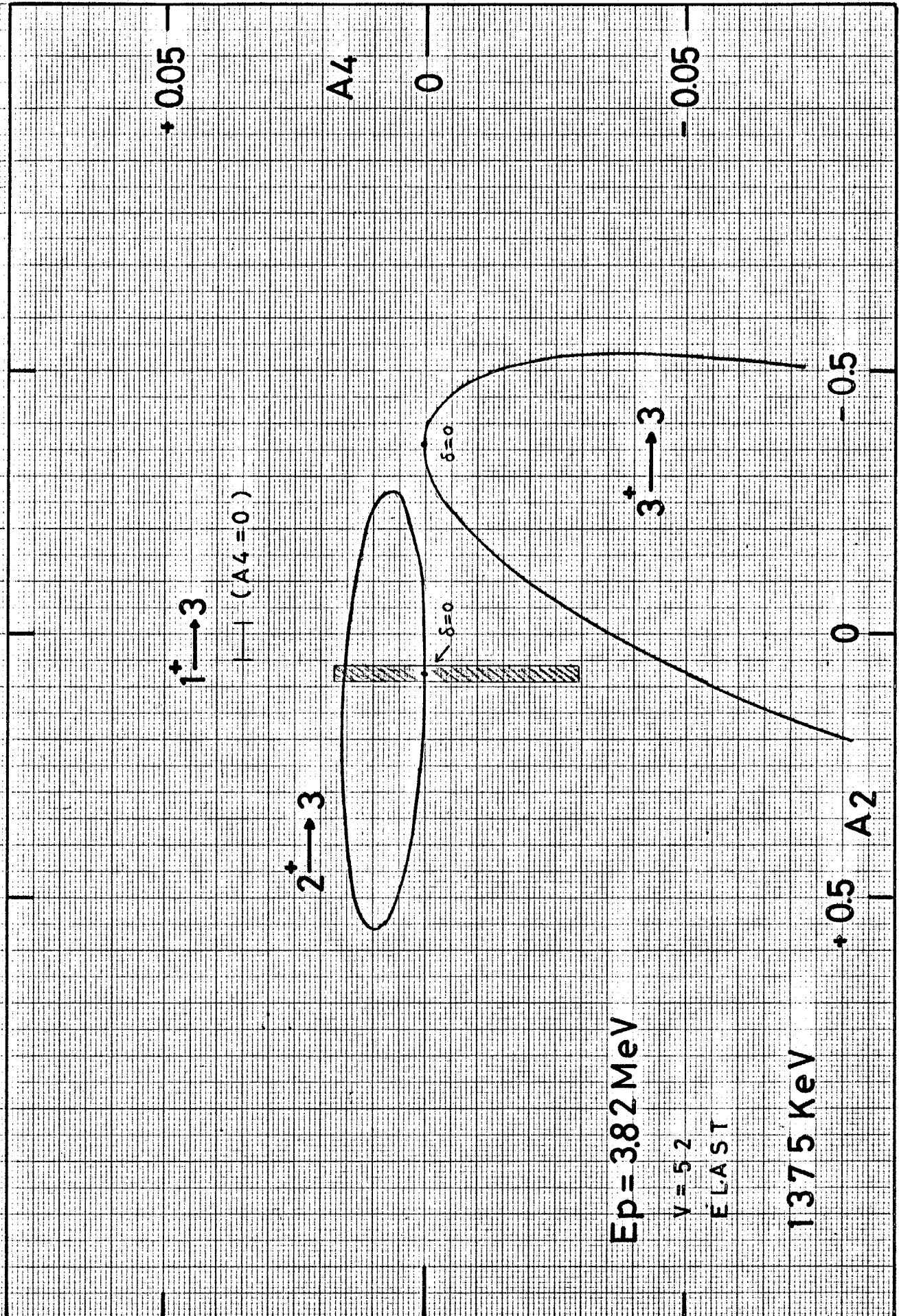


Fig 5-17(n)



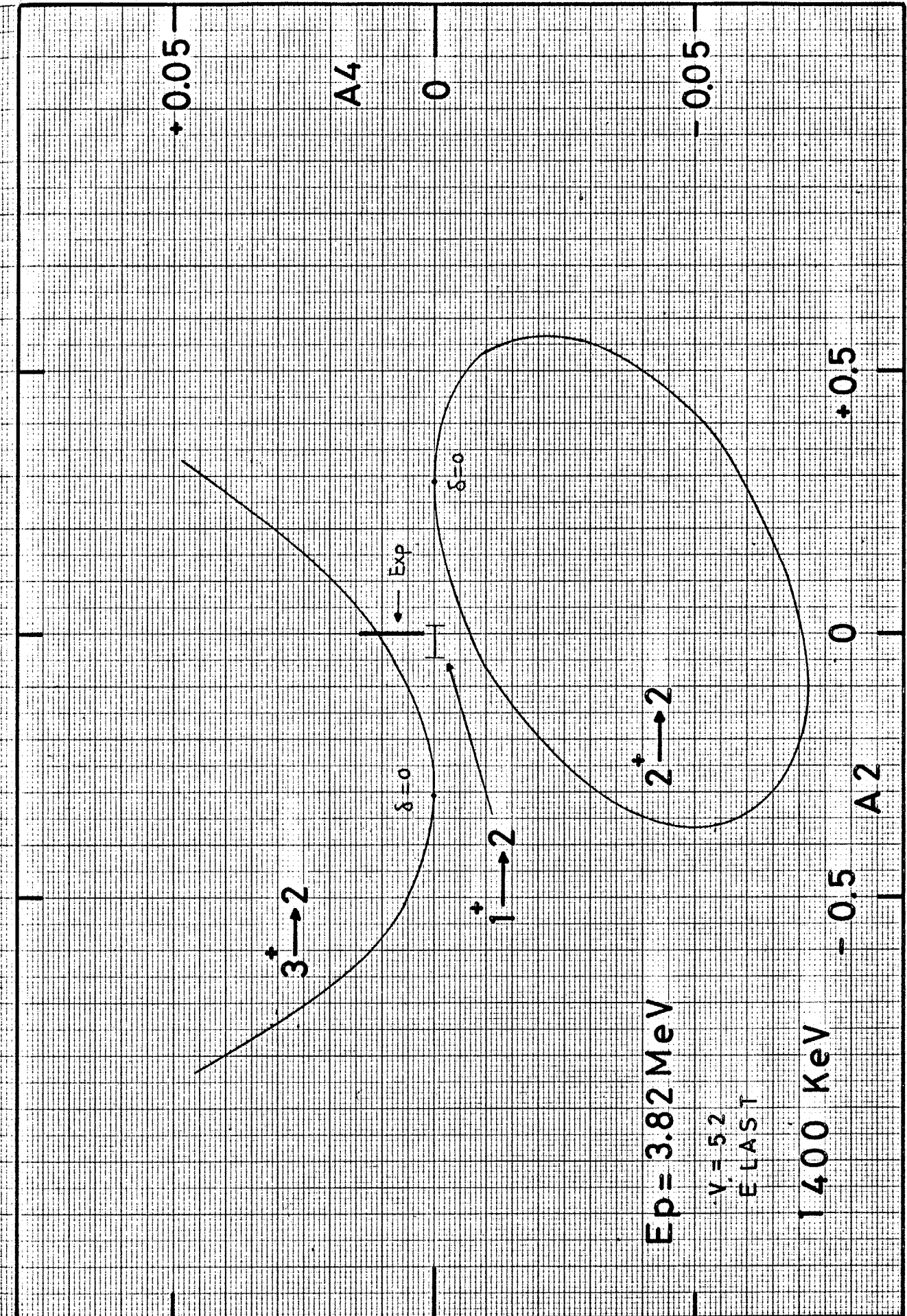
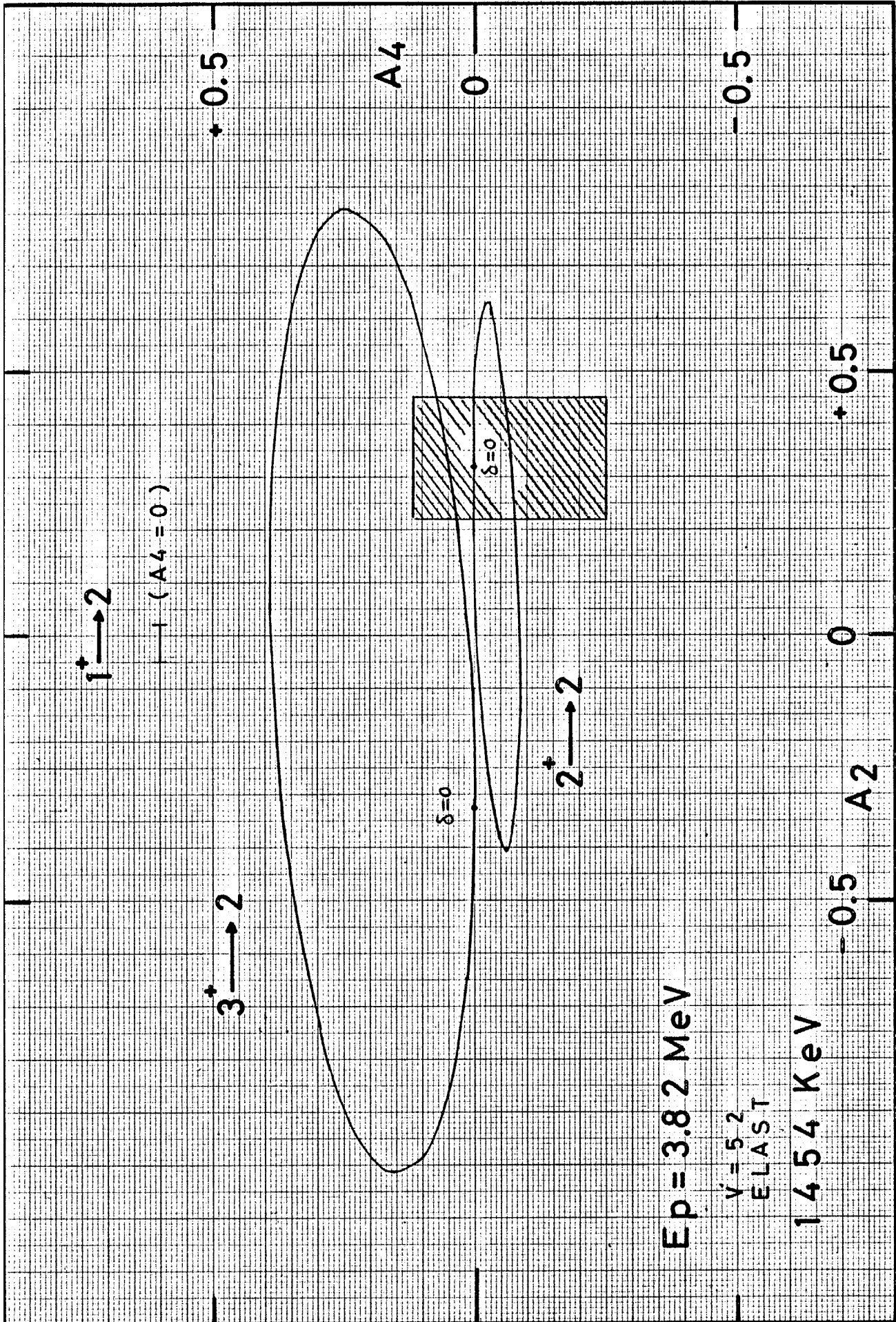


Fig 5-17(P)



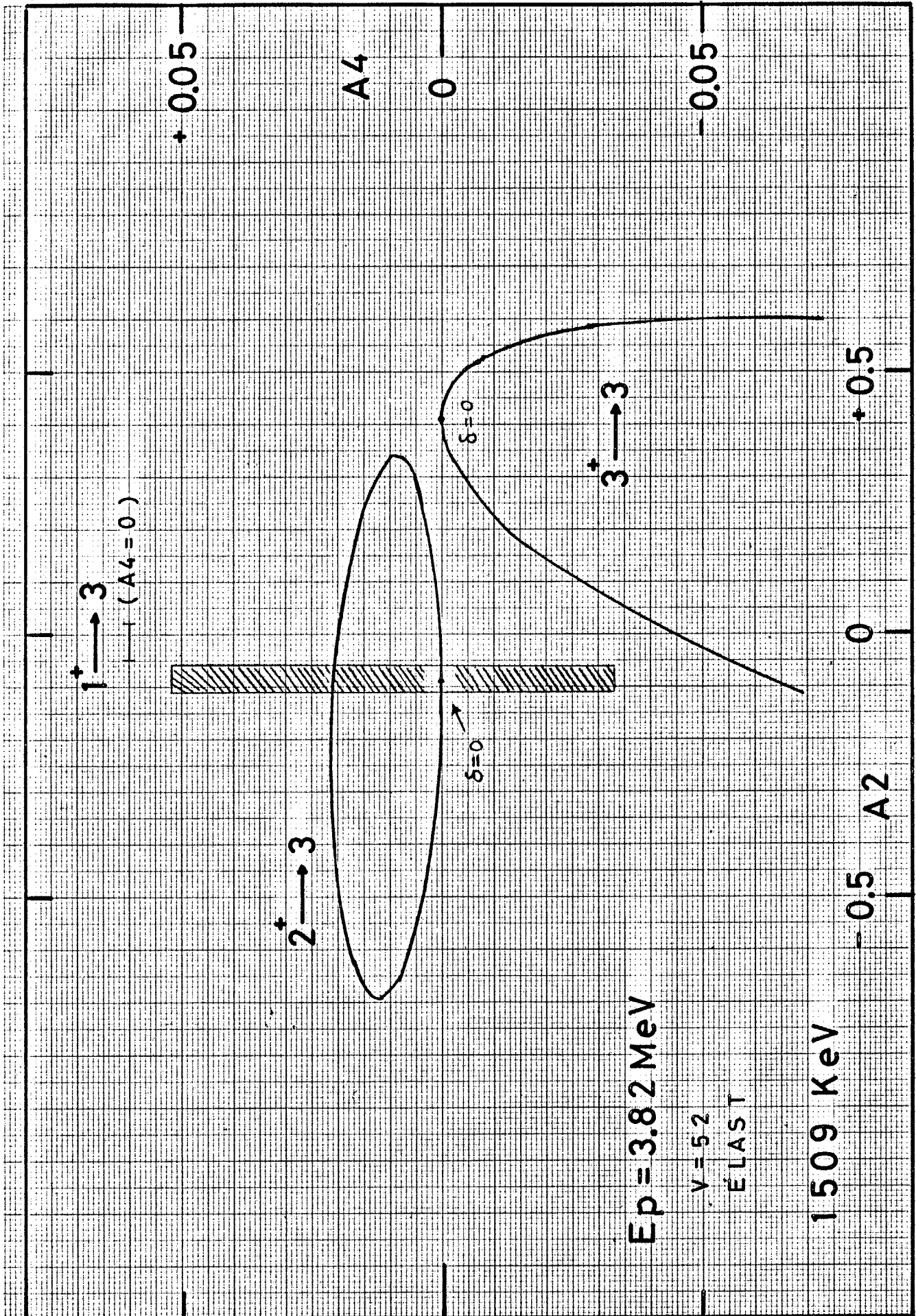




Fig 5-18(a)

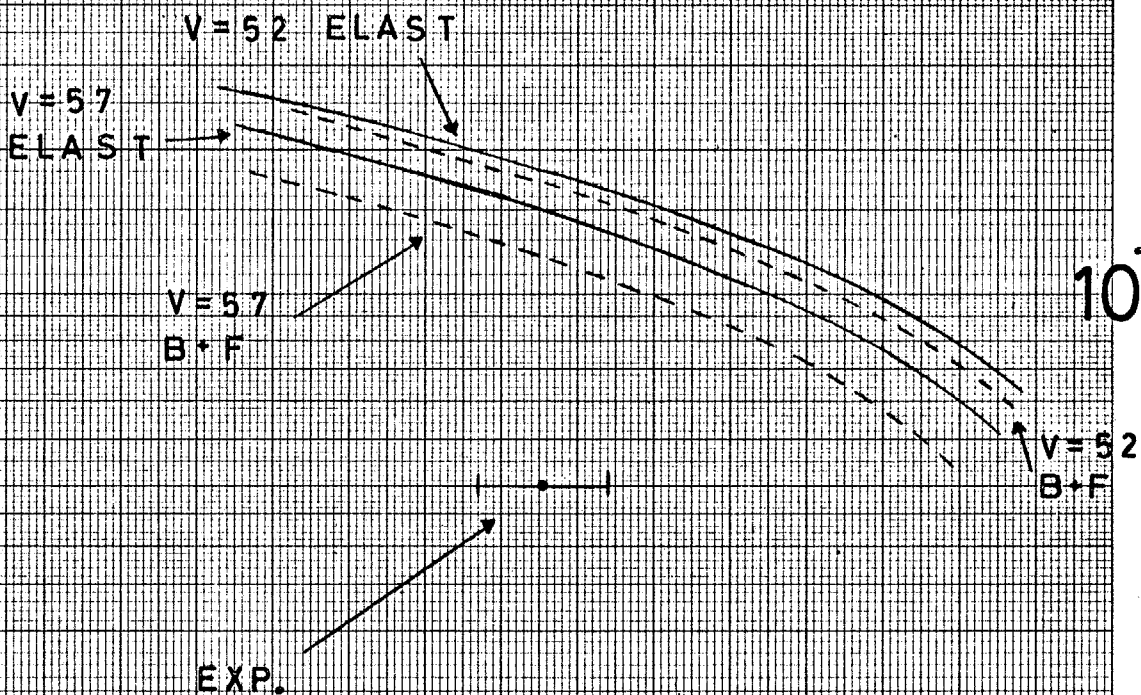
S A4 180 X 250 mm

54 KeV

$E_p = 2.37 \text{ MeV}$

$2^+ \rightarrow 3$

$\delta > 0$



A2

-0.20

-0.15

-0.10

Fig 5-18 (b)

S A4 180 X 250mm

5.4 KeV
Ep = 2.47 MeV

2⁺ → 3

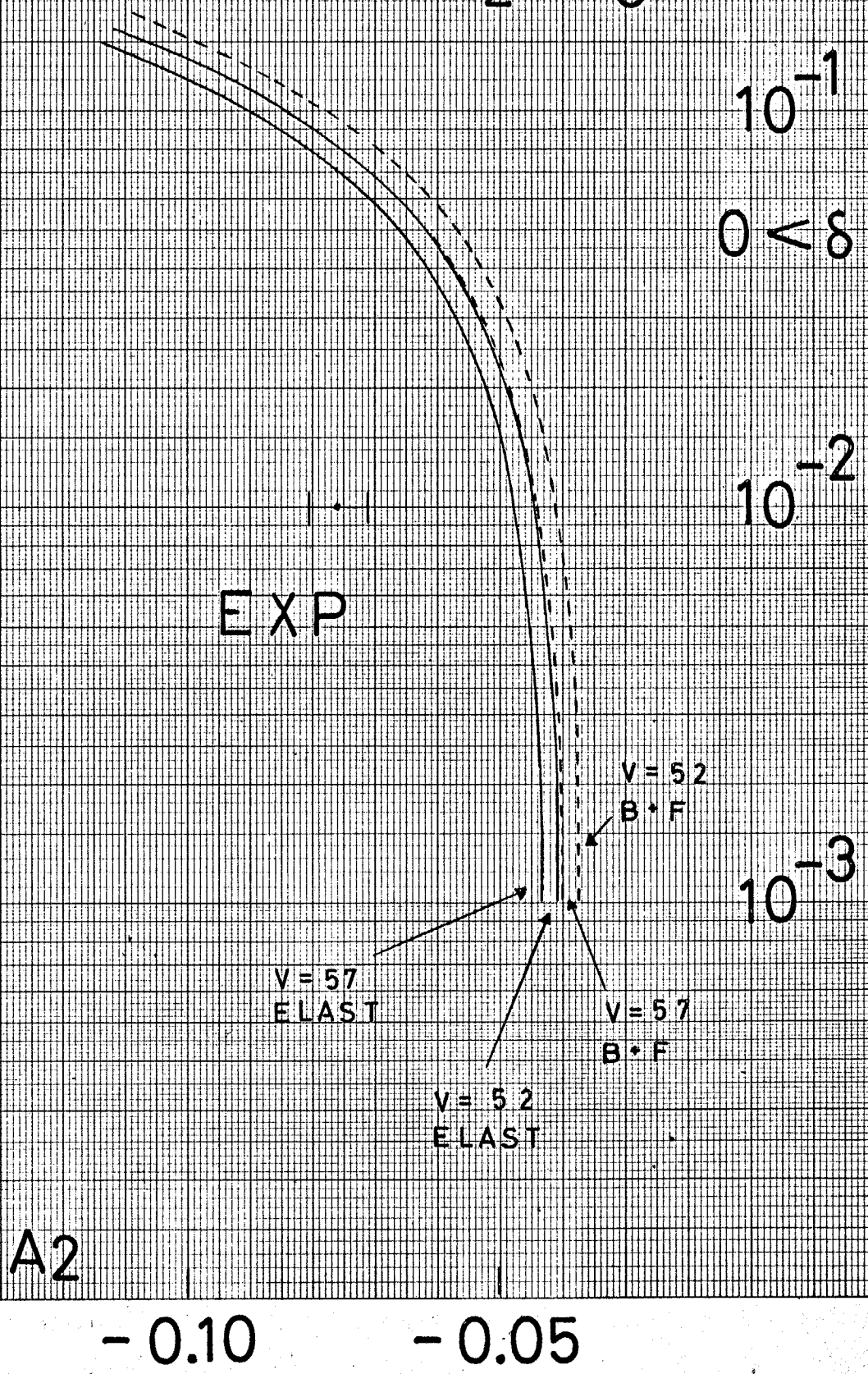


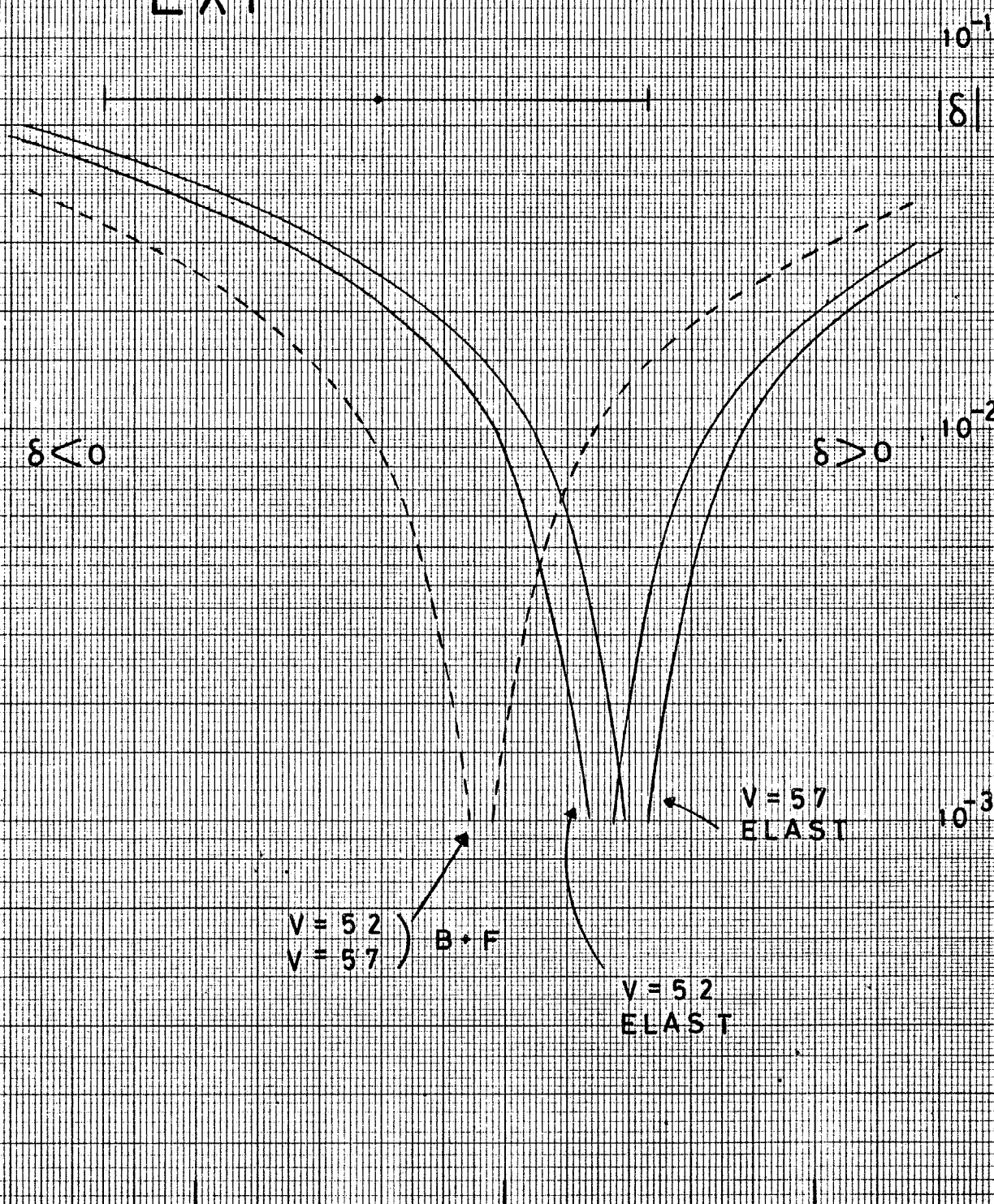
Fig 5-18(c)

IS A4 180 X 250mm

156 KeV
Ep = 2.47 MeV

4⁺ → 3⁺

EXP



-0.35 A2 -0.30 -0.25

Fig 5-18(d)

JIS A4 180 X 250 mm

156 KeV

$E_p = 2.57 \text{ MeV}$

$4^+ \rightarrow 3^+$

EXP

10^{-1}

$\delta < 0$

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

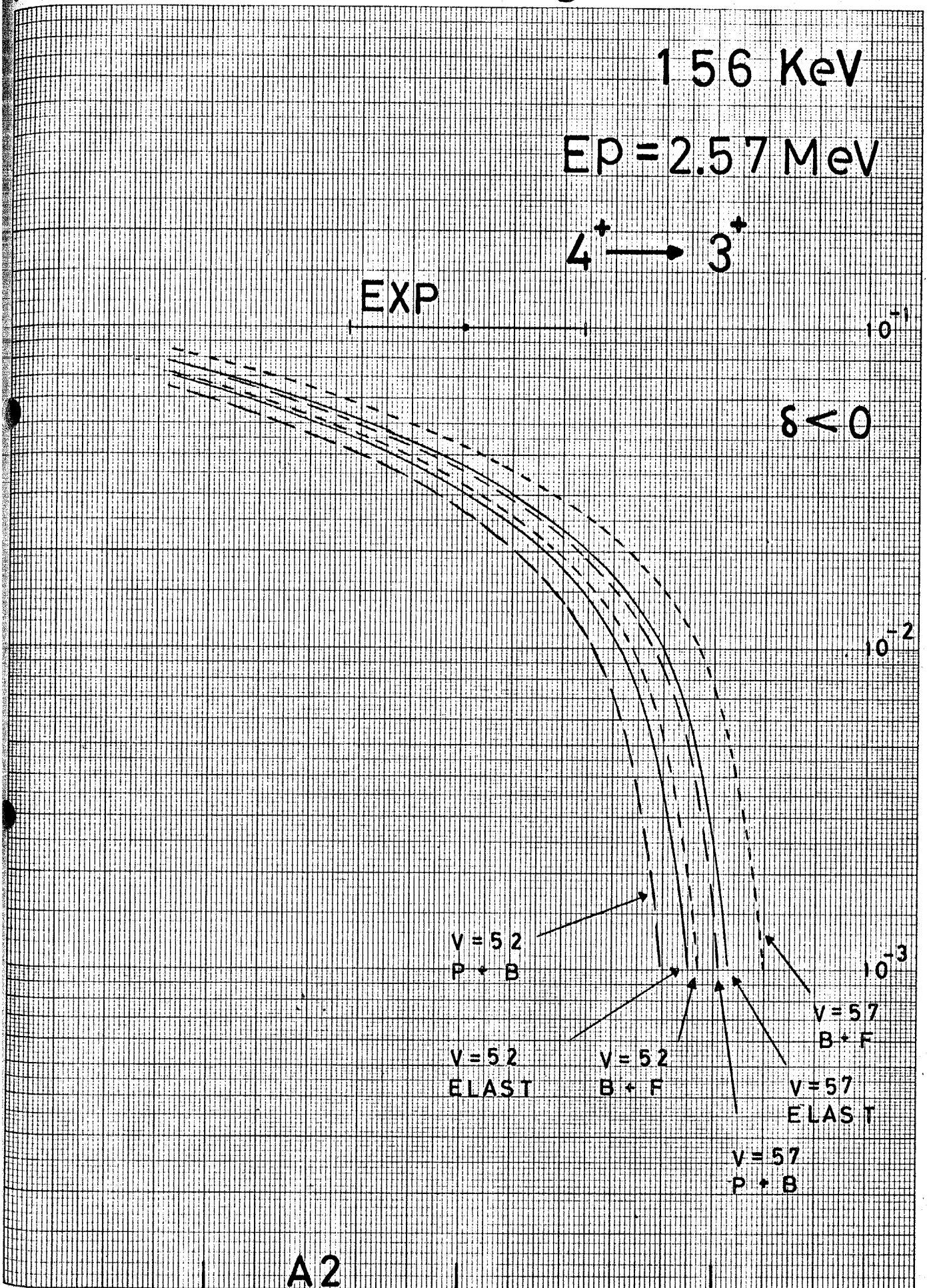


Fig 5-18(e)

S A 4 180 X 250 mm

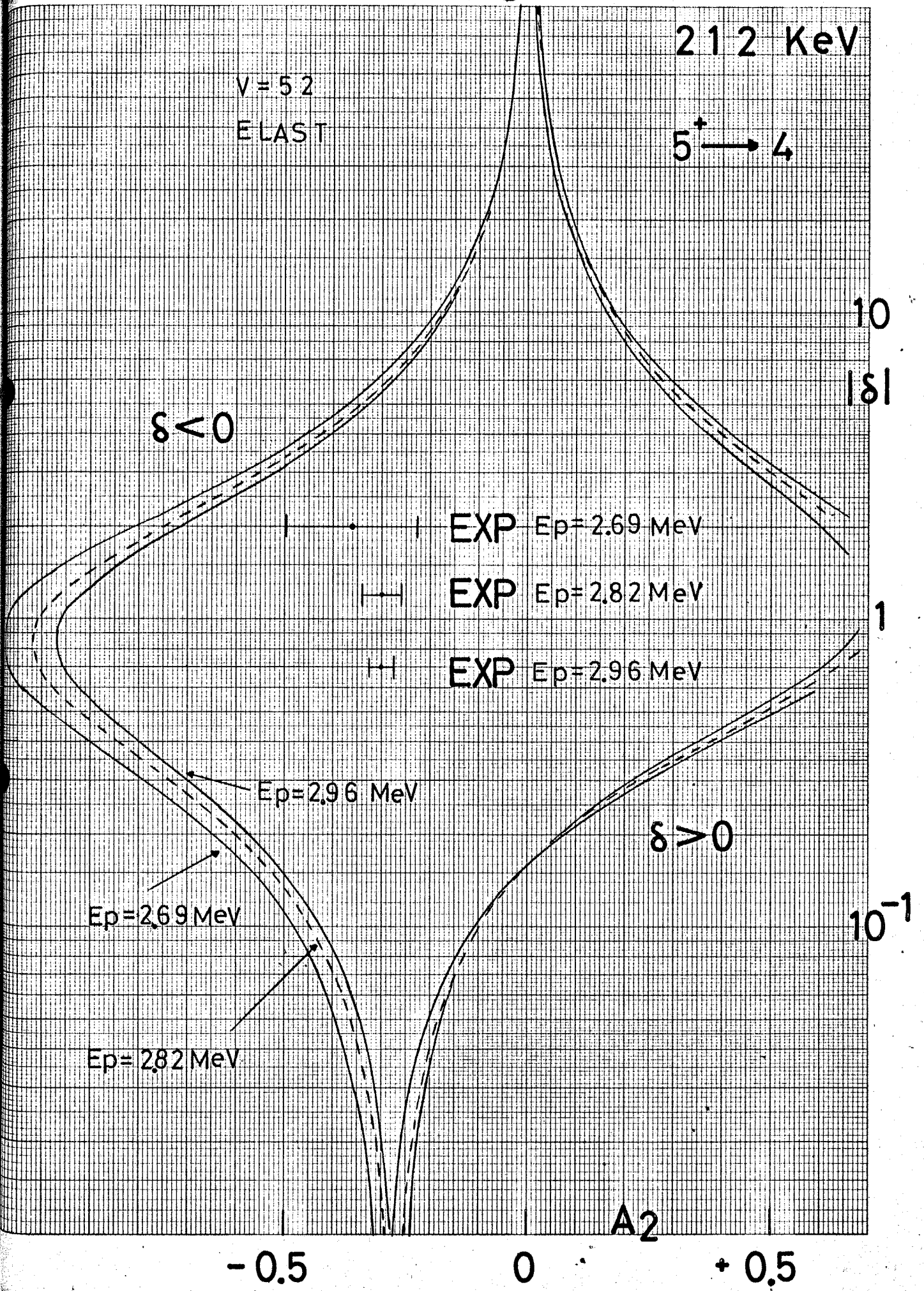


Fig 5-18 (f)

S A4 180 x 250 mm

$E_p = 2.65 \sim 2.71 \text{ MeV}$ 251 KeV
 EXP $3^+ \rightarrow 4^+$
 $E_p = 2.80 \sim 2.82 \text{ MeV}$
 EXP
 $E_p = 2.94 \sim 2.98 \text{ MeV}$
 EXP

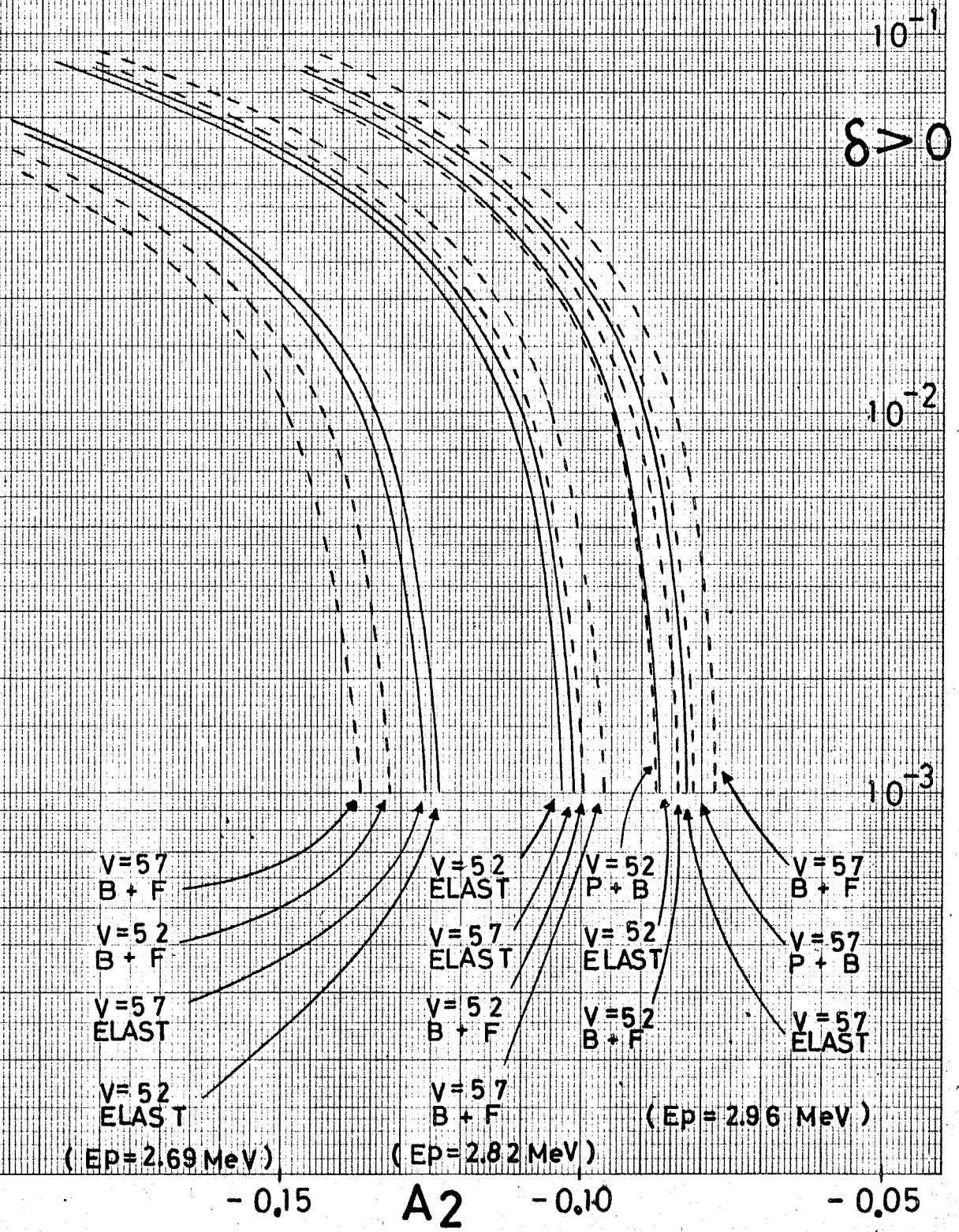


Fig 5-18(g)



S A4 180 x 250 mm

353 KeV

V = 5.2
ELAST

$3^+ \rightarrow 2$

$\delta < 0$

EXP

$\delta > 0$

Ep = 2.69 MeV

Ep = 2.82 MeV

Ep = 2.69 MeV

Ep = 2.69 MeV

Ep = 2.82 MeV

Ep = 2.96 MeV

10

$|\delta|$

1

10^{-1}

10^{-2}

-0.5

0

A2

+0.5

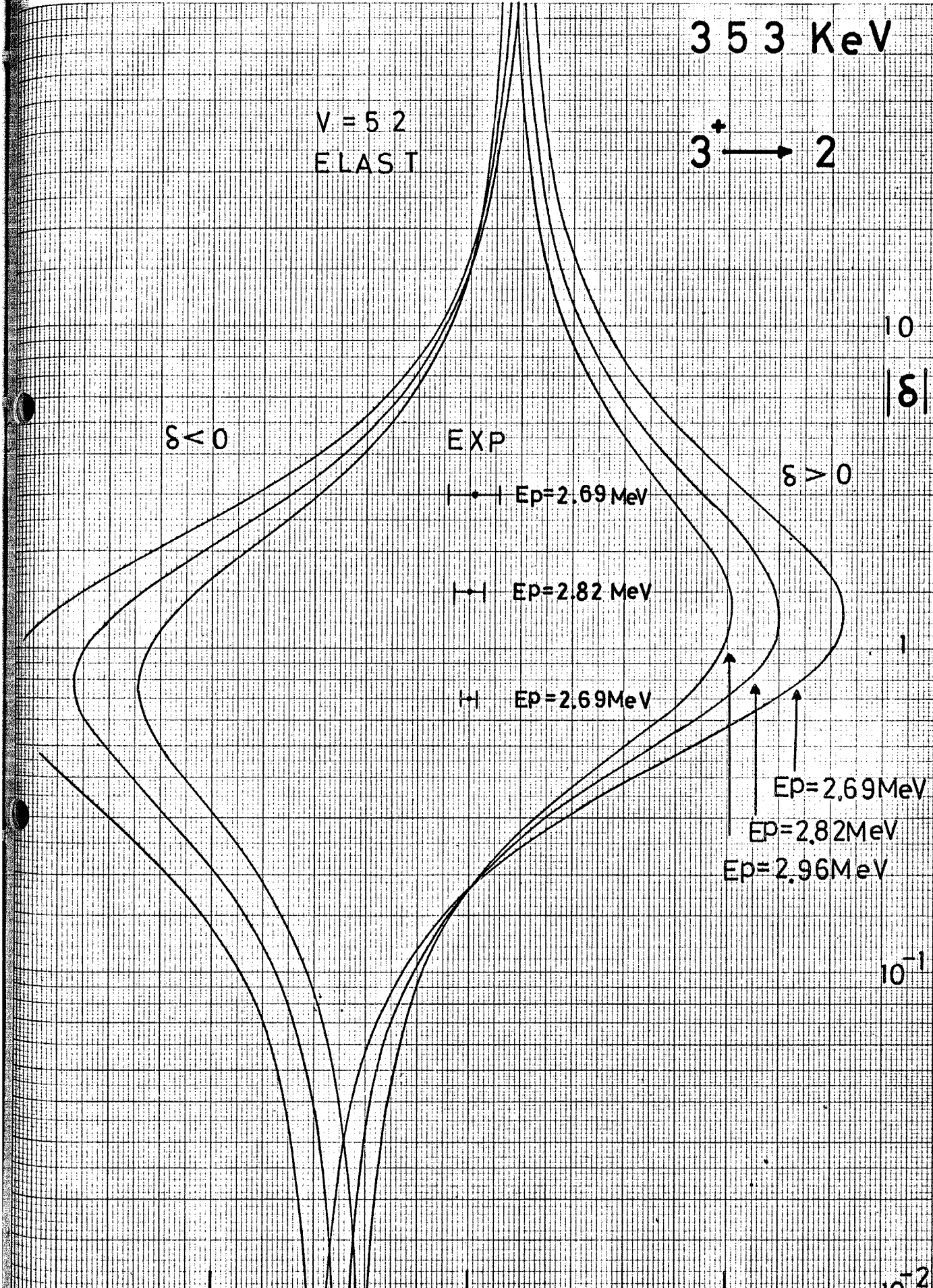


Fig 5-18 (h)

IS A4 180 X 250 mm

407 KeV

$3^+ \rightarrow 3^+$

$V = 5.2$

$\delta < 0$

EXP

$E_p = 2.69 \text{ MeV}$

10

$E_p = 2.82 \text{ MeV}$

$|\delta|$

$E_p = 2.82 \text{ MeV}$

$\delta > 0$

$E_p = 2.69 \text{ MeV}$

ELAST

B + F

10^{-1}

-0.5

A2

0

0.5

10^{-2}

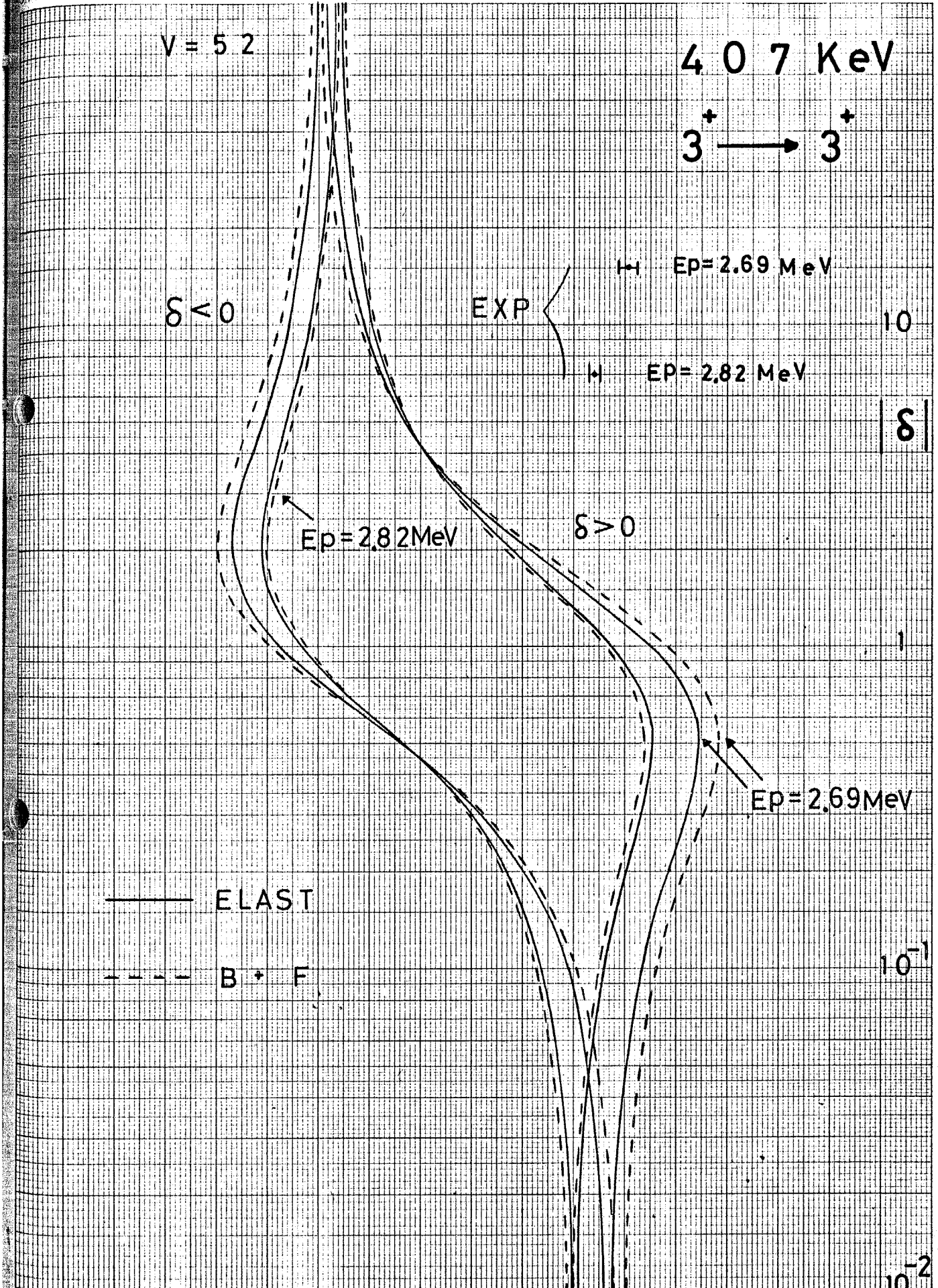


Fig 5-18 (i)



対数方眼紙

S A4 180 x 250 mm

407 KeV

Ep=2.96 MeV

EXP



3+ -> 3+

$\delta > 0$

10^{-1}
 $|\delta|$

10^{-2}

10^{-3}

- ELAST
- - - B + F
- · - P + B

$V = 57$

$V = 52$

+ 0.25

A2

+ 0.30

+ 0.35

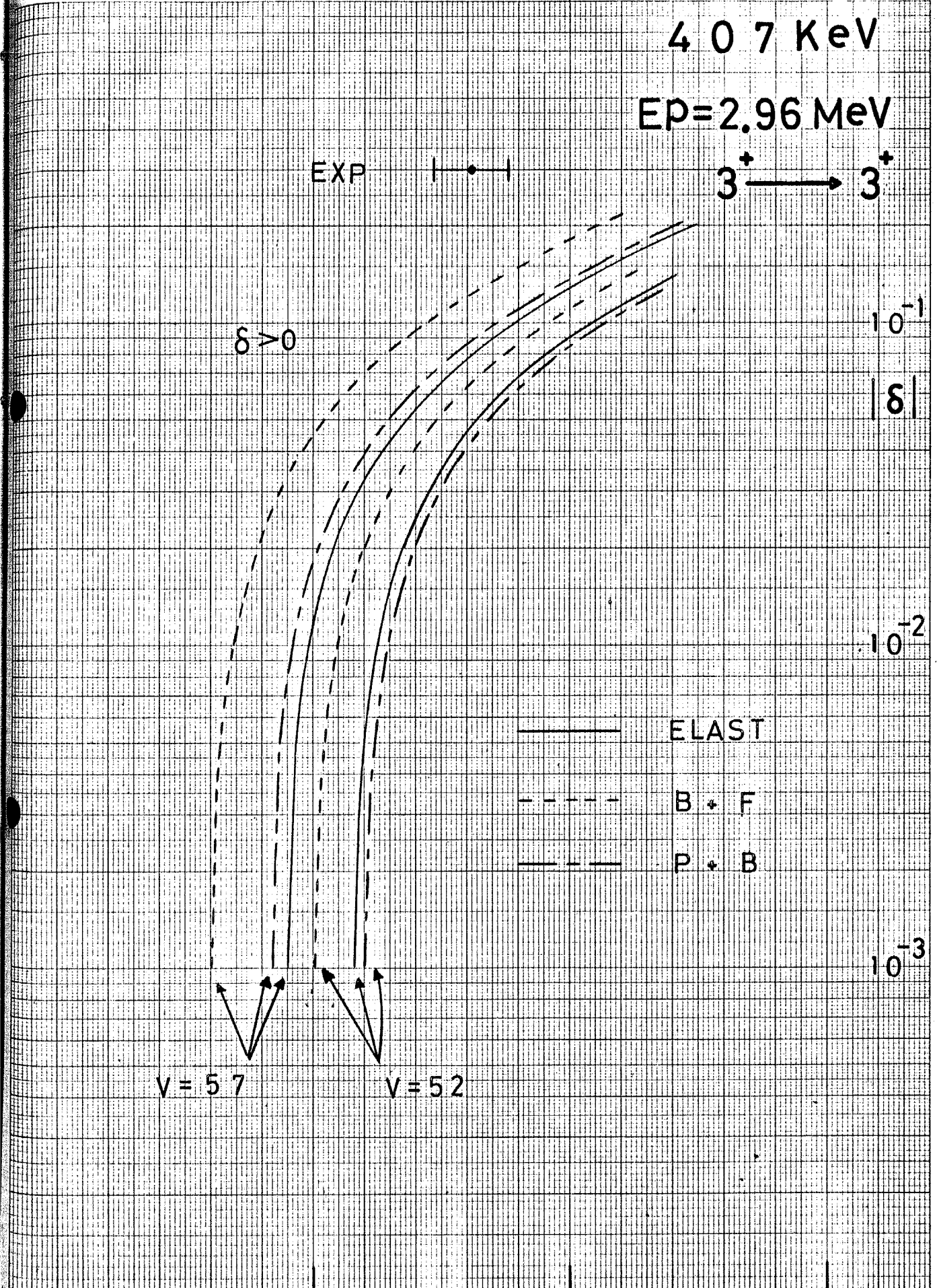


Fig 5-18 (j)

JIS A4 180 X 250 mm

$V = 5.2$
ELAST

471 KeV
 $E_p = 3.37 \text{ MeV}$

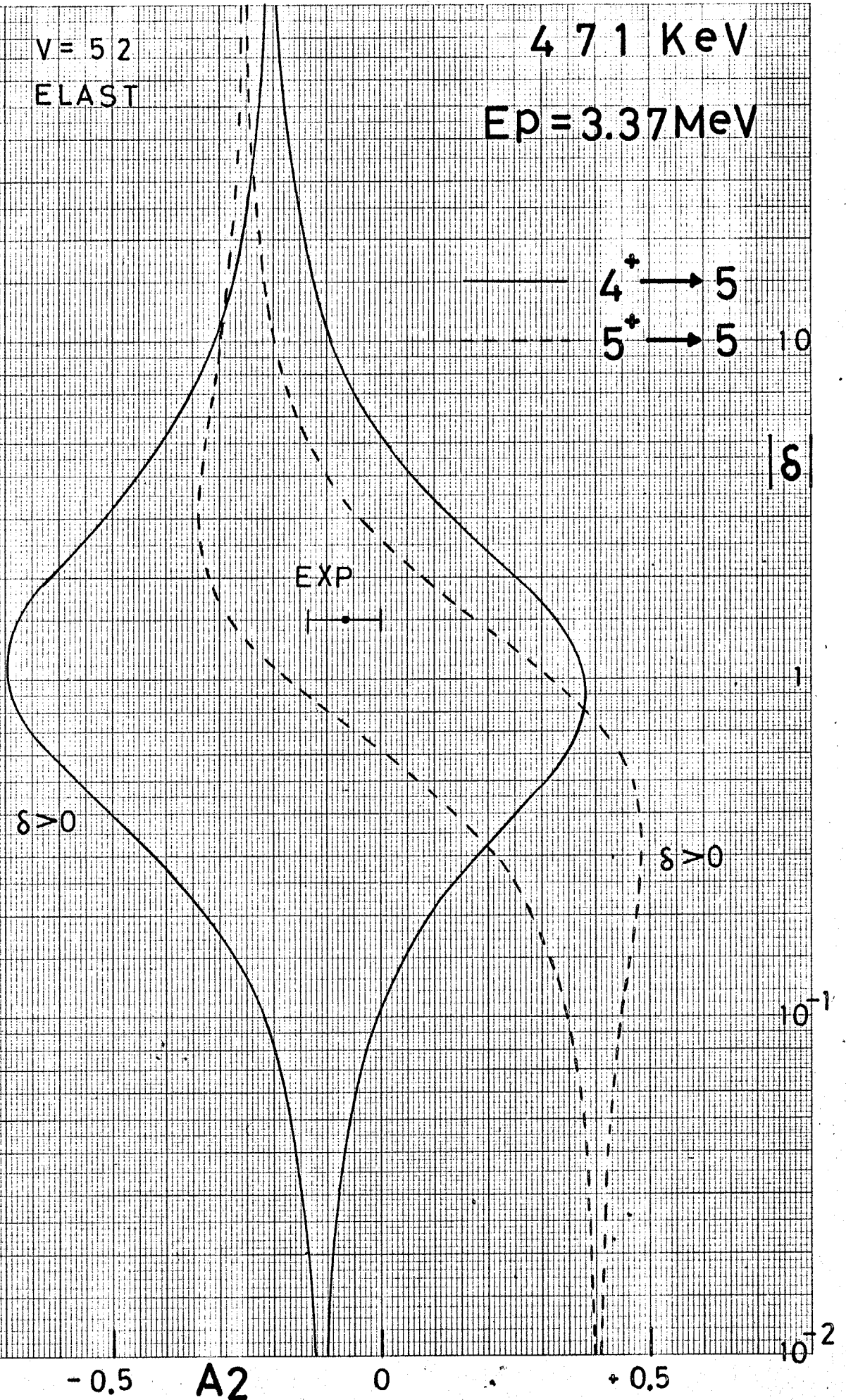


Fig 5-18 (k)

15 A4 180 x 250 mm.

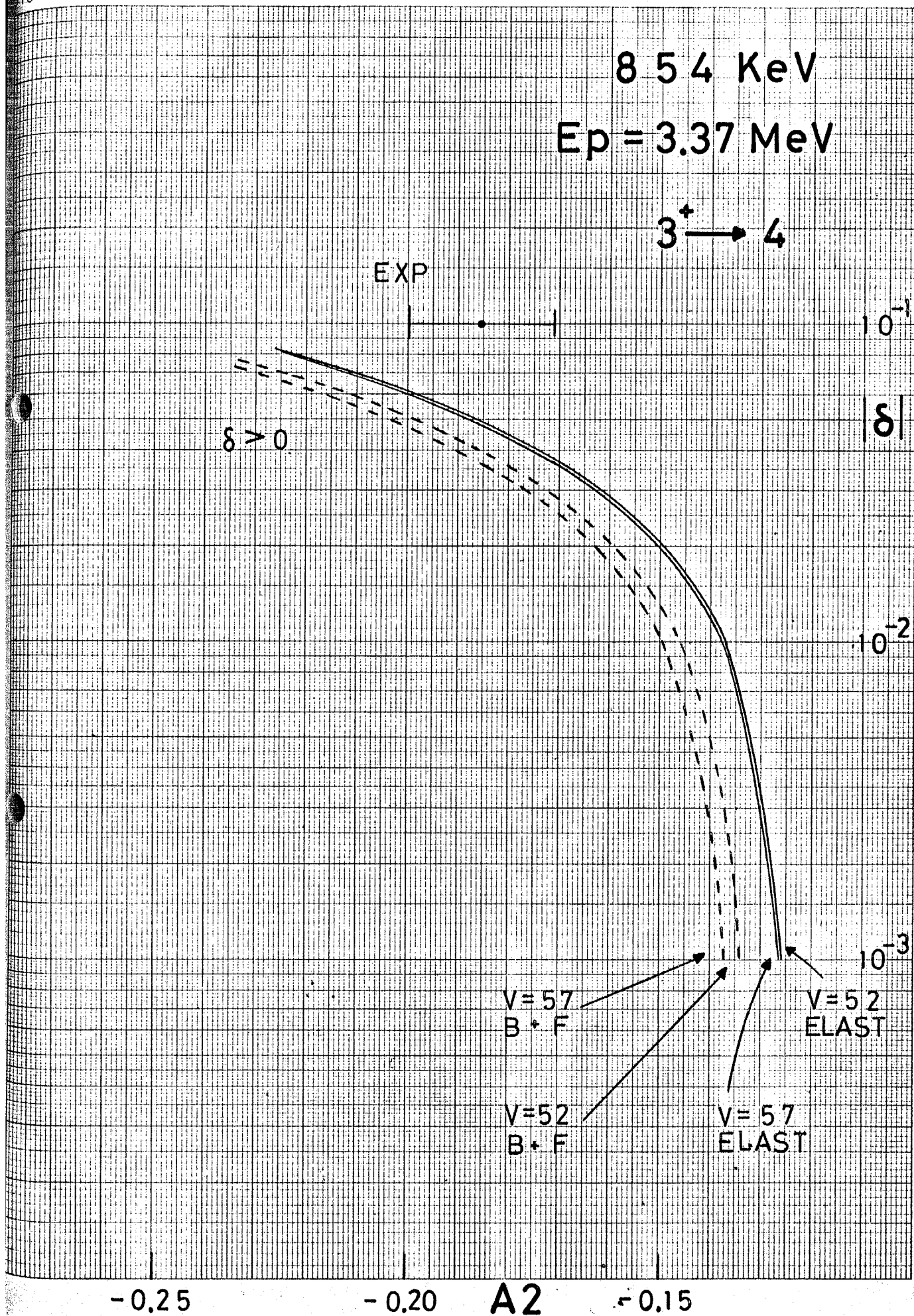


Fig 5-18(1)

JIS A4 180 X 250 mm

955 KeV

V=52
ELAST

$3^+ \rightarrow 2$

10

δ

$\delta > 0$

EP=3.37 MeV

$\delta < 0$

EXP

EP=3.82 MeV

EP=3.37 MeV

EP=3.82 MeV

10^{-1}

10^{-3}

-0.5

0

A2

+0.5

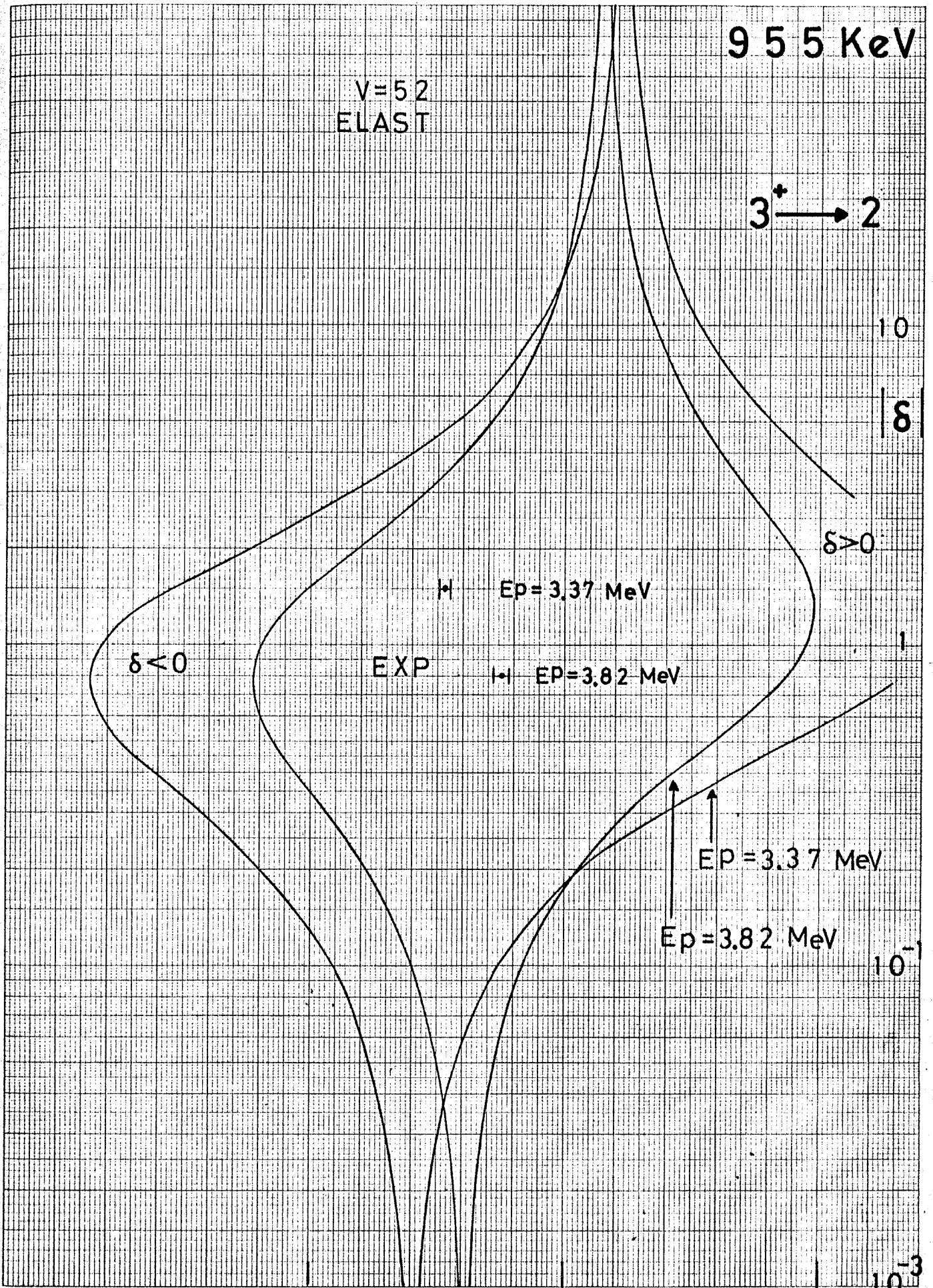


Fig 5-18(m)

JIS A4 180 X 250 mm

1320 KeV

$E_p = 3.82 \text{ MeV}$

$2^+ \rightarrow 2$

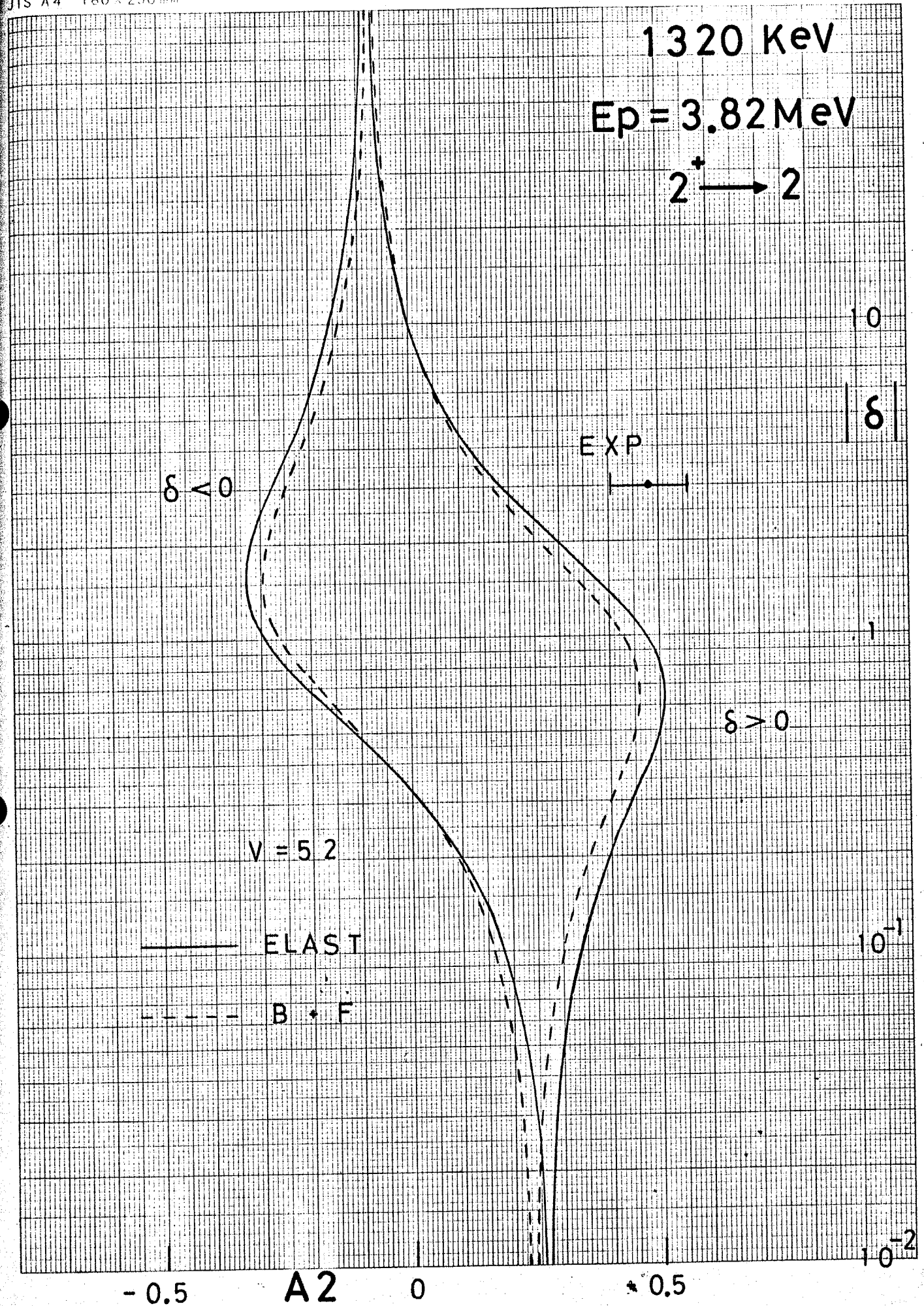


Fig 5-18(n)

JIS A4 180 X 250 mm

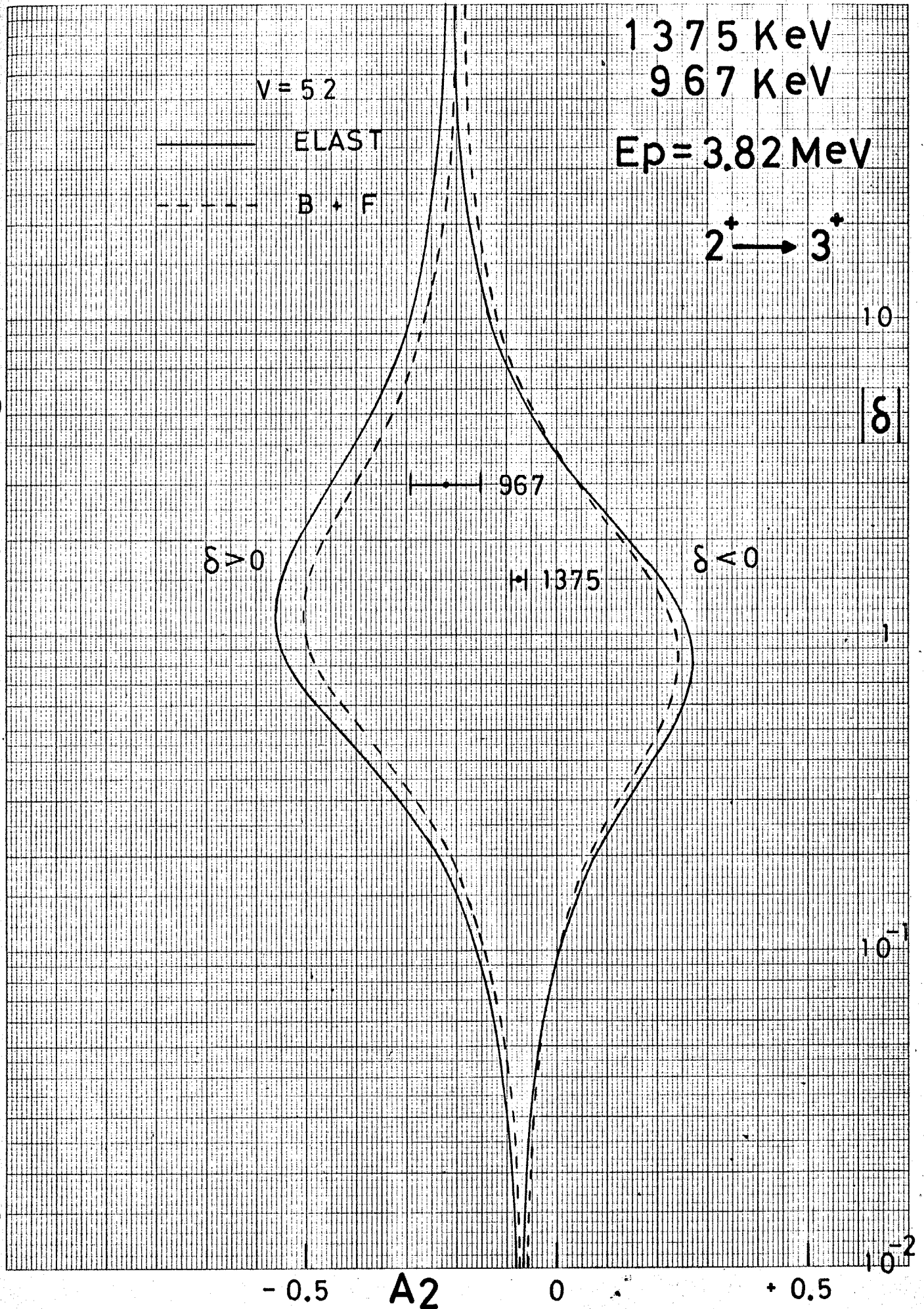


Fig 5-18(o)

JIS A4 180 X 250 mm

1375 KeV
 $E_p = 3.82 \text{ MeV}$

$2^+ \rightarrow 3^+$

EXP



10^{-1}

$|\delta|$

$\delta > 0$

$\delta < 0$

ELAST

B + F

10^{-2}

10^{-3}

V=57
ELAST

V=52
B + F

V=52
ELAST

V=57
B + F

-0.15

-0.10

A2

-0.05

0

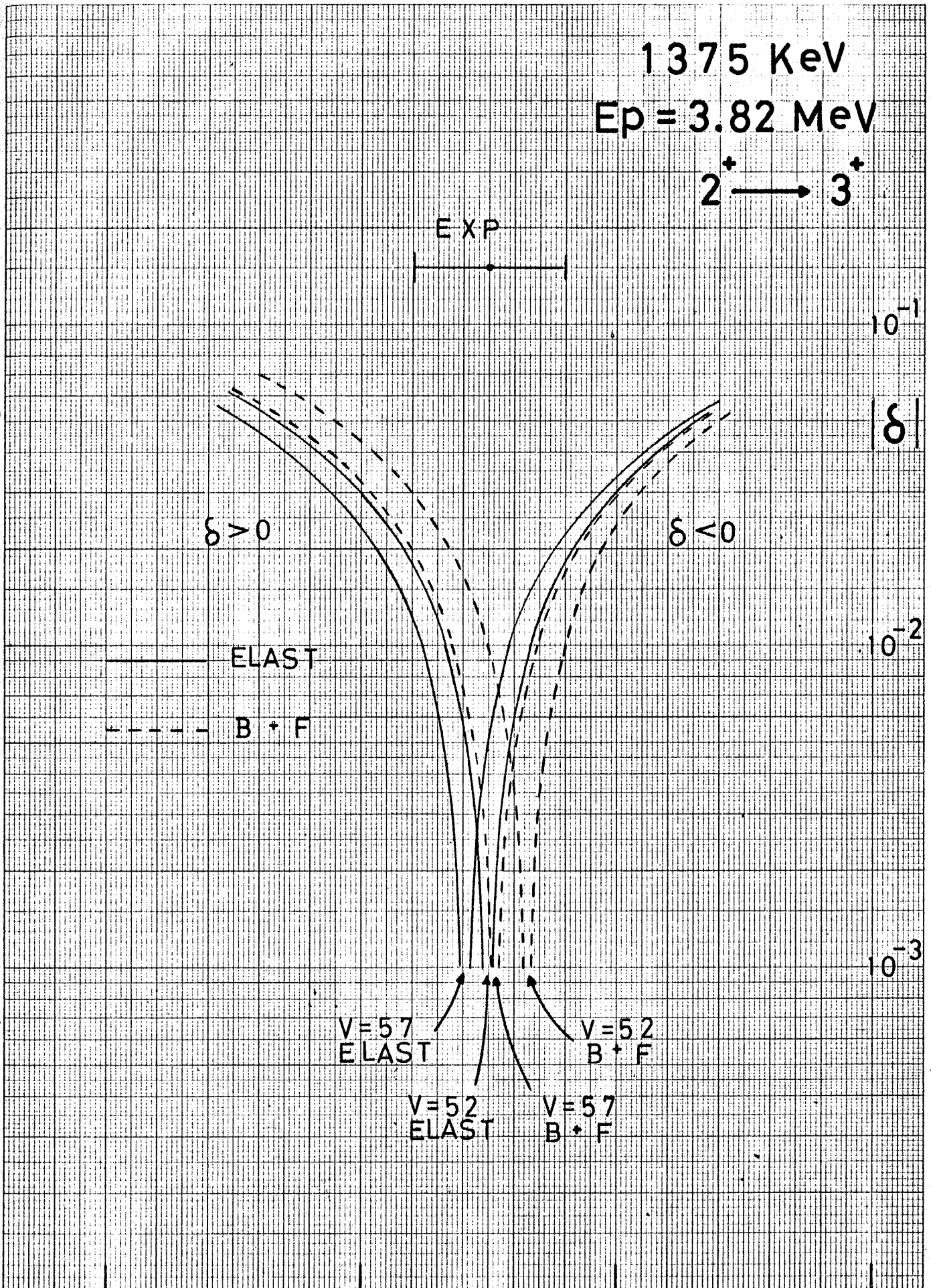


Fig 5-18 (p)



JIS A4 180 x 250 mm

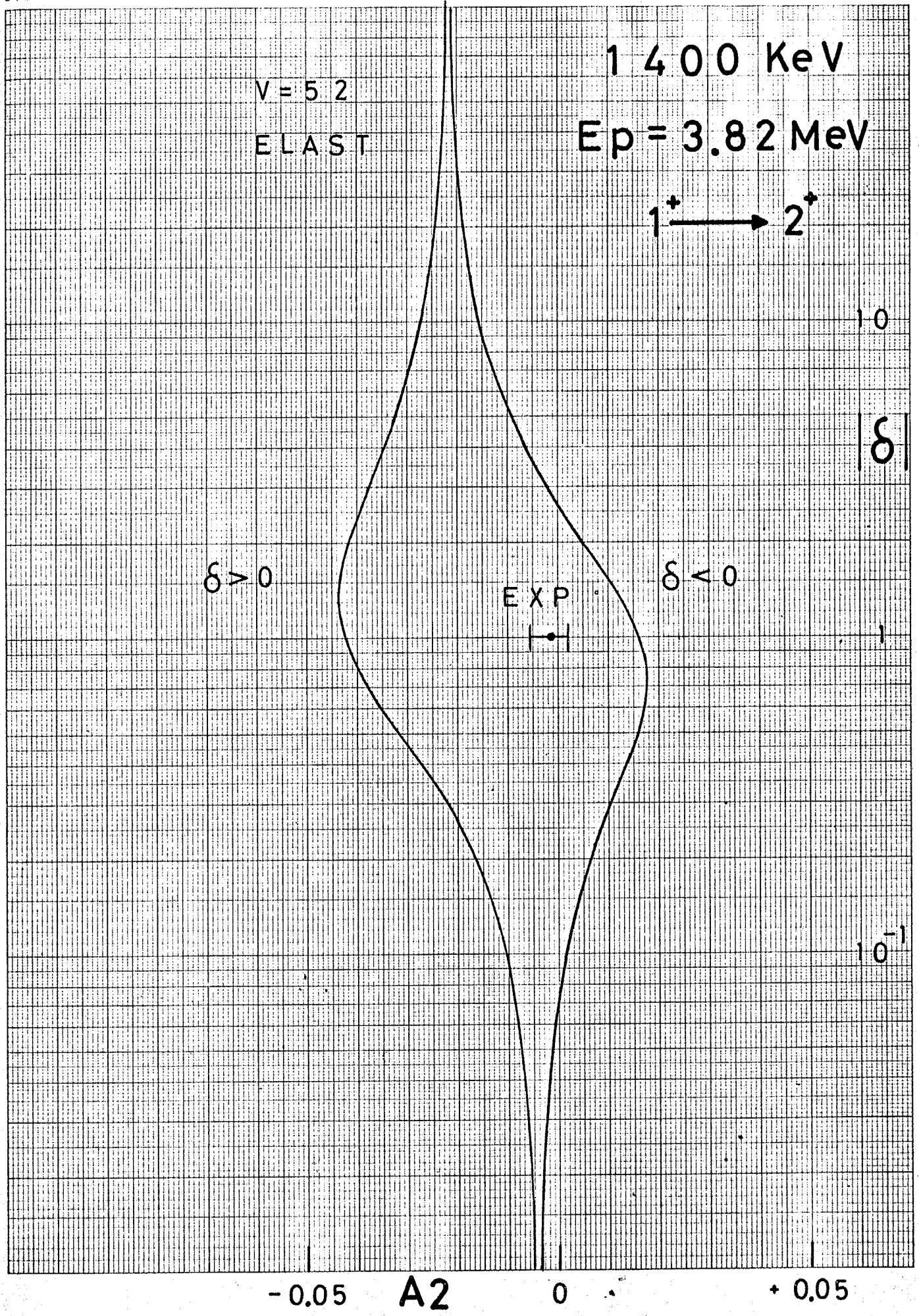


Fig 5-18 (q)

JIS A4 180 X 250 mm

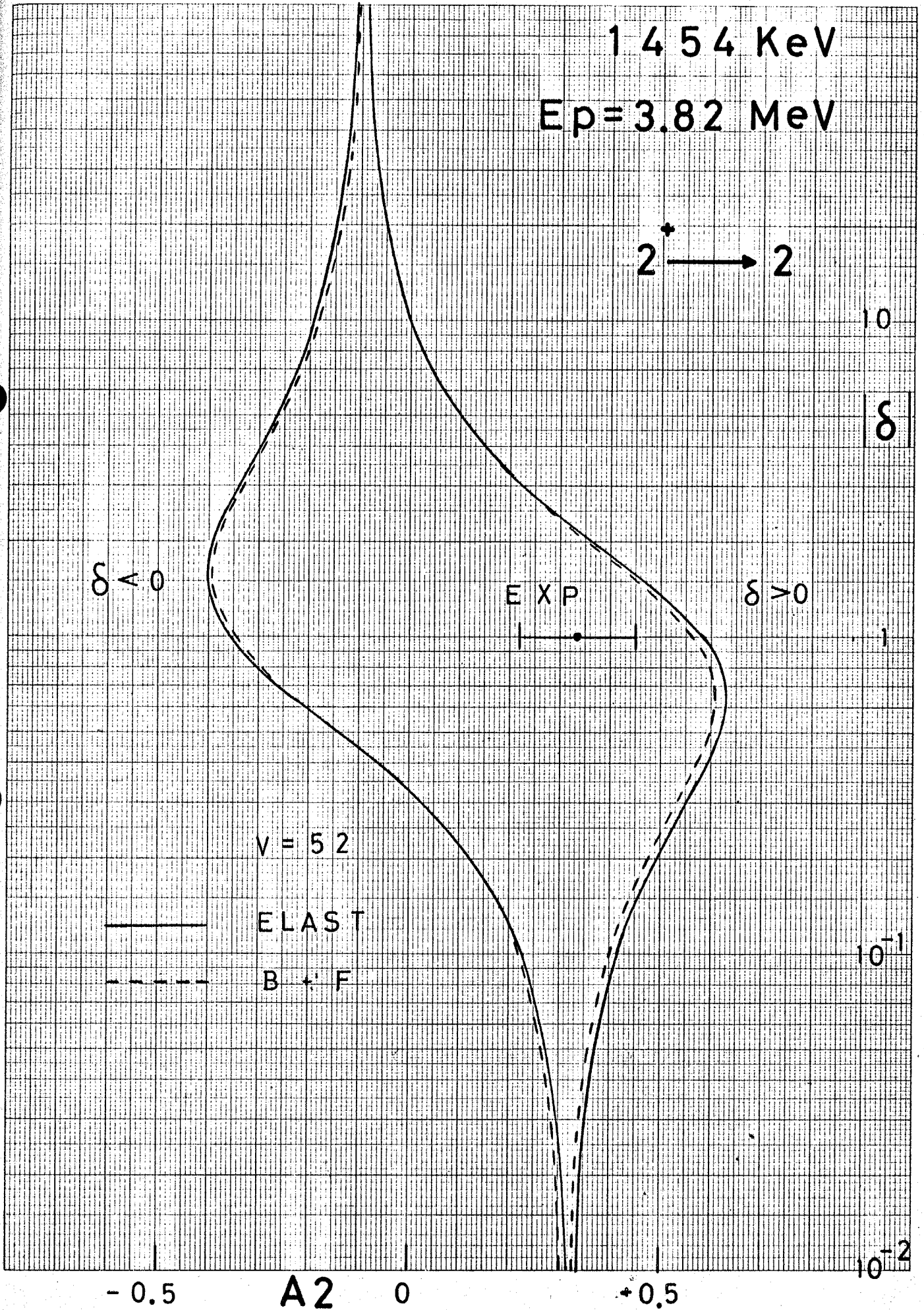


Fig 5-18(r)



JIS A4 180 x 250 mm

1509 KeV

$E_p = 3.82$ MeV

$2^+ \rightarrow 3^+$

EXP

10^{-1}

$\delta > 0$

$\delta < 0$

$|\delta|$

10^{-2}

ELAST

B + F

10^{-3}

V = 57
ELAST

V = 52
B + F

V = 57
B + F

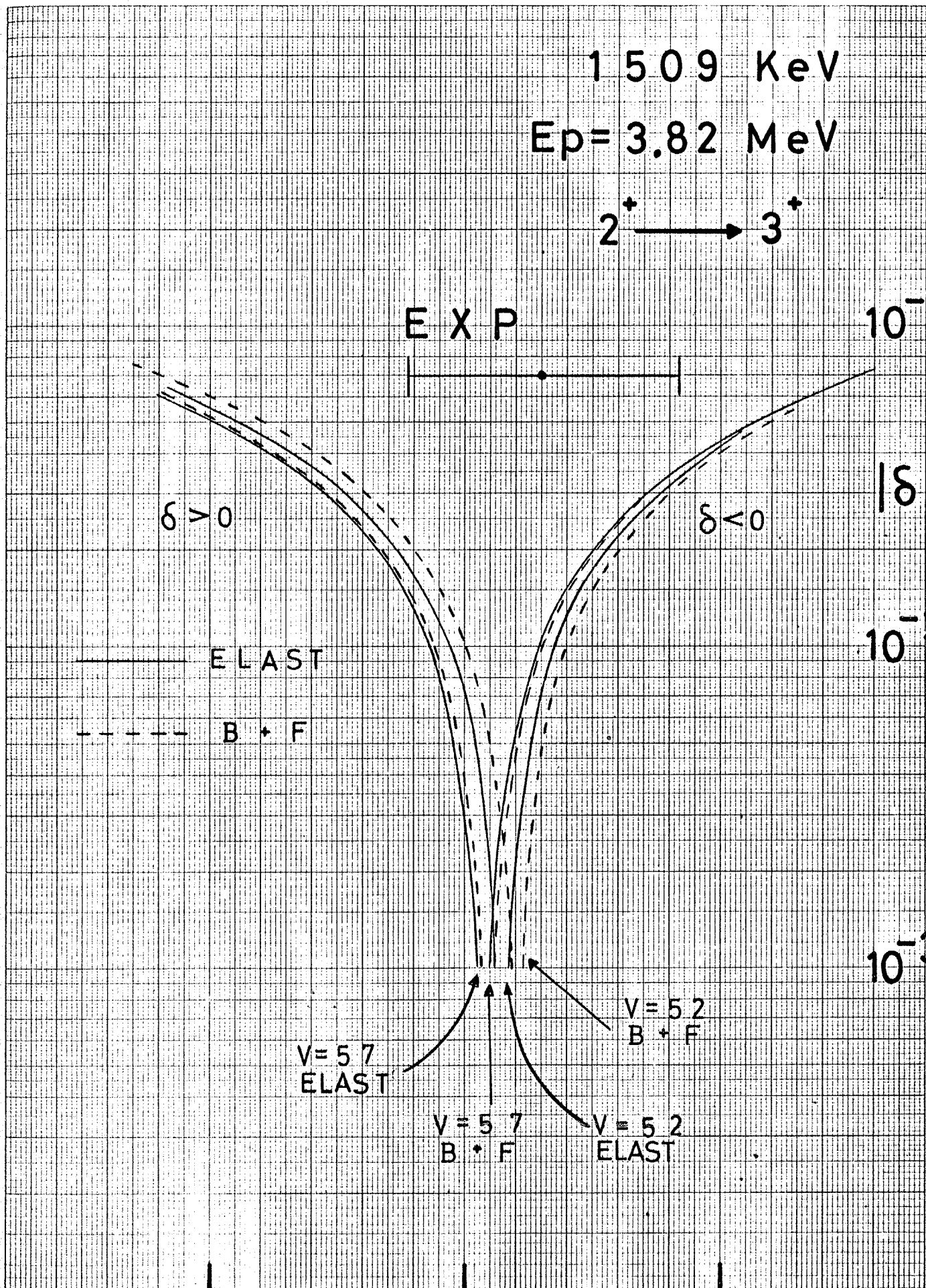
V = 52
ELAST

-0.15

-0.10

A2

-0.05



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

○印のγ線は角度分布を測定

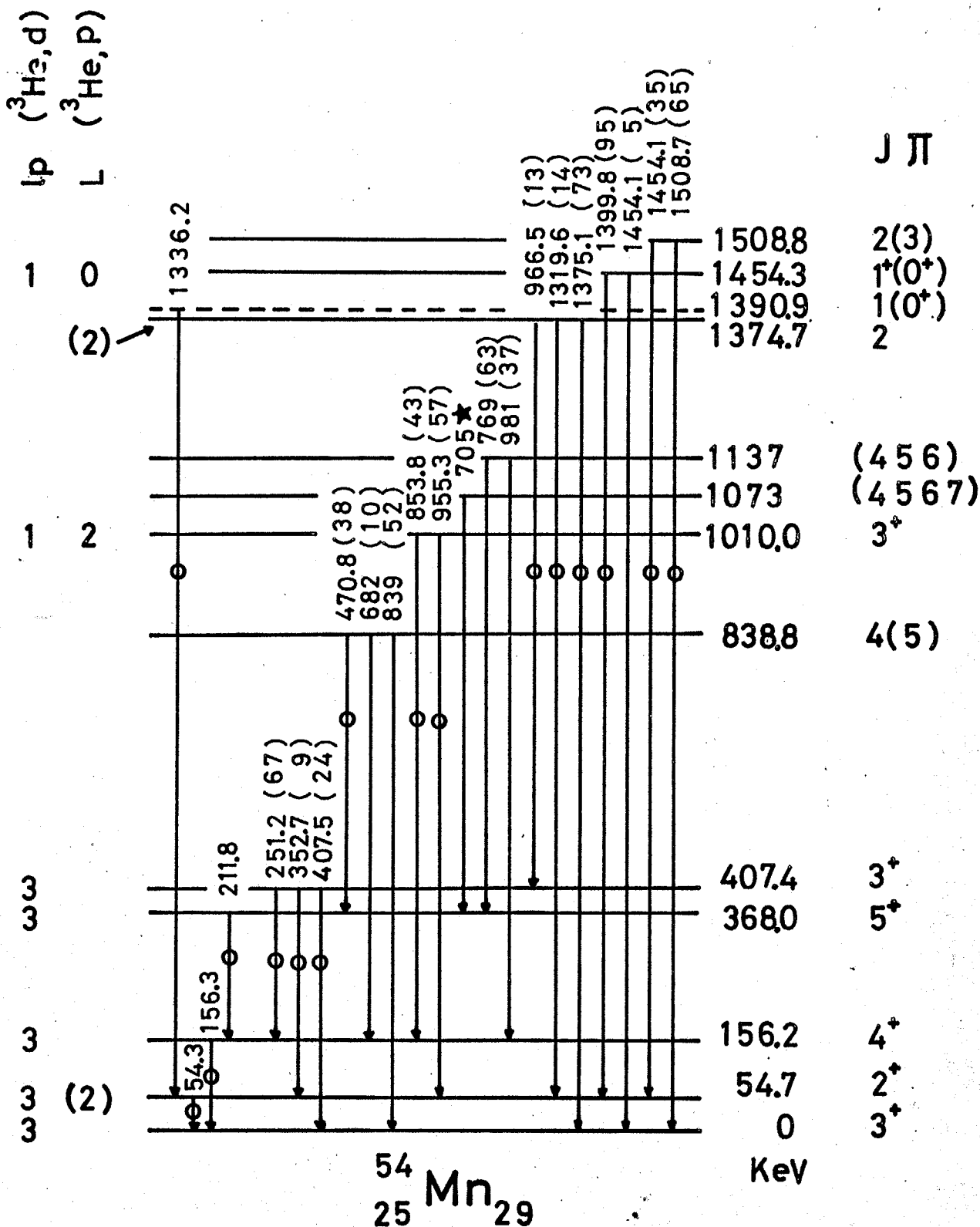


Table 5-2 (a)

453

212

E _r keV	EP MeV	χ ²	A ₂	A ₄	J ₂ → J ₃	T _{1j}		Mixing		δ
						P	N		範圍	
54	2.35 ~ 2.39	0.94	-0.1446 ±0.0087	+0.0080 ±0.0138	2 ⁺ 3 ⁺	52	ELAST	+0.184	+0.205	+0.165
							B+F	+0.173	+0.193	+0.155
							ELAST	+0.153	+0.170	+0.145
							B+F	+0.122	+0.135	+0.108
54	2.35 ~ 2.39	0.94	-0.1446 ±0.0087	+0.0080 ±0.0138	2 ⁺ 3 ⁺	52	ELAST	+ 75	+ 35	- 250
							B+F	161 > 300	+ 55	- 75
							ELAST	- 60	- 300	- 30
							B+F	- 21	- 28	-17.5
54	2.45 ~ 2.49	1.01	-0.0758 ±0.0047	+0.0039 ±0.0076	2 ⁺ 3 ⁺	52	ELAST	+0.083	+0.093	+0.071
							B+F	+0.097	+0.106	+0.084
							ELAST	+0.071	+0.081	+0.061
							B+F	+0.083	+0.093	+0.071
54	2.45 ~ 2.49	1.01	-0.0758 ±0.0047	+0.0039 ±0.0076	2 ⁺ 3 ⁺	52	ELAST	- 11.6	- 13.2	- 10.2
							B+F	- 14.3	- 17	- 12
							ELAST	- 10.3	- 11.5	- 9.3
							B+F	- 12.0	- 13.6	- 10.4
54	2.55 ~ 2.59	3.66	-0.0697 ±0.0054	+0.0022 ±0.0086	2 ⁺ 3 ⁺	52	ELAST	+0.091	+0.105	+0.078
							B+F	+0.098	+0.113	+0.083
							ELAST	- 13	- 16.5	- 11.0
							B+F	- 15	- 18.5	- 12

Table 5-2 (b)

254

Er KeV	EP MeV	χ^2	A2	A4	$J_2^- \rightarrow J_3$	T _{ij}		Mixing δ		
						P	N		竹 籠	罎
156	2.45 - 2.49	0.25	-0.3210 ±0.0438	-0.0716 ±0.0694	4 ⁺ 3 ⁺	52	ELAST	-0.022	-0.048	+0.004
							B+F	-0.009	-0.034	+0.015
	2.55 - 2.59	0.28	-0.2994 ±0.0232	+0.0123 ±0.0368	4 ⁺ 3 ⁺	52	ELAST	-0.030	-0.047	-0.015
							B+F	-0.032	-0.049	-0.016
							P+B	-0.027	-0.042	-0.011
							ELAST	-0.037	-0.054	-0.021
2.65 - 2.71	0.33	-0.3596 ±0.1344	-0.1775 ±0.2145	5 ⁺ 4 ⁺	52	ELAST	-0.033	-0.11	+0.039	
						B+F	-0.021	-0.092	+0.045	
212	2.80 - 2.82	0.27	-0.2002 ±0.0427	-0.0027 ±0.0676	5 ⁺ 4 ⁺	52	ELAST	+0.042	+0.018	+0.067
							B+F	+0.042	+0.018	+0.067
	2.94 - 2.98	0.43	-0.2001 ±0.0254	-0.0047 ±0.0400	5 ⁺ 4 ⁺	52	ELAST	+0.037	+0.052	+0.021
							B+F	+0.038	+0.053	+0.023
							P+B	+0.040	+0.054	+0.026
							ELAST	+0.036	+0.052	+0.020
2.94 - 2.98	0.43	-0.2001 ±0.0254	-0.0047 ±0.0400	5 ⁺ 4 ⁺	57	B+F	+0.037	+0.052	+0.021	
						P+B	+0.038	+0.053	+0.022	

Table 5-2 (c)

Er KeV	Ep MeV	χ^2	A2	A4	$J_2 \rightarrow J_3$	T_{ij}		Mixing		δ 圍
						P	N		範	
251	2.65 - 2.71	1.93	-0.1681 ±0.0111	-0.0044 ±0.0176	3 ⁺ 4 ⁺	52	ELAST B+F	+0.037 +0.029	+0.046 +0.037	+0.028 +0.021
	52	ELAST B+F	+0.015 +0.019	+0.021 +0.025	+0.009 +0.013					
						57	ELAST B+F	+0.017 +0.023	+0.023 +0.030	+0.012 +0.017
	52	ELAST B+F	+0.019 +0.022	+0.023 +0.026	+0.015 +0.018					
						57	ELAST B+F	+0.018 +0.025	+0.022 +0.029	+0.014 +0.021
52	ELAST B+F	+0.033 +0.026	+0.037 +0.031	+0.029 +0.023						
					353	2.65 - 2.71	0.55	+0.0101 ±0.0472	+0.0056 ±0.0748	3 ⁺ 2 ⁺
57	ELAST B+F	+0.19 "	+0.22 "	+0.15 "						
						52	ELAST B+F	+0.184 "	+0.21 "	+0.165 "
57	ELAST B+F	+0.185 "	+0.21 "	+0.165 "						
						52	ELAST B+F	+0.18 "	+0.195 "	+0.165 "
57	ELAST B+F	+0.18 "	+0.195 "	+0.165 "						
					52	ELAST B+F	+0.18 "	+0.195 "	+0.165 "	
57	ELAST B+F	+0.18 "	+0.195 "	+0.165 "						

Table 5-2 (d)

256

E γ KeV	EP MeV	χ^2	A2	A4	$J_2 \rightarrow J_3$	T $_{ij}$		Mixing		δ		
						P	N			範	圍	
407	2.65 - 2.71	0.67	+0.4077 ± 0.0186	+0.0348 ± 0.0294	3 ⁺ 3 ⁺	52	ELAST B+F	+0.060 +0.023	+0.090 +0.048	+0.033 -0.002	+0.022 -0.020	
												57
	2.80 - 2.82	0.44	+0.3402 ± 0.0128	-0.0002 ± 0.0203	3 ⁺ 3 ⁺	52	ELAST B+F	+0.068 +0.081	+0.088 +0.108	+0.036 +0.057	+0.047 +0.078	
												57
	471	2.94 - 2.98	1.87	+0.2807 ± 0.0099	+0.0007 ± 0.0155	3 ⁺ 3 ⁺	52	ELAST B+F	+0.047 +0.065	+0.069 +0.087	+0.026 +0.042	+0.026 +0.042
3.35 - 3.39		0.15	-0.0667 ± 0.0677	-0.0413 ± 0.1072	4 ⁽⁺⁾ 5 ⁺	52	ELAST ELAST	-0.045 -0.045	-0.11 -0.107	+0.02 +0.023	+0.02 +0.023	
												57
5 ⁽⁺⁾ 5 ⁺		52	ELAST ELAST	-0.73 -0.72	-0.88 -0.90	-0.61 -0.59						

E _r KeV	EP MeV	χ ²	A ₂	A ₄	J ₂ → J ₃	T _{1j}		Mixing		δ												
						P	N			範	冊											
854	3.35 - 3.39	0.82	-0.1854 ±0.0142	+0.0033 ±0.0224	3 ⁺ 4 ⁺	52	ELAST B+F	+0.049 +0.040 +0.047 +0.036	+0.061 +0.050 +0.060 +0.047	+0.038 +0.046 +0.038 +0.049	+0.038 +0.041 +0.032 +0.044											
												57	ELAST B+F	+0.038 +0.046 +0.038 +0.049	+0.044 +0.052 +0.044 +0.055	+0.032 +0.041 +0.032 +0.044						
																	52	ELAST B+F	+0.064 +0.056	+0.078 +0.070	+0.050 +0.042	
																						57
967	3.80 - 3.84	0.48	-0.1267 ±0.0150	-0.0048 ±0.0238	3 ⁺ 2 ⁺	52	ELAST ELAST	+0.18 +0.215 +0.16 +0.18	+0.27 +0.32 +0.25 +0.28	+0.18 +0.215 +0.16 +0.18	+0.088 +0.11 +0.08 +0.09											
												57	ELAST B+F	+0.18 +0.215 +0.16 +0.18	+0.27 +0.32 +0.25 +0.28	+0.18 +0.215 +0.16 +0.18	+0.088 +0.11 +0.08 +0.09					
																		52	ELAST B+F	+0.100 +0.25	+0.10 +0.07	+0.14 +0.18
1320	3.80 - 3.84	0.019	+0.4817 ±0.0769	+0.1270 ±0.1219	2 ⁽⁺⁾ 2 ⁺	52	ELAST B+F ELAST B+F	+0.96 +0.40 / +0.32 +0.92 +0.45	+1.36 +0.7 +1.15 +1.47 +0.7 +1.24 +0.7	+0.96 +0.40 / +0.32 +0.92 +0.45	+0.7 +0.22 +0.32 +0.7 +0.175 +0.7 +0.22											
												57	ELAST B+F ELAST B+F	+0.96 +0.40 / +0.32 +0.92 +0.45	+1.36 +0.7 +1.15 +1.47 +0.7 +1.24 +0.7	+0.7 +0.22 +0.32 +0.7 +0.175 +0.7 +0.22						
																	52	ELAST B+F	+0.96 +0.40 / +0.32 +0.92 +0.45	+1.36 +0.7 +1.15 +1.47 +0.7 +1.24 +0.7	+0.7 +0.22 +0.32 +0.7 +0.175 +0.7 +0.22	
																						57

Table 5-2 (f)

258

Er Kev	Ep MeV	χ^2	A ₂	A ₄	J ₂ → J ₃	T _{ij}		Mixing		δ 範圍
						P	N			
1375	3.80 ~ 3.84	0.45	-0.0747 ±0.0148	-0.0060 ±0.0234	2 ⁽⁺⁾ 3 ⁺	52	ELAST	18 < 10 ⁻³	+0.018	-0.019
							B+F		+0.03	-0.01
							ELAST		+0.012	-0.023
							B+F		+0.002	-0.017
1400	3.80 ~ 3.84	0.82	-0.0017 ±0.0037	+0.0089 ±0.0058	I ⁺ 2 ⁺	52	ELAST	-0.045	-0.11	+0.02
						57	B+F	"	"	"
							ELAST	-0.05	-0.11	+0.015
							B+F	"	"	"
						52	ELAST	-2.8	-3.6	-2.3
						57	B+F	"	"	"
							ELAST	-2.8	-3.6	-2.4
							B+F	"	"	"

Table 5-2 (g)

259

Er KeV	Ep MeV	χ^2	A ₂	A ₄	J ₂ → J ₃	T _{ij}		Mixing		δ	
						P	N			範	冊
I454	3.80 ~ 3.84	0.032	+0.336I ±0.1156	-0.067I ±0.1832	2 ⁽⁺⁾ 2 ⁺	52	ELAST	+0.015	+0.15	-0.11	
							B+F	+0.025	+0.17	-0.10	
							ELAST	+0.001	+0.125	-0.115	
							B+F	"	"	"	
I509	3.80 ~ 3.84	0.095	-0.0849 ±0.0268	+0.0094 ±0.0424	2 ⁽⁺⁾ 2 ⁺	52	ELAST	+2.2	+3.1	+1.6	
							B+F	+2.1	+3.0	+1.5	
							ELAST	+2.3	+3.2	+1.6	
							B+F	"	"	"	
I454	3.80 ~ 3.84	0.032	+0.336I ±0.1156	-0.067I ±0.1832	2 ⁽⁺⁾ 2 ⁺	57	ELAST	-0.007	-0.034	+0.019	
							B+F	-0.005	-0.032	+0.023	
							ELAST	-0.011	-0.036	+0.015	
							B+F	-0.010	-0.036	+0.016	
I509	3.80 ~ 3.84	0.095	-0.0849 ±0.0268	+0.0094 ±0.0424	2 ⁽⁺⁾ 2 ⁺	52	ELAST	-5.6	-6.6	-4.8	
							B+F	"	"	"	
							ELAST	-5.5	-6.5	-4.8	
							B+F	"	"	"	

Table 5-3

^{54}Mn の励起準位 エネルギー E_x
 γ 線 エネルギー E_γ

E_x (KeV)	E_γ (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
 $^{54}\text{V}(\alpha, n\gamma)$
 反応において
 のみ検出
 される。

○印の γ 線は
 156 keV と 212 keV
 の sum peak

Hill et al $^{54}\text{Cr}(p, n\gamma)$ (46)

E_x (KeV)	E_γ (KeV)
55.1	55.1
156.2	156.2
367.2	211.0
406.4	249.9, 351.5, 406.4

Fig 6-1

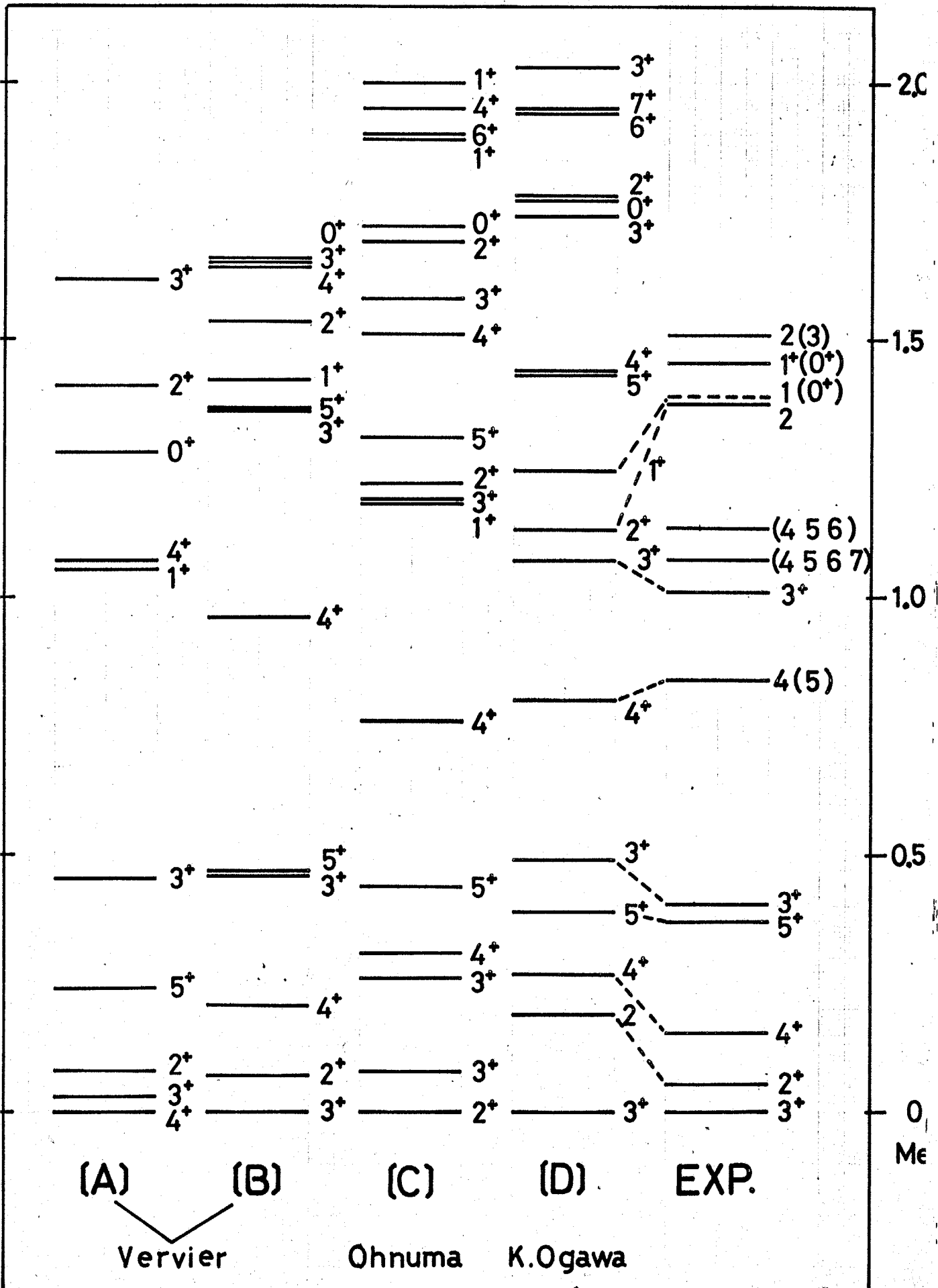


Fig 6-2

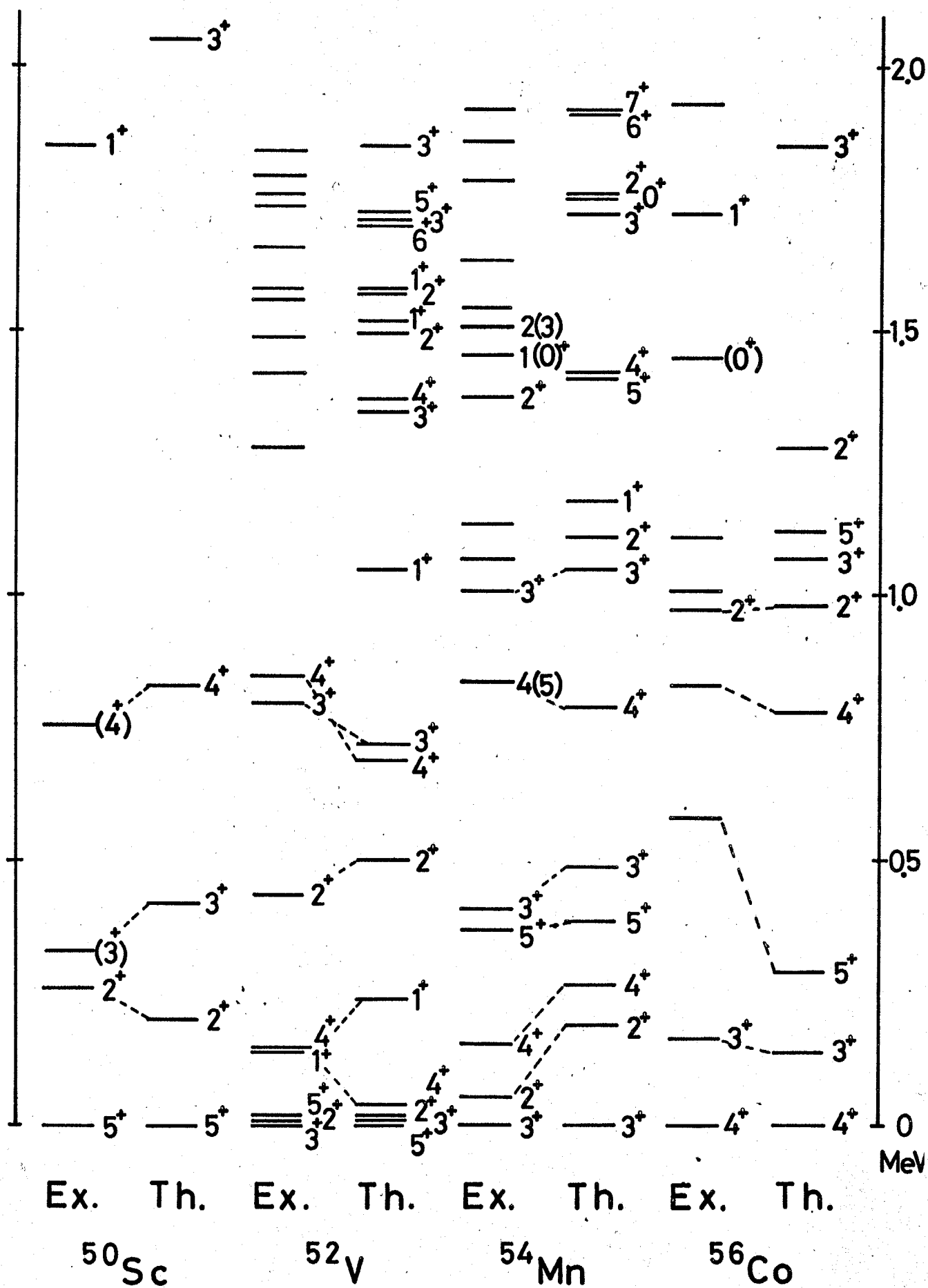


Table 6-1

 γ -Ray Branching Ratio

$E_i(J_i)$ KeV	$E_f(J_f)$ KeV	E_γ 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

E γ (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)

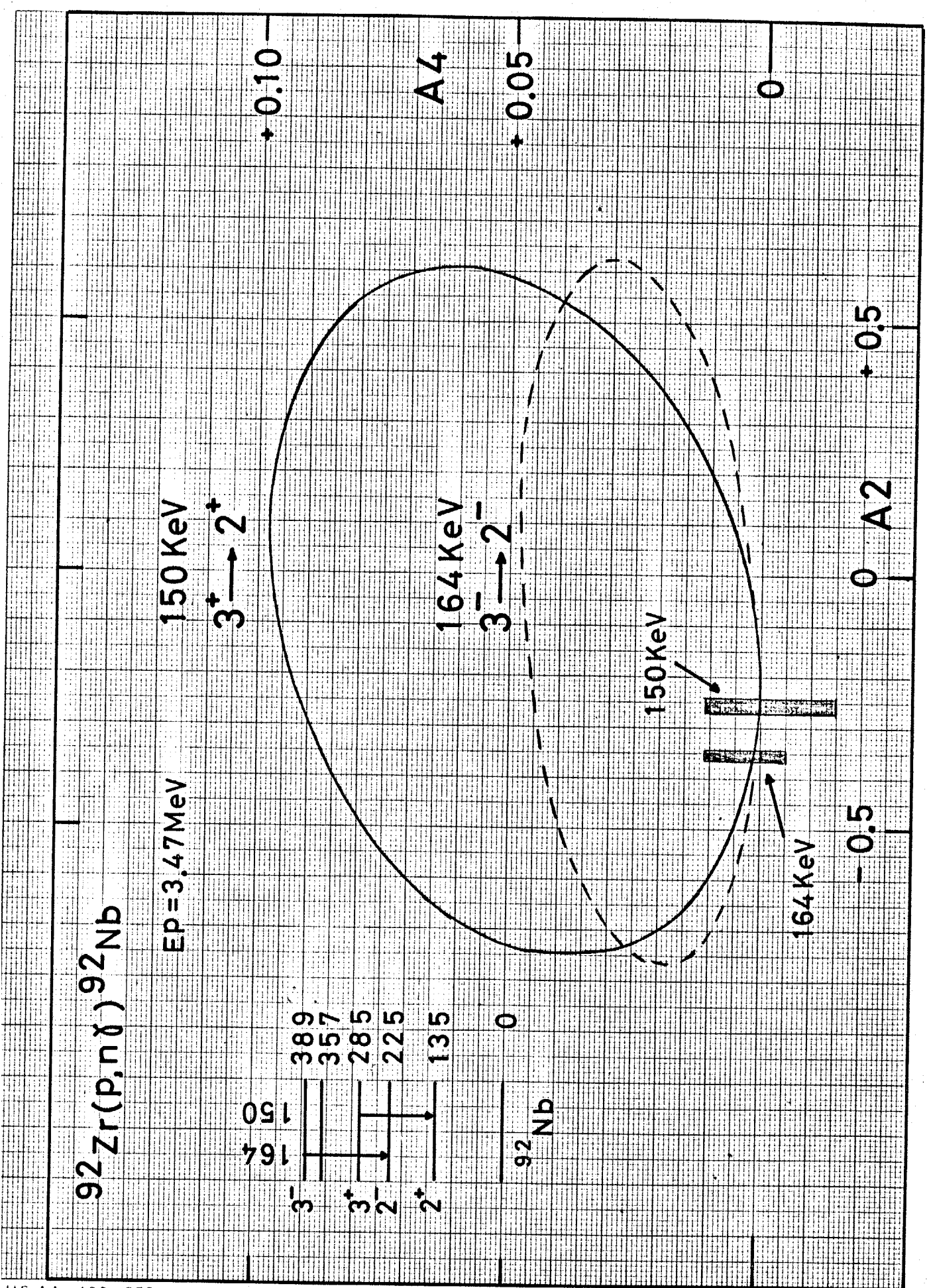
ep, en (proton, neutron の effective charge)

(- α) は $\times 10^{-\alpha}$ のこと

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

Ref. : K.Ogawa (47)

Fig 7-1



各々の δ 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。

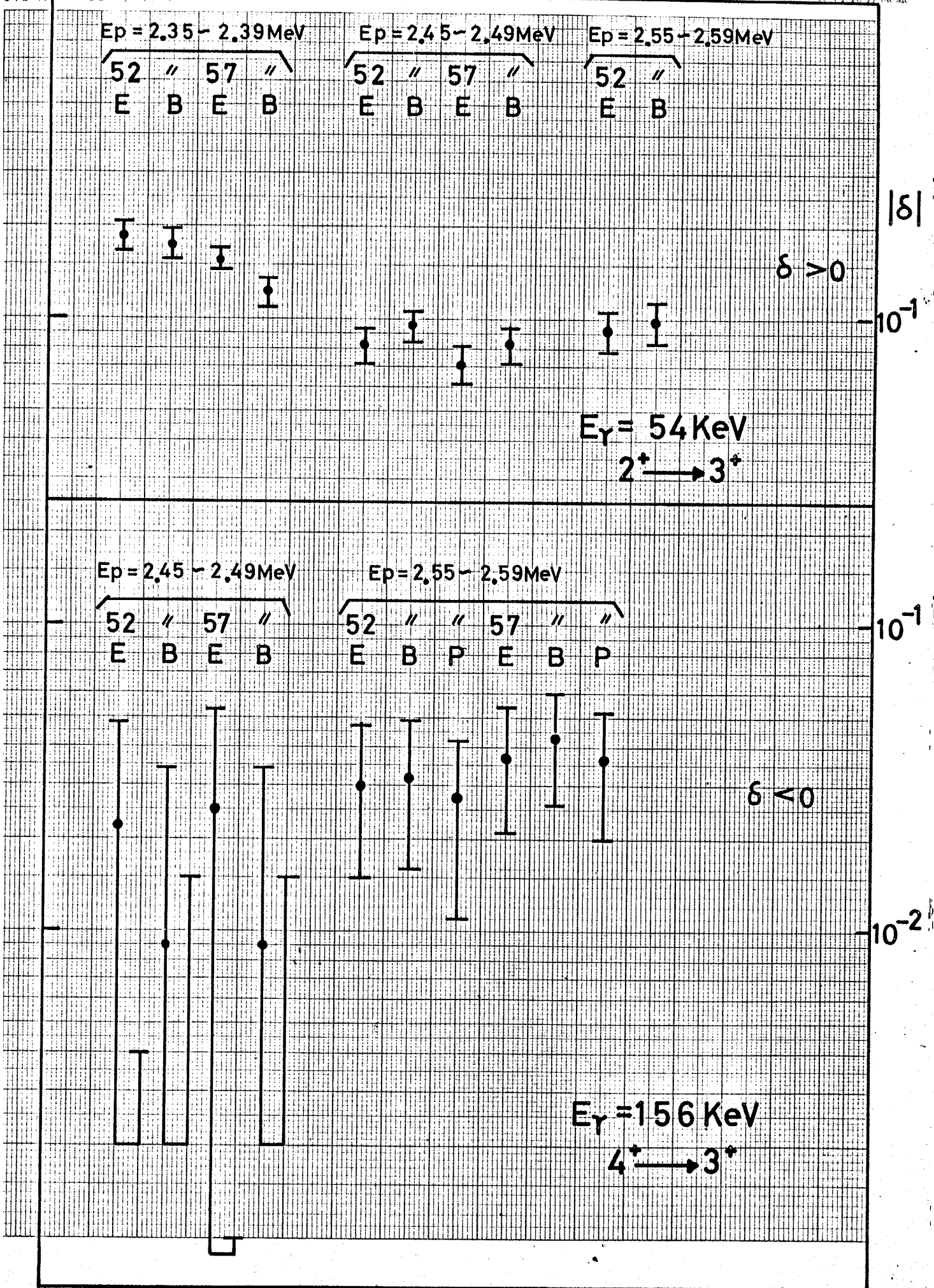
Jの記号は、 δ の範囲が正、負の両符号にわたる場合を示す。

(a)



中国科学院原子能研究所

JIS A



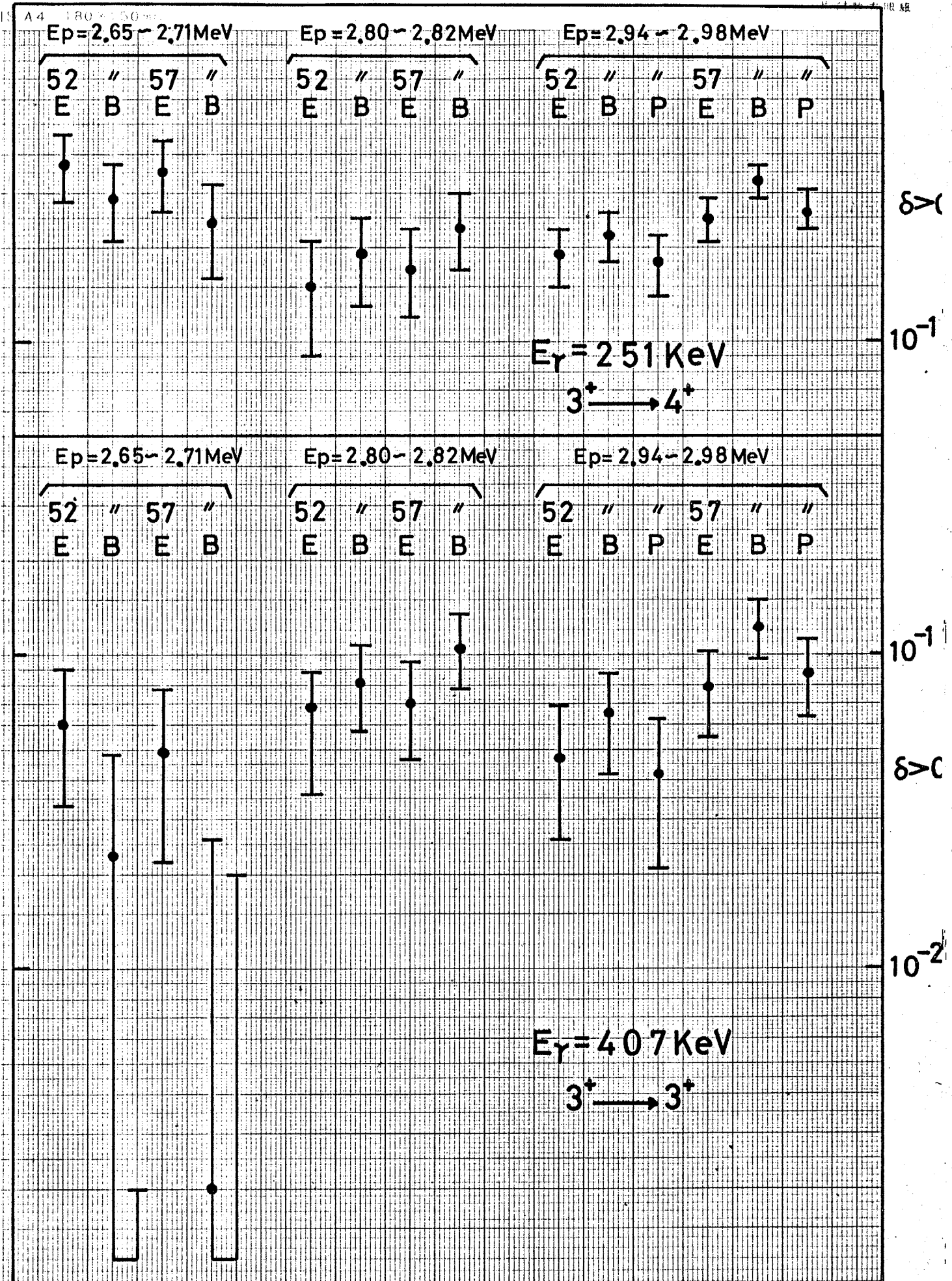


Fig 7-2 (c)



JIS A4 180 x 250 mm

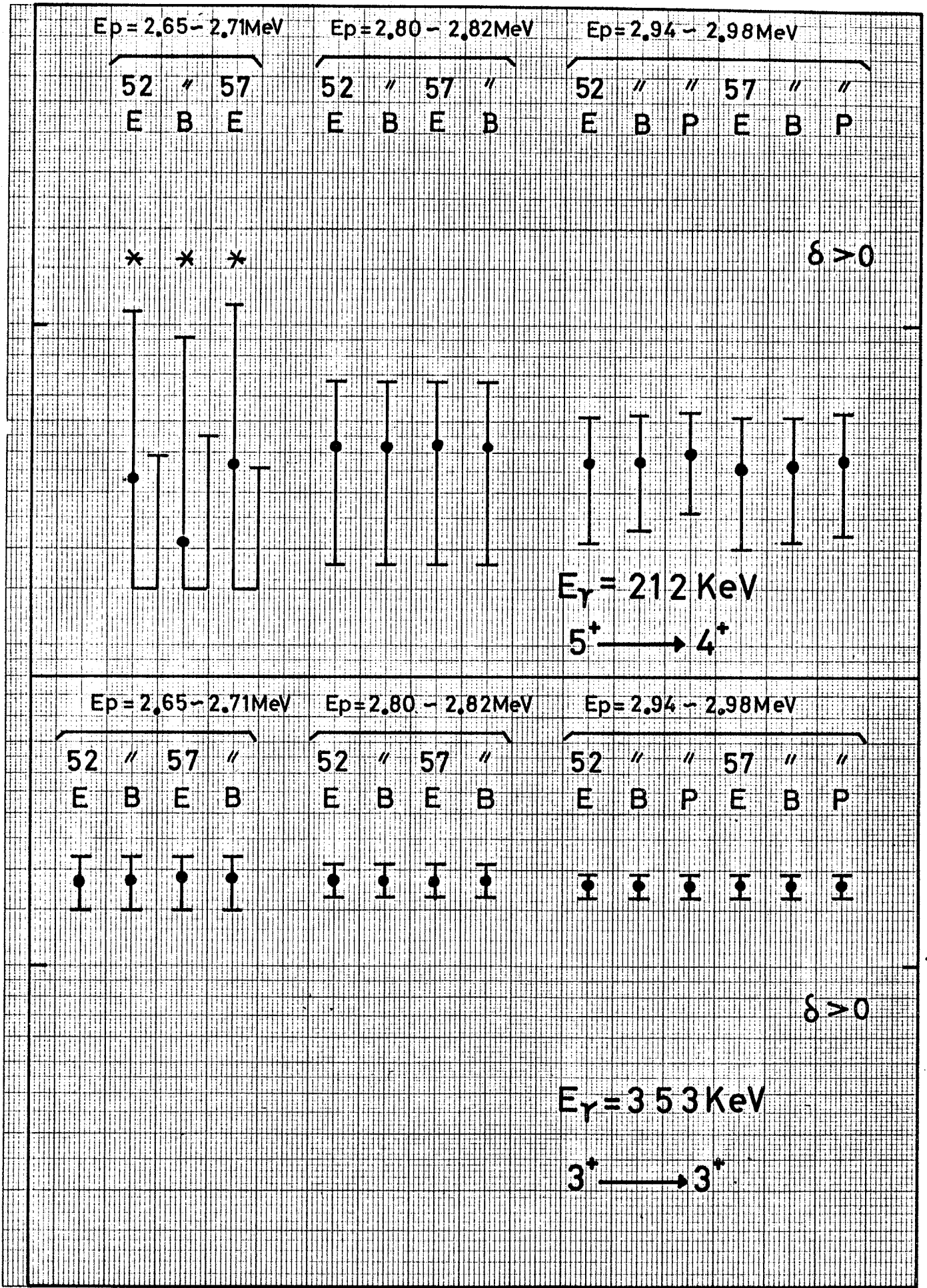


Fig 7-2 (d)



JIS A4 180 X 250mm

$E_\gamma = 854 \text{ KeV}$

$E_\gamma = 955 \text{ KeV}$

$3^+ \longrightarrow 4^+$

$3^+ \longrightarrow 2^+$

$E_p = 3.35 - 3.39 \text{ MeV}$

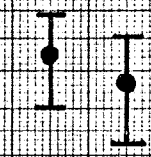
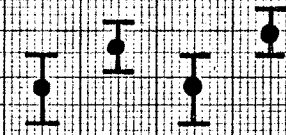
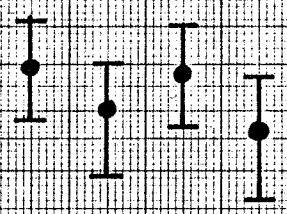
$E_p = 3.35 - 3.39 \text{ MeV}$

$E_p = 3.80 - 3.84 \text{ MeV}$

52 " 57 "
E B E B

52 " 57 "
E B E B

52 57
E E

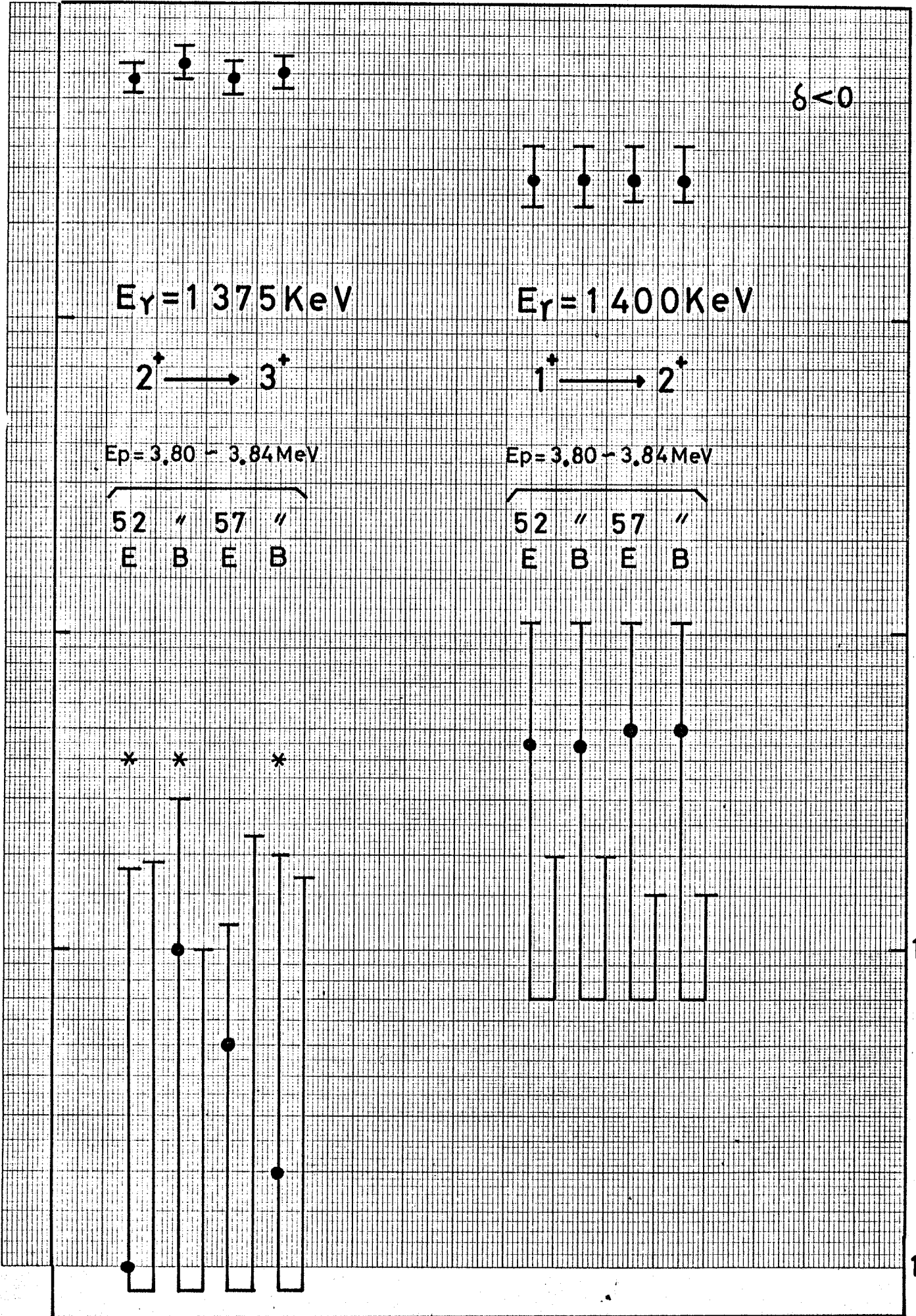


$\delta > 0$

10^{-1}

10^{-2}

JIS A4 180 X 250 mm



JIS A4 180 × 250mm

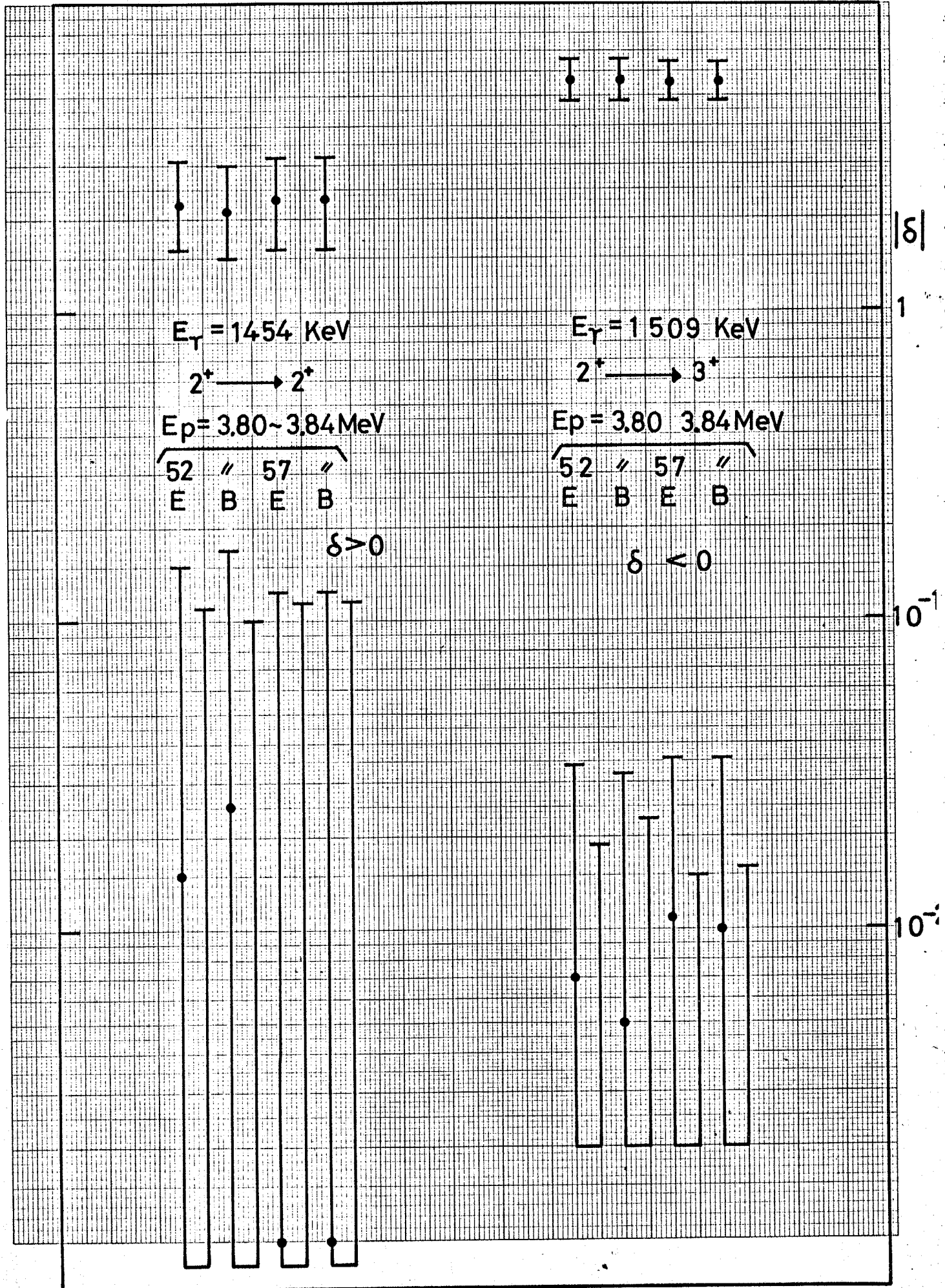


Fig 7-3 (a)

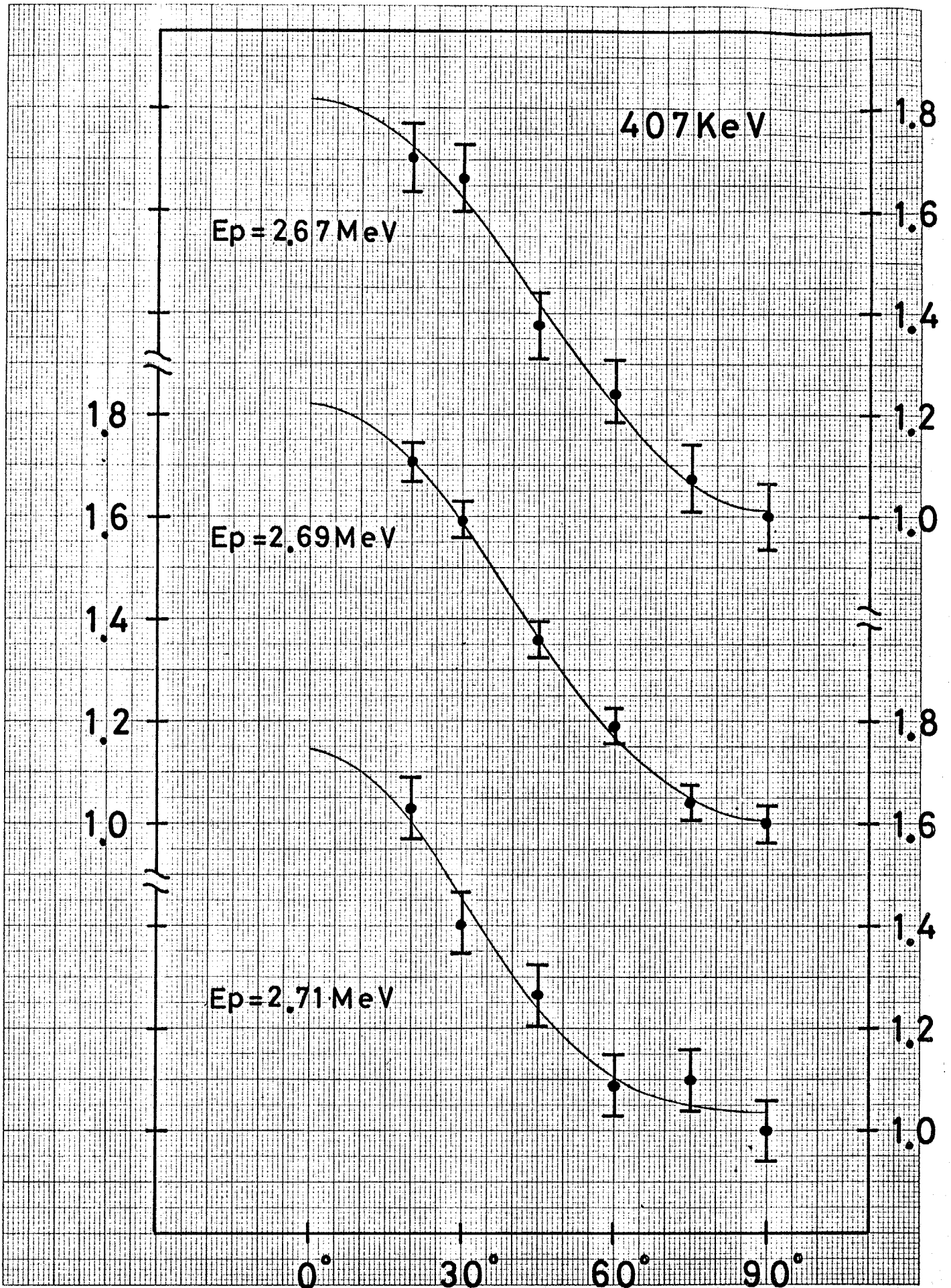


Fig 7-3

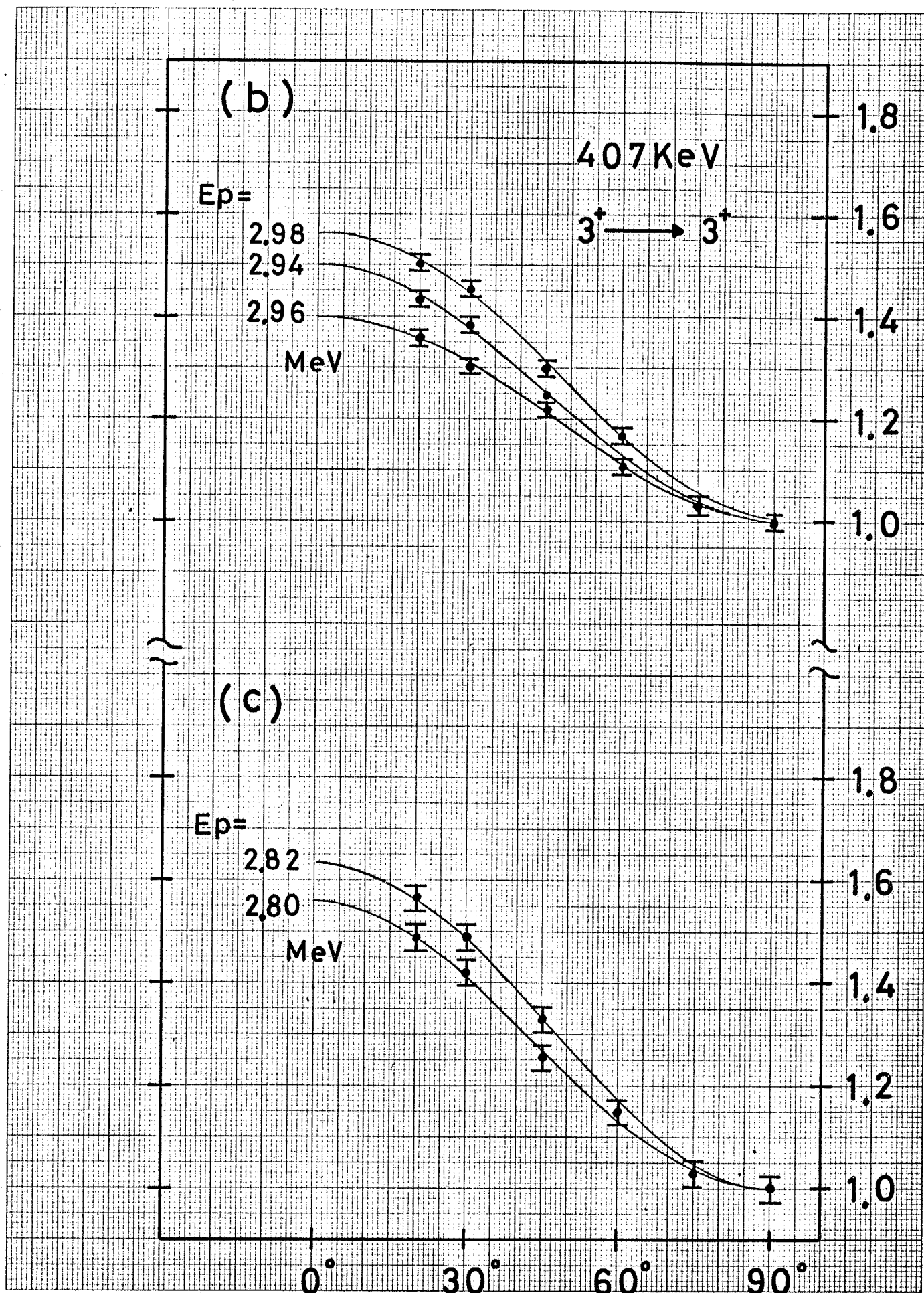
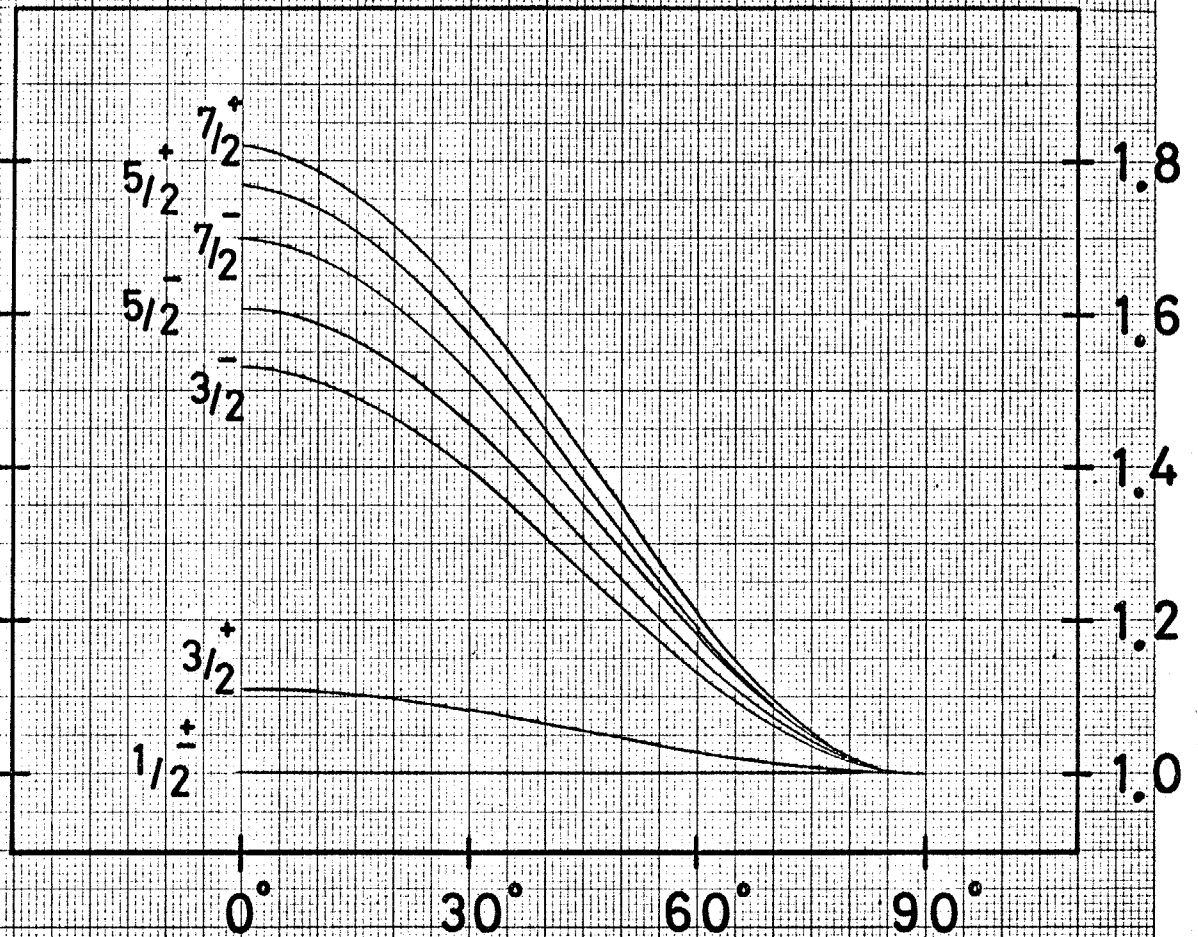


Fig 7-4



$$3^+ \longrightarrow 3^+$$

$$E_\gamma = 407 \text{ KeV}$$

$$E_p = 2.94 \text{ MeV}$$

特定のスピンの、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

 $E_\gamma = 407 \text{ KeV}$

	E_p (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	$20^\circ \sim 120^\circ$
l	2.94 ~ 2.98	0.2752 ± 0.0078	-0.0112 ± 0.0124	$20^\circ \sim 90^\circ$
m	2.80	0.3885 ± 0.0524	0.0934 ± 0.0831	$^{54}\text{Cr}_2\text{O}_3$

Table 7-2 (a)

④計算センター

PAGE 1

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)

④計算センター

PAGE 2

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

Table 7-2 (c)

④計算センター

PAGE 3

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	-0.2581	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)

280

④計算センター

PAGE 4

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)

281

④計算センター

PAGE 5

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

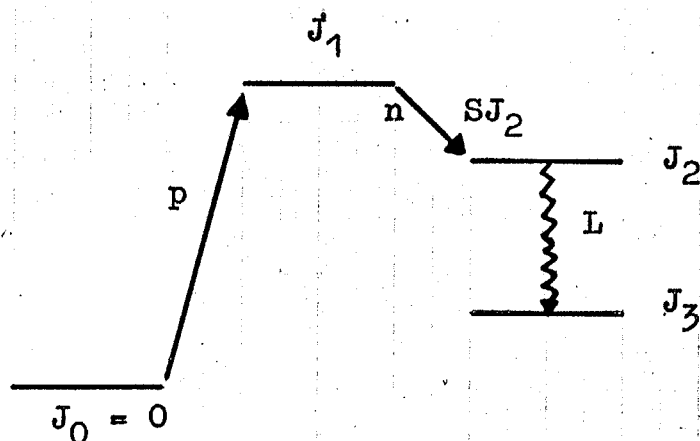
Table 7-3

$$E_\gamma = 407 \text{ KeV}$$

$$3^+ \longrightarrow 3^+$$

$$E_p = 2.94 \text{ MeV}$$

$$E_n = 0.34 \text{ MeV}$$



M1 pure transition

$J_1 \pi$	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

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

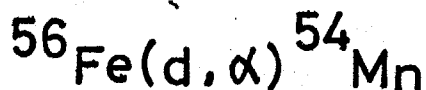
BJERRGAARD et al

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

284



ref. 5

ARKIV FÖR FYSIK. Bd 33 nr 11

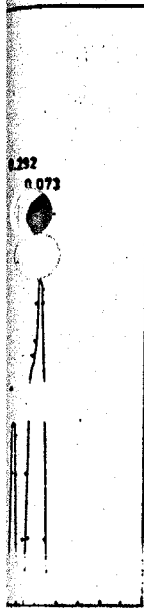
Table 2. Ground-state Q -values.

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

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

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

E	Present experiment				Ref. [12] E	Ref. [13] E	Ref. [15] $j\pi$	Calc. $\delta=0$		
	$d\sigma/d\Omega_{\text{max}}$ ($\mu\text{b/er}$)	L	S'_{exp}	$j\pi$				S_{th}	S'_{th}	$S'_{\text{exp}}/S'_{\text{th}}$
0	51	2	6.98	1+2+3+ (4+)	0	0	3(+)	1.26	1.52	4.59
0.137	9.0	(2)	1.24	(1+2+3+)	0.056	0.06		0.28	0.28	
0.365	56	4	15.05	3+4+5+	0.156	0.18		0.83	1.01	1.23
0.824	21	(0)	2.25	(1+)	0.365	0.40		7.15	7.15	2.11
1.011	43	2	6.17	1+2+3+	0.837					
1.115	8.3	(4)	2.27	(3+4+5+)	1.008	1.00				
1.386	27	4	7.58	3+4+5+	1.074					
					1.137					
					1.376	1.40				
					1.455					
					1.511					
					1.543					
(1.54)	~ 6.5									
(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				



$(d, \alpha){}^{56}\text{Ni}$. The numbers g levels in ${}^{56}\text{Ni}$.



$(d, \alpha){}^{58}\text{Ni}$. The numbers g levels in ${}^{58}\text{Ni}$.

Appendix 3

$^{56}\text{Fe}(d,\alpha)^{54}\text{Mn}$
ref. 5

ARKIV FÖR FYSIK. Bd 33 nr 11

3.007	3.173	0	0.30	0.91	6.72
(3.15)	3.222	—	0	0.91	—
≈2	3.291	—	0.25	2.09	—
≈6	3.428	—	0	(7/2-)	—
≈4	3.553	6.11	3.58	—	—
≈7	3.657	—	—	—	—
32.4	3.726	—	—	—	—
≈30	3.80	—	—	—	—
—	3.959	—	—	—	—
—	4.018	—	—	—	—
—	4.083	—	—	—	—

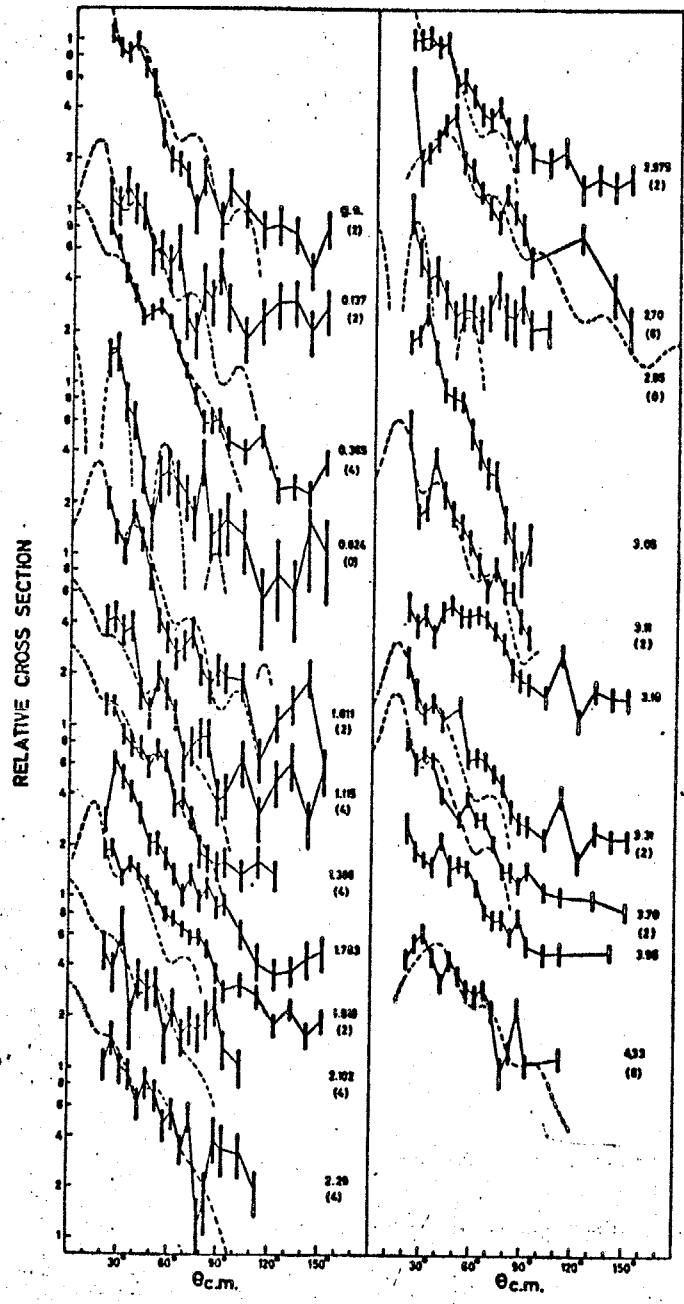


Fig. 7. Angular distributions of alpha-particle groups from the reaction $^{56}\text{Fe}(d,\alpha)^{54}\text{Mn}$ at $E_d = 14.9$ MeV. The size of the experimental points corresponds roughly to the uncertainty of the angular scale and the estimated relative errors in the cross sections. The experimental 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.)

$^{53}\text{Cr}(^3\text{He},d)^{54}\text{Mn}$
ref. 6

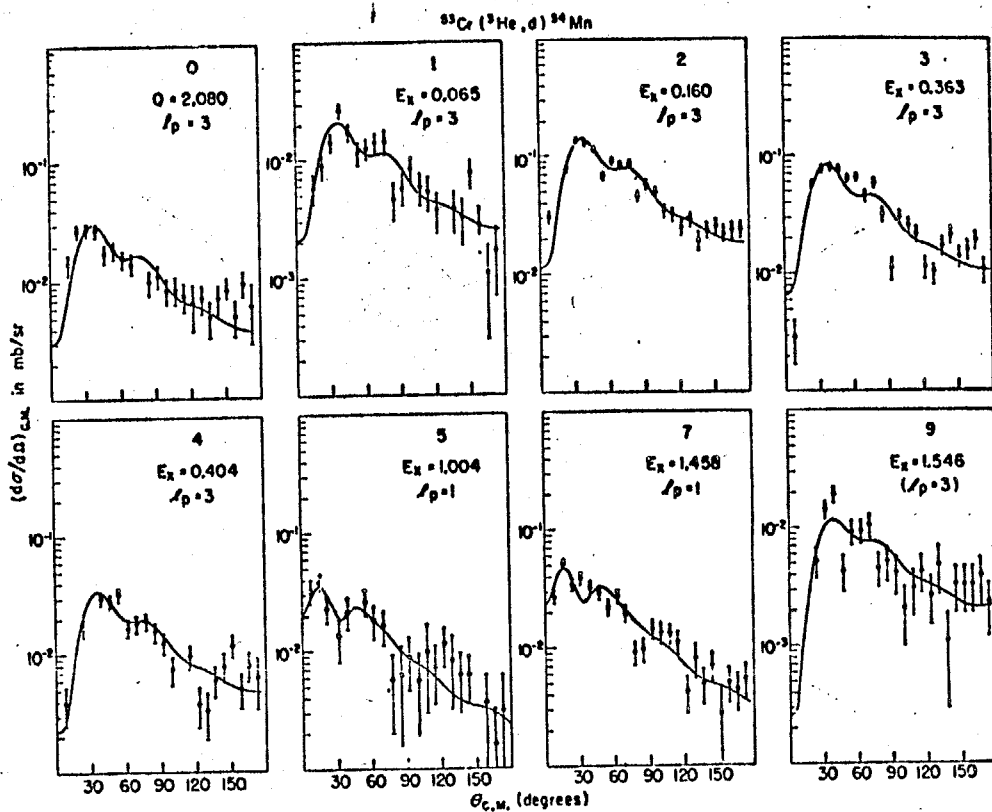


Fig. 3. Angular distribution of deuterons from $^{53}\text{Cr}(^3\text{He}, d)^{54}\text{Mn}$. The distributions are labeled with the numbers used to identify the corresponding states in table 1. Excitation energies are given in MeV. The solid curves are the DWBA predictions calculated by the code TANYA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

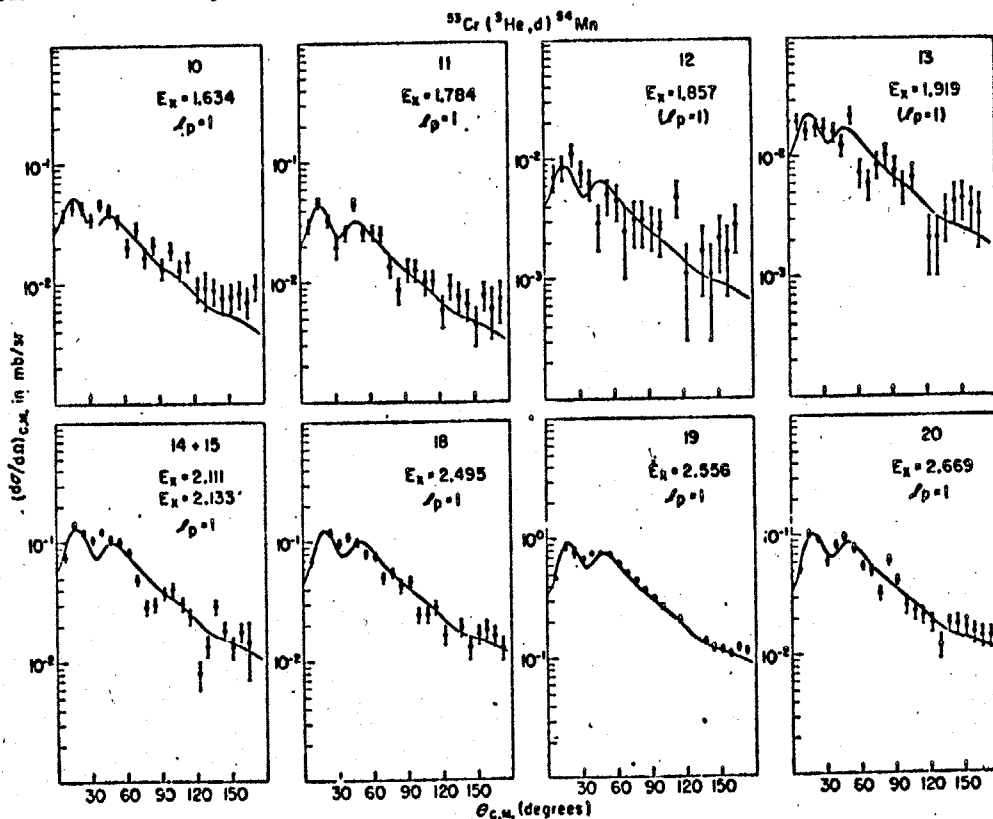


Fig. 4. See caption for fig. 3.

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

ref. 6

100

L. L. LYNN *et al.*

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

Level no.	Q^a (MeV)	E_x^b (MeV)	$(d\sigma/d\Omega)_{\text{max}}^c$ (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			
15	-0.053	2.133	0.14	1	0.12
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
				1	0.04
32	-1.675	3.755	0.14	+	
				3	0.34
33	-1.727	3.807	0.03		
				1	0.03
34	-1.852	3.932	0.08	+	
				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			
38	-2.109	4.189	0.27	1	0.16
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

$^{52}\text{Cr}(^3\text{He},p)^{54}\text{Mn}$
 ref. 6

106

L. L. LYNN *et al.*

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.

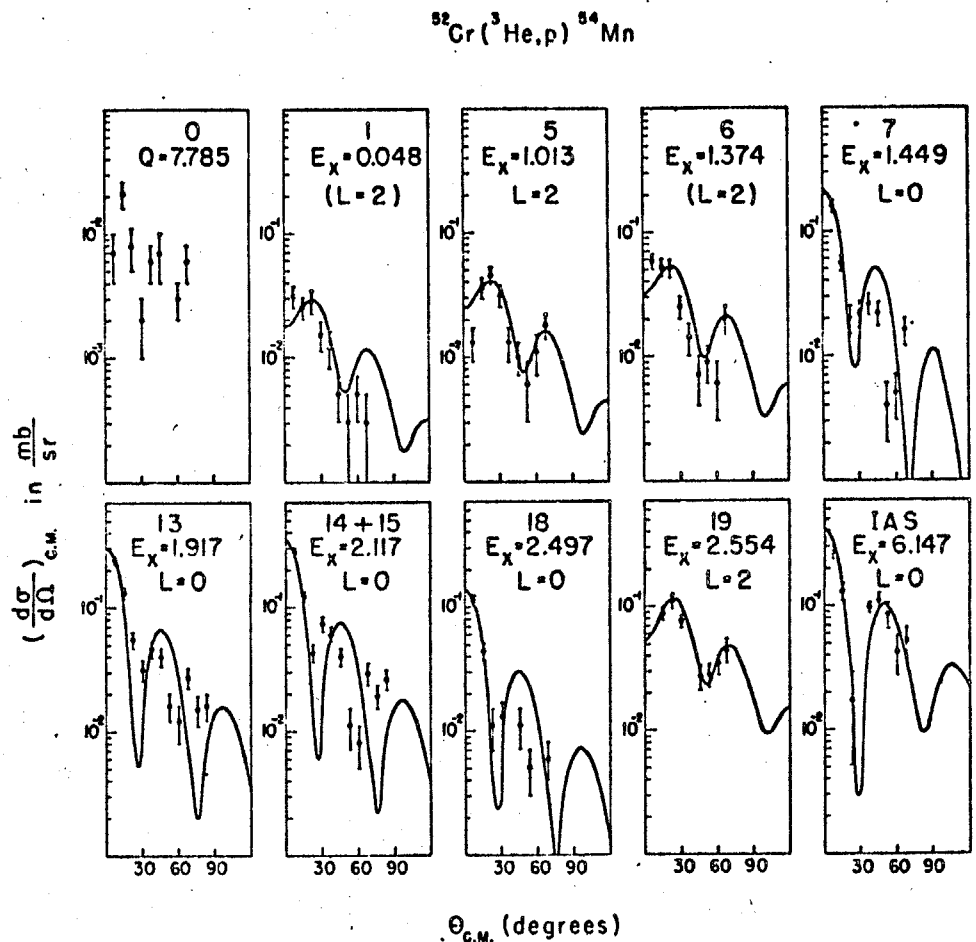


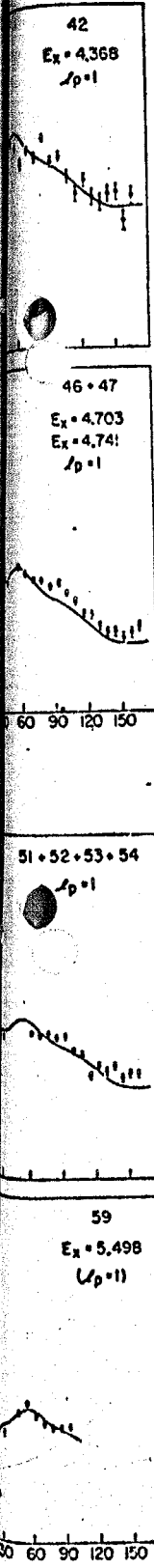
Fig. 10. Angular distributions of protons from $^{52}\text{Cr}(^3\text{He},p)^{54}\text{Mn}$. The distributions are labelled with the numbers used to identify the corresponding states in table 2. The excitation energies are in MeV. The solid curves are the DWBA predictions calculated by the code TANYA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

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

Protons from the ($^3\text{He}, p$) 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.

$^{52}\text{Cr}(^3\text{He}, p)^{54}\text{Mn}$ ref. 6



^{54}Mn STATES

105

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).

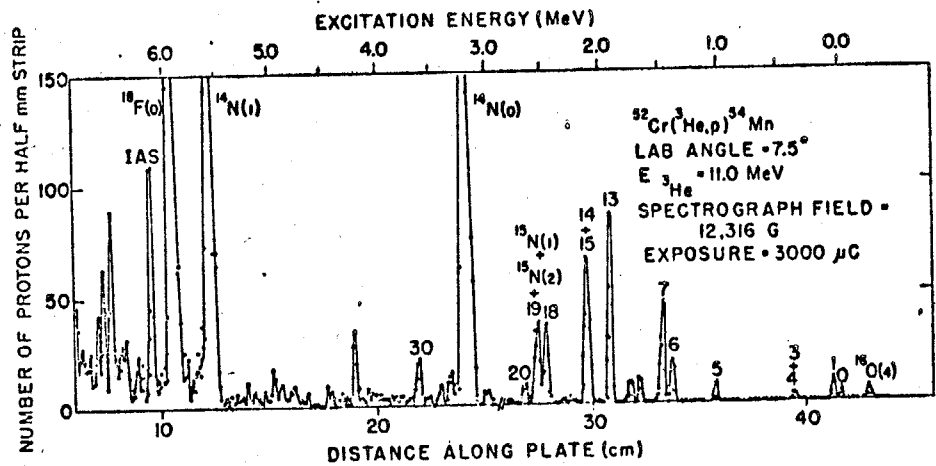


Fig. 9. Proton spectrum from $^{52}\text{Cr}(^3\text{He}, p)^{54}\text{Mn}$ observed at a lab angle of 7.5° . Proton groups corresponding to states in ^{54}Mn are labelled with the numbers used to identify the states in table 2. Several contaminant groups are identified.

TABLE 2
Summary of results for $^{52}\text{Cr}(^3\text{He}, p)^{54}\text{Mn}$ reaction at $E_{^3\text{He}} = 11.0$ MeV

Level no.	Q^a (MeV)	E_x^b (MeV)	$(d\sigma/d\Omega)_{\text{max}}^c$ (mb/sr)(c.m.)	$\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{DWBA}}}$	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 $\pm 20\%$. Cross sections at 7.5° are given for $L = 0$ transitions.

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

ref.1

Mn^{53}

ARKIV FÖR FYSIK. Bd J2 nr 11

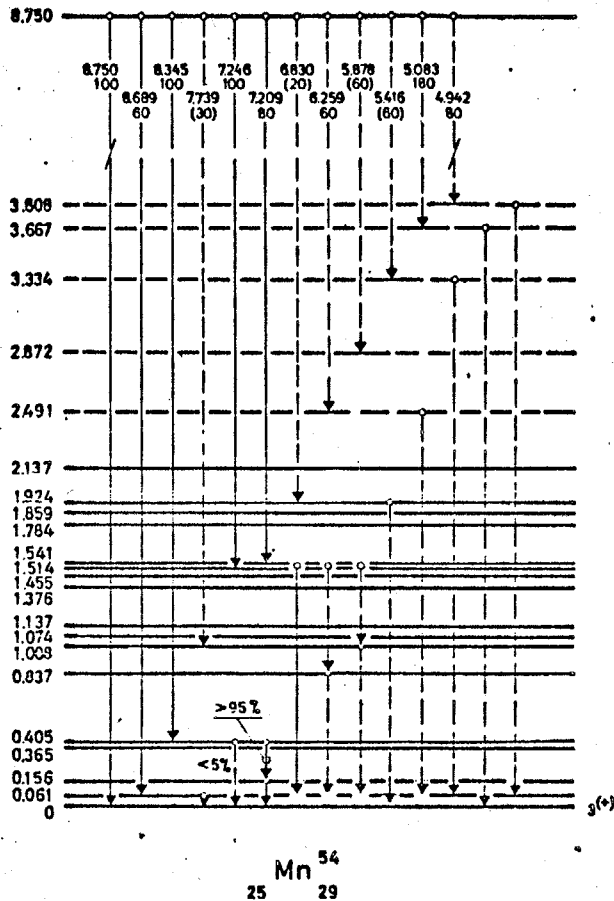
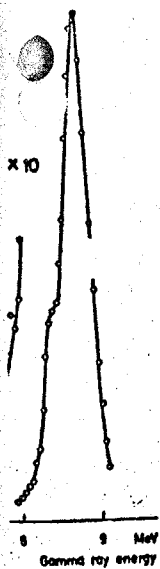


Fig. 10. Decay scheme of the 1209 keV resonance in Mn^{54} . The gamma intensities in the deexcitation of the capturing level are given in relation to the intensity of the 8.75 MeV ground state transition.

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.

te from 6.2 to 7.3 MeV.

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



nce in Mn^{54} .

Internal Conversion Electron

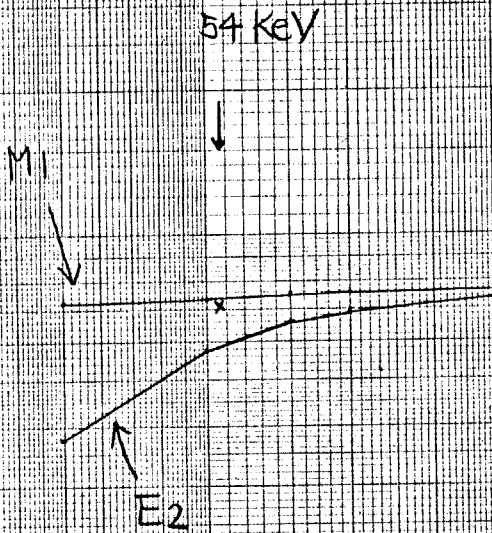
K/LM Ratio

Z=25

(by M. E. Rose) ⁽⁶⁾

K/LM

XEP 実験値



0.1 k

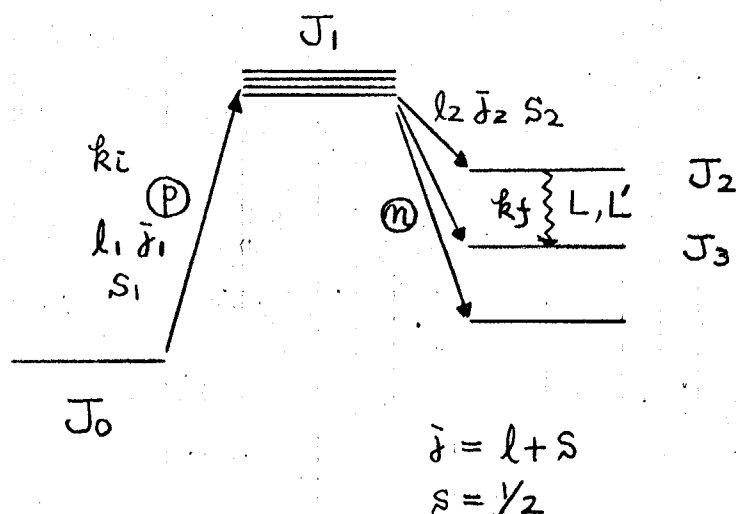
1.0

$$E_{\gamma} = k m_0 c^2$$

$$m_0 c^2 = 511 \text{ KeV}$$

M 025 X 2181 4A 21 L

Appendix 10



(N, N' γ) 反応の γ 線角分布 [Sheldon の記号 \textcircled{Z}]

$$d\sigma/d\Omega = \frac{1}{8} \kappa^2 \sum_{\bar{j}_1 \bar{j}_2 \nu} N C W M(\delta) \tau P_\nu(\cos\theta)$$

$$0 \leq \nu \leq \text{Min}(2\bar{j}_1, 2J_1, 2J_2, 2L')$$

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

$$C \equiv \langle \bar{j}_1 \bar{j}_1 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \nu 0 \rangle$$

$$W \equiv W(J_1 J_1 \bar{j}_1 \bar{j}_1 : \nu J_0) W(J_1 J_1 J_2 J_2 : \nu \bar{j}_2)$$

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

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

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

$$\tau \equiv T_{l_1 \bar{j}_1}(E_1) \cdot T_{l_2 \bar{j}_2}(E_2) / \sum_{l \bar{j} E} T_{l \bar{j}}(E)$$

- 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 PATTTER
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
「数值計算」 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、 α 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。