

16.

光子による π^+ , π^0 中間子発生の研究

名古屋大学

大 島 隆 義

要 旨

高エネルギー光子による π 中間子発生過程
 $\gamma N \rightarrow \pi N$ の機構を研究するため、原子核研究所
所 1.3 GeV 電子シンクロトロンに於て、偏極陽
子ターゲットを用いて π^+ , π^0 中間子発生過程の非
対称度 $T(\theta)$ の測定を行ったが、本論文は、そ
の実験の概要及びその結果の現象論的解析に
ついて記述している。

現象論的解析は現存する論文と比べてのゲー
ジを加えて総合的に行う必要があり、この解
析では、 π 中間子発生過程の振幅を3つの成分
に分割して扱った。即ち、(1)光子-核子
相互作用における電氣的BORN近似による寄与
(以下電氣的BORN項と呼ぶ) (2) 共鳴
(3) 低い角運動量 ($j \leq \frac{7}{2}$) の部分波における附
加的寄与 (以下バックグラウンドと呼ぶ) が
ある。この解析では、1.2 GeV以下の現存す
る論文と比べての実験ゲージを利用して、中
間子-核子共鳴 (N^*) の電磁結合の強さを求め
ると共に、そのバックグラウンドの性質を詳し

く調べた。

解析の結果は、実験データは非常に良く再現し、
其鳴の電磁的結合の強さと従来の解析に比較してより精度よく決定すると同時に、
S₃₁(1634)其鳴状態が電磁相互作用を通じてほとん
んど励起されることを見出した。また、
著者等の測定データから、本^二其鳴領域でのS-波の振数が電磁であることとを明らかに
した。この解析終了後に発表された論文の
新しい実験データとこの解析から予想される
計算結果とを比較して観ると、僅かの例外を
除いて全般的に非常によく一致しており、こ
のこともこの解析の高い信頼性を示している
ものと考えられる。

光子による π^+ , π^0 中間子発生の研究

目次

I.	はじめに	-----	(7)
II.	偏極ターゲット非対称度下の測定		
II-1.	概要	-----	(9)
II-2.	偏極陽子ターゲット	-----	(12)
II-3.	粒子検出器系	-----	(16)
II-4.	測定方法	-----	(20)
II-5.	データ解析と結果	-----	(25)
III.	現象論的の部分波解析		
III-1.	今回の測定データの特徴	-----	(30)
III-2.	部分波解析の現状	-----	(34)
III-3.	モデル	-----	(36)
III-4.	運動学	-----	(40)
III-5.	最適化の方法	-----	(43)
	A. χ^2 の最小化		
	B. 制約条件とパラメータ		
	C. 初期値		
	D. 実験データ		
III-6.	解析結果	-----	(54)
III-7.	議論と結論	-----	(56)
	A. 共鳴状態について		
	B. バックグラウンド振動について		

C. データ D. 解析結果と新しいデータ

IV. おわりに

付 録

付録 I. Walker モデルの有効性について

----- (付 1)

Walker 解析が何故よくデータの振動を再現し得たのか？

より高いエネルギー域においても、このモデルは有効性を

発現し得るのか？

付録 II. バックグラウンド振動について

----- (付 9)

BG とベクトル中間子交換過程，議論

付録 III. 今回の実験と解析について

----- (付 19)

参考文献

図 III-12 ~ -25 の註記

I. はじめに

3 GeV以下のエネルギー共鳴領域での光子-核子衝突によるπ中間子発生過程 $\gamma N \rightarrow \pi N$ は、電磁相互作用を通じπ中間子と核子の強い相互作用を、特に $\gamma N \rightarrow N^* \rightarrow \pi N$ 過程を経由する核子共鳴状態の電磁的誘起を研究するための重要な過程である。従来、直接的なチャネルであるπN散乱と相補的に実験が行われてきたが、πN散乱過程とπ中間子発生過程の実験の特徴を比較してみると、

(1) 電子線の制動輻射による光子ビームを用いるための(入射光子の運動量が一義的に定まり、また、そのための)、及ぶ光子のエネルギーの決定は実験的に複雑であり、また電磁的誘起(γNN^*)の強さによりπ発生の特徴的な断面積が減少するため、十分な統計精度をもつデータを得るには実験期間が長くなる。

(2) 光子のスピンが1であるためまたその及ぶ過程($\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, $\gamma n \rightarrow \pi^- p$, $\gamma n \rightarrow \pi^0 n$)に

つゝ 4 つの独立な状態空間が存在する。

また、光子のアイソスピンが 0 及び 1 の長

のアイソスピンが $\frac{3}{2}$ の共鳴状態 ($N_{3/2}^*$) に

つゝ 4 つの独立な電磁結合定数があり、アイソ

スピンが $\frac{1}{2}$ ($N_{1/2}^*$) につゝ 2 つの独立な

結合定数が存在する。

の様に見える。このような複雑さの長

の数年前は 1 GeV 以下の主要な共鳴状態 ($\rho_{33}(1232)$, $\rho_{13}(1510)$, $F_{15}(1690)$) の

系統図は、部分波分解の結果から πN 共鳴の電

磁的結合につゝ 2 の理論的意味を引き出すに

十分ではなかった。

しかし、近年に至る新しい実験技術の開

発、特に偏極陽子ターゲットの有用化により

偏極ターゲット非対称度下の測定が可能にな

り、 π 中核子光散乱の実験データの集積状況

並びにその理論的解析は急速に進み、順的に

新しい研究段階に移りつつある。諸外国の

研究所における実験は、参考文献に示す様に

、偏極ターゲット非対称度下、偏極光子非対

程度と、反跳核子偏極度 P の測定に集中し、現象論的解析におけるあつちとち、不定性を除くための系統的な精密データの蓄積が進んでいる。データ蓄積に伴って、散乱振幅の部分波展開によるあつちの現象論的解析 [1~3] が行われ、あつちの強弱の共鳴状態のあつちの微小な共鳴状態の振動についてあつちも明らかになりあつちようといふ。

以上の様に π 中間子発生の部分波解析に際しては、 πN 散乱から得るあつち知識を以下の様に適用する。が普通である。

(1). $\pi N \rightarrow N^* \rightarrow \pi N$ 過程を通じて πN 散乱に寄与する共鳴状態についてあつち、 π 中間子発生にあつちも $\gamma N \rightarrow N^* \rightarrow \pi N$ 過程が起ることを考え、 πN 散乱から得る共鳴状態のスピン・パリティ・質量・全崩壊中等の値を適用する。従って、研究の対象は共鳴状態の電磁崩壊の強さを求めることとなる。

(図 I-1. 参照)

(2). 2π 中間子発生 ($\gamma N \rightarrow \pi\pi N$) * の寄与

Oberlack - Rosenfeld (MOR) [2], Kries - Moorhouse
 - Oberlack - Rittenberg - Rosenfeld (KMORR) [3],
 Crawford [4] 述に及ぶ定値一定の分散式 (fixed
 - t dispersion relation) にもとづく解析法と,
 Walker [6] 及び Metcalf - Walker [5] に及ぶ純場
 論的解析法がある。この解析は、
 のも π 中同子光線を探る。特徴に、 π 中
 の結論を導く。その要約すると、

(1) 振中の屈折率は、殆ど共鳴状態の
 寄与を占める。

(2) 共鳴の電磁的結合の強さは、
 フォーブ・モデルによる計算値と定性的
 によく一致する。

上記の解析の結果、 π 中の共鳴状態の結合
 の強さは、強弱は $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1510)$,

$F_{15}(1690)$, $P_{11}(1430)$, $S_{11}(1530)$ は一定値に収斂し
 あり、精度よく求めらるが、他の微小
 な共鳴状態は相互の不一致がめだつ
 まで不確定であると言えよう。例えば、陽
 子ターゲットからの π 線透過過程の二、三の共鳴

* 中性子ターゲットによる光線透過過程の $P_{11}(1430)$ は、全く不確定な例外である。

状態 ($\gamma P \rightarrow N^* \rightarrow \pi P$) を観ると、
 P_{11}^+ (1718) は可変の解析結果が又々全く異なる値を示す。また (表 III-4. 参照)。また、
 S_{31}^+ (1634), D_{33}^+ (1676) は解析方法によらず異なる値を示す。即ち、 S_{31}^+ (1634) については、MW は最近の分散式にもとづく KMORR, DLR, Crawford の約3倍の値を示す、 D_{33}^+ (1676) については、MW がその共鳴状態の励起を見ない。これに対し、前の三者は比較的入る可結合定数と決定する (表 III-4)。同様の相違が中核子ターゲットによる光核変過程 ($\gamma N \rightarrow N^* \rightarrow \pi P, \pi N$) の共鳴状態にもあり、この原因が解析方法の違いによるものかどうかの調べるとも重要である。

上述の解析結果の相違は、解析に用いた新しい実験測定量 (オブザーバブル)、又はゲージの正しいエネルギー・角度領域に集約的に反映する、いろいろの解析結果の判定、並びに解析に残る不確定性を除くためにもそのような系統的測定が要求される。

著者の属する実験グループは、原子核研究所電子シンクロトロンに初々偏極γ-ゲット非対称度 Γ の測定を系統的に行い、 π^+p 間子光核生の実験的研究を続けてゐる。今迄の測定領域は

(i). $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 過程; $E_\gamma = 0.3 \sim 1.0 \text{ GeV}$, $\theta^{\text{c.m.}} \sim 90^\circ$ [7] *

(ii). $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 過程; $E_\gamma = 0.3 \sim 1.0 \text{ GeV}$, $\theta^{\text{c.m.}} \sim 130^\circ$ [8]

(iii). $\gamma p \rightarrow \pi^+ p$ 過程; $E_\gamma = 0.4 \sim 1.0 \text{ GeV}$, $\theta^{\text{c.m.}} \sim 100^\circ$ [9]

である。(ii), (iii)が今回の実験であるが、(i)の測定データは図III-1に示す様に、MORの解析結果が相当の検討はすむのであるとを示してゐる。又(iii)の測定は、0.7 GeV以下の領域では唯一の偏極γ-ゲット非対称度 Γ のデータであるが、MORの結果は低いエネルギー領域での50 MeVのすゝを示してあり(図III-4)、すゝも新しい解析の必要を示唆してゐる。

よりの実験の概略は、"II. 偏極γ-ゲット非対称度の測定"で記述する。本論文の"III. 現象論的的部分波解析"は、Walker [6]の解析法にもとづき1.2 GeV迄の領域の $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$,

* E_γ : 入射光子エネルギー, $\theta^{\text{c.m.}}$: 重心系での放出角

$\gamma P \rightarrow \pi^0 p$ 反応の部分波解析を報告。そのものがある。
この解析に際し、著者等の偏極ターゲット非対称度丁の測定データを重視し、その振舞を詳しく調べた。

採用した解析法にフスマの議論、この方向の π 中間子生成の実際、並びに解析の方向にフスマの考慮を十分に盛り込む。

II. 偏極ターゲット非対称度 T の測定

1974年、原子核研究所に初めて行った $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ n$, $\pi^0 p$ 反応の偏極ターゲット非対称度 (以下 T と書く) の測定について述べる。[†]

II-1. 概要

π 中子光反応の反応過程を正しく理解するためにはそのスピン依存性を知る必要がある。微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ が及ぶに關与する粒子のスピン依存性を平均化し、そのものであるのに対し、偏極ターゲット非対称度 T はターゲットの核子スピンを偏極させ、反応断面積の非対称性を調べるもので、ヘリシティ表示のもとでは (III-4. 参照),

$$T = \frac{q}{k} \cdot \frac{1}{\frac{d\sigma}{d\Omega}} \cdot \text{Im} [H_1 \cdot H_2^* + H_3 \cdot H_4^*] \quad (\text{II-1})$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \cdot \frac{q}{k} \cdot [|H_1|^2 + |H_2|^2 + |H_3|^2 + |H_4|^2]$$

[†] 両反応過程の実験方法及びその結果は、すでに short report として各々 [8], [9] に発表し、その詳細に關しては現在 Nucl. Phys. に投稿中であり、又博士論文として中曲理氏、松田武氏が発表する。

で表わされる。 : : での小さな共鳴状態の
 高さが強弱の共鳴状態との干涉項の形で表わ
 れてくるので、以下に示す Σ, P と同様に、 $\frac{d\alpha}{d\Omega}$
 での小さな共鳴状態のスピン依存性の研究に極
 めて重要な役割を果たす。

ターゲットの偏極率が P_T のとき、微分断
 面積 $\frac{d\sigma^{\uparrow(\downarrow)}}{d\Omega}$ は、

$$\frac{d\sigma^{\uparrow(\downarrow)}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot [1 + P_T \cdot T] \quad (\text{II-2})$$

で表わされる。 $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ はターゲットの偏極
 率のない場合の微分断面積である。入射
 粒子の π 中間子の運動量 \vec{k} と $\vec{k} \times \vec{e}$ の
 向きは、ターゲットの偏極方向 \vec{e} に対して
 $(-\vec{k} \times \vec{e})$ に対応して $\uparrow(\downarrow)$ と定義する。実際には
 、微分断面積の絶対値を測定する必要はなく
 、偏極ターゲット中の水素核の分布、 π
 計測数 $N_H^{\uparrow(\downarrow)}$ を測定すれば、

$$T = \frac{1}{P_T} \cdot \frac{\frac{d\sigma^{\uparrow}}{d\Omega} - \frac{d\sigma^{\downarrow}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma^{\uparrow}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^{\downarrow}}{d\Omega}}$$

$$= \frac{1}{P_T} \cdot \frac{N_H^{\uparrow} - N_H^{\downarrow}}{N_H^{\uparrow} + N_H^{\downarrow}} \quad (\text{II-3})^*$$

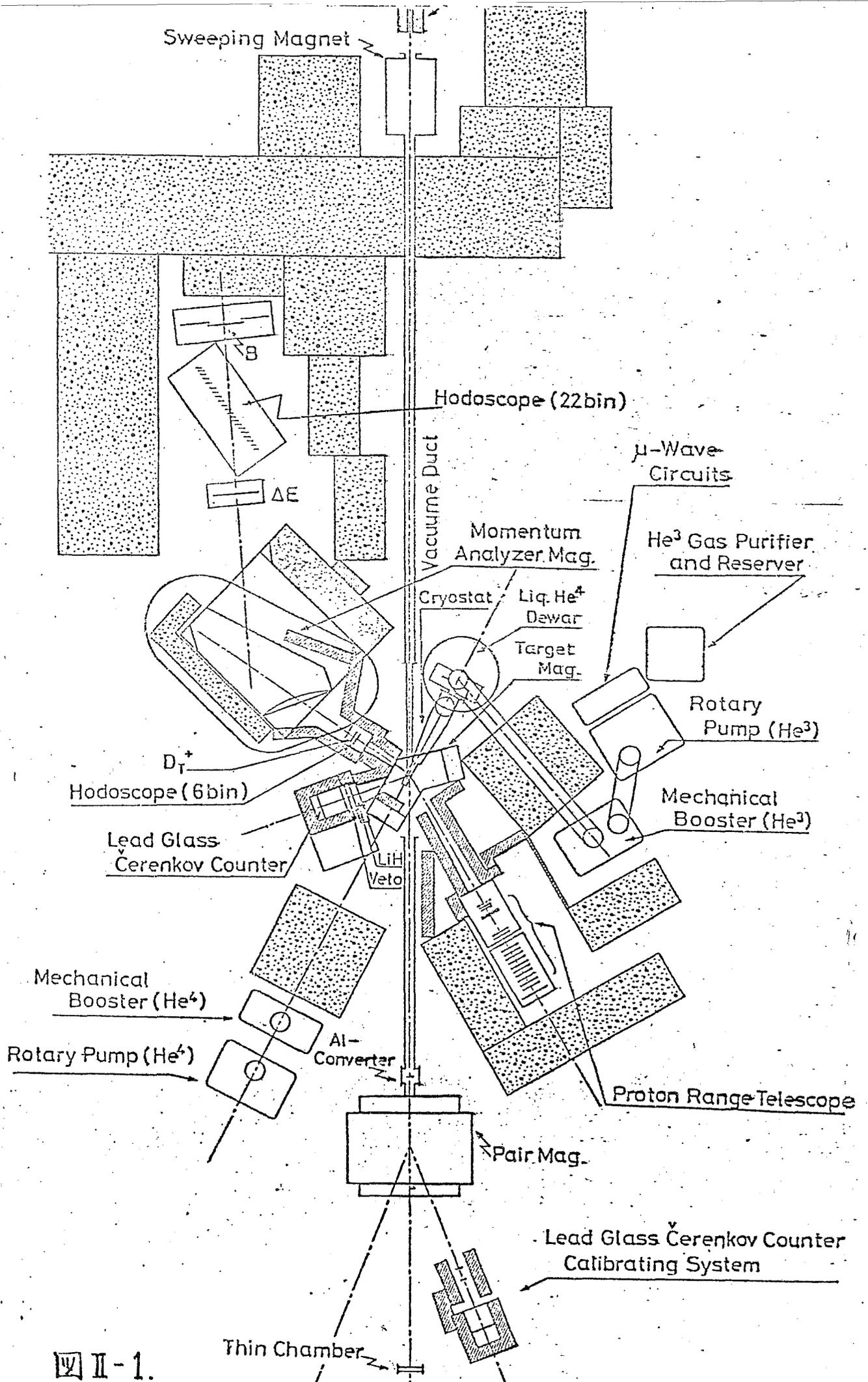
* 但し、 $P_T = P_T^{\uparrow} = P_T^{\downarrow}$ の場合。

から T E 示めることが出来る。

次に実験の概要と装置の配置を記す。

実験装置の上面図を図 II-1 に示す。シンクロトロン加速器の中の高エネルギー電子を内部ターゲット Pt ($50\mu\text{m}$) に衝突させ、励起放射線を出す光子ビームを 2 つの鉛コリメータで集束し、内部ターゲットから 15 m 下流にある偏極ブリッルターゲットの位置にある直径 12 mm を持つ円形のビームをつくる。光子ビームに混入する荷電粒子は、コリメータ直後に設置したスイマー電磁石の磁場を除きうる。又光子ビームと空気の衝突により生ずる荷電粒子 (主に電子-陽電子対発生, $\gamma \rightarrow e^+e^-$) を防ぐため、ターゲット上流の光子ビームカットを真空に、^{*} 実験装置の最下流に設置した Thick walled ionization chamber により、光子ビームの強度を常時モニターした。実験期間中のビームの平均強度は 3×10^8 equivalent quanta/sec, 平均ビーム発生時間 (effective duty time)

* 偏極電磁石の磁場のせいで荷電粒子が軌道を曲げられ、測定装置に入射し、感影響を及ぼすので、この処置は不要効果がある。



は $\sim 6\%$ であつた。

$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応の π^+ 中間子、トリガー・カウンタ
ター、 ΔE カウンタ、運動量分解用電磁石及び
ウィンドスコーフで構成、この検出器系 (magnetic
spectrometer) により、 π^+ 中間子のみを検出した。
他方、 $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応の π^0 中間子、反跳陽子
及び π^0 中間子の崩壊 ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) による光子を検
出し、その同時計測 (coincidence measurement) によ
り及びこれを確認、したが、反跳陽子は陽子飛程測
定装置 (range telescope) により運動エネルギー
、発射角度を測定し、崩壊光子は全吸収型チ
レンコフ・カウンタ (total absorption type
Čerenkov counter) により検出した。

II-2 偏極陽子ターゲット

ターゲット陽子を偏極させる方法は、通常
の Dynamic 偏極法 (Dynamic nuclear orientation) によ
つて行なう。^{*} この方法では、陽子スピンの
反転は対応する禁止遷移にマイクロ波の周波
数と同調させるのみでなく、10⁻⁶秒の移動

* 詳しくは参考文献 [10] に。

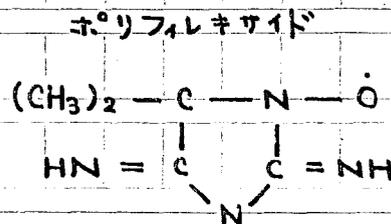
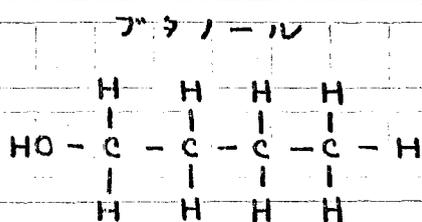
周波数は陽子のゼーマン周波数の2倍である
 (今回の磁場25KGのもとでは、 2×10^6 MHz)。^{*}

スピンの方向の反転のために磁場の向きを反転させる必要がないのは、Dynamic偏極法の一つの大きな利点である。今回の実験では、陽子スピントラップに相当する禁止遷移の周波数にその周波数の同調、あるいはそのクワイストロンを用いて、その出力を切り換えることによりスピンの反転を行った。

ターゲット物質として、重量比で95%のブタノールに5%の蒸留水を加え、その中に遊離基としてポリフィレキサイド(Porphyrinide)^{**}を常温で溶解させたものを使用した。ターゲット物質の冷却効率をよくするため、液体窒素中で直径約2mmの球に凍結し、FEPで包^{***}

* (移動周波数) / (中心周波数) $\approx 3 \times 10^{-3}$

** 構造は下の通りである。



Oの原子が常磁性電子スピントラップしている。

*** FEP: Fluorinated ethylene propylene

、ターゲット ($18 \times 18 \times 20 \text{ mm}^3$) に削り、マイ
クロ波キャビティに固定する。このターゲ
ット物質の真空中の平均充填量は $\sim 63\%$ であ
る。^{*}

ブタノール中の陽子偏極度測定は、核磁気
共鳴法 (Nuclear Magnetic Resonance NMR) による。
ターゲットを巻く NMR 検出コイルによ
り吸収信号を検出し、 θ - ν 方式のスパート
トロメータで吸収強度を測定する。偏極度
測定回路系を図 II-2 に示す。偏極度 P_T は、
起平衡状態の時 ω Dynamic に偏極させらる
時の各吸収強度, I_0 及び I_d , の比と前者の絶対
偏極度 P_0 を校正する (normalize) : とにする、を求
めらる。

$$P_T = P_0 \cdot \frac{I_d}{I_0} \quad (\text{II-4})$$

$$P_0 = 1.02 \times 10^{-4} \frac{H(\text{KG})}{T(\text{K})}$$

ターゲットを完全に浸し、 ν なる He^3 の蒸気圧を
測定することにより、ターゲット物質の温度
を求めボルツマン分布から上げに従って P_0 を

* 検証する CH_2 ターゲットとブタノールターゲットでの π 計測法の比較が導出され。

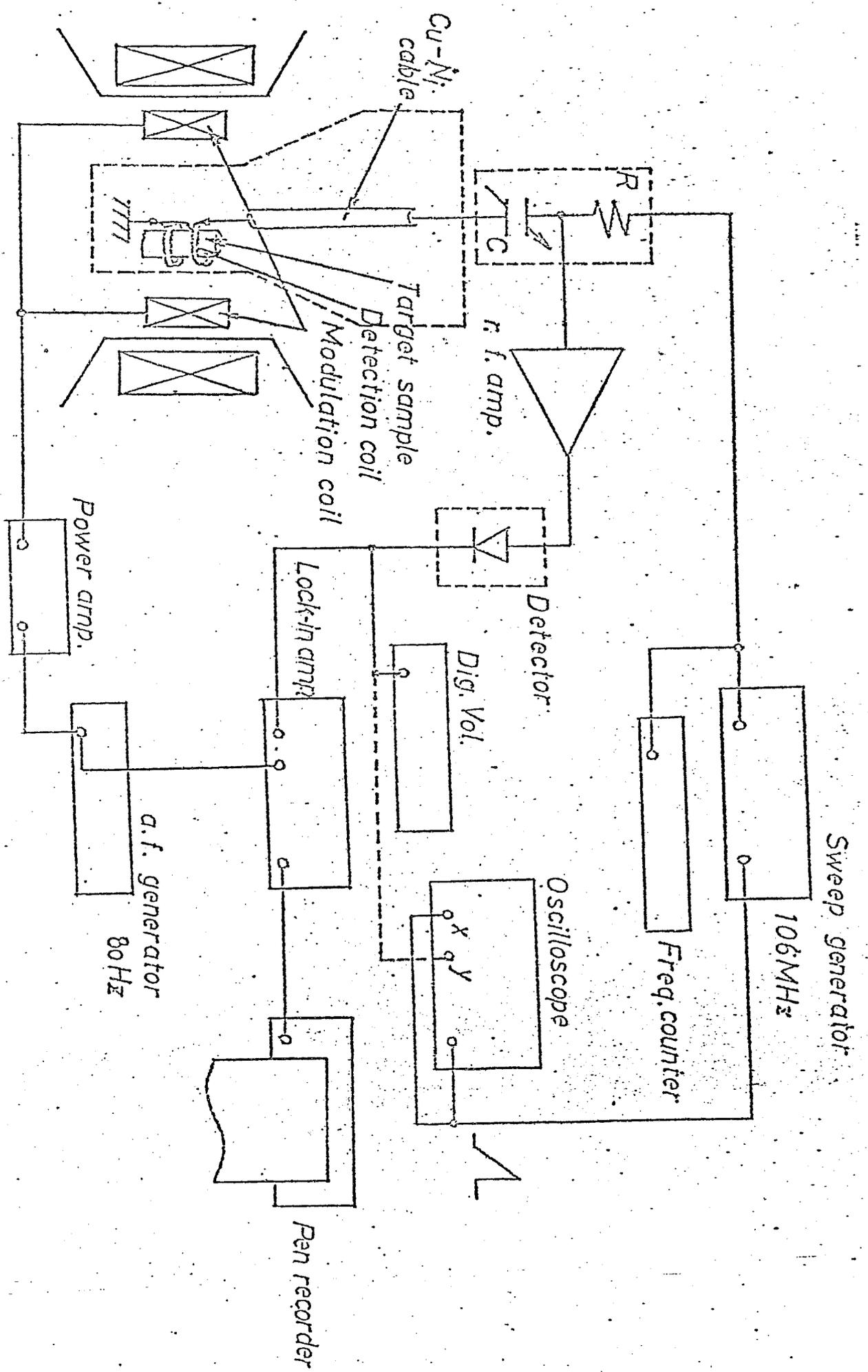


图 II-2. Cu-^{63} 超精细分裂测定用回路系

算出する。

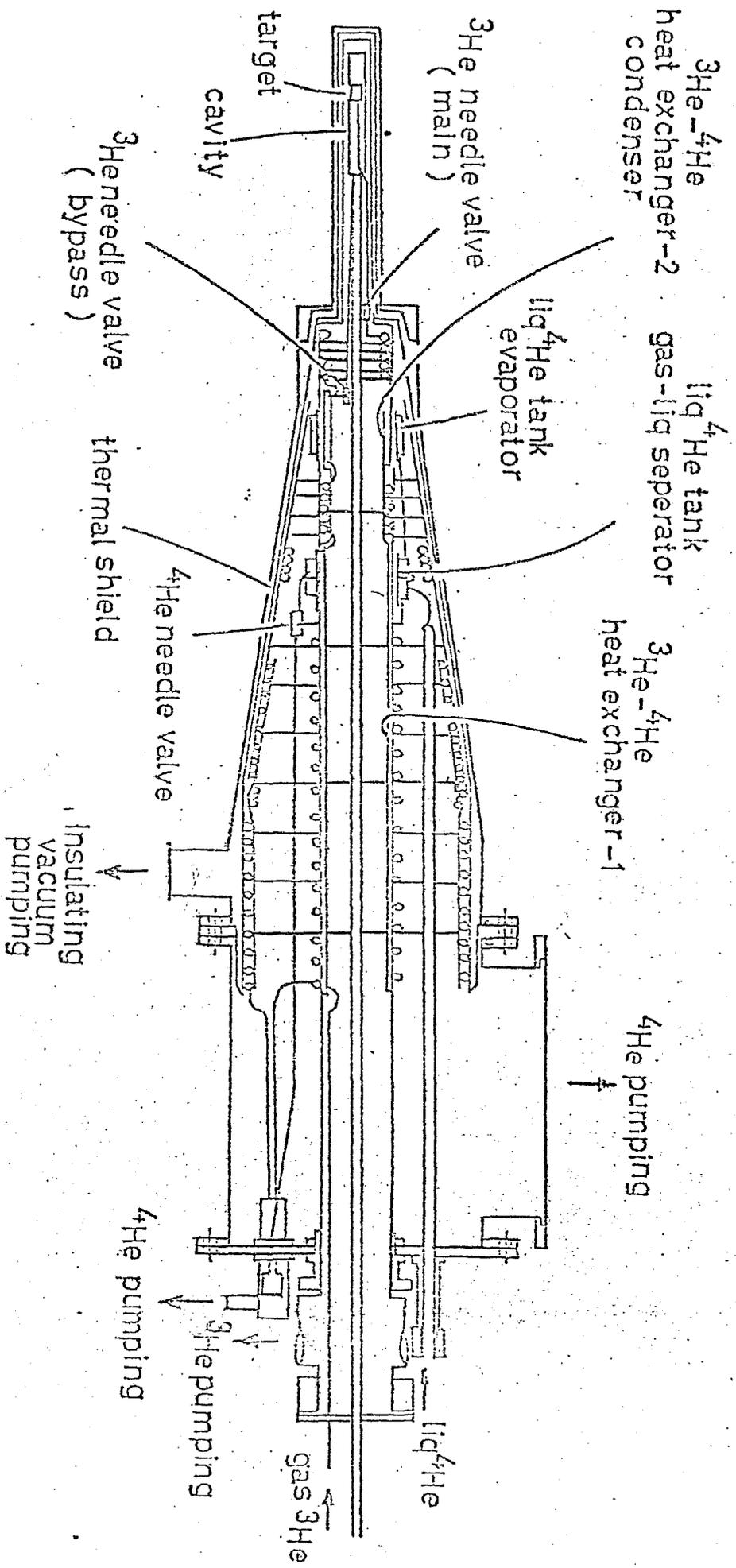
ターゲット物質は、液体ヘリウム-3（以下 ^3He と記す）の強制冷却により、0.48 Kに冷した。 ^3He クライオスタットは、水平Roubeau型 ^3He ガス排気ポンプ、 ^3He 純化系を経て循環する。図II-3. クライオスタットの図をみると、このクライオスタットは次の様な特徴をもっている。

- (i) ^3He 系と ^4He 系^{*}と独立に扱える。
- (ii) ^3He コンデンサー（凝縮槽）のラフォーゲット・ボックスキ ^3He のバイパスを設けてニードル・バルブにより閉鎖し得るため、予冷時間を極度に短縮出来る。
- (iii) 熱交換器（heat exchanger）を経てキャビティに通ずる系路もニードル・バルブを設けて、 ^3He 流量調節を行う。

冷却器系は、実験期間を通じて $1500 \text{ m}^3/\text{hr}$ の排気能力のもとで $0.6 \text{ m}^3/\text{sec}$ の ^3He 流量を示し、0.48 Kの温度下で約30 mWの全冷却能力を保持した。また液体 ^4He の消費量は、約 $3.2 \text{ l}/\text{hr}$ と

* ^3He が液化のため冷媒として液体 ^4He を用いる。

図II-3. ^3He クライオスタットの構造



あ。た。^{*}

以上の条件のもとで、実験期間中平均 65% の偏極率を安定して得ることが出来た。

II-3. 粒子検出器系^{**}

$\gamma P \rightarrow \pi^+ n$

π^+ 検出器系は、対象とする π^+ と他の粒子と識別して計測し、その発進角度及び運動量を決定するのためのものであり、運動量分析用電磁石を中心として、その前方に発進角決定用の 6-チャンネル・ホドスコープ・カウンタ - (H6), 運動量決定のための電磁石。真上に設置された 22-チャンネル・ホドスコープ・カウンタ - (H22), π^+ を陽子と区別するための部分的なイオン化エネルギー測定器のための ΔE カウンタ - (ΔE) 及びトリガーするための D_T , B カウンタ - から成る (図 II-1. 参照)。

発進角度は、主として H6 カウンタ - により決められるが、偏極用電磁石の磁場の影響のため、運動量に従って測定角度がずれ、入射粒子

* 冷却器系の詳細については、参考文献 [11] を参照してください。

** π^+ , π^0 検出器系の詳細については、参考文献 [12], [13] を参照してください。

エネルギーが $0.33 \rightarrow 1.0 \text{ GeV}$ に変化することによって、射撃する π^+ の重心系散乱角も 116° から 138° へと変動する。また散乱角の分解能は $\pm 0.58^\circ$ であり、立体角は 6.2 msr である。

一方向から放出された同一運動量をもつ荷電粒子を任意に真鍮または運動量分析用電磁石と H_6 , H_{22} カウンターを組み合わせて π^+ の運動量を決定する。その結果、 ± 0.70 の運動量分解能を得た。

上述の過程で求めた π^+ の散乱角と運動量から運動学 (kinematics) にもとづいて入射粒子エネルギーを導出する。

π^+ と陽子を識別するため、 ΔE カウンターのパルス波高と粒子運動量 (即ち、 H_{22} カウンターのチャンネル) の二次元分布をつくり、同一運動量をもつ荷電粒子が ΔE シンチレータを通過中に受ける電離エネルギー損失が、粒子質量に依存する事を利用して明確に区別できる (図 II-4. 参照)。

陽電子のバックグラウンドの占有率は、今回の

測定角度が小さくあるため非常に小さく、^{*} 実験系で 105° の今回の実験では、計算からの寄与は 0.5% と推測した。

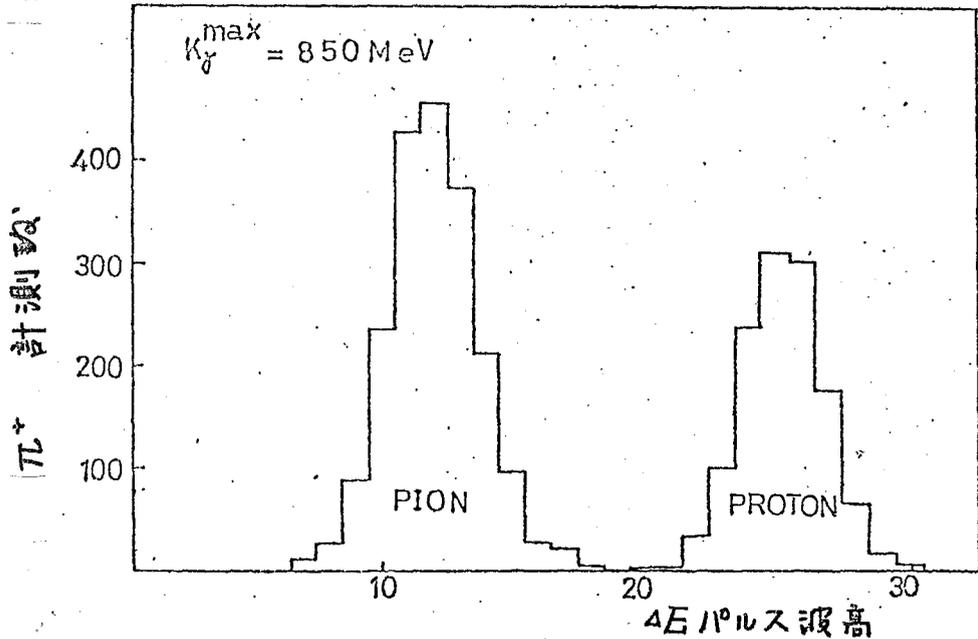


図. II-4. ΔEパルス波高と H₂₂ の -チャンネル の二次分布

$\gamma P \rightarrow \pi^0 P$

π^0 検出器系は、陽子を飛越測定装置 (図 II-5) で計測し、その発せ角と運動エネルギーを定める一方、他の反応過程、特に 2π 発せ ($\gamma P \rightarrow \pi^0 \pi^0 P$) からの寄与を^{**} 除くための、全吸収型予

* 電子-陽電子対発せは、 $|\theta| < mc^2 (\text{電子質量}) / E_\gamma (\text{光子エネルギー})$ の最も小の小さな角に、ほとんどが放出される。 $E_\gamma = 0.3 \text{ GeV}$ で $|\theta| < 0.1^\circ$ 。

** π^+ 測定の場合、 2π 発せの寄与は運動学的に除けるが、 π^0 測定の場合、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊後の光子が円錐状分布を成すので、 2π 発せの寄与が無視出来ない。

エレンコフ・カウンターと用ゝて $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊後の光子を検出し、前者と同時計数する。

陽子飛程測定装置は、ボーヤンネル・ホ

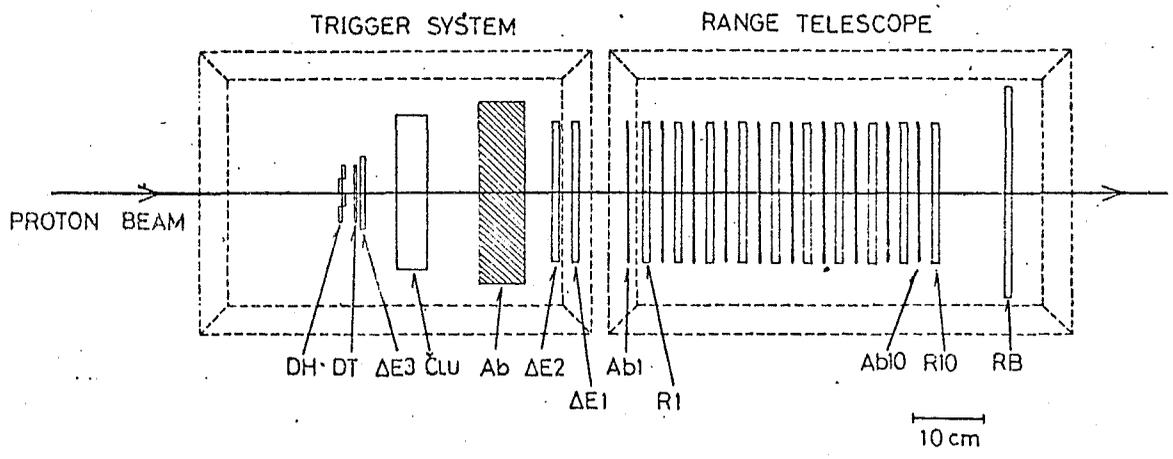


図 II-5. 陽子飛程測定装置

ドスコーフ (DH), ルーサイト・チェレンコフ・カウンター (CU), 銅吸収板 (Ab1~10) と含む 10 層の飛程カウンター (R1~10) 及び DT, ΔE1, ΔE2, ΔE3 から構成され。

陽子の散乱角は, DHカウンターで決定し, 分解能はエネルギーに依りて $\pm 0.50 \sim \pm 1.0^\circ$, 立体角は 5.8 m.sr である。 π 同様, 偏極度磁石の磁場の中心系散乱角は 85° から 100° の間を移動する。

飛程カウンターは, 同一質量の粒子が物質

中 (銅吸収板で) 損失するエネルギーが、その速度のみに依存することを利用したものであり、粒子の運動エネルギーを知るために利用できる。よって、陽子の速度にたいして銅吸収板の厚みを変化させ、運動エネルギーの分解能 10 MeV を得た。

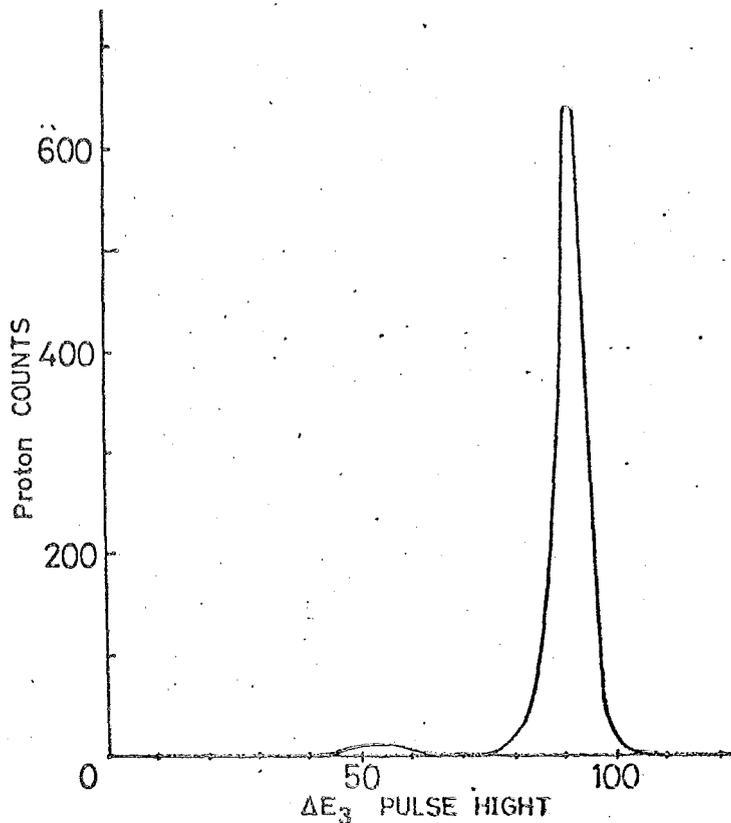
陽子と π^+ 、陽電子の識別には、 ΔE と R1 ~ 10 の二次元分布を得るとともに、粒子によってマナエレンコフ輻射をまぶる臨界エネルギーが違うことを利用し、しきい型マナエレンコフ・カウンタ - \check{C} を用いて明確に区別した。

(図 II-6)

図 II-6.

ΔE_3 パルス波高と
飛行カウンターの
チャンネルとの
二次元分布

(右のピークが陽子
からの計測値
である。)



全吸収型電子レンコフ・カウンターは、輻射距離 (radiation length) 8.8 の厚みをもつ厚さ $25 \times 25 \times 25 \text{ cm}^3$ の S-11 型鉛ガラスで、電磁的シャワーによる光子の全エネルギーを測定する。その役割は、同時計測のための光子の検出であるが、またそのエネルギー分布に制限を設けることにより $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$ の低エネルギーと π^0 とを区別することにより 2π 衰壊過程との分離に用いた。このカウンターの検出エネルギーの絶対値較正は、電子-陽電子対発生による電子の運動量を精密に測定し、(pair magnet (図 II-1. 参照) を用いて)、その電子をカウンターに入射して行った。この較正は、実験の前後及び途中に一回行った。また電子レンコフ・カウンターに入る荷電粒子を分離するため、前方に veto カウンターを設けた。この光子検出系の検出能力は、 π^0 のエネルギーに伴って 18% ~ 33% の値を示した。

II-4. 測定方法

測定は最大エネルギー E_{γ}^{\max} が 0.55, 0.65, 0.85 及び 1.05 GeV の制動輻射ビームのもとで、図 II-7 に示す如く (一例として $\Upsilon P \rightarrow \pi^+ n$ の測定を図示する) E_{γ}^{\max} から 100~200 MeV 以下のエネルギー域に亘り行なわれる。この際、測定相互干渉の長め各測定領域 (SET I~IV) による異なる領域を設ける。上の各々の制動輻射ビームのエネルギーに対応して、 π^+ 系

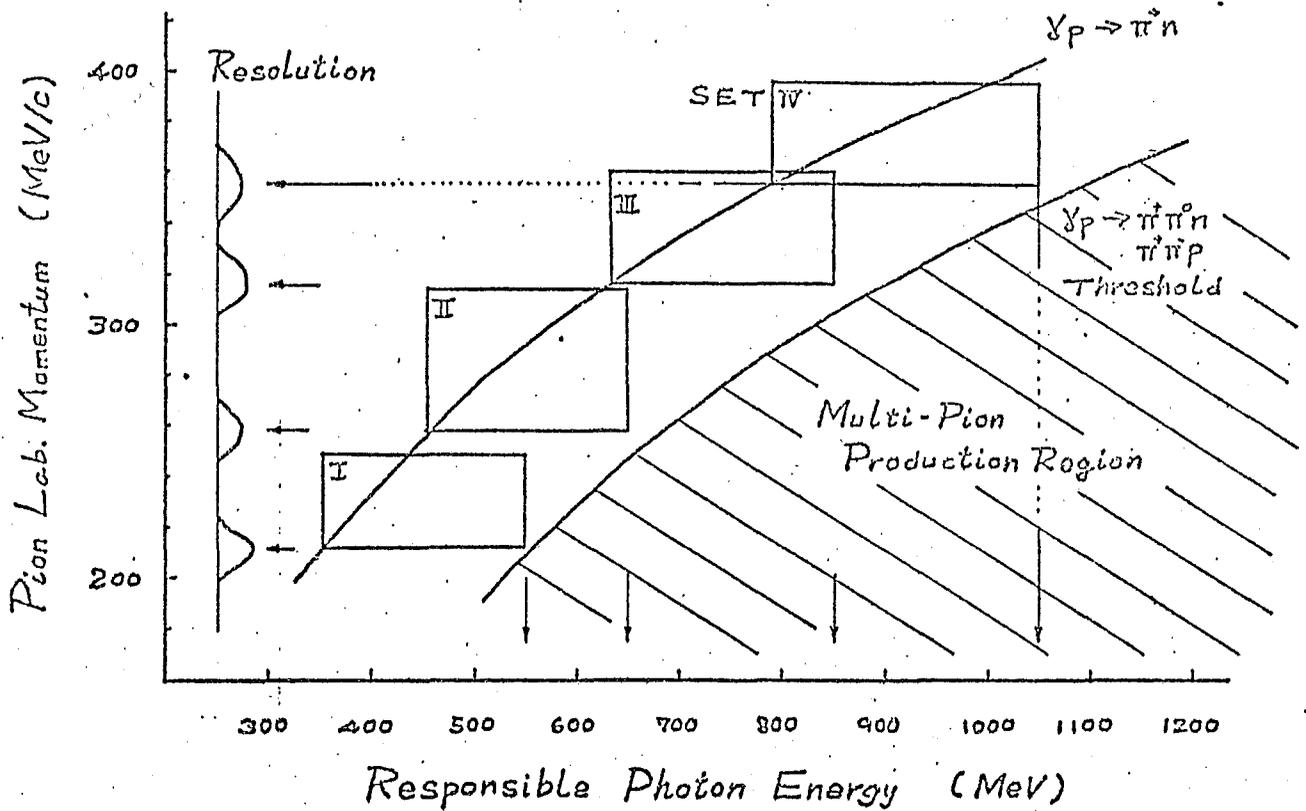


図 II-7. $\Upsilon P \rightarrow \pi^+ n$ の測定領域

は、分析用電磁石の磁場を変え π^+ が設定された軌道を通る様にす。また、 π^+ 系では銅吸収板の厚みを変え陽子に止まるまでの飛行距離を調節し、飛行カウンターによる、 π^+ 相当の分解能を得る様にす。

検出、粒子には、ターゲット計量中の水素核からのもの以外に、ブタノール中の炭素核やキャビティ隔壁部の物質から成るもの（バックグラウンド）が含まれる。図 II-8 はその様子を示す。特にブタノール中の炭

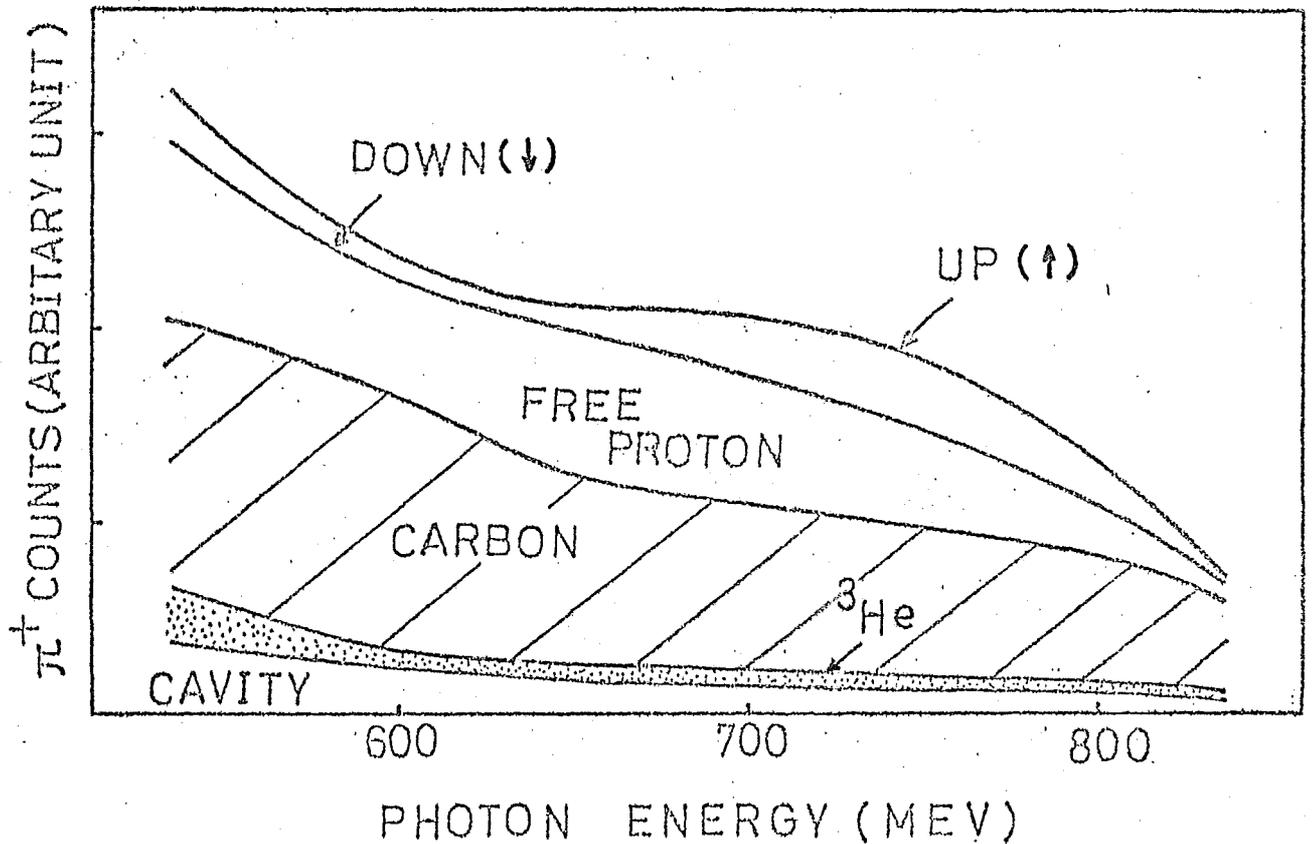


図 II-8. π^+ 計測法の構成 ($E_{\gamma}^{\text{MAX}} = 0.85 \text{ GeV}$)

炭素核からの信号を除き、水素核からの信号 (NH) を知るには、炭素 (C) のポリエチレン (CH₂) をターゲットとして計測 (以下バックグラウンド計測と称す) を行う (またの計測値を N_C, N_{CH₂})

$$N_H = R \cdot N_{Bu}$$

$$R = \frac{N_{CH_2} - N_C}{N_{CH_2}} \quad (II-5)$$

から算出する。N_{Bu} はブタノール・ターゲットからの計測値である。ポリエチレンをブタノールの近似物 (dummy)* と、考えると、

$$R = \frac{\text{ブタノール中の水素核からの計測値}}{\text{ブタノールからの計測値}} \quad (II-6)$$

があり、今回の場合 $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応に對し、 α は ~ 0.4 、 $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ に對し、 α は ~ 0.85 の値を示す。

他方、光子ビーム強度等、実験状態の時間

* ブタノール中の酸素核 (質量数 16) を炭素核 (質量数 12) と近似すると



** π^+ のみを検出する (single arm) 方法よりも、終状態の π^0 (この場合崩壊光子であるが)・陽子を同時計測する方法 (double arm) の方が、炭素核等からのバックグラウンドの信号が、さっぱり減らすことができる。

的ふるつさを平均化し、その測定ゲータへの影響を除くため、ターゲット陽子スピンの偏極方向を約4時間ごとに変換した。又光子ビーム照射による偏極率低下 (radiation damage) の影響を受ける様、ターゲット物質は $\sim 7.4 \times 10^{13}$ equivalent quanta/sec の光子照射後、取り換えた。その結果ターゲット偏極度の低下は無視し得た。

両及ぶ過程についてその計測専象は、可成り on-line で連絡した TOSBAC - 40C 計算機に一時的に貯え、その後中央計算機 TOSBAC - 3400 に転送し処理する。^{*}

II-5. データ解析と結果

偏極ターゲット非対称度 T は、

$$N_{Bu}^{\uparrow(\downarrow)} = N_{Bu} [1 + R \cdot P_T^{\uparrow(\downarrow)} T] \quad (II-7)$$

と与えられる。ここで $N_{Bu}^{\uparrow(\downarrow)}$ は偏極方向が $\uparrow(\downarrow)$ のときのゲータールからの計測数である。一連の測定値から最小二乗法にもとづいて、 T が求まる。この場合最小化関数 S は、

* データ転送等エレクトロニクス関係は参考文献 [8], [12], [19] を参照された。

$$S = \sum_{ij} M_i^j \cdot \left[\frac{(NBu^{\uparrow(\downarrow)})_i^j}{M_i^j} - (NBu)_i^j \cdot \left\{ 1 + R \cdot (P_T^{\uparrow(\downarrow)})_i^j \cdot T \right\} \right]^2 \quad (\text{II-8})$$

と定義する。 $(NBu^{\uparrow(\downarrow)})_i^j$, $(P_T^{\uparrow(\downarrow)})_i^j$, M_i^j は、
 各々 i 番目の偏極ターゲットのもとでの j 番
 目の測定の際の偏極ブタリ - ルからの計測値
 , 偏極度, 及び光子ゲーム照射量である。

解析結果の T 及び統計誤差を表. II-1 ($Y_P \rightarrow \pi n$)
), 表. II-2 ($Y_P \rightarrow \pi^0 p$) に示す。 系統的誤差 (
systematic error) は, 主にターゲット偏極度の
 測定誤差, 地及び冗過程からの寄与, 入射光
 子エネルギー及び π 発生角決定の不確定さの
 による。 即ち,

1). 偏極度測定誤差は, 主に

(i) π (II-4) の起平衡状態の絶対偏極度 P_0 導出
 のための, 温度測定誤差 ($\sim 1\%$).

(ii) 吸収強度導出のための二重積分の誤差
 ($\sim 2\%$).

(iii) NMR 測定に介入し得る分散効果*の影響
 ($\sim 2\%$)

(iv) 光子ゲーム照射による偏極度低下の評価

* 偏極状態の陽子スピン系は, NMRのもとでその偏極度に依存する電磁波の
 吸収に伴い, 位相が 90° ずれた電磁波の分散を示す。

Maximum Energy of Bremsstrahlung k_{max} (GeV)	Photon Energy k_{γ} (GeV)	π^+ angle in c.m. s θ (deg.)	Asymmetry $T(\theta)$
0.550	0.330 ± 0.012	116.3 ± 2.8	0.612 ± 0.030
	0.353 ± 0.012	118.0 ± 2.7	0.642 ± 0.043
	0.378 ± 0.013	119.6 ± 2.7	0.642 ± 0.045
	0.404 ± 0.014	121.3 ± 2.6	0.763 ± 0.052
	0.434 ± 0.017	121.3 ± 2.5	0.647 ± 0.062
0.650	0.455 ± 0.012	123.6 ± 2.5	0.475 ± 0.054
	0.484 ± 0.014	124.9 ± 2.5	0.298 ± 0.078
	0.514 ± 0.016	126.2 ± 2.5	0.332 ± 0.055
	0.546 ± 0.019	127.5 ± 2.5	0.229 ± 0.053
	0.583 ± 0.021	128.9 ± 2.5	0.066 ± 0.045
	0.628 ± 0.024	130.2 ± 2.5	0.083 ± 0.074
0.850	0.631 ± 0.017	130.0 ± 2.2	0.131 ± 0.033
	0.664 ± 0.018	131.0 ± 2.2	0.184 ± 0.033
	0.698 ± 0.019	131.9 ± 2.2	0.302 ± 0.029
	0.735 ± 0.021	132.9 ± 2.2	0.354 ± 0.033
	0.776 ± 0.022	133.8 ± 2.1	0.432 ± 0.034
	0.820 ± 0.023	134.7 ± 2.1	0.534 ± 0.055
1.050	0.790 ± 0.026	134.0 ± 2.1	0.453 ± 0.043
	0.837 ± 0.028	135.0 ± 2.1	0.453 ± 0.047
	0.887 ± 0.030	136.0 ± 2.0	0.375 ± 0.043
	0.942 ± 0.033	137.0 ± 2.0	0.273 ± 0.038
	1.003 ± 0.036	138.1 ± 2.0	0.175 ± 0.041

表 II-1. $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ における $T(\sim 130^\circ)$ の測定結果

$T(\theta)$ の欄の誤差は、統計誤差を示し、 k_{γ} , θ の欄の誤差は測定領域の FWHM を表わした。

Maximum energy of Bremsstrahlung K_{\max} (GeV)	Photon energy K_{γ} (GeV)	π^0 angle in c.m.s. θ (deg.)	Asymmetry $T(\theta)$	Note ΔT_D	ΔT_C
0.550	0.401 ± 0.016	85.4 ± 4.5	-0.190 ± 0.050	~ 0	± 0.045
	0.420 ± 0.016	87.2 ± 4.4	-0.251 ± 0.042	~ 0	± 0.054
	0.439 ± 0.016	88.6 ± 4.3	-0.301 ± 0.051	~ 0	± 0.061
	0.456 ± 0.016	89.8 ± 4.2	-0.297 ± 0.052	~ 0	± 0.068
	0.472 ± 0.016	90.8 ± 4.1	-0.387 ± 0.068	~ 0	± 0.074
	0.488 ± 0.016	91.7 ± 4.0	-0.441 ± 0.072		± 0.080
0.650	0.481 ± 0.016	91.3 ± 4.0	-0.443 ± 0.075	± 0.002	± 0.089
	0.502 ± 0.016	92.4 ± 3.9	-0.610 ± 0.070	± 0.004	± 0.093
	0.523 ± 0.016	93.3 ± 3.8	-0.715 ± 0.070	± 0.005	± 0.094
	0.542 ± 0.016	94.1 ± 3.8	-0.680 ± 0.076	± 0.009	± 0.102
	0.561 ± 0.015	94.8 ± 3.7	-0.857 ± 0.103	± 0.011	± 0.104
	0.579 ± 0.015	95.3 ± 3.6	-0.813 ± 0.089	± 0.005	± 0.103
	0.596 ± 0.015	95.8 ± 3.6	-0.979 ± 0.122	± 0.001	± 0.101
	0.613 ± 0.015	96.3 ± 3.5	-0.889 ± 0.114		± 0.106
	0.629 ± 0.015	96.6 ± 3.5	-0.926 ± 0.113		± 0.110
0.850	0.616 ± 0.016	96.3 ± 3.5	-0.799 ± 0.079	± 0.070	± 0.115
	0.640 ± 0.016	96.9 ± 3.5	-0.808 ± 0.052	± 0.068	± 0.115
	0.662 ± 0.016	97.3 ± 3.4	-0.846 ± 0.060	± 0.065	± 0.112
	0.685 ± 0.016	97.7 ± 3.4	-0.783 ± 0.057	± 0.057	± 0.096
	0.706 ± 0.016	98.0 ± 3.3	-0.662 ± 0.050	± 0.049	± 0.086
	0.728 ± 0.016	98.3 ± 3.3	-0.590 ± 0.045	± 0.043	± 0.073
	0.748 ± 0.016	98.5 ± 3.3	-0.435 ± 0.039	± 0.043	± 0.070
	0.768 ± 0.016	98.7 ± 3.3	-0.411 ± 0.039	± 0.043	± 0.069
	0.788 ± 0.015	98.9 ± 3.3	-0.252 ± 0.040	± 0.029	± 0.077
	0.807 ± 0.015	99.0 ± 3.3	-0.335 ± 0.058	~ 0	± 0.082
1.050	0.825 ± 0.018	99.1 ± 3.3	-0.188 ± 0.058	± 0.078	± 0.088
	0.847 ± 0.019	99.2 ± 3.3	-0.218 ± 0.038	± 0.093	± 0.100
	0.869 ± 0.019	99.3 ± 3.3	-0.061 ± 0.045	± 0.107	± 0.107
	0.890 ± 0.019	99.4 ± 3.3	-0.140 ± 0.045	± 0.122	± 0.109
	0.911 ± 0.020	99.4 ± 3.3	-0.189 ± 0.051	± 0.133	± 0.112
	0.923 ± 0.020	99.5 ± 3.3	-0.060 ± 0.042	± 0.145	± 0.111
	0.952 ± 0.021	99.6 ± 3.3	-0.106 ± 0.053	± 0.154	± 0.110
	0.972 ± 0.021	99.7 ± 3.4	-0.175 ± 0.071	± 0.143	± 0.106
	0.991 ± 0.021	99.8 ± 3.4	-0.216 ± 0.065	± 0.120	± 0.103
	1.010 ± 0.022	99.9 ± 3.4	-0.248 ± 0.093	± 0.099	± 0.101

表 II-2. $\gamma P \rightarrow \pi^0 P$ における $T(\sim 100^\circ)$ の測定結果

$T(\theta)$ の欄の誤差は、統計誤差を示し、 k_{γ} , θ の欄の誤差は測定領域の FWHM で表わす。

Note の欄には、 $\gamma P \rightarrow \pi^0 \pi^0 P$ 並びに $\gamma P \rightarrow \gamma P$ 及び $\pi^0 \pi^0$ $T(\theta)$ に及ぼす影響を示す。

(~ 1%)

にもとづくもので、全体で 4~5% の誤差をま
ずる。

2). 他の反応過程からの寄与は、II-3 でも触
れられている。

(i). $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応では、 2π 光線 ($\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^+ p$,
 $\pi^+ \pi^+ n$) の寄与を一部の領域では見ているが
、その様子が - γ は除外している問題
である。

(ii). $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応では、 2π 光線 ($\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$)
の寄与があるが、それ以外に陽子コンソ
トン散乱 ($\gamma p \rightarrow \gamma p$) の寄与も無視出来な
い。これらの反応過程は、今回の粒子検
出器系では分離できている。で、角過程の
微分断面積についての測定データにもと
づいて補正している。表 II-2 の $\Delta T_c, \Delta T_D$ は、
両反応過程が $|T_c| = 1.0, |T_D| = 1.0$ の値をも
つと仮定しているときの T に及ぼす誤差であ
るが、実際にはこの値以下である。^{*}

3). 光子エネルギーと π 光子角の不確定性は、

* $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p, \gamma p \rightarrow \gamma p$ の T はまだ測定されていない。

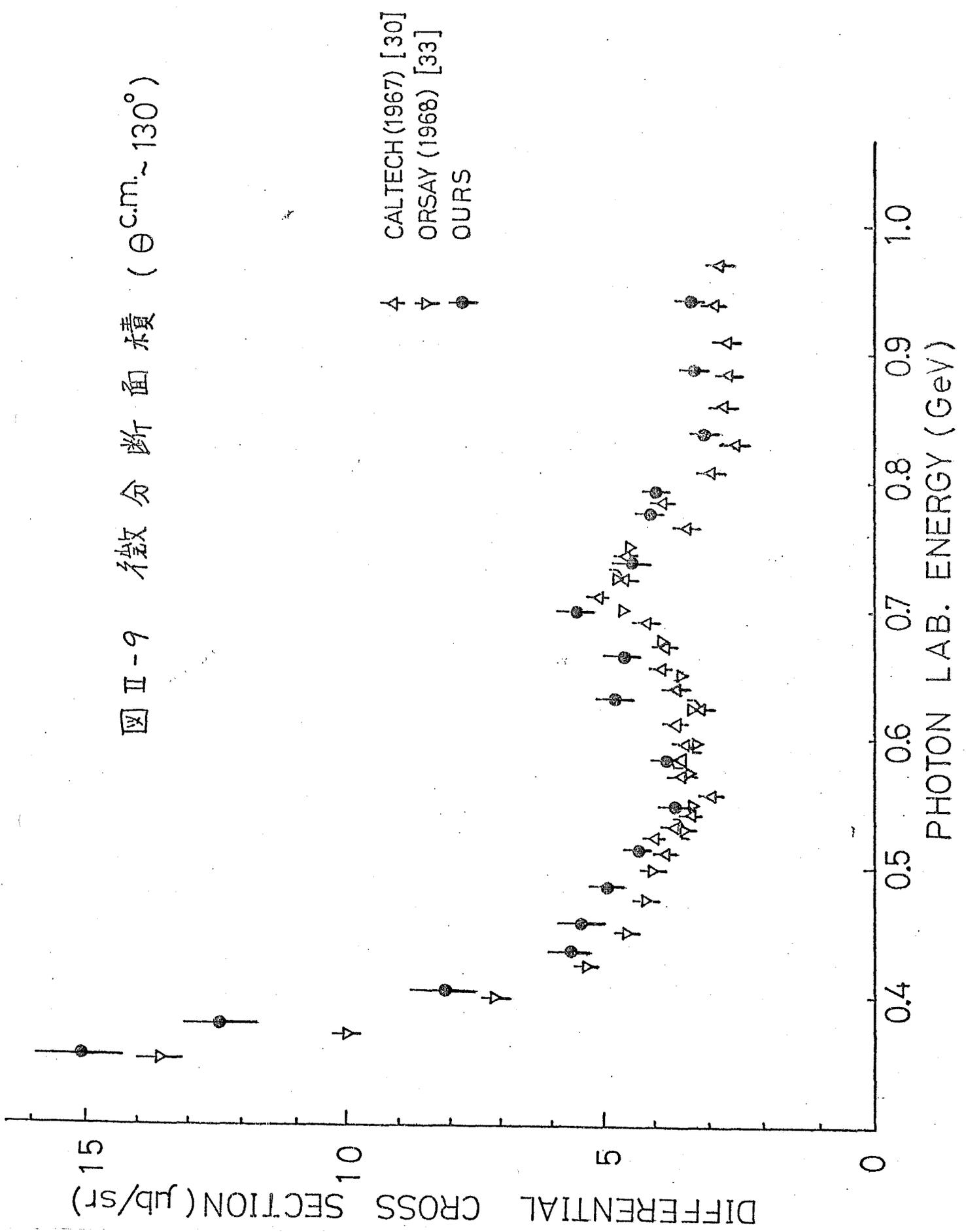
(i) $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応に関し、分析用磁石の有効磁場の決定の精度にもとづく。

NMR 法及び Floating-wire 法により、磁場を測定し、その結果、光子エネルギー $\cdot \pi$ 発生角についてそれぞれ 1%、0.2% の精度内で一致する値を得た。

(ii) $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応に関し、銅吸収板のエネルギー損失及び低エネルギー陽子のターゲット中での多重散乱の決定の精度にもとづくが、それぞれ 2%、0.2% である。

最後に、今回用いた粒子検出器系の信頼性を検討するため、バックグラウンド測定のデータを利用して $(CH_2 - C)$ の方法から両反応の微分断面積を算出した。一例として、 $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ の微分断面積は、この水素ターゲットによる実験データと共に図 II-9 に示す [12]。この結果、従来の測定との一致は非常に良く、今回の実験の検出器系が十分信頼できることを示している。

圖 II-9 微分斷面積 ($\theta_{c.m.} \sim 130^\circ$)



III. 現象論的及び部分波解析

この解析の目的は、今回の測定データ（II章で記述）の解析を評みるとともに、現存する殆どすべてのデータを引用して、

(i) 共振状態の電磁的結合の強さをより精度よく求め、その振舞を知る：と。

(ii) I章で示した π と ρ の共振状態についての π と ρ の解析結果の間の矛盾を検討する：と。

(iii) π 中間子状態を過程と記述する振中の特徴的振舞、即ち本論文で採用した Walker の方法のバックグラウンド振中の振舞を研究する：と。

がある。

まず、III-1. にあつて今回の測定データとIIIの解析結果を比較し、その特徴を見る。

そして、III-2. では、簡単に現在の解析状況を観る。III-3, -4, -5 では、それらから用ゐるモデル、

運動方程式の最適化の方法について説明し、

III-6, -7 では、解析の結果とそれらについての

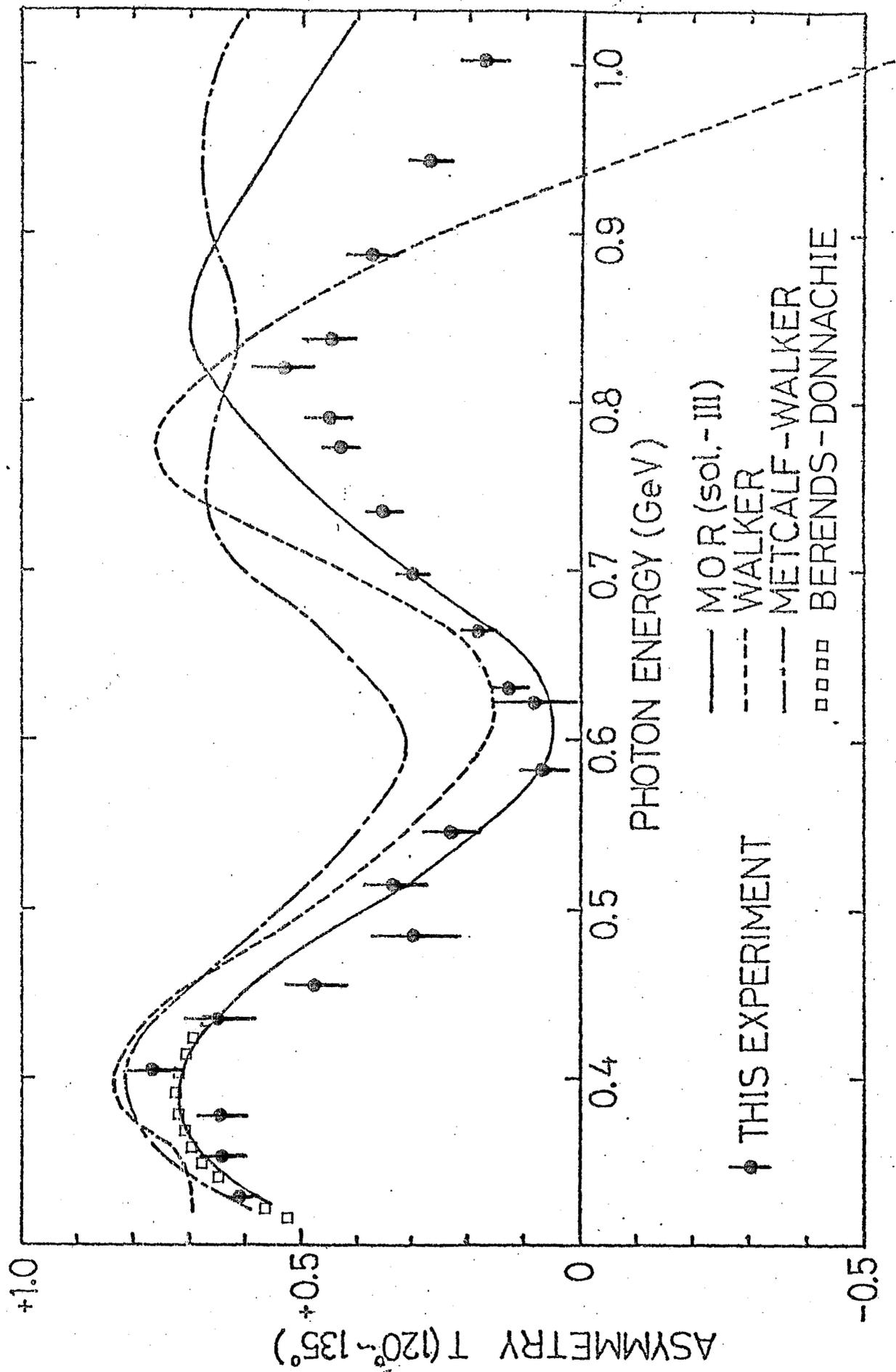
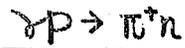


図 III-1 $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \gamma$ ($\sim 130^\circ$) と各種解折の予想値

議論を行う。

III-1. 今回の測定データの特徴



測定データは MOR, MW, Walker 及び Berendo -
Domachie [14] (BD) (以下各々の解析とこのよう
に略す) の予想値とともに図 III-1. にプロット
する。前回測定 of 重心系 $\sim 90^\circ$ のデータ [7] (
図 III-2.) と比較すれば、 $\rho = \text{共鳴}$ の山がよ
り広くなり、 $T(\sim 90^\circ)$ の 0.85 GeV でのくぼみが見える。

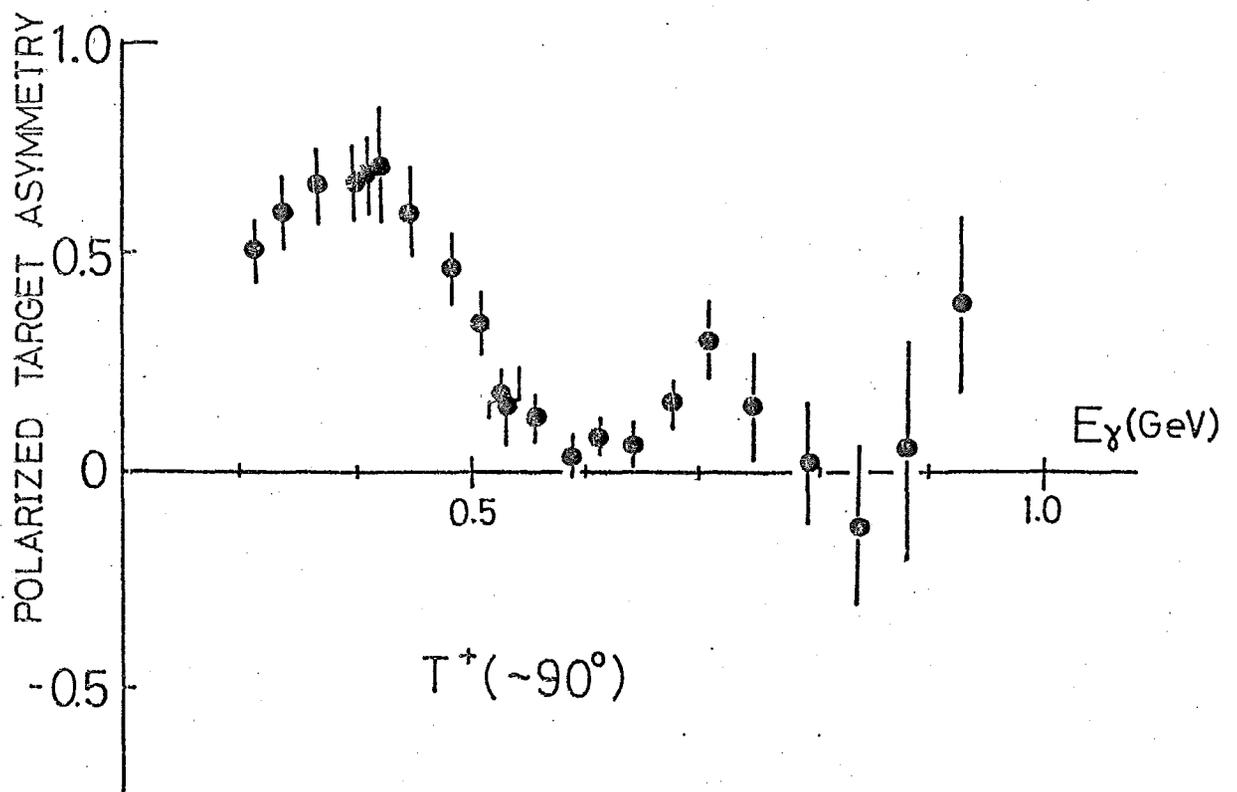


図 III-2. 前回測定 of データ ; $T^+(\sim 90^\circ)$

り高エネルギー側へ移動してゐる。又 0.7 GeV 以下での T のエネルギー依存性は角度が 90° から 130° へ移るとともに、2 倍ほど変化してゐる。

データを今までの解析の結果と比較可能なは、0.7 GeV 以下の領域で、MOR はおほりよくデータを予言してゐる。しかし、MW の値は筆者等の T (~90°) のデータを詳細に再現する様解析に比しておほいからず、0.6 GeV でのスピン状態の振舞を予想出来ず、スピン T を与えてゐる。一方、 $\phi =$ 共振以上の領域では、両解析ともデータとの一致は良くない。よって、角度分布を

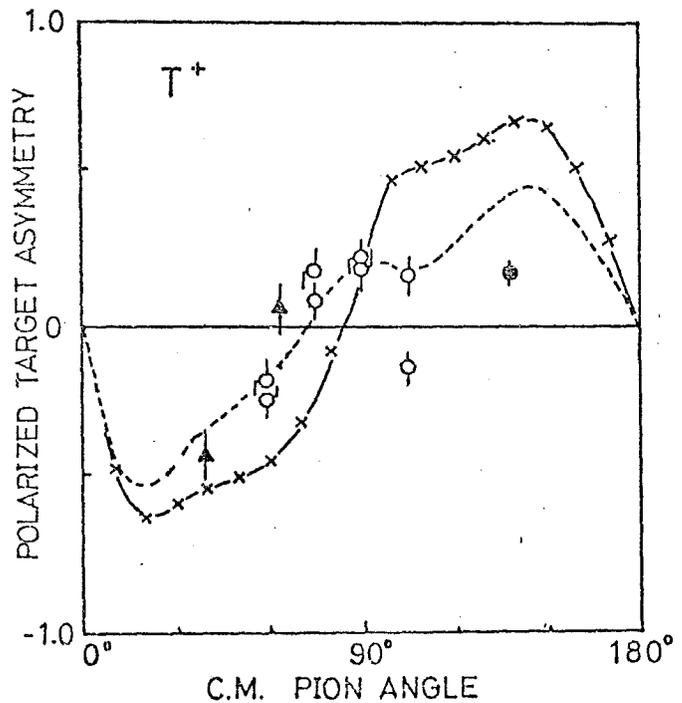
図 III-3.

$E_{\gamma} = 1.0$ GeV における

T⁺ の角度分布

(---) は MOR, (---x---) は MW の角分布結果を示す。

データはそのほか参考文献
 ϕ [41], ϕ [39, 40], ϕ [20, 21]
 によつて。

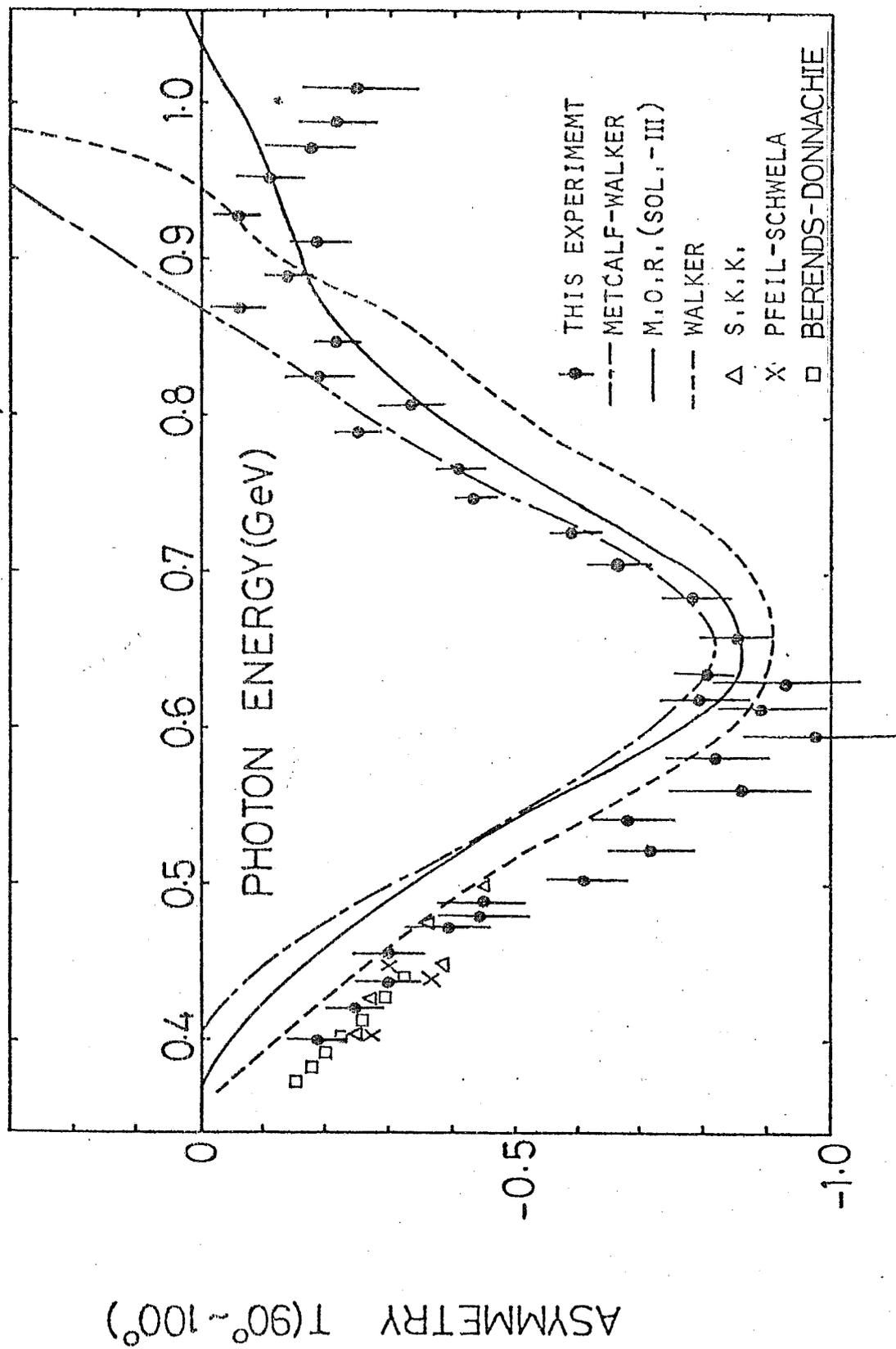


観測は、 90° より幾分大きく著しい相違が両解析間
に存在すると共に、 π^- はどちらにも一致
せず、後者の盛り上げを押し込む必要がある
ことを示している（一例として、 $E_\gamma = 1.0 \text{ GeV}$ の角
度分布を図 III-3 に示す）。

$\gamma p \rightarrow \pi^0 p$

図 III-4 に示す如く測定データは、 0.6 GeV 以
下で π^- の非対称性の山をもち、低いエ
ネルギーから滑らかに変化する傾向を示す。
 0.8 GeV 以下の領域で、MOR, MW のこの傾向を
よく予測している。しかし、詳細に観測は、
 0.6 GeV 以下でも系統的に $10 \sim 20\%$ のズレを両解
析とも示している。又 0.8 GeV 以上では、
MOR の方が一応好ましく見えるが、 0.9 GeV 以
上の特徴的な小さな起伏を再現している。

一方筆者等のエネルギー依存性に関するデ
ータとともに、Daresbury グループの $\pi^- p$
[88] と比較してみると、両解析の角度分布の
予想は全く検討はできない（図 III-5 参照）。



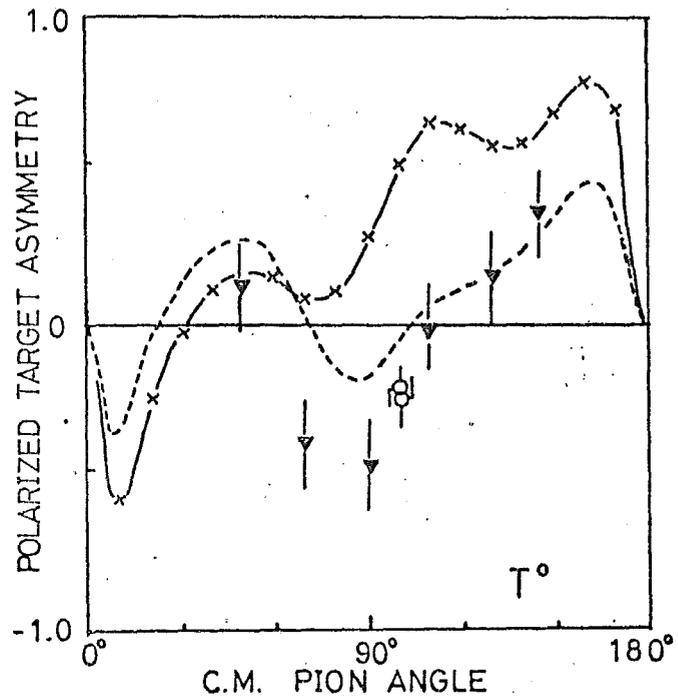
図III-4. 実験データ $T^\circ(\sim 100^\circ)$ と各種解析の予想値

図 III-5.

$E_\gamma = 1.0 \text{ GeV}$ にあたる

T° の角度分布

(---) は MOR, (-x-) は MW
の解析結果である。
データは、そのほか参考文献
φ[89], φ[88]
にもとづいている。



解析の誤りや不確定性がこのオファターゲットに
大きく集中して表れていることがわかる。
。

$E_\gamma \leq 0.45 \text{ GeV}$ ($\gamma p \rightarrow \pi^+ n, \pi^0 p$)

共振領域に及ぶ。そのうちの解析
—— Berends - Donnachie - Weaver (BDW) [15], Pfeil -
Schwela (PS) [16], Suzuki - Kurokawa - Kondo (SKK) [17]
、BD —— の予想値とデータを図 III-6 に示す
。これらの内、BDW のみが分散式に基づいて
求められ、これはデータ集積の増加にもともたず

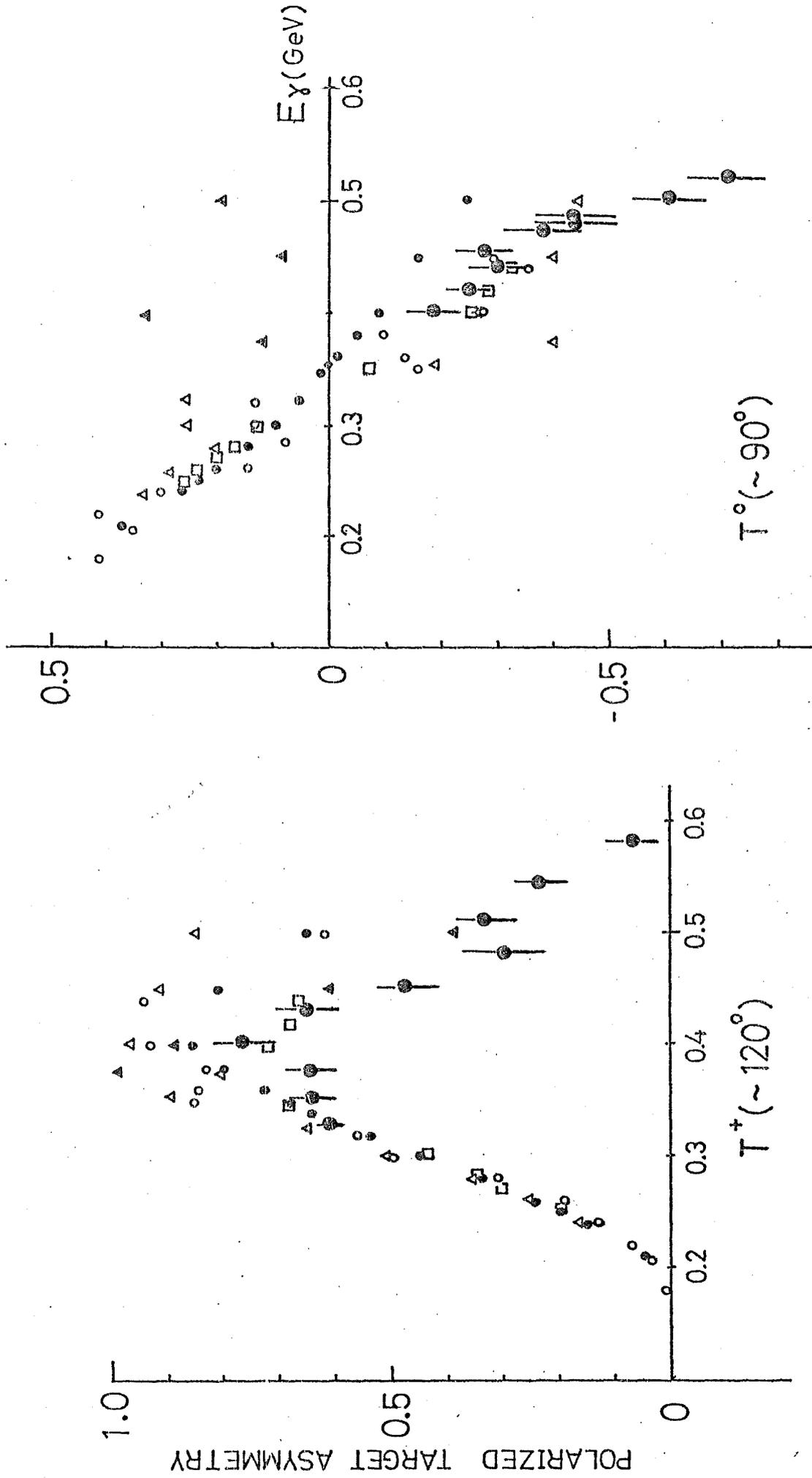


図 III-6. 才一亥鳴領域での実験データと解析による予想値

○ 心着着等の今回の測定データ [8], [9]. ◦ BDW [15], ◦ PS [16],
 ▲ SKK (sol. A), ▲ SKK (sol. B) [17], □ BD [14].

可能と見、*Energy independent analysis** がある。
 両方尤過程の筆者等、データを、同時にま
 く再現し得るのは、BDのみであり、現在の
 ところこの解析には問題点がまじらう。

III-2. 部分波解析の現状

現在行われている部分波解析を概括する。
 みる。

前述と同様に、オミタ鳴瀬両途に及ぶ解析
 は二大別あり、一は1969年 Walker [6] に始ま
 る既現象論的のもの（以下、しばしば“Simple
 Isobar model”と呼ぶ）で、長い間π中間子光
 発生データの総体的にまよく説明する唯一の
 解析であった。近年実験データの蓄積に伴
 って、再度 MW により解析されたが、III-1. に
 示す同様にその結果は新しい測定データと矛
 盾する。

他の一は、分散理論に基礎を置く解析であ
 り、分散式を通じて振中の虚数部と虚数部
 と関連づけてみる。DLR は、*duality* とは虚

* 振中に何らかの I 値に依存する仮定の下での解析。

し振中の虚動部は共鳴状態からの寄与の和のみが満たされるものと仮定し、分散式を計算し求める。また、MORは虚動部にもバックグラウンド振中を加えて解析し、逆に振中の虚動部は共鳴状態の寄与のみが満たされるものが、まともな割合を占めるものとする。と結論した。KMORは新しいゲージを加えてMORの再解析である。又 Crawfordも同じ手法で分散式を求めたものの、共鳴状態の質量並びに崩壊中にもパラメータとして解析を求めた。

一方、 ν -共鳴領域にあっては、 2π 光程差過程の寄与を無視出来るため、 πN 散乱及び π 光程差のみがユニタリ条件が成立するから、BDWは πN 散乱の位相のずれの値を用いて、多量極部分波に対する分散式を解く。又中核子ターゲットによる光程差過程の実験ゲージの増加に伴って、特別なモデルによるEnergy independent analysisがPS, SKK, BD等によるため、 $\nu \rightarrow \pi p$ 反応過程にまで拡張さ

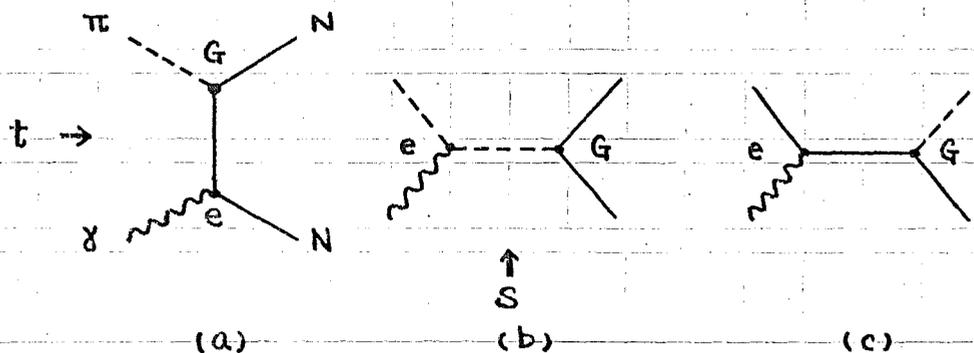
のようになる。この解析に際しては、低い角運動量の部分波の定数部のみがパラメータとして扱われ、高い角運動量をもつ部分波はBORN項による近似である。

III-3. 解析のモデル

本解析ではWalkerによる現象論的解析と同じモデルを採用した。このモデルでは、 π 中間子生成過程は次のように三つの寄与に分割できると仮定する。

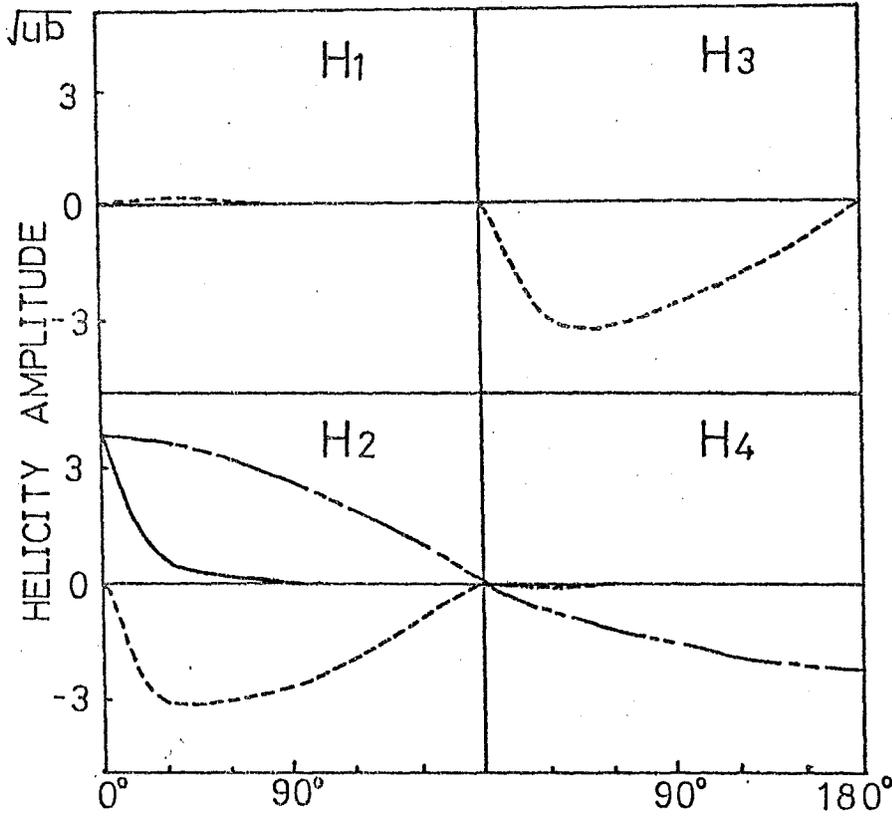
(i) 虚動的BORN項：この寄与は、荷電 π 中間子生成の微分断面積の前オポーラを説明するためには本質的に重要である。

図III-8. に示す如く、最前方ではハリシテ1-振中 H_2 (III-4. 参照) のみが値をもつことが出来る、土-チャンネルの π 交換過程



図III-7. 虚動的BORN項

(図III-7の(b))の奇宇とS-チャンネルの核子交換過程(c)の奇宇の干渉により、



(---)は図III-7の(a),
 (----)は(b)からの
 奇宇を示し, (—)
 はそれらの和を示す。
 $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ の反応では,
 電氣的な結合のため
 (c)からの奇宇はゼロ。

図III-8. $\gamma p \rightarrow \pi^+ n, E_\gamma = 1 \text{ GeV}$ の電氣的BORN項のヘリシティ振幅

最前方で特異な振舞を示す。この振幅
 分波解析の立場からみれば、電氣的BORN
 項は、高い角運動量の部分波の奇宇を居
 るから最前方のピークを強く再現
 するこゝろである。この項は、スピ
 ン不連続性を満たしているため、t, s, u-
 チャンネルでのπ核子交換過程を含む

んまゝ (図 III-7)。

- (iii) 共鳴過程 : 共鳴状態は, Breit-Wigner 関数で表示される。極定し, 振幅 $A(W)$ は次の様にある。

$$A(W) = A(W_0) \cdot \left(\frac{k_0 q_0}{k q} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{W_0 \sqrt{\Gamma_Y \Gamma}}{S_0 - S - iW} \quad (\text{III-1})$$

$$\Gamma = T_0 \cdot \left(\frac{q}{q_0} \right)^{2l+1} \cdot \left(\frac{q_0^2 + X^2}{q^2 + X^2} \right)^l$$

$$\Gamma_Y = T_0 \cdot \left(\frac{k}{k_0} \right)^{2j_r} \cdot \left(\frac{k_0^2 + X^2}{k^2 + X^2} \right)^{j_r}$$

ここで, W は重心系における全エネルギー, k は重心系における光子の運動量, q は π 中間子の運動量, S は系の全エネルギーの二乗である。また, W_0 は共鳴状態の質量, k_0, q_0, S_0 はエネルギーが W_0 のときのそれらの値を示す。

この解析における Breit-Wigner 関数のパラメータ W_0, T_0, l, j_r, X の最終的値は表 III-1 にまとめられている。

- (iii) 低角運動量の部分波に対する付加的

奇子 (バックグラウンド) : 上記二つの
 奇子に加え、ゲータに對する最適化因
 致を求めの際、何等かの附加的奇子が
 どうしても必要であり、低い角運動量の
 各部分波に對するバックグラウンド振巾 (以下BG振巾と略す) とし、ついで加える。
 この及ぶ過程に於ては、 $3G_{0T}$ 以下で
 共鳴状態に經由するπ介子核を核構造が支配
 的で、しかもこの核構造に相當するようは
 他の顕著な核構造もみだ見ないで済ませる可
 いので、このBG振巾は、エネルギーと共
 に“力のちかみ”を齎する、と予想され、
 しかもその齎量はい(III-1)の共鳴因致
 のエネルギーに對する齎より小さく
 弱くまはるる可い、と考へる。

以上の極度から、部分波の全振巾 $A(\pi)$ は、

$$A = A(\text{電荷的BORN項}) + A(\text{共鳴状態の奇子}) + A(\text{BG}) \quad (\text{III-2})$$

と表わすことが出来る。

このモデルに於ける最も重要な制約条件は、BG振巾に對し上記の様な理由から、い

も小さな変動と云う振舞を要求することである。MWはBG振中を適当にパラメータ化することにより、その制約条件を満足させることができるが、本解析におけるものはIII-6に記述する方法でその振舞が条件を満したる様保証した。

他は、共鳴状態に対し、マアイソスピンを考慮して扱った。即ち、共鳴状態に於けるものは、 π 中間子の荷電が異なる反応過程の間に、後記する式(III-8)の関係を結合尻取がもつ様で解析を進める。

III-4. 運動学

π 中間子発生過程は、光子のスピンが1であるため、8つの複素振中で記述できるが、空間反転不変性を仮定すれば、独立な振中は4つに減らす。本論文では、Walkerに従ってマハリシテイー振中表示を用いる。従って、4つの独立なマハリシテイー振中 H_1, H_2, H_3, H_4 は、始状態及び終状態のマハリシテイー、 $\lambda = \lambda_Y - \lambda_N$ 、 $\mu = \lambda_{\pi} - \lambda_{N'}$ に対し次表の様に関係づけら

である。

μ	λ	$\lambda_y = +1$		$\lambda_y = -1$	
		$3/2$	$1/2$	$-3/2$	$-1/2$
$1/2$		H_1	H_2	H_4	$-H_3$
$-1/2$		H_3	H_4	$-H_2$	H_1

表 III-1. Λ リジティ - 振巾

各観測量は、 Λ リジティ - 振巾にまつて、
微分断面積 $d\sigma/d\Omega$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \cdot \frac{q}{k} \cdot \left\{ |H_1|^2 + |H_2|^2 + |H_3|^2 + |H_4|^2 \right\} \quad (\text{III-3})$$

偏極タ - ギ ヲ ト 非 対 称 度 T

$$T = \frac{\frac{d\sigma_{\uparrow}}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{\downarrow}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{\uparrow}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{\downarrow}}{d\Omega}} = \frac{1}{\frac{q}{k} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)} \cdot \text{Im} (H_1 \cdot H_2^* + H_3 \cdot H_4^*) \quad (\text{III-4})$$

偏極光子非対称度 Σ

$$\Sigma = \frac{\frac{d\sigma_L}{d\Omega} - \frac{d\sigma_R}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_L}{d\Omega} + \frac{d\sigma_R}{d\Omega}} = \frac{1}{\frac{q}{k} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)} \cdot \text{Re} (H_1 \cdot H_4^* - H_2 \cdot H_3^*) \quad (\text{III-5})^\dagger$$

反跳核子偏極度 P

$$P = \frac{\frac{d\sigma_L}{d\Omega} - \frac{d\sigma_R}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_L}{d\Omega} + \frac{d\sigma_R}{d\Omega}} = \frac{-1}{\frac{q}{k} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)} \cdot \text{Im} (H_1 \cdot H_3^* + H_2 \cdot H_4^*) \quad (\text{III-6})^\dagger$$

と表わされる。

† $\frac{d\sigma_{L(R)}}{d\Omega}$ は入射ビームが反応平面に対して垂直(平行)の方向に偏極している場合の微分断面積, $\frac{d\sigma_{L(R)}}{d\Omega}$ は反跳核子のスピンの偏極方向が反応平面に垂直(平行)の場合の微分断面積を示す。

ハリシテイ - 振中 H_i は、終状態 (π 系) の
 パリテイ - 及び全角運動量 j の固有値である
 ハリシテイ - 準素による。その部分波に展開する。
 部分波に展開した振中 H_i 、始状態のハリ
 シテイ - が $1/2$ に訂し A , $3/2$ に訂し B とし、 A_{l+}
 B_{l+} による。その軌道角運動量 l , 全角運動量 j
 $= l + 1/2$, パリテイ - $(-1)^l$ の振中を求め、 $A_{(l+)-}$
 $B_{(l+)-}$ による。その軌道角運動量 l , $j = (l+1) - 1/2$, $(-1)^{l+1}$
 を求めるとする。よって、これらのハリシテイ - 準
 素を用いて各振中 H_i は、

$$H_1(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sin\theta \cdot \cos\frac{\theta}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (B_{n+} - B_{(n+)-}) \cdot (P_n'' - P_{(n+)-}'')$$

$$H_2(\theta) = \sqrt{2} \cdot \cos\frac{\theta}{2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (A_{n+} - A_{(n+)-}) \cdot (P_n' - P_{(n+)-}')$$

(III-7).

$$H_3(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sin\theta \cdot \sin\frac{\theta}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (B_{n+} + B_{(n+)-}) \cdot (P_n'' + P_{(n+)-}'')$$

$$H_4(\theta) = \sqrt{2} \cdot \sin\frac{\theta}{2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (A_{n+} + A_{(n+)-}) \cdot (P_n' + P_{(n+)-}')$$

と書くことができる。ここで、 θ は重心系
 での散乱角、 P_n' , P_n'' は第一種 Legendre 関数の 1
 階及び 2 階微分である。

光子と核子との相互作用は、アインシュタイン

— 13 のアイソベクトル部を通過させ、各部分波はアイソスピンのもとで、またの反応過程にわたる成分に分解出来る。

即ち、

$$\begin{aligned}
 A(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) &= \sqrt{\frac{2}{3}} [A^{(1/2)} - A^{(0)}] - \sqrt{\frac{1}{3}} A^{(3/2)} \\
 A(\gamma p \rightarrow \pi^0 p) &= \sqrt{\frac{1}{3}} [A^{(1/2)} - A^{(0)}] + \sqrt{\frac{2}{3}} A^{(3/2)} \\
 A(\gamma n \rightarrow \pi^+ p) &= -\sqrt{\frac{2}{3}} [A^{(1/2)} + A^{(0)}] + \sqrt{\frac{1}{3}} A^{(3/2)} \\
 A(\gamma n \rightarrow \pi^0 n) &= \sqrt{\frac{1}{3}} [A^{(1/2)} + A^{(0)}] + \sqrt{\frac{2}{3}} A^{(3/2)}
 \end{aligned} \tag{II-8}$$

$A^{(0)}$ はアイソスピンの $1/2$ の終状態に導くアイソスカラー振動、 $A^{(1/2)}$, $A^{(3/2)}$ はアイソスピンの $1/2$, $3/2$ に導くアイソベクトル振動である。

III-5. 最適化の方法

はじめに言葉の定義をいさおす。部分波振動の値を裏化しデータへの最適化関数を求めることとフィット、あるいは最適化関数のこととフィットと呼び、フィットの過程全体を最適化 (optimization) と定義する。

本解析の最適化の方法は次の様である。

解析しようとする $0.25 \sim 1.20 \text{ GeV}$ の領域を 50 MeV :

との間隔が全体を 20 箇の小区に分けて分割する。
 さて、これらの小区分に対して χ^2 の最小化 (χ^2 minimum search, 後記する式 (III-9), (III-10) の χ^2 の値の最小値を求めることとを最小化と定義し、最適化とは区別する) を行うが、このとき III-3 節で記述した BG 振中についての制約条件を考慮し、各々の小区分ごととに独立に行い、まず π^+ , π^0 及び励起過程についても独立に行う。次に、この 1 区毎に得られた解を詰むエネルギー領域全体に与える中間的解を得るが、この解とデータとを比較し、一つ BG の値が特異な値をもつような場合については、そのために、このように述べる方法が人為的に補正し、必要な場合は共鳴状態の場合の値を修正し、才一回のフィットを得る。このように得られたフィットを小区分毎の初期値とし、再び χ^2 の最小化を行い、よいフィットを得るまで次節に従って繰り返す (このくり返しをステップと呼ぶ)。その際、部分波振中を形成する 3 の寄与は、次の

機に於て。

- (i). 直線的 BORN 項は、全々の小已分におよぶもの定のらよ計算値ともつ。
- (ii). 共鳴状態の直線的結合の強さは、隣接し過程 (ステップ) の最中の χ^2 - 最小化の間は一応の値に固定しておき、 χ^2 - 最小化のあと、全体を踏んで解の BG 振巾が共鳴に似た振舞をする様な場合は、III-3 節の条件に従って BG 振巾を逐々のらかにする様、その振巾に於ける共鳴状態の結合定数を修正する。
- (iii). BG 振巾は、 χ^2 の最小化プログラムの中の一々としてする。

A. χ^2 の最小化

通常次の様に χ^2 は定義される。即ち、

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \frac{O_i^{\text{exp}} - O_i^{\text{cal}}}{\Delta O_i^{\text{exp}}} \right\}^2 \quad (\text{III-9})$$

ここで、 O_i^{exp} 及び ΔO_i^{exp} は観測量に於ける実験値とその実験誤差であり、 O_i^{cal} はその観測量

に對する計算値である。この計算値を用いた多岐のBG振中のパラメータとランダムに同時に変化させ、 χ^2 の最小値を求めるが、このやり方は、最小化に当って、三の問題がある。

(i) モデルにとつて領域を細分化するため、何々の小区間に含まれるデータの数が少なくなるため、何々のデータが χ^2 に對して占める比が非常に大きくなる。これは、一々のデータの真に對するフィットをよくし、データの微小な振動をよく再現することになるが、反面、不確定なデータがあった場合はその影響を大きく反映することになり、結果的に得らぬBG振中が特定の値をもつことがある。

(ii) χ^2 の最小値を求める初めの段階から、20回位に及ぶBG振中パラメータを用いると、確かにパラメータのどの分だけデータへのフィットは良くなり、全体として

の χ^2 の値が小さくなるが、こうして得られた BG 振巾が物理的に妥当かどうかは、また、BG 振巾がどの程度ばらつかがあるかという問題と切り離して考えることが出来る。また同時に、パラメータが有限であることから、 χ^2 の最小値を見出すのに要する計算時間も膨大なものとなり、実際面でも厄手な点がある。

以上の問題を克服しつつ、BG 振巾に対する制約条件を満足するため、この解析における χ^2 は

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \frac{O_i^{\text{exp}} - O_i^{\text{cal}}}{\Delta O_i^{\text{exp}}} \right\}^2 + \sum_n \lambda_n \left\{ \frac{B_n^{\text{fix}} - B_n^{\text{cal}}}{\Delta B_n^{\text{fix}}} \right\}^2 \quad (\text{III-10})$$

の様に定義した。この λ 項は式(III-9)の通りであるが、 $\lambda = 0$ 項は、BG 振巾・パラメータがある小さな値の特異な値をもつ場合(例えば、図 III-9 の様な場合)、隣接するパラメータの値を考慮し得るから、ばらばらにばらばらに BG の値を補正し(補正した値を B_n^{fix} とする)、その変動の許容中として ΔB_n^{fix} を設

定する：とにしま、急激にBGの变化を人為的に補正する為の手段がある。 λ_n はそのためのBGパラメータに対するスイッチ・パラメータ、1又は0をとる。

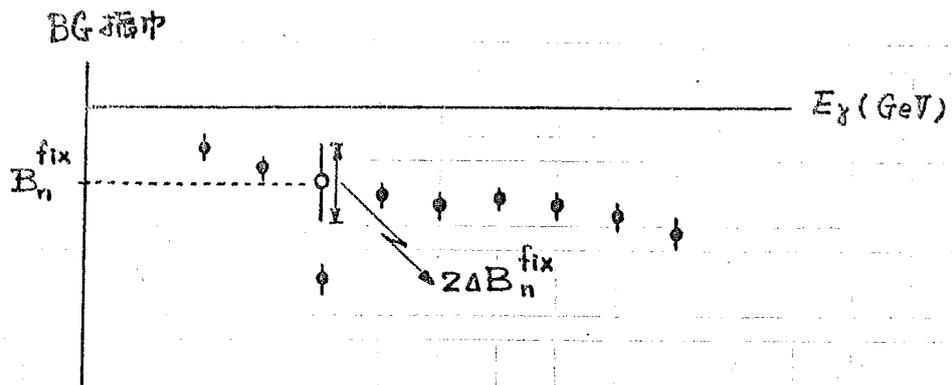


図 III-9.

この解析の際には、実際に χ^2 -最小化を行ふに当り、問題に与ふる小區分には共振状態の寄与が存在する場合は、その対応するBG振中を考慮し、共振の寄与を考慮する必要がある振中については全角運動量 J の低次のものから順次 J の高い部分波のBG振中を加えてステップをくり返す。この場合、式(III-10)の B_n^{cal} はバックグラウンド・パラメータそのものであるが、ステップの J の対応するBG振中が含まれる場合は $\lambda_n=1$ とし、含まない場合は $\lambda_n=0$

とみく。また、ステッフの同じBGパラメータの値が特異点値をもち得る場合は、前回のステッフで得られたBGの値を B_n^{fix} 、最小化の結果得られた誤差行列 (error matrix) から概算されるパラメータの誤差よりも十分に大きい値を ΔB_n^{fix} に設定した。

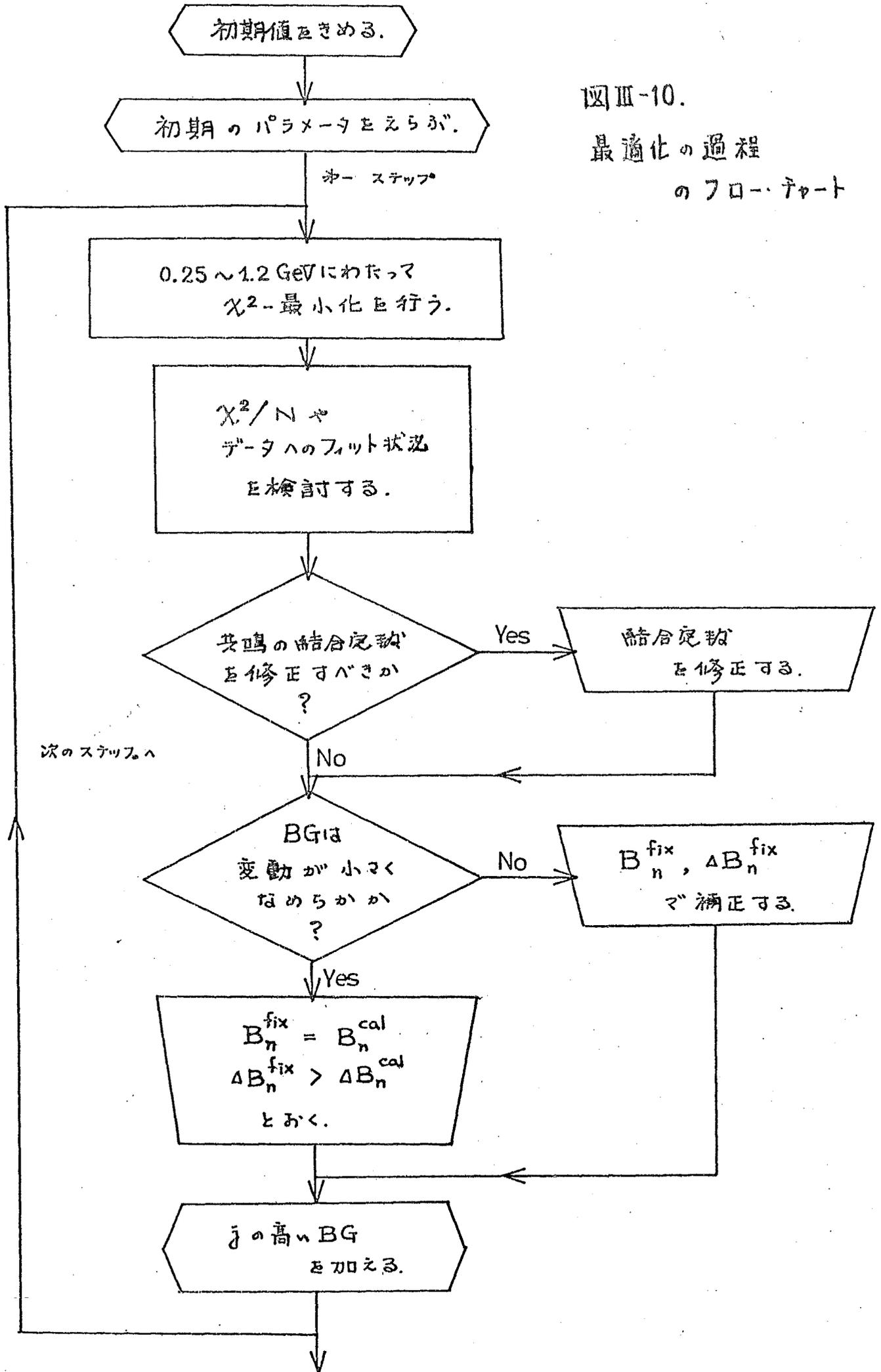
χ^2 - 最小化にあたり、"Powell の最小二乗法" [18] に基づく計算プログラムを採用した。また、各々のステッフの終わりには、結果として得られたBGパラメータ、誤差行列、各々の実験データと各種の観測量 ($\frac{dO}{d\Omega}$, T, Σ , P) によって χ^2 、式(III-10)の各項を構成し、その10々のデータごとの χ^2 の部分値、解析結果から算出した種々の観測量の予想値を記録した。その結果にもとづき、BG振中のデータの再観測と検討を行った。

以上述べたような最適化の過程を図示化すれば、図III-10.の様になる。式(III-10)の各項は上記の役割をもつものだが、実際にBG振中は

図III-10.

最適化の過程

のフロー・チャート



力のらかにするのには非常に有効である。又、
解打を通じると、 ϕ = 項の号率は ϕ^2 の 10% 以下
になる様に調節した。

B. 制約条件とパラメータ

共鳴状態の結合定数が満たすべき条件の一
つは、荷電スピノン不変性がある。即ち、同
一の共鳴状態の結合定数は、異なる反応過程
の間で式(III-8)と満たす様にした。また、同
一共鳴状態の質量並びに崩壊中も、異なる反
応過程の間で等しく定められた。質量・崩壊中
については、MWの解析値を採用したが、フィ
ットを得る最適化の過程でその必要が不要な
場合は、"Review of Particle properties" (LBL-
100, April 1974) に記載されているデータの範囲
内で最も合理的と思われる値を用いた。

0.45 GeV 以下の領域では、前述した様に
Watson の定理が成り立つ。従って、S, P波
の振中は、この定理を満たすように式(III-10)
の ϕ = 項を利用して誘導して求めた。

MWの解析と同様，この制約条件は α^2 最小比の
 ログラムに直接導入する。この
 記号は近似的に満たすのとど
 の過程における， πN 散乱の最も新らしい
 - γ ともとの π がBDが導出した位相の
 相互標準値として採用した。

0.45 GeV以下の領域では，BG振中の実数部
 は $j \leq 7/2$ の部分波，虚数部には $j \leq 5/2$
 の部分波のみを考慮した。0.45 GeV以上では
 ， $l < 4$ の部分波までを考慮したが， A_{3+} , B_{3+} の
 虚数部振中は，十分に小さいので無視した。
 この解析では，パラメータの数は，表III-2
 にまとめおく。

共鳴状態を π とすると， $F_{35}(1880)$ と $F_{37}(1925)$
 は，この解析が問題にする領域から十分

	$E_{\gamma} \leq 0.45 \text{ GeV}$	$E_{\gamma} > 0.45 \text{ GeV}$
全パラメータ	16	22
実数部	10 ($j < 7/2$)	12 ($l < 4$)
虚数部	6 ($j < 5/2$)	10 ($l < 4$ and $j < 7/2$)

表III-2.

續けらるゝる。大に影響を及ぼすもの。
 この二つの其鳴状態に對しては、さうしては後
 に MW の解析値をその目目用ゝてみる。

C. 初期値

其鳴状態の結合定数として、同じ Simple
 Isobar model の立場に於て MW の解析の結果を初
 期値とし、最適化のスタートを開始した。
 但し、 $S_{11}(1530)$, $S_{31}(1634)$, $P_{11}(1718)$ の結合定数の
 ハリシテ、 $-\frac{3}{2}$ と通じて勵起される $D_{15}(1670)$
 の結合定数 B_{3-} につゝては要する初期値を用
 いた。そのは、筆者等の実験データとさ
 らる解析から予想されるものとを比較してみ
 ると (図 III-1, 及び 図 III-4. 参照), さうらの其鳴
 につゝては、MW よりも明らかに MOR の値の方
 が高くと思われるからである。 實際には、
 $S_{11}(1530)$, $S_{31}(1634)$, $D_{15}(1670)$ (B_{3-}) につゝて、MOR
 の値をそのものとして用ゝるが、種々の解析結果か
 ら推量した値、 0.50 , 0.40 , $-0.10\sqrt{\mu B}$ を初期値
 とした。また $P_{11}(1718)$ につゝては、前に述

が同様である。この解析の間で全く異なる結果を出していることとを考慮し、初期値を“零”と置いた。

一方、BG振中は、実数部・虚数部とも初期値“零”から出発した。

D. 実験データ

この解析では、MWRのMORがこの解析で採用されたデータの殆んどすべてと、彼等の解析以後に新しく測定されたデータが可能である。データすべてを網羅した。採用した実験データは、末尾の“実験データの参考文献”にある。

これらのデータも、50 MeV間隔の20の小区分に分割する。そのうち、2つの小区分には3点が取れるものは両方に含まれるようにする。これは、隣接する小区分の振中を互いの間に置くための余裕がある。また、 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ に代るT, Σ , Pのデータの不足を補うため、エネルギー一俵毎に測定したT, Σ , Pデータは、測定領域内

の小区分は γ - γ 臭が 10 の場合は、隣接する
 小区分での γ - γ から取捨することにより、
 微分断面積に対する γ - γ の比を
 示すことができる。

また、 T, Σ, P の γ - γ は $d\sigma/d\Omega$ の γ - γ 臭と
 比較し、 γ 臭の比が 10 の場合、単純
 に γ - γ 臭の比が 10 であること、 $d\sigma/d\Omega$
 と同じ臭の比をもつ様に適当な臭みをも
 いて議論した。この際、著者等の実験 γ -
 γ を重視し、この γ - γ 解析の意味からも、
 特に偏極ターゲット非対称得下の精度測定
 の γ - γ に示す臭みをも示した。

III-6. 解析結果

解析の結果の共鳴状態の結合定数 E_{MW} の解
 析値と共に表 II-3 に示す。また、 γ - γ
 E デル [19] による予想値との比較のため、
 放射崩壊マトリックス要素 (radiative decay
 matrix element) に換算した結合定数の値と、
 この γ - γ 解析の値と一揃に表 III-4 に示す。

表 III-3.

Resonance Parameters

Resonance State	Energy W_0 (MeV)	Width Γ_0 (MeV)	J	f	(MeV)	Helicity Element	A^+ (W_0) ($\mu\text{b}^{1/2}$)	
							This Analysis	MM
S ₁₁	1530	100	0	1	350	A ₀₊	0.670 ± 0.04	0.600 ± 0.12
S ₃₁	1634	150	0	1	350	A ₀₊	-0.025 ± 0.08	0.500 ± 0.18
S ₁₁	1700	150	0	1	350	A ₀₊	0.630 ± 0.08	0.110 ± 0.13
P ₁₁	1430	230	1	1	350	A ₁₋	0.750 ± 0.05	0.600 ± 0.20
P ₁₁	1718	160	1	1	350	A ₁₋	-0.286 ± 0.10	0.370 ± 0.13
P ₃₃	1232	120	1	1	350	A ₁₊	-1.213 ± 0.03	-1.200 ± 0.05
						B ₁₊	2.543 ± 0.03	2.520 ± 0.07
P ₃₃	1718	120	1	1	350	A ₁₊	0.0 ± 0.06	
						B ₁₊	0.0 ± 0.05	
D ₁₃	1510	120	2	1	350	A ₂₋	0.040 ± 0.04	0.050 ± 0.05
						B ₂₋	1.470 ± 0.07	1.510 ± 0.10
D ₃₃	1676	200	2	1	350	A ₂₋	-0.150 ± 0.07	
						B ₂₋	0.210 ± 0.03	
D ₁₃	1705	150	2	1	350	A ₂₋	0.040 ± 0.07	
						B ₂₋	0.0 ± 0.04	
D ₁₅	1670	140	2	2	350	A ₂₊	0.160 ± 0.02	0.050 ± 0.06
						B ₂₊	-0.063 ± 0.03	-0.141 ± 0.08
F ₁₅	1690	135	3	2	350	A ₃₋	0.054 ± 0.01	0.050 ± 0.07
						B ₃₋	0.505 ± 0.04	0.560 ± 0.07
F ₃₅ *	1880	250	3	2	350	A ₃₋	-0.071	-0.071 ± 0.10
						B ₃₋	-0.030	-0.030 ± 0.07
F ₃₇ *	1925	200	3	3	350	A ₃₊	-0.141	-0.141 ± 0.07
						B ₃₊	0.115	0.115 ± 0.03

表 III-4. Radiative Decay Matrix Elements

(unit: $10^{-3} \text{ GeV}^{-1/2}$)

Resonance (mass)	τ_N fraction	Helicity	This Analysis	MN	MOR	KMORR	DLR	Crawford	Quark Model
(MeV)									
P ₃₃ (1232)	0.99	A _{1/2}	-141 ± 4	-140 ± 6	-142 ± 1			-130 ± 2	-108
		A _{3/2}	-256 ± 3	-254 ± 7	-261 ± 1			-248	-187
S ₁₁ (1530)	0.35	A _{1/2}	70 ± 4	63 ± 13	36 ± 2	89	78 ± 20	82 ± 7	156
D ₁₃ (1510)	0.55	A _{1/2}	-5 ± 5	-6 ± 6	0 ± 6	-19	-8 ± 15	-9 ± 4	-34
		A _{3/2}	164 ± 8	165 ± 11	174 ± 6	170	171 ± 12	162 ± 4	109
S ₃₁ (1634)	0.30	A _{1/2}	-5 ± 16	105 ± 38	78 ± 6	27	-10 ± 17	44 ± 27	47
P ₁₁ (1430)	0.60	A _{1/2}	-87 ± 6	-70 ± 23	-87 ± 2	-80	-79 ± 12	-70 ± 4	27
F ₁₅ (1690)	0.60	A _{1/2}	-9 ± 2	-8 ± 11	-14 ± 3	-25	27 ± 19	-13 ± 2	-10
		A _{3/2}	121 ± 10	129 ± 16	147 ± 6	96	163 ± 11	135 ± 6	60
S ₁₁ (1700)	0.55	A _{1/2}	68 ± 9	12 ± 15	54 ± 5	52	29 ± 18	44 ± 18	0
P ₁₁ (1718)	0.20	A _{1/2}	53 ± 19	-68 ± 24	16 ± 25	18	-14 ± 21	62 ± 7	-40
P ₃₃ (1718)	0.17*	A _{1/2}	0 ± 20	0 ± 38		17	-33 ± 37		34
		A _{3/2}	0 ± 15	0 ± 33		53	8 ± 46		60
D ₃₃ (1676)	0.15	A _{1/2}	72 ± 33	0 ± 48	41 ± 28	79	54 ± 29	101 ± 11	88
		A _{3/2}	87 ± 23	0 ± 41	21 ± 20	61	72 ± 14	116 ± 24	84
D ₁₃ (1705)	0.10*	A _{1/2}	-14 ± 25	0 ± 34	23	22	-48 ± 50	-12 ± 10	0
		A _{3/2}	0 ± 14	0 ± 29	35	61	-6 ± 14	-12 ± 10	0
D ₁₅ (1670)	0.40	A _{1/2}	34 ± 4	10 ± 13	19 ± 7	7	19 ± 21	27 ± 9	0
		A _{3/2}	19 ± 9	42 ± 24	16 ± 2	17	14 ± 4	15 ± 6	0

結合定数の誤差は、アイソスピノン不斉性の割
 的條件のため、其鳴状態の寄与と1/2扱え得
 る² BG振中により決まり、その共鳴的振幅を
 する部分から求めた。誤差行列から求めら
 れた結合定数の誤差は、上記の誤差と比べ
 無視し得る程小さい。

BG振中の結果は表III-5に載せてある。BG振
 中のためらめを δ と示す¹、例として、 A_{0+}
 部分振とBORN及び共鳴状態の寄与と合めさせ
 り、図III-11にプロットした。(BG振中につ
 いては、付録IIの図も参照)

最適化関数の様子を見るため、 χ^2 の最小
 部分について、そのための観測量に對する
 χ^2/N (データ) の値を表III-6に示した。また、
 この解析の最終結果は比較すべきデータと
 もに図III-12~25に示してある。^{*} (図中のデー
 タは、一、二の場合を除いて、入射光子エネル
 ジーが表示の値から ± 10 MeVの範囲内のもの、あ
 るものは π 中間子放出角が $\pm 3^\circ$ の範囲内のもの
 についてプロットしてある。) ; 以下の図が

* 図III-12~25の註釈を別紙に記す。

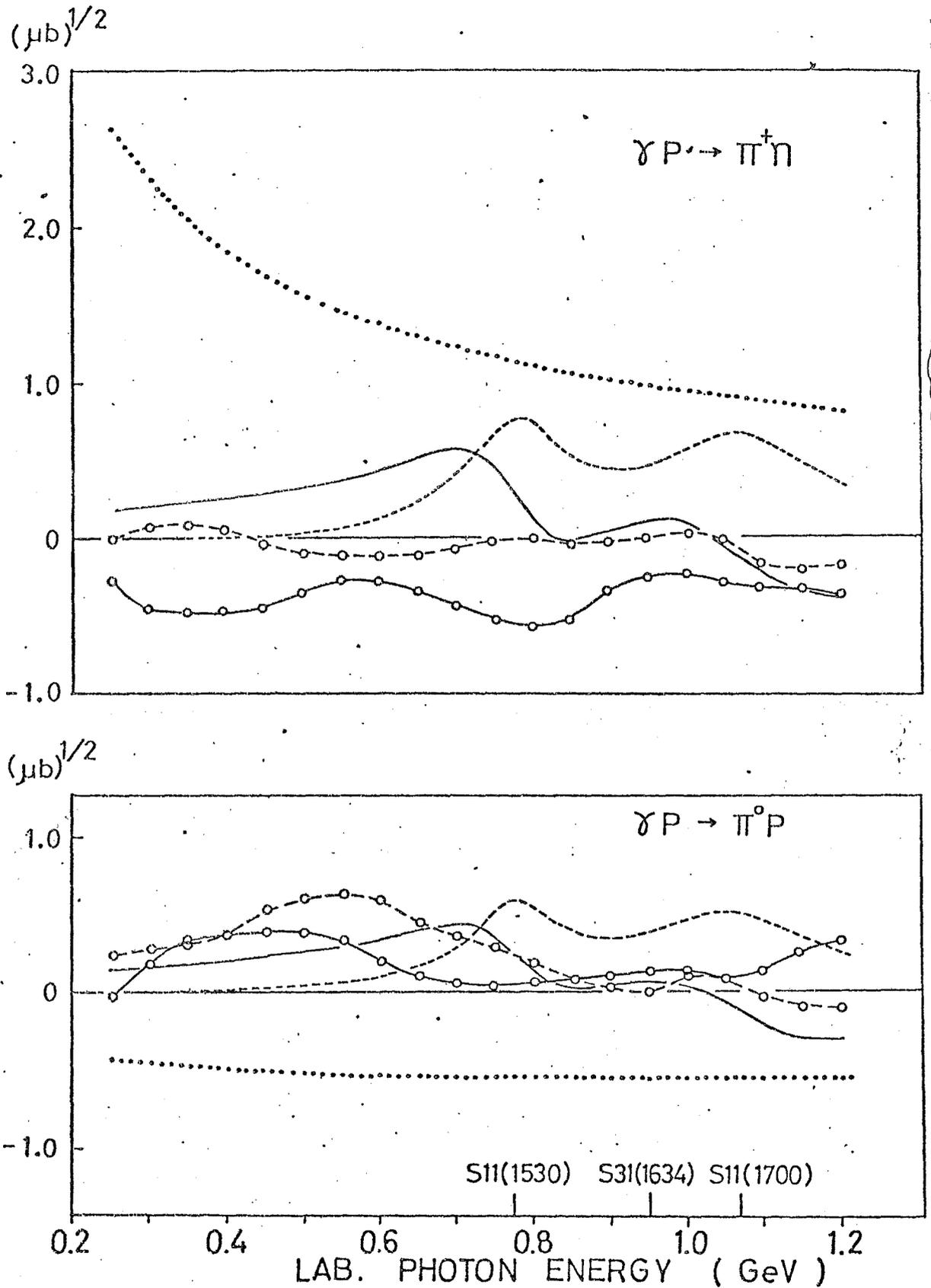
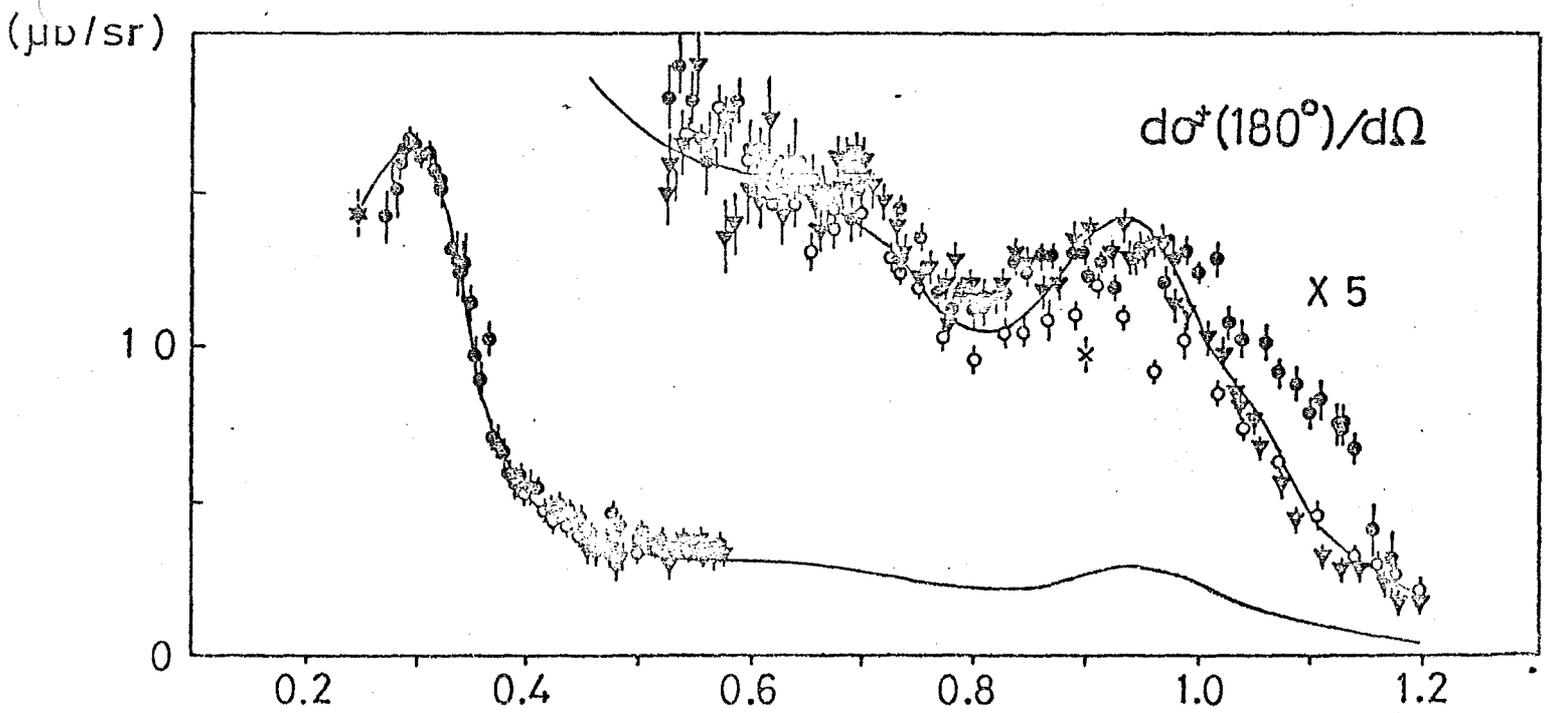
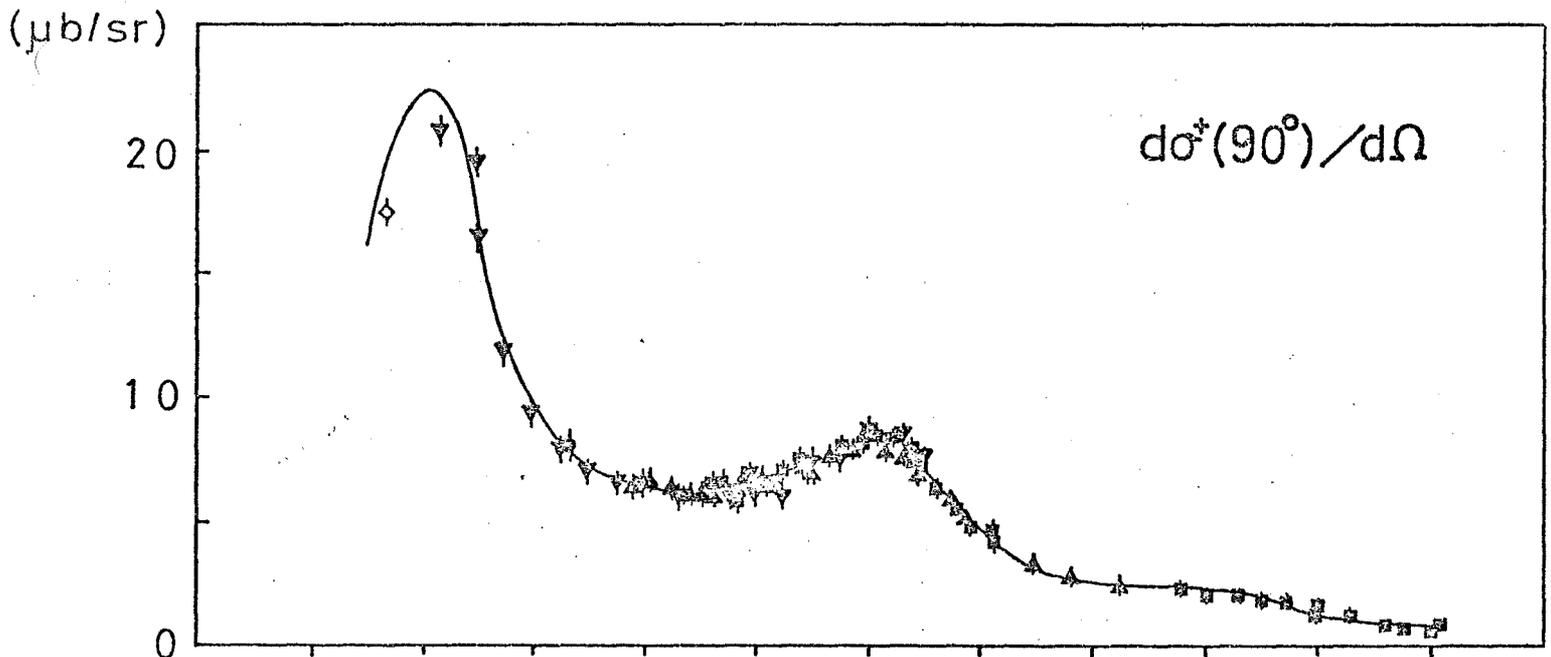
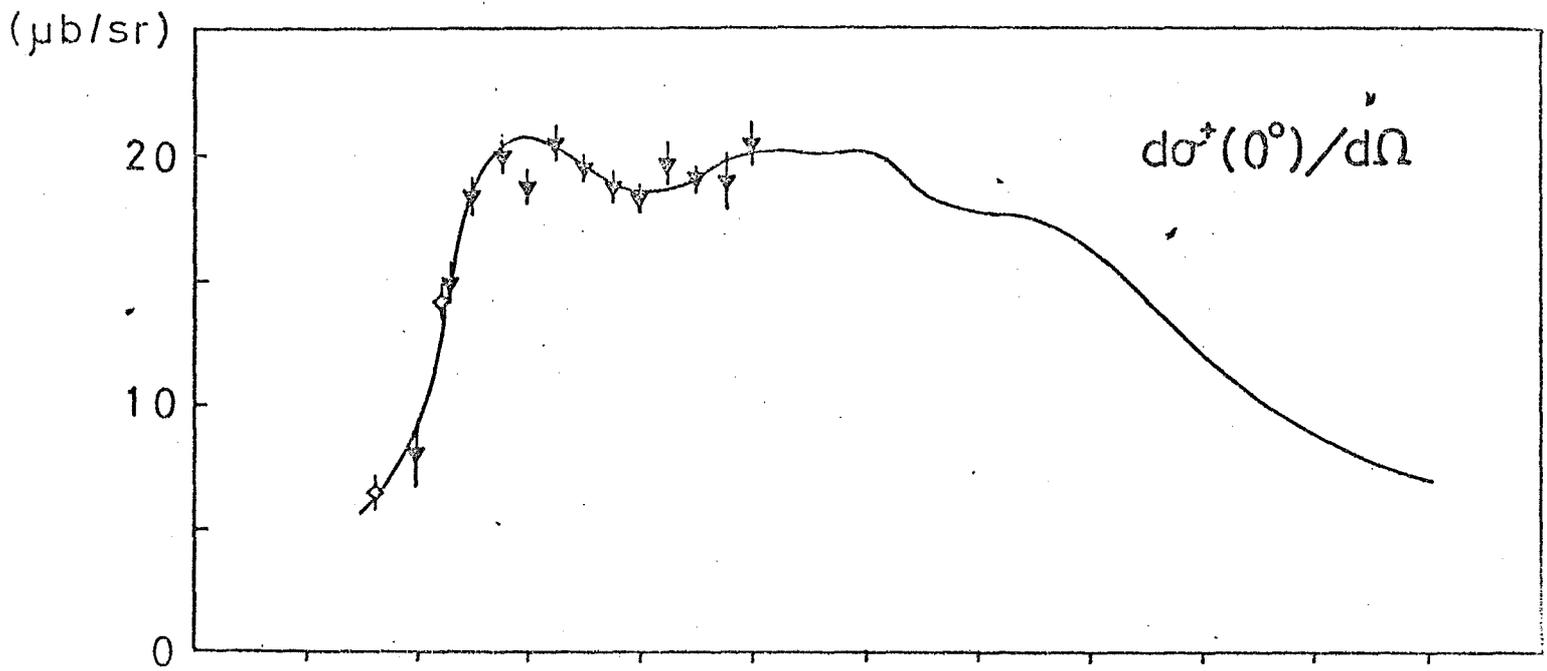


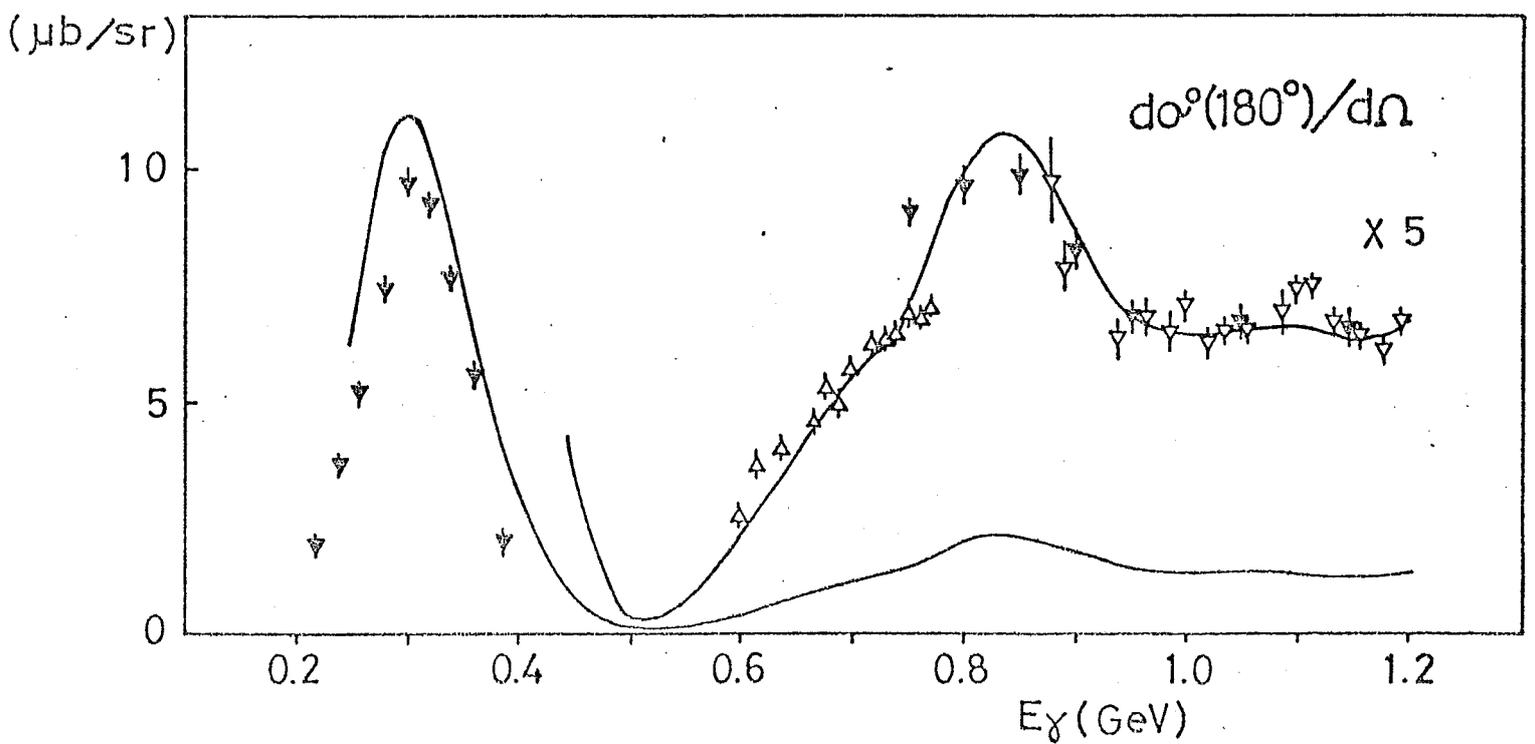
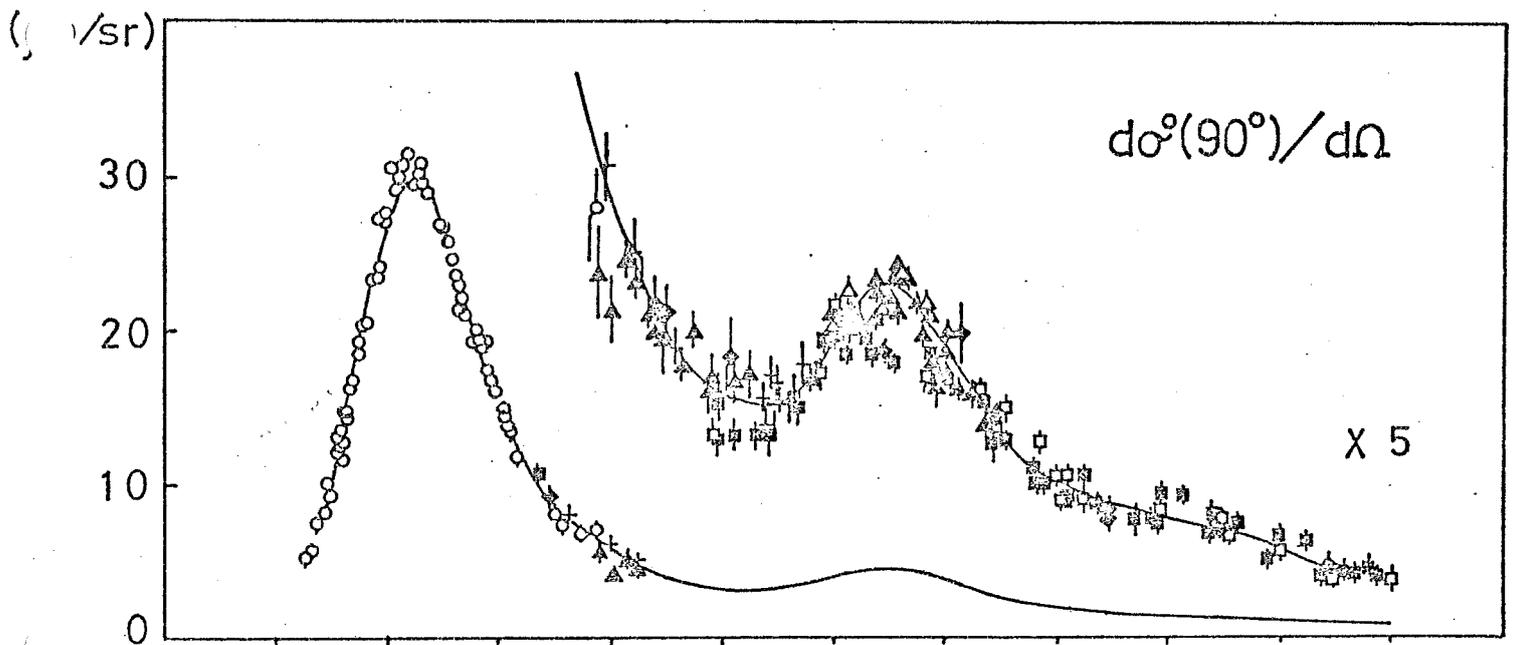
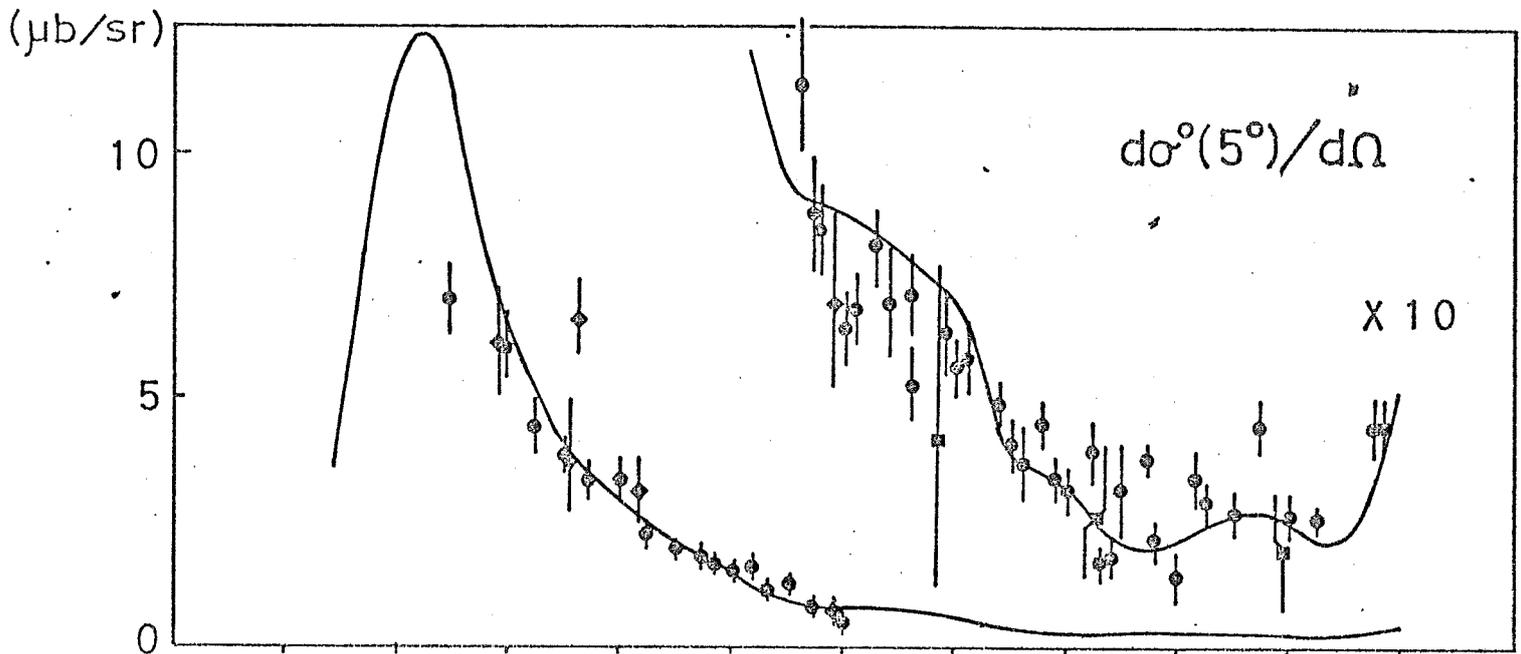
図 III-11. A_{0+} 部分波振中

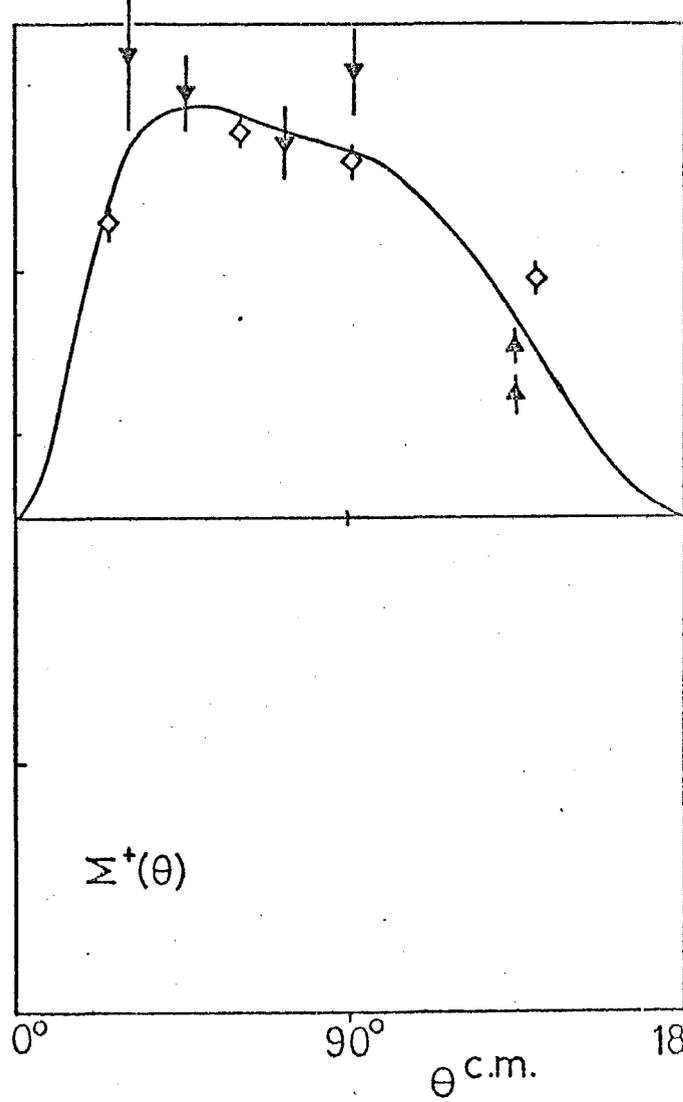
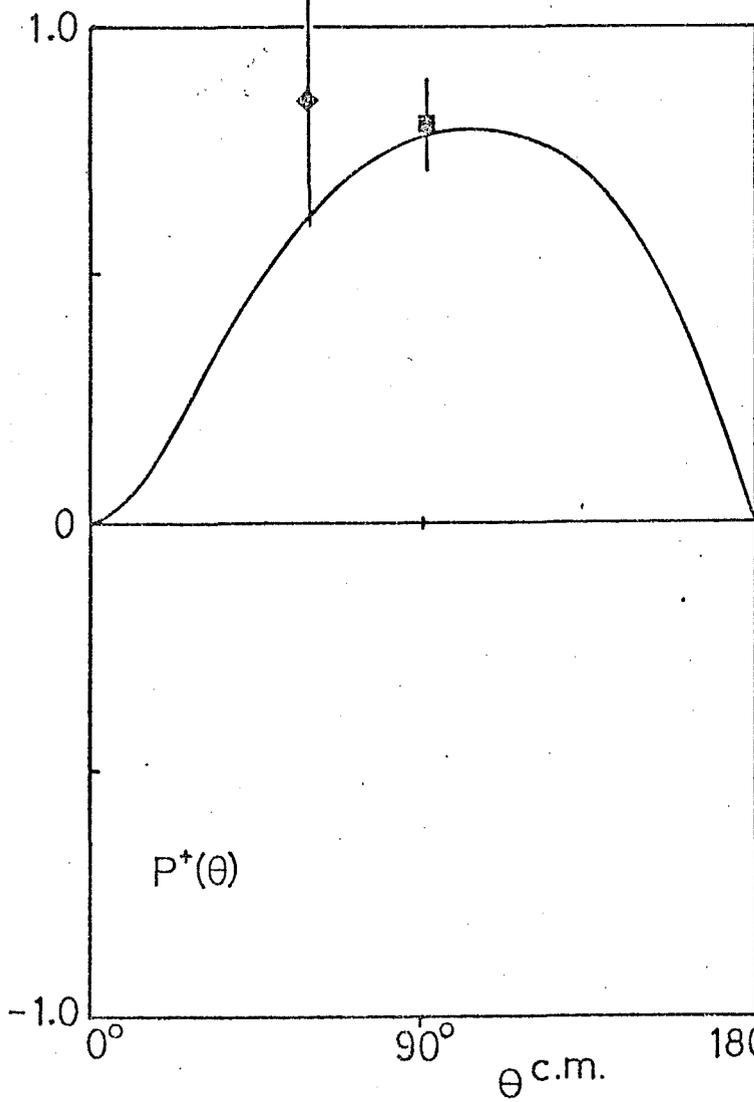
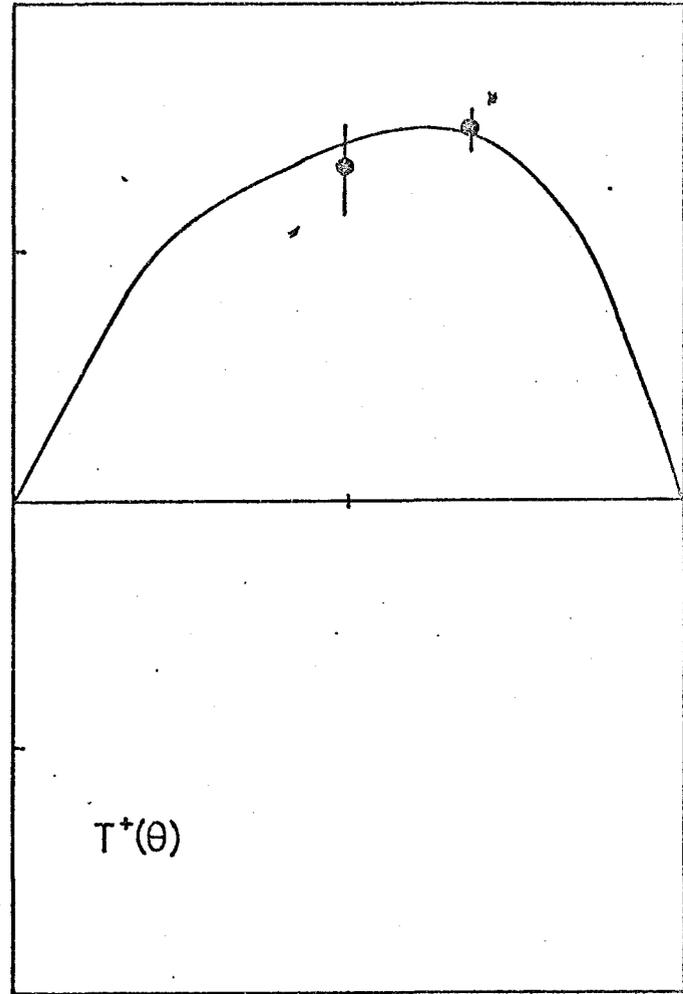
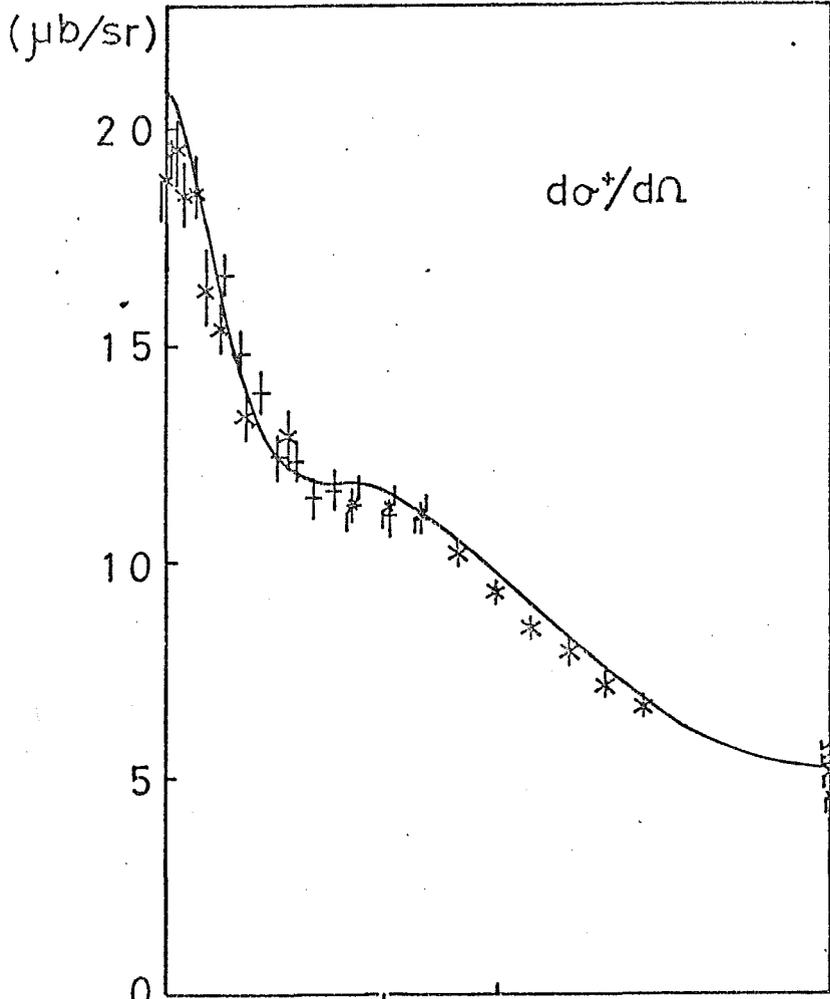
(—○—), (---○---) は A_{0+} の BGJ 振中の 虚数部, 虚数部 ϵ ,
 (—), (---) は 共鳴状態の寄与の 虚数部, 虚数部 ϵ ,
 (.....) は 廣義的 BORN 項の寄与を示す。

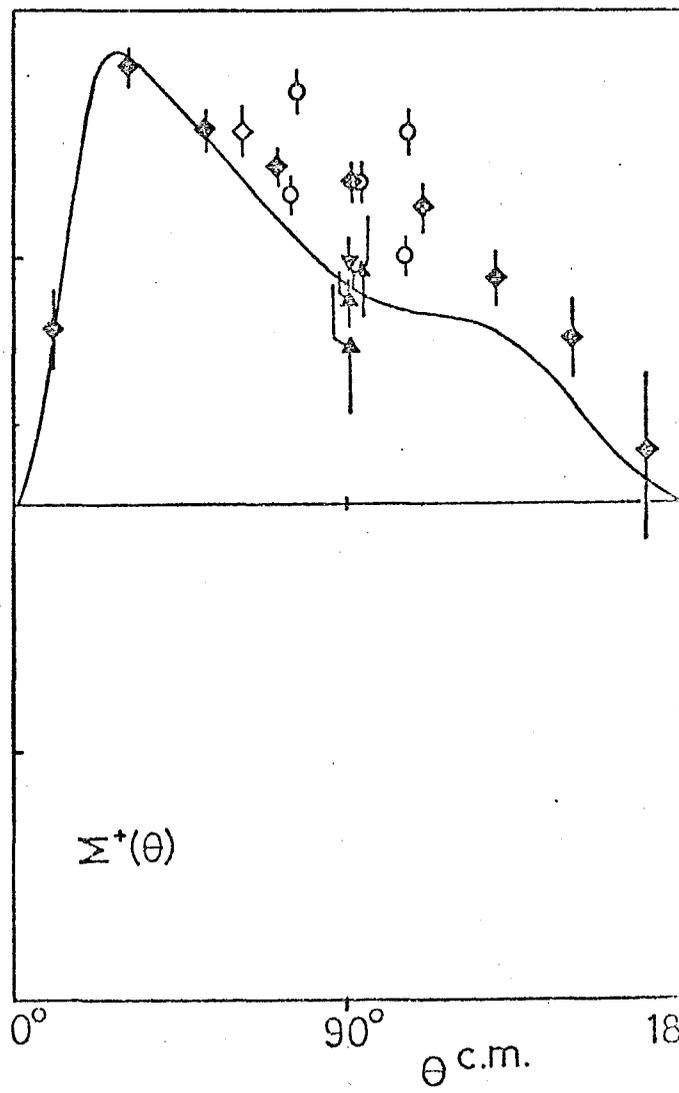
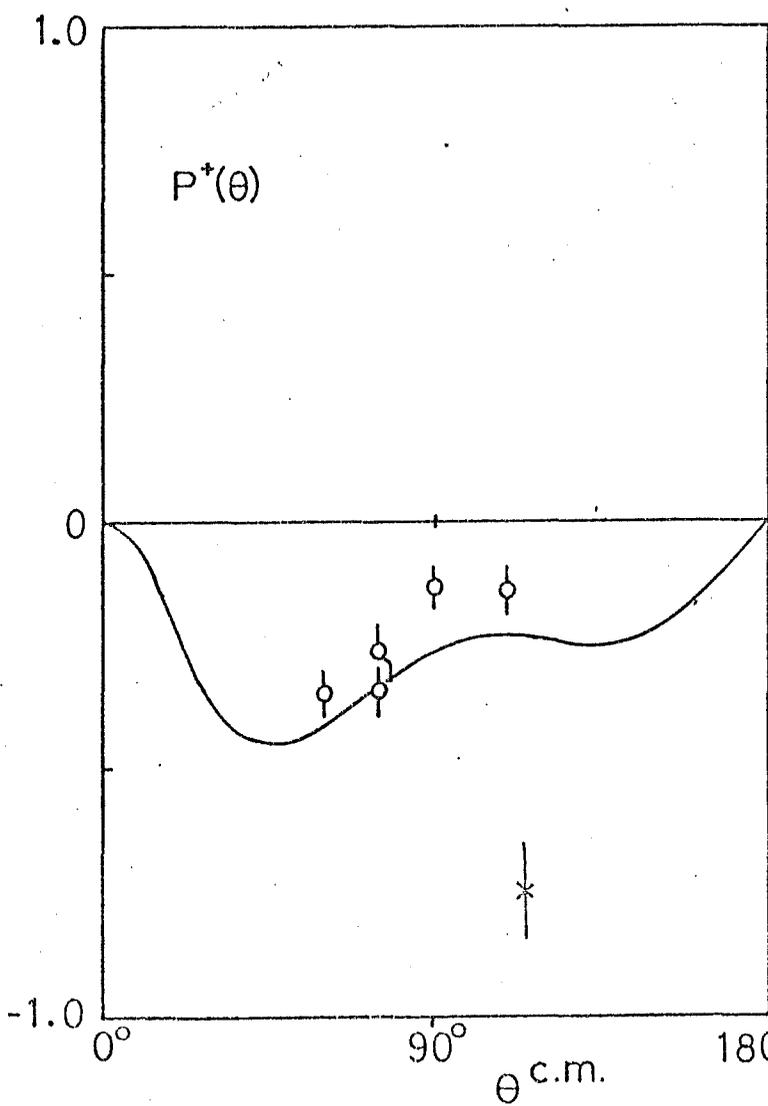
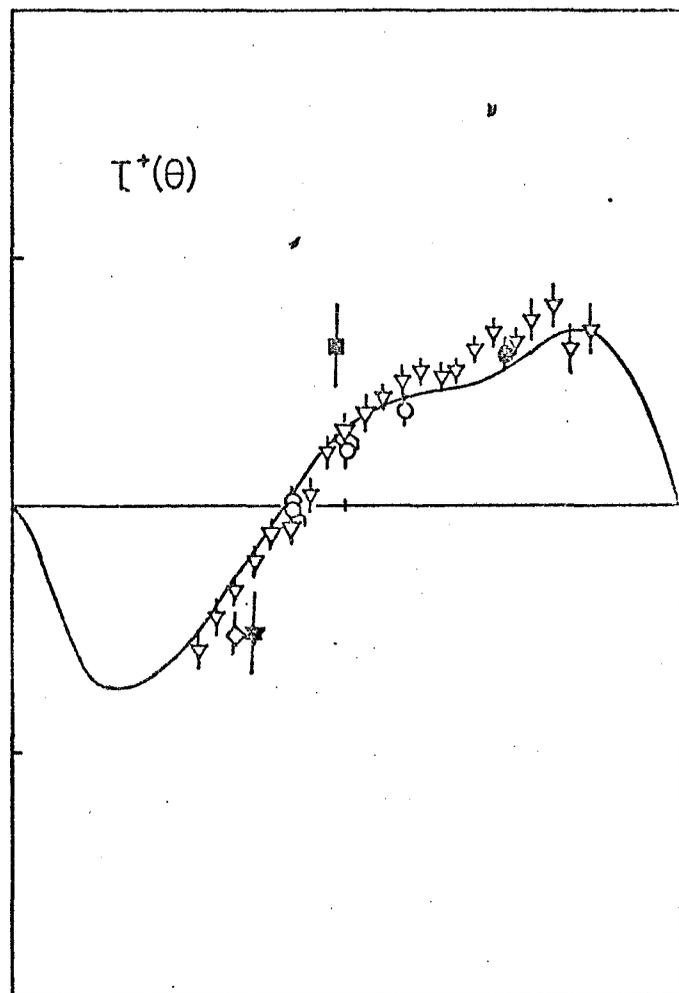
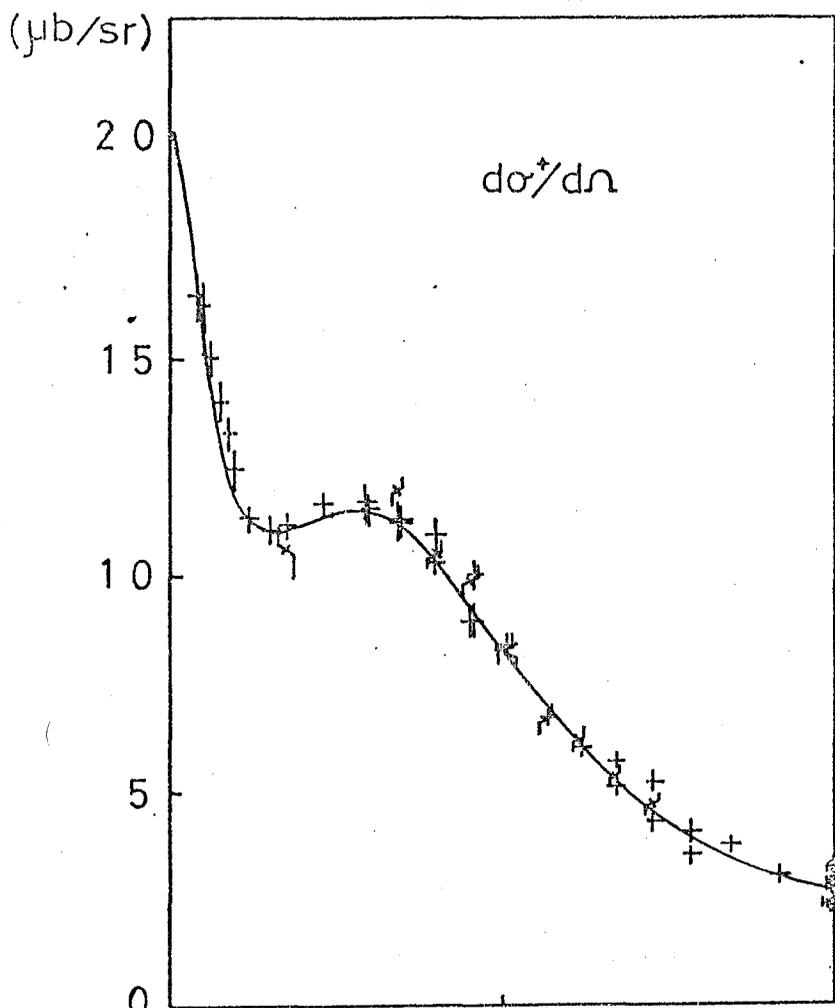
E_γ (GeV)	$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$					$\gamma p \rightarrow \pi^0 p$				
	TOTAL	$d\sigma/d\Omega$	T	Σ	P	TOTAL	$d\sigma/d\Omega$	T	Σ	P
0.25	3.9 (94)	4.8 (61)	(0)	2.4 (33)	(0)	6.5 (112)	7.0 (102)	(0)	1.2 (8)	0.4 (2)
0.30	3.7 (118)	3.8 (106)	1.4 (1)	2.8 (11)	(0)	5.3 (188)	5.5 (169)	(0)	3.7 (15)	3.5 (4)
0.35	3.5 (125)	2.8 (97)	1.0 (4)	7.0 (24)	(0)	3.4 (207)	3.4 (182)	(0)	2.8 (16)	3.0 (9)
0.40	2.4 (112)	2.2 (95)	0.8 (5)	6.4 (8)	0.4 (4)	2.8 (180)	2.8 (161)	0.3 (2)	3.8 (10)	3.0 (7)
0.45	2.0 (74)	2.1 (60)	1.3 (3)	1.8 (8)	1.0 (3)	1.8 (113)	1.5 (95)	2.5 (3)	4.0 (13)	0.0 (2)
0.50	1.7 (103)	1.5 (91)	2.3 (5)	0.7 (4)	6.5 (3)	2.1 (92)	2.0 (66)	1.3 (4)	2.9 (11)	2.2 (11)
0.55	1.6 (132)	1.7 (120)	0.5 (5)	1.0 (5)	3.4 (2)	1.2 (79)	1.3 (58)	0.5 (2)	0.9 (10)	0.9 (9)
0.60	1.5 (172)	1.6 (161)	0.4 (4)	0.3 (4)	3.4 (3)	2.8 (106)	3.2 (83)	0.7 (4)	1.2 (9)	1.5 (10)
0.65	1.5 (148)	1.5 (137)	0.3 (5)	0.4 (3)	3.1 (3)	2.9 (128)	2.7 (103)	0.7 (3)	7.0 (10)	2.0 (12)
0.70	3.0 (148)	2.6 (126)	3.1 (5)	4.8 (14)	11.3 (3)	4.9 (179)	5.2 (146)	3.3 (8)	3.4 (12)	3.9 (13)
0.75	2.7 (136)	2.6 (107)	1.6 (4)	2.4 (22)	12.2 (3)	7.7 (162)	9.9 (116)	0.8 (9)	2.3 (22)	3.4 (15)
0.80	3.2 (94)	3.6 (73)	0.6 (6)	0.5 (12)	8.9 (3)	3.4 (135)	3.9 (104)	1.5 (9)	0.8 (11)	2.2 (11)
0.85	3.3 (88)	3.9 (69)	1.0 (4)	0.8 (12)	2.9 (3)	2.6 (116)	2.8 (83)	2.3 (9)	1.0 (12)	2.3 (12)
0.90	3.5 (77)	4.1 (58)	0.9 (4)	1.9 (12)	3.1 (3)	1.9 (128)	1.8 (92)	1.1 (10)	3.2 (12)	2.4 (14)
0.95	5.2 (63)	5.8 (55)	0.4 (4)	1.6 (2)	3.5 (2)	2.1 (103)	2.4 (83)	0.6 (9)	0.1 (1)	0.9 (10)
1.00	9.3 (74)	10.0 (67)	1.5 (4)	5.1 (2)	2.3 (1)	2.6 (105)	2.8 (85)	0.6 (9)	3.8 (4)	1.8 (7)
1.05	7.2 (100)	7.5 (95)	1.6 (2)	1.9 (2)	0.8 (1)	3.0 (90)	3.4 (72)	0.6 (7)	1.0 (2)	1.4 (9)
1.10	3.5 (66)	5.6 (61)	0.9 (2)	1.6 (2)	0.2 (1)	3.1 (84)	3.5 (72)	0.8 (7)	5.1 (1)	0.7 (4)
1.15	2.8 (83)	2.9 (79)	0.2 (2)	1.4 (2)	(0)	2.9 (87)	3.2 (69)	1.5 (7)	4.3 (2)	1.6 (9)
1.20	1.7 (53)	1.9 (49)	0.1 (2)	0.2 (2)	(0)	2.3 (78)	2.5 (63)	1.1 (7)	3.2 (4)	0.2 (4)

表 III-b. 解析の結果の χ^2/N

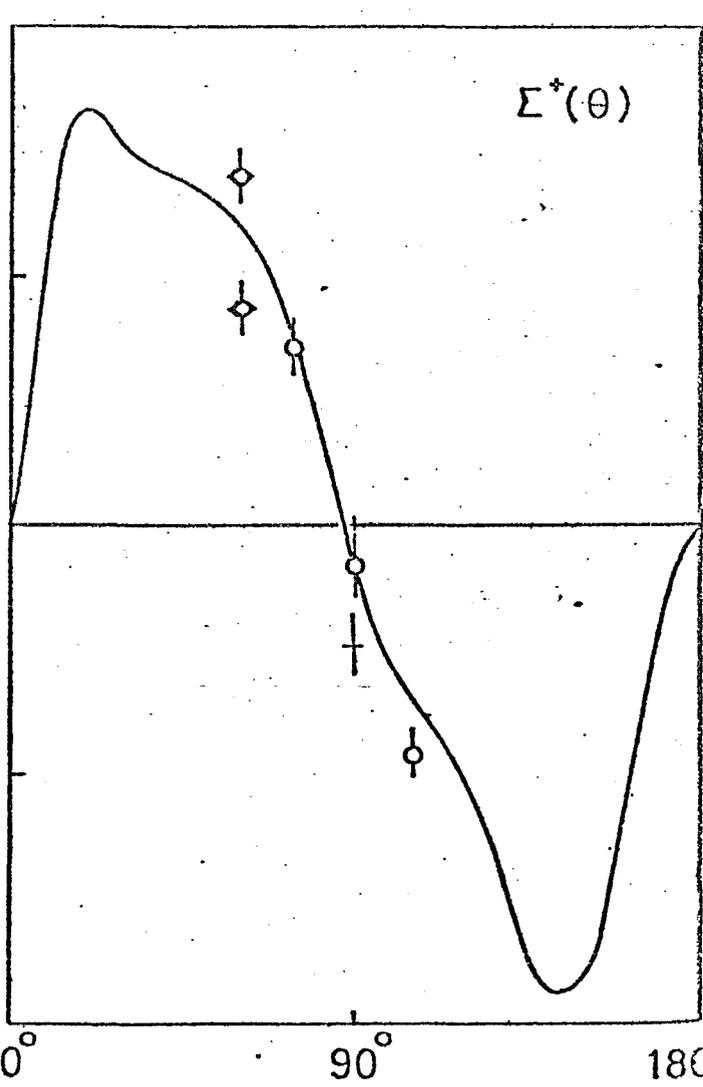
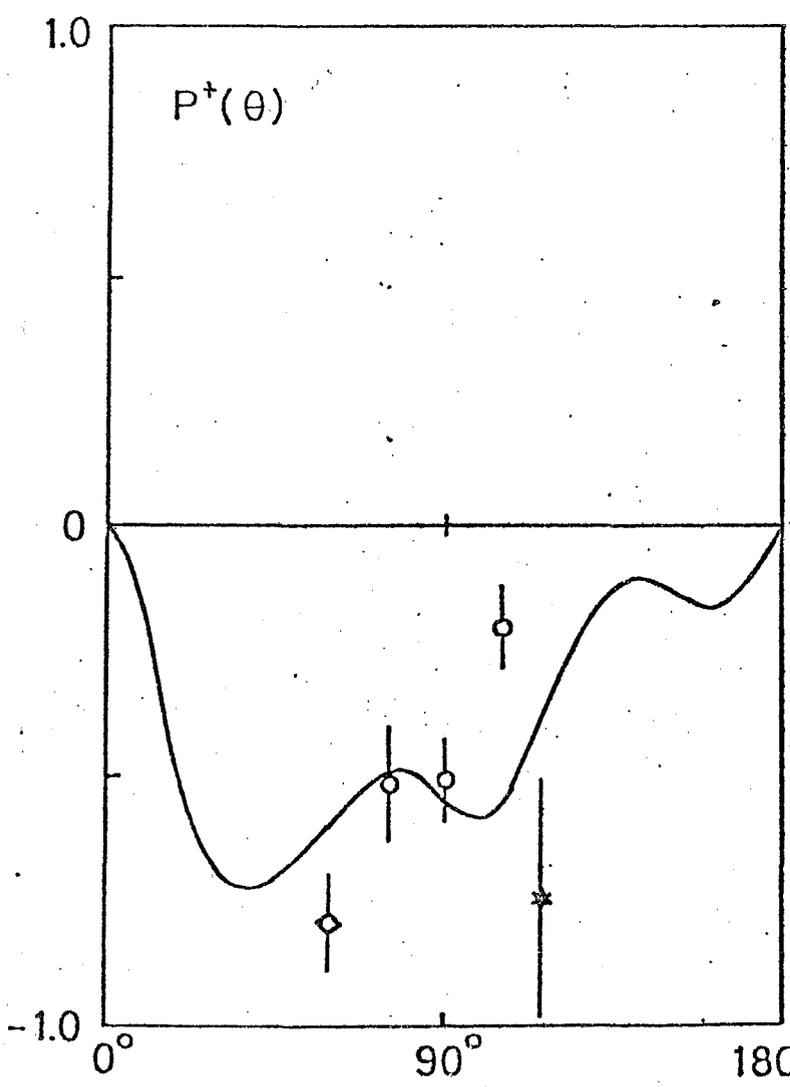
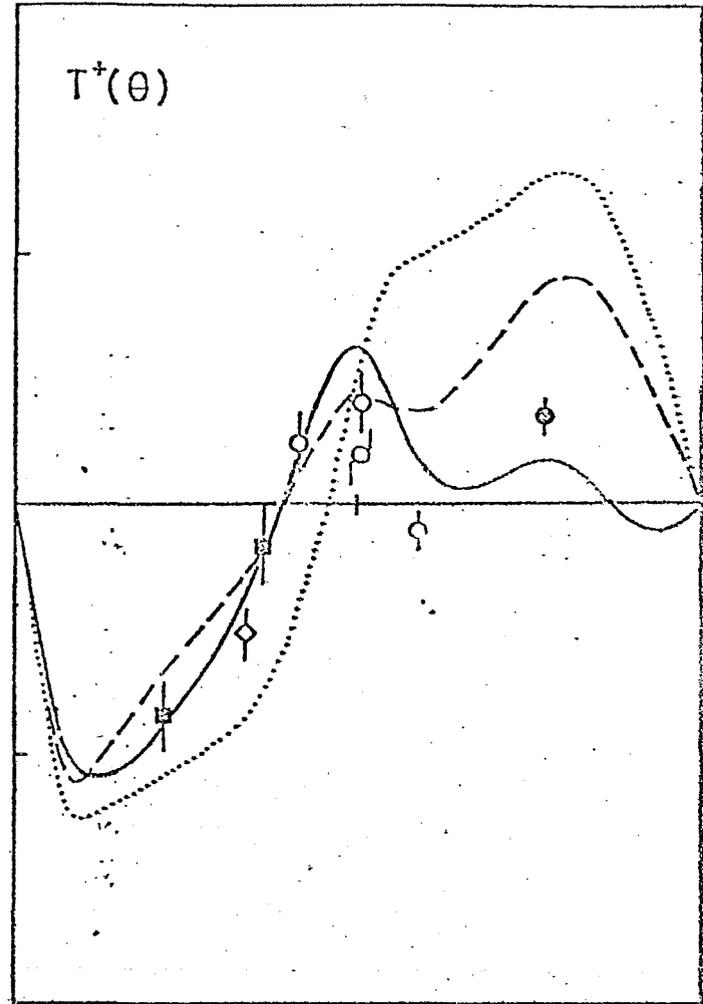
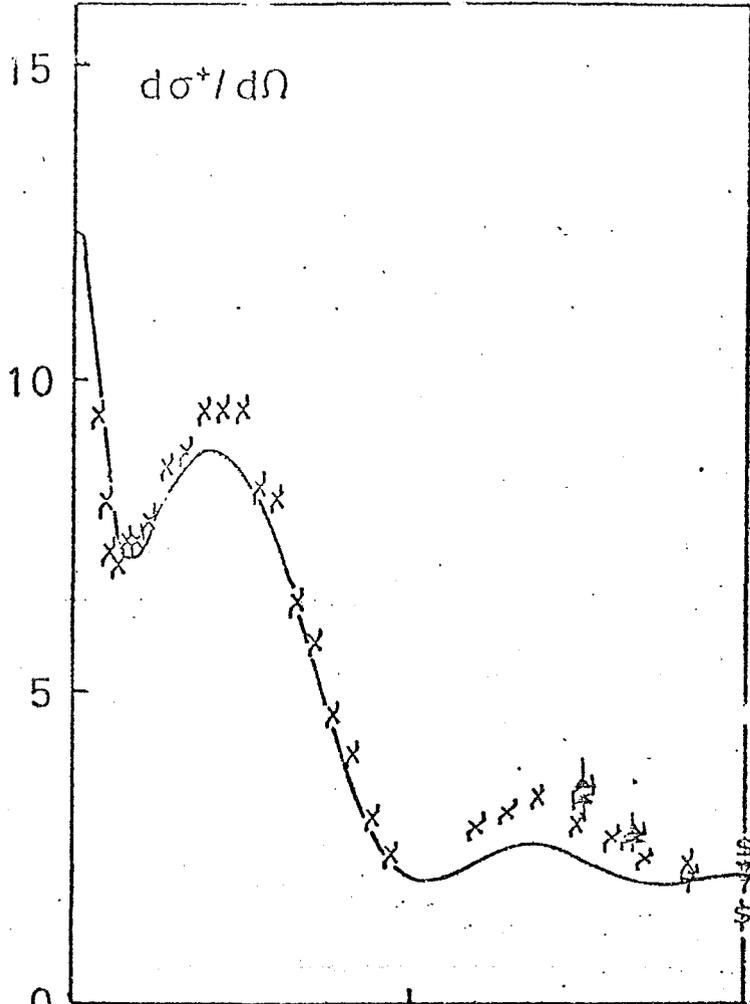








($\mu\text{b}/\text{sr}$)



POLARIZED TARGET ASYMMETRY $T^+(\theta)$

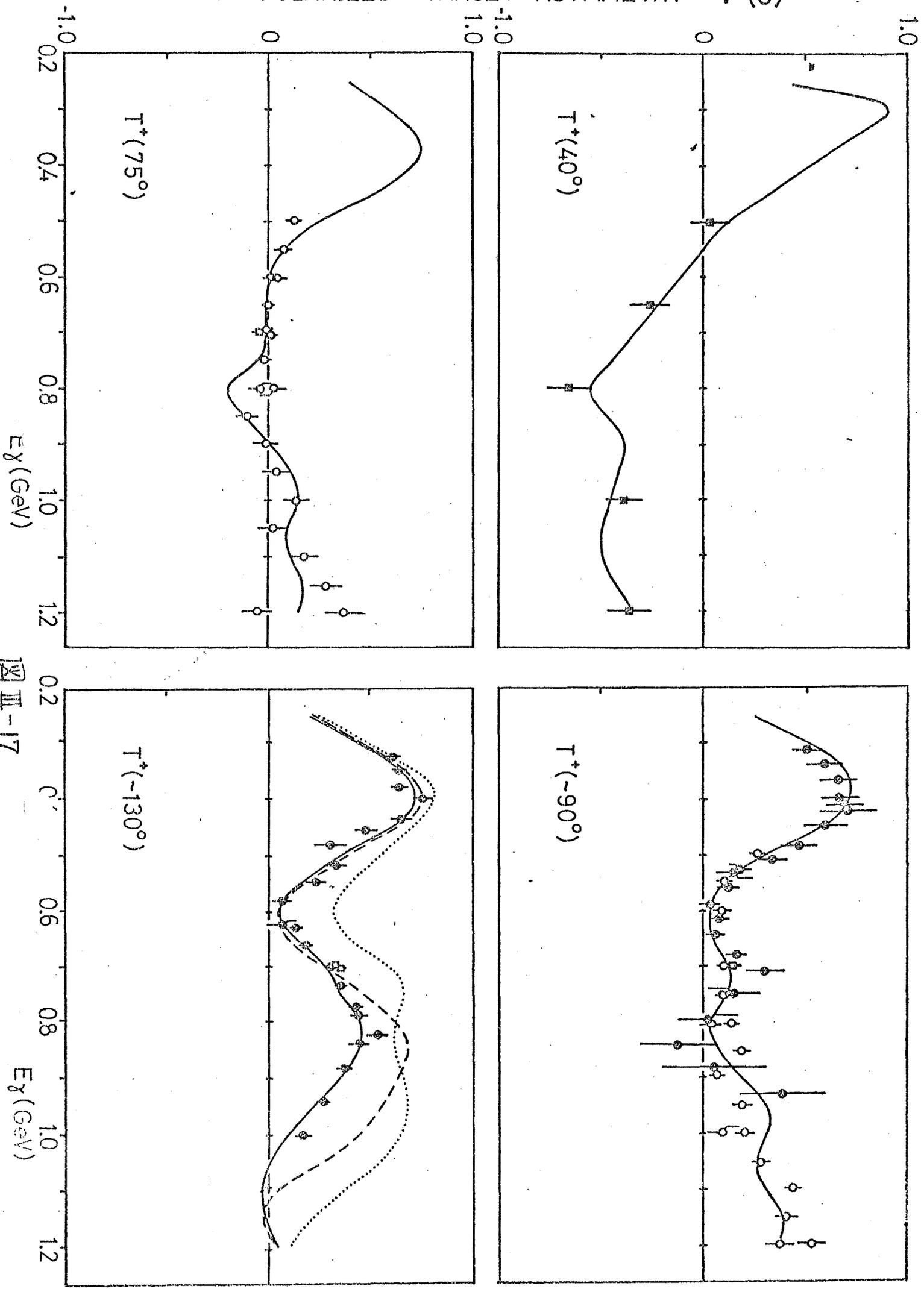
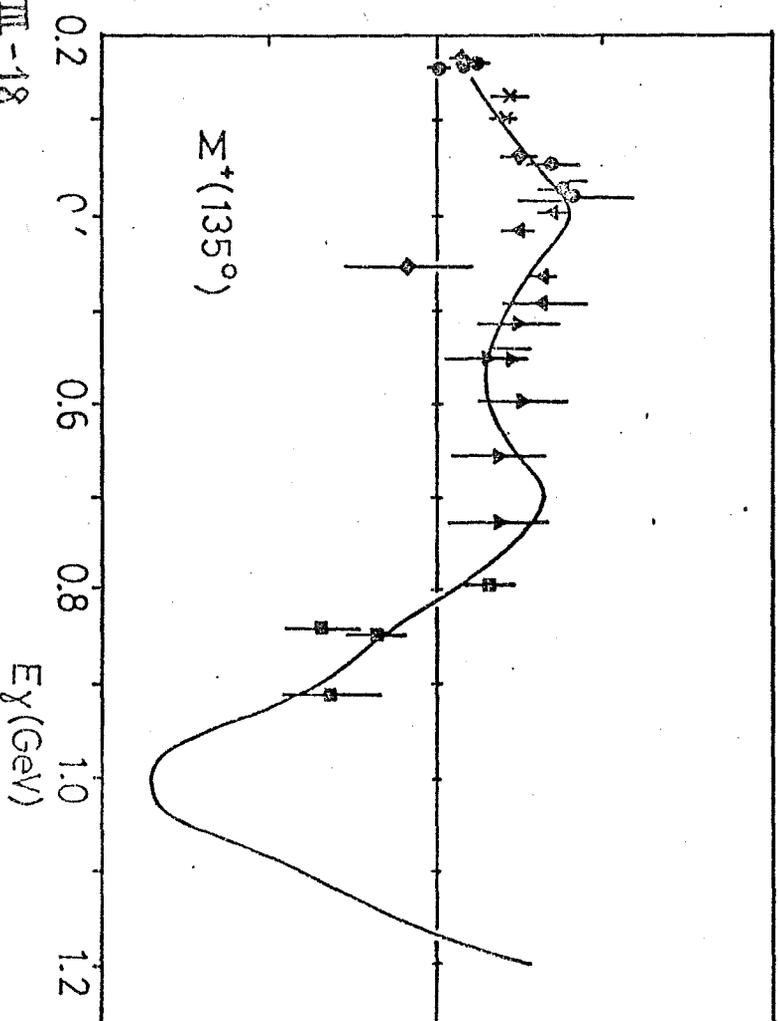
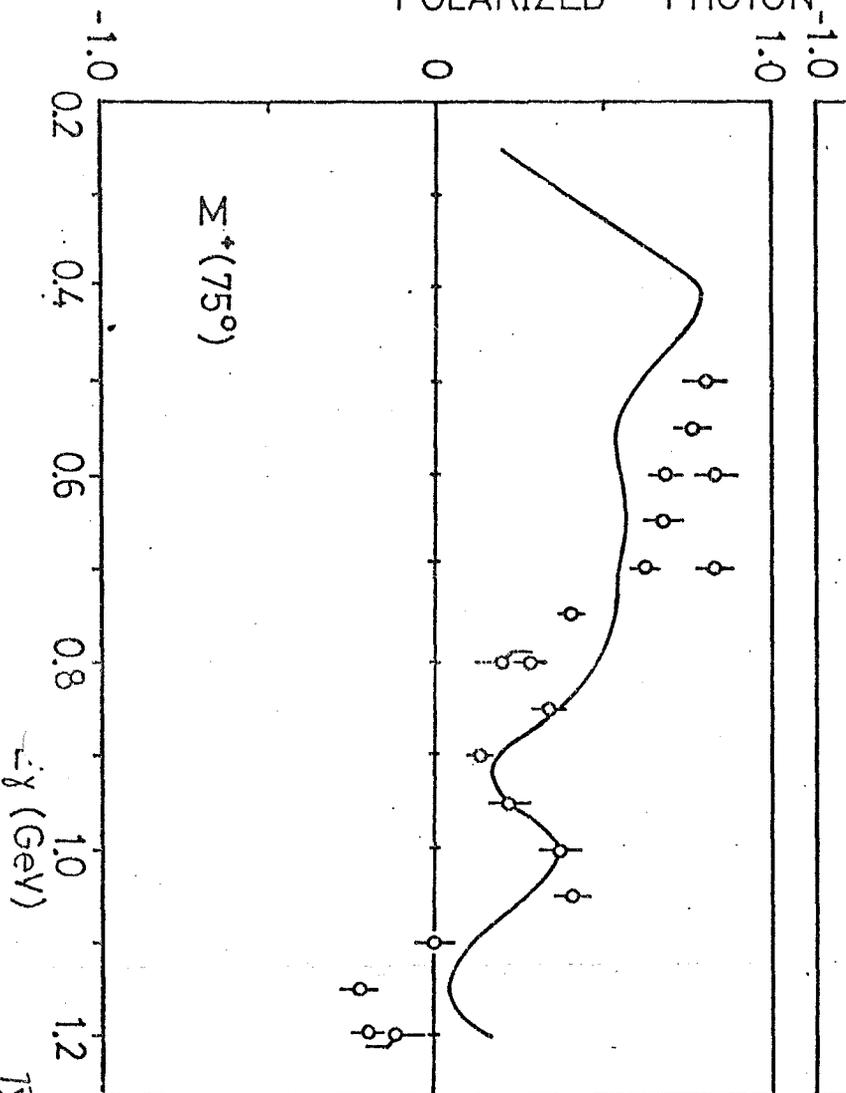
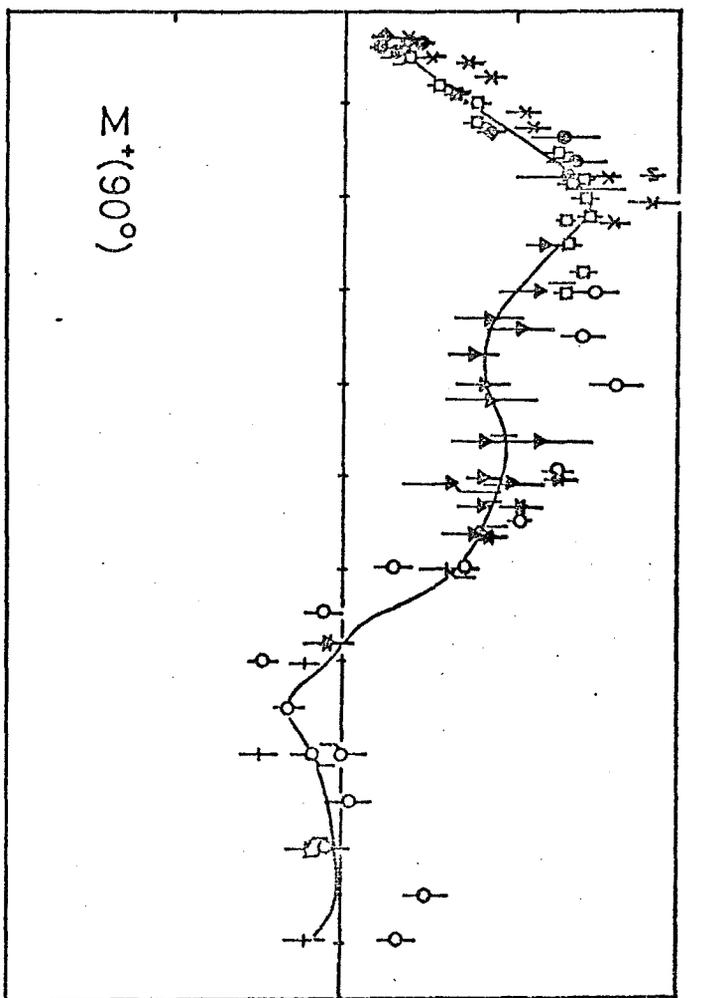
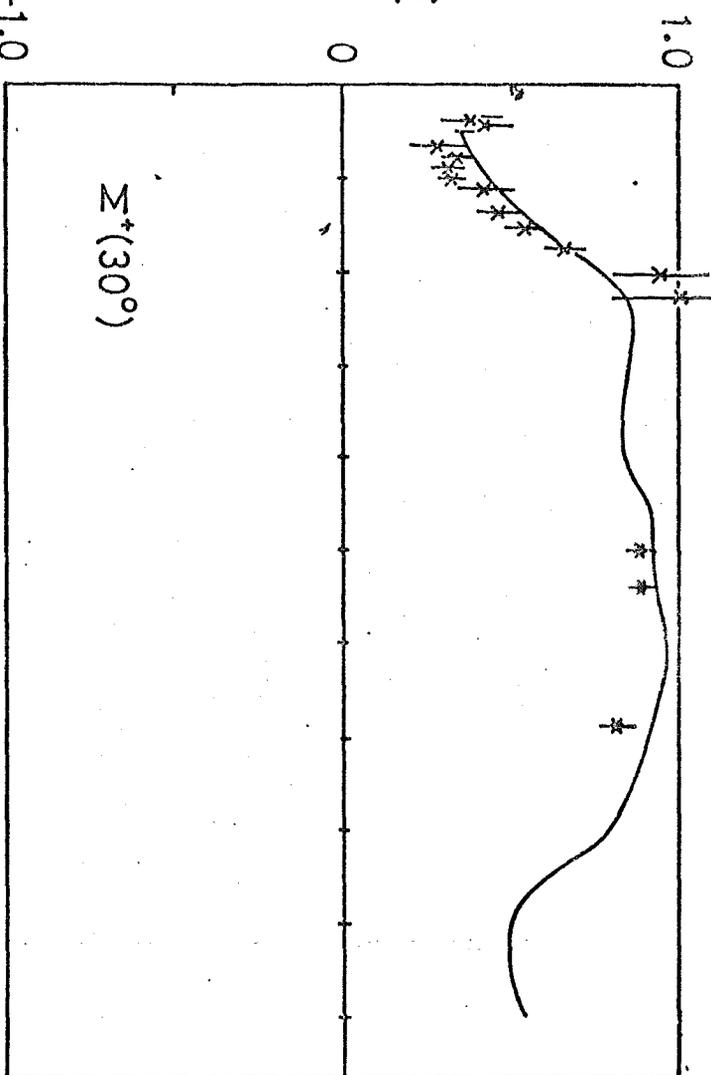
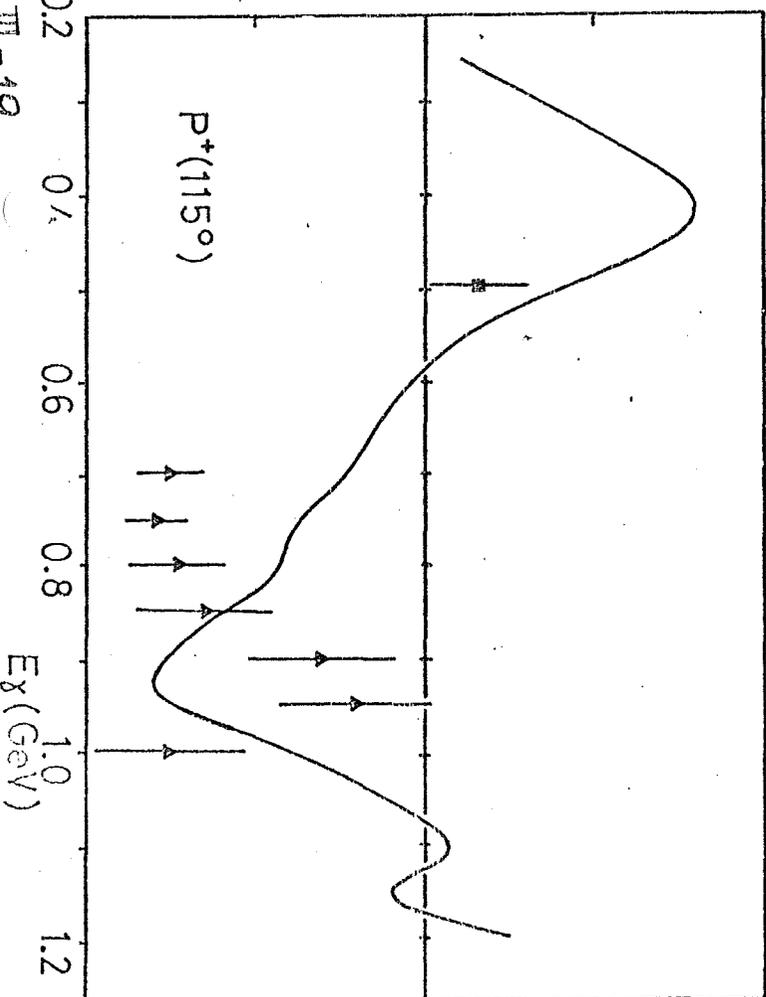
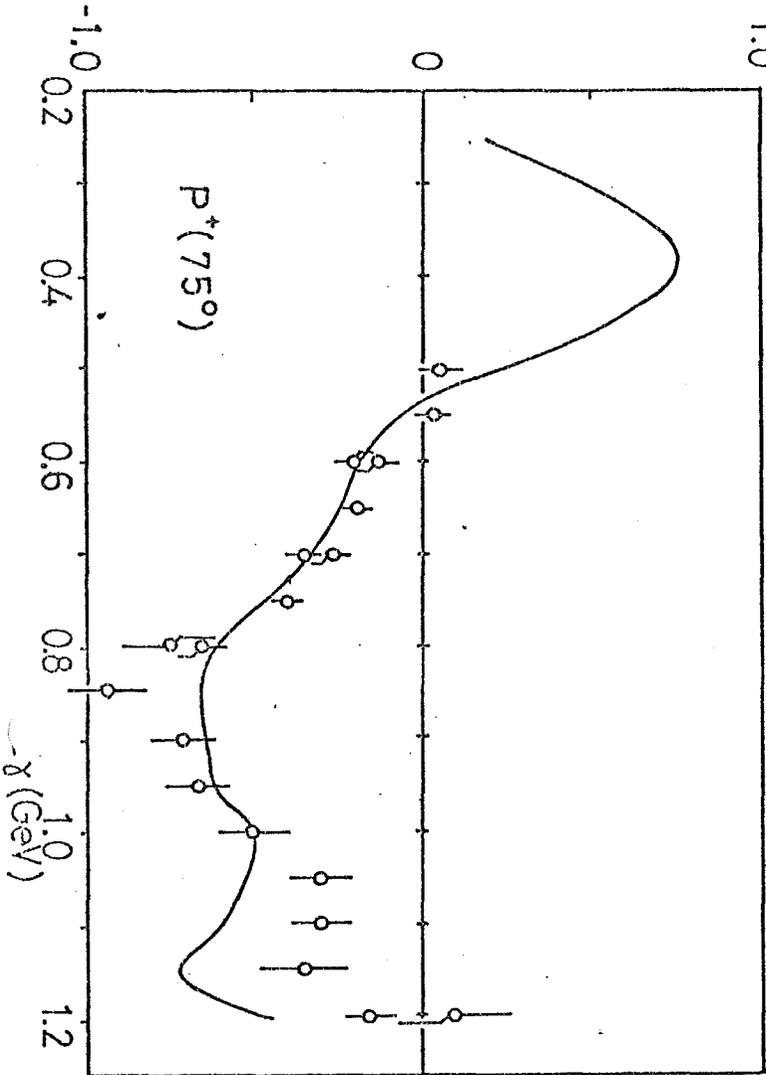
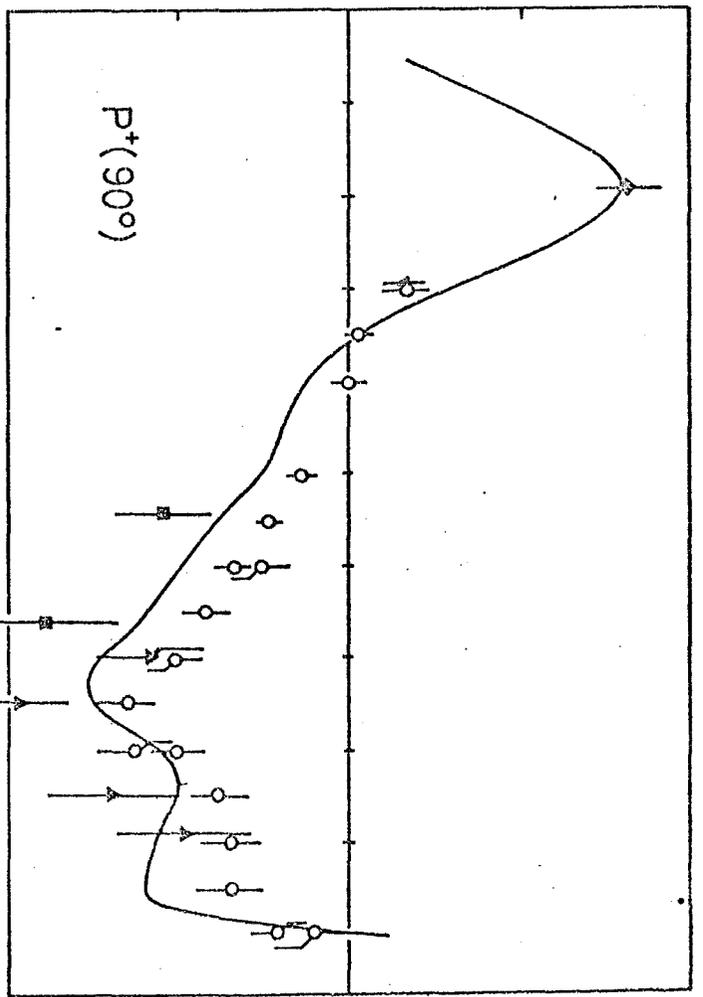
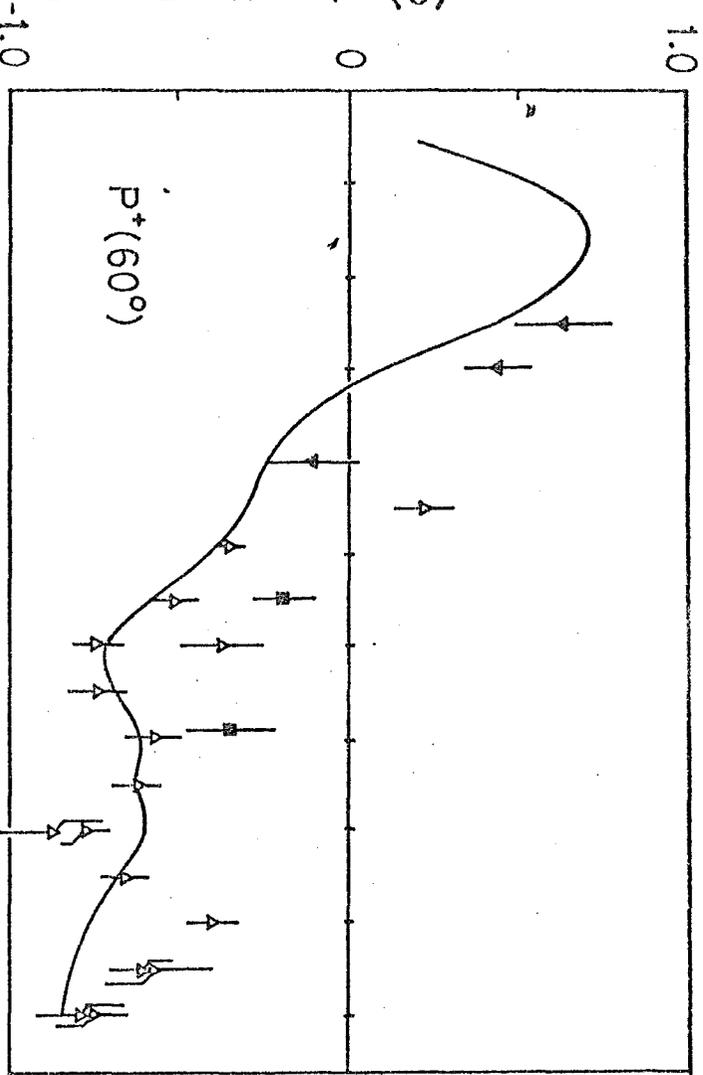


图 III-17

POLARIZED PHOTON ASYMMETRY $M^+(\theta)$

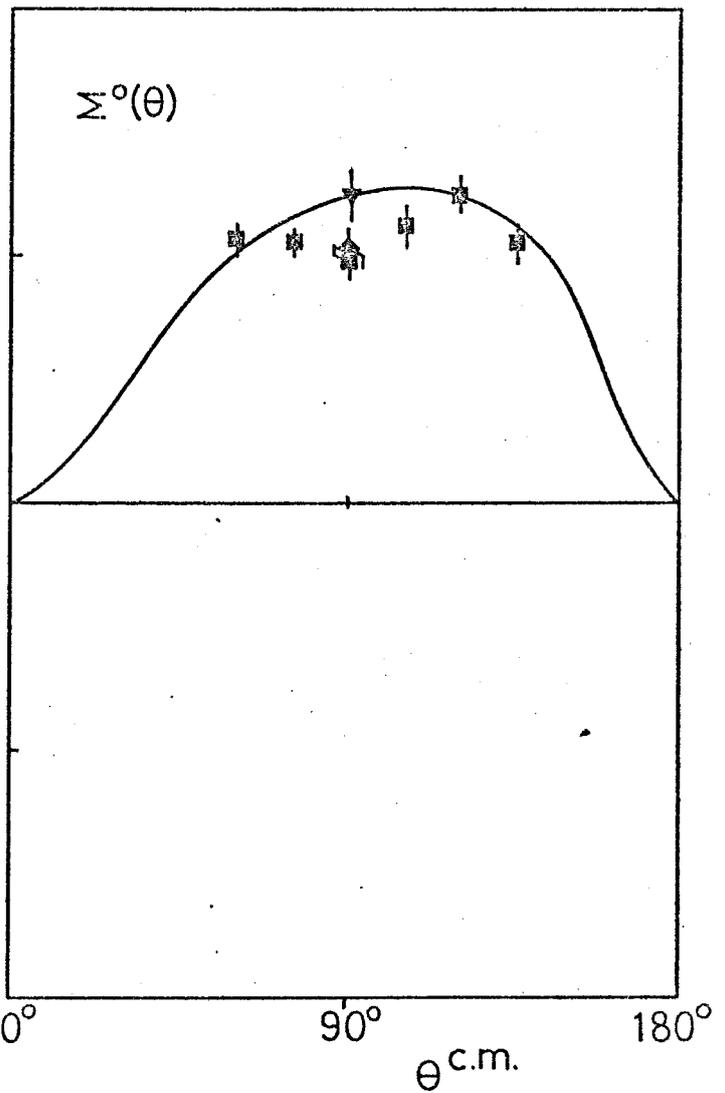
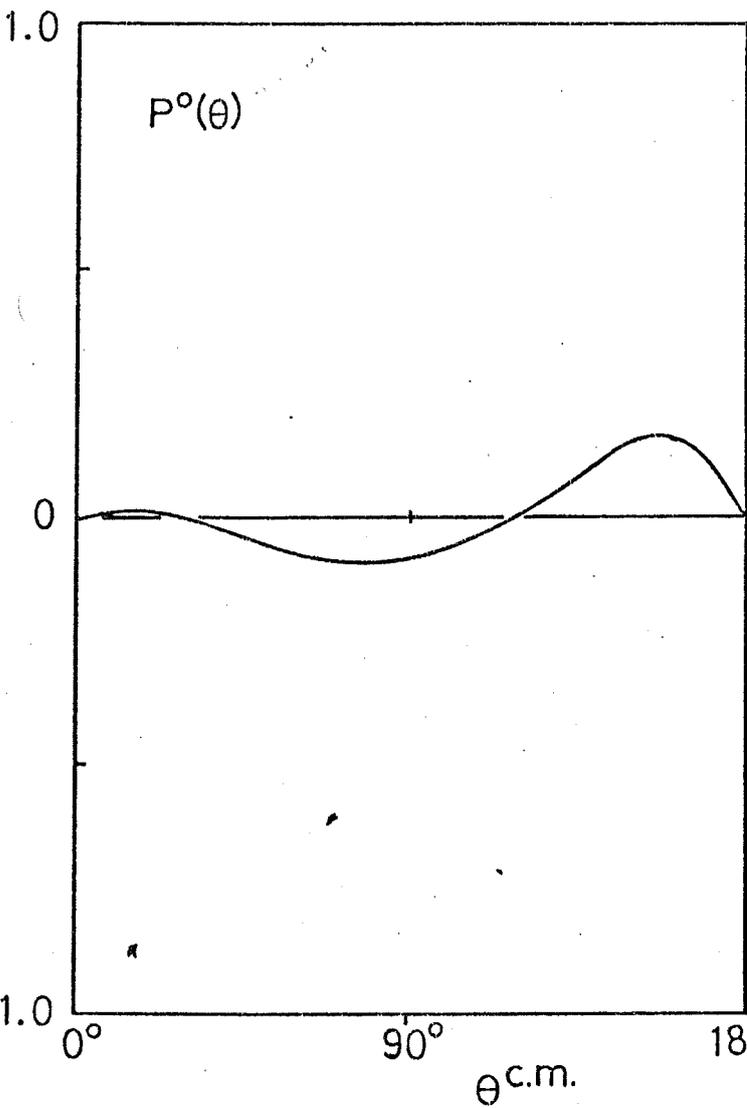
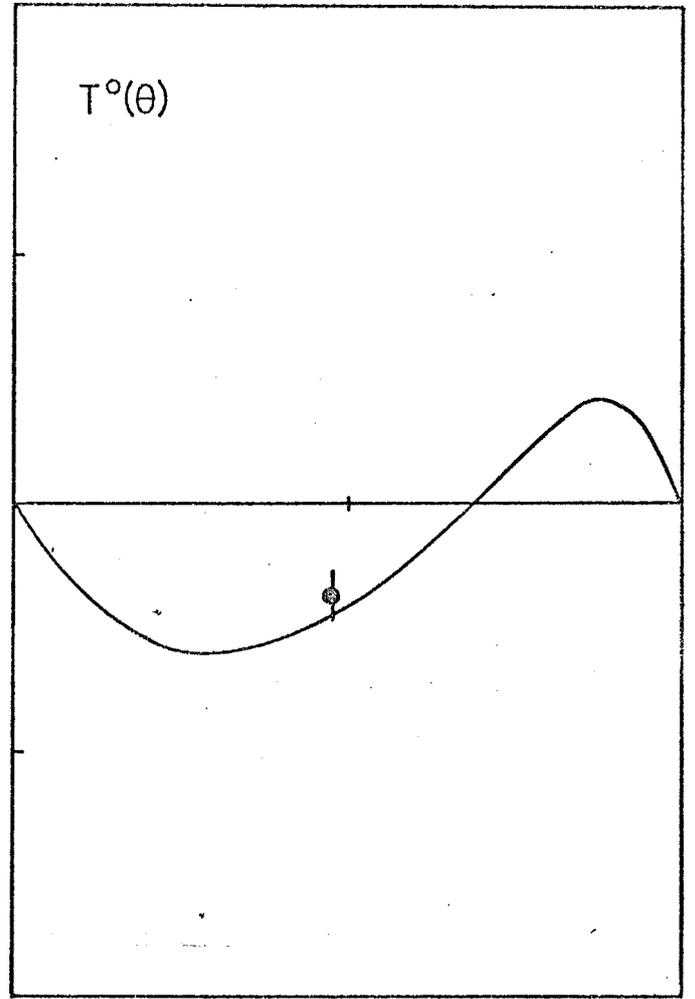
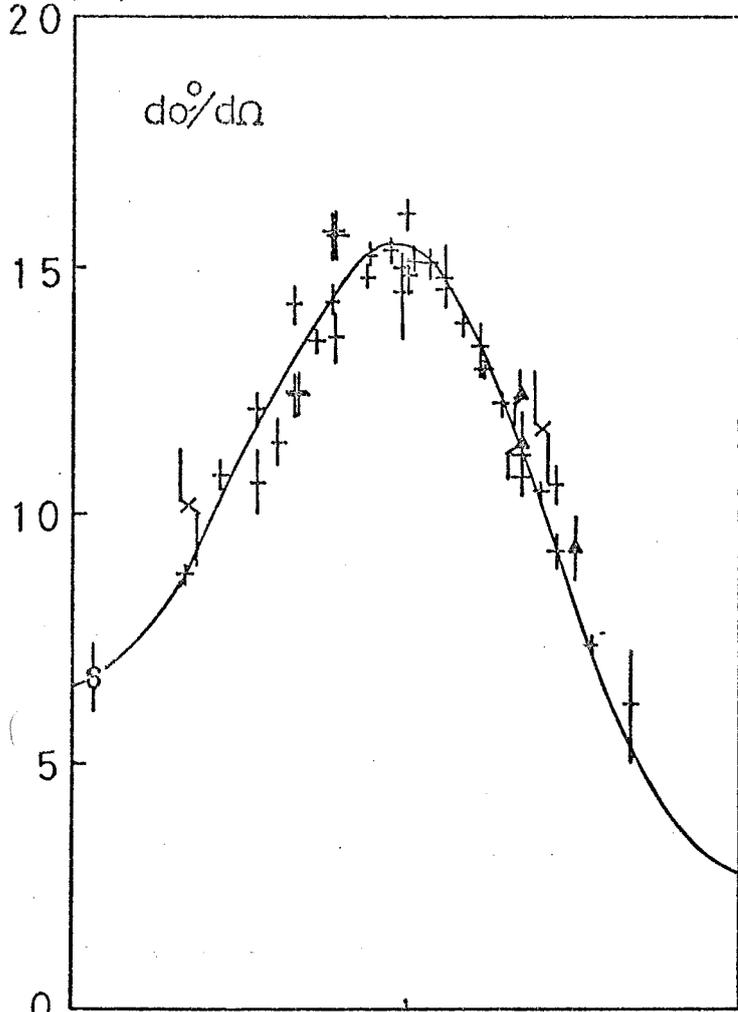


RECOIL NUCLEON ASYMMETRY $\cdot P^+(\theta)$



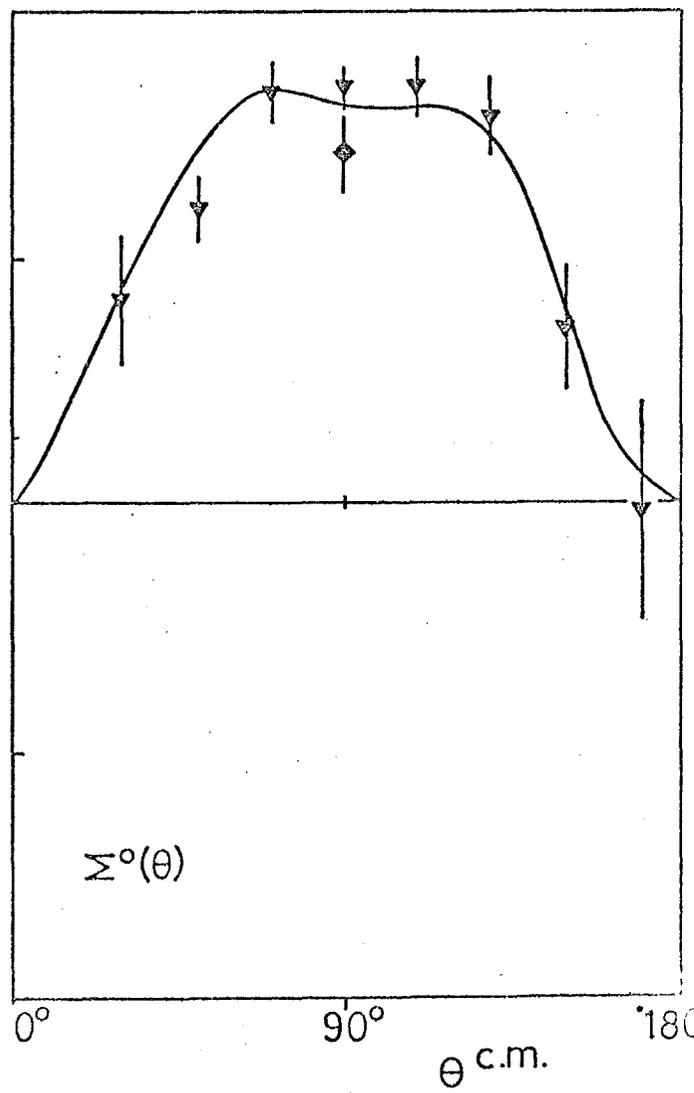
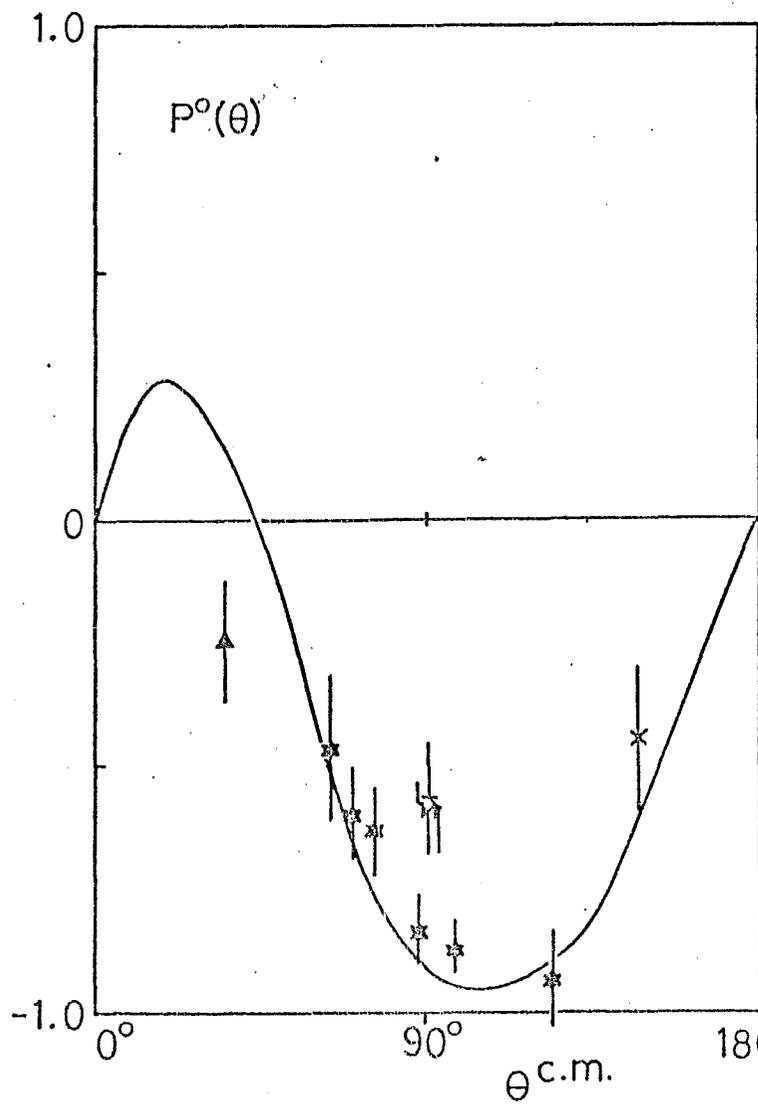
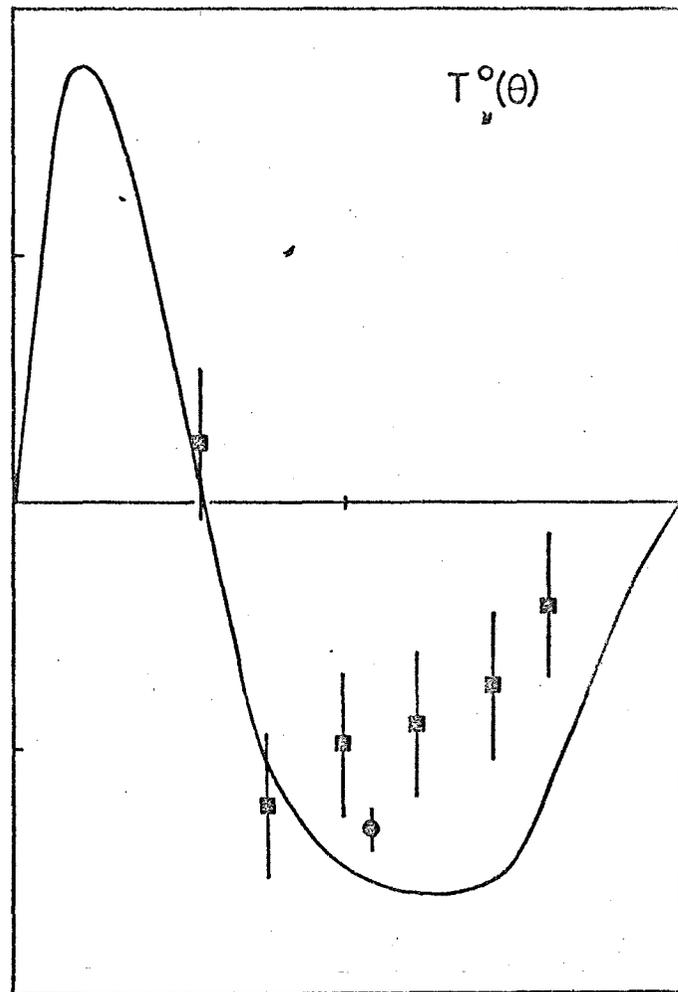
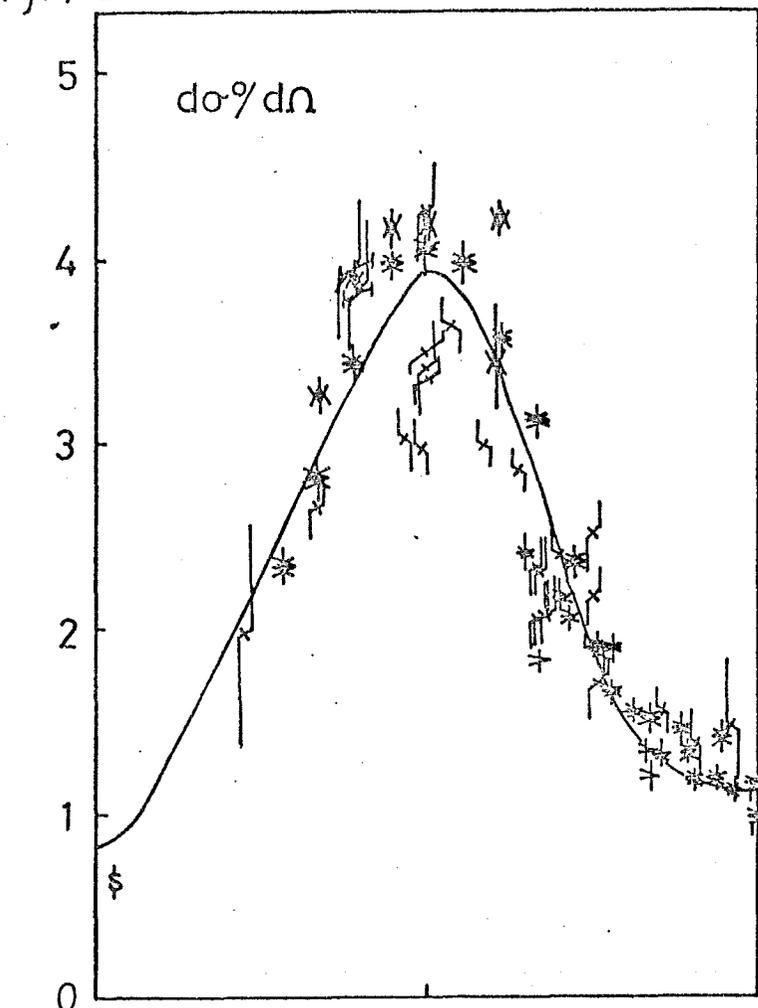
($\mu\text{b}/\text{sr}$)

III - 20



($\mu\text{b}/\text{sr}$)

图 III-21.



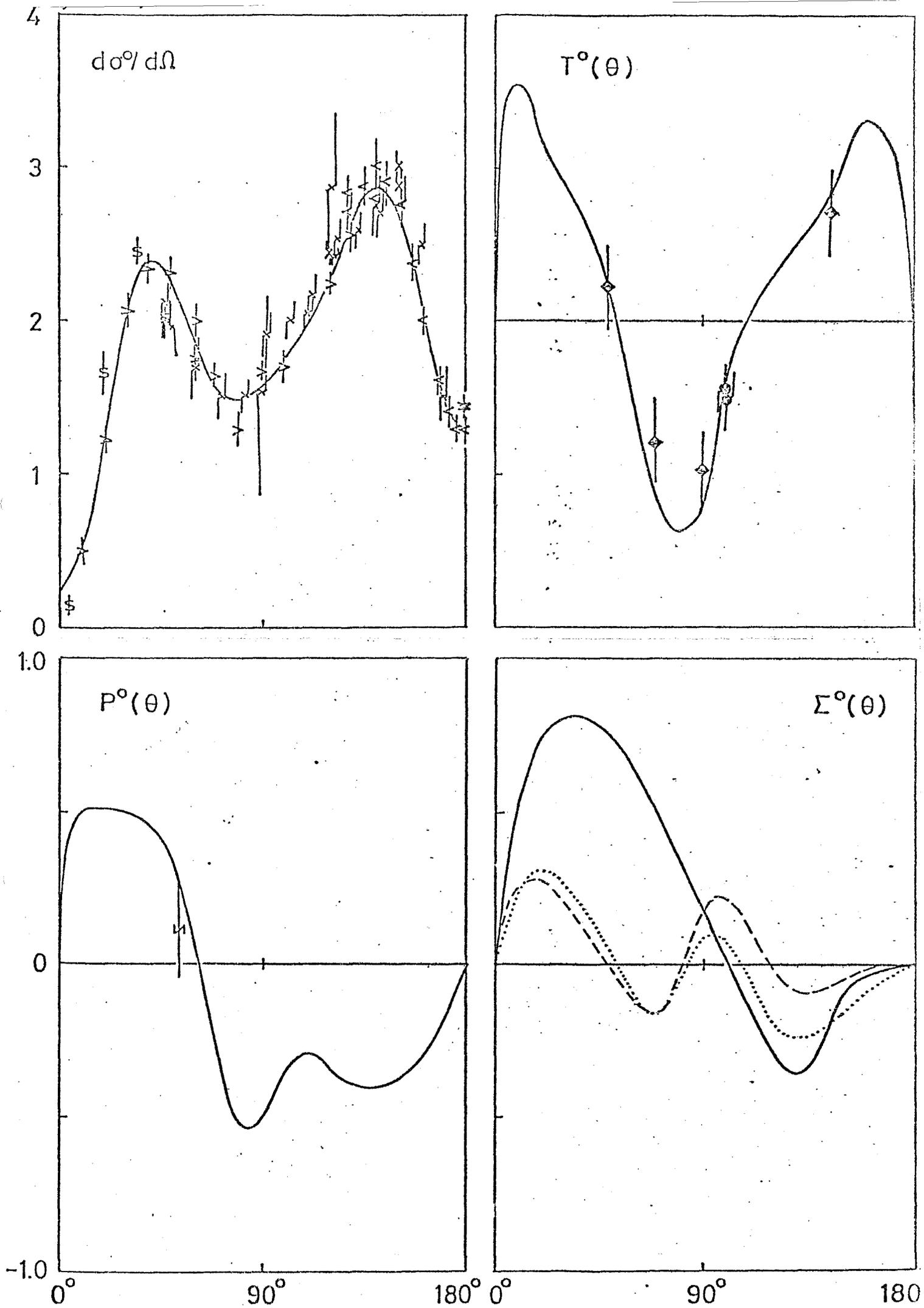
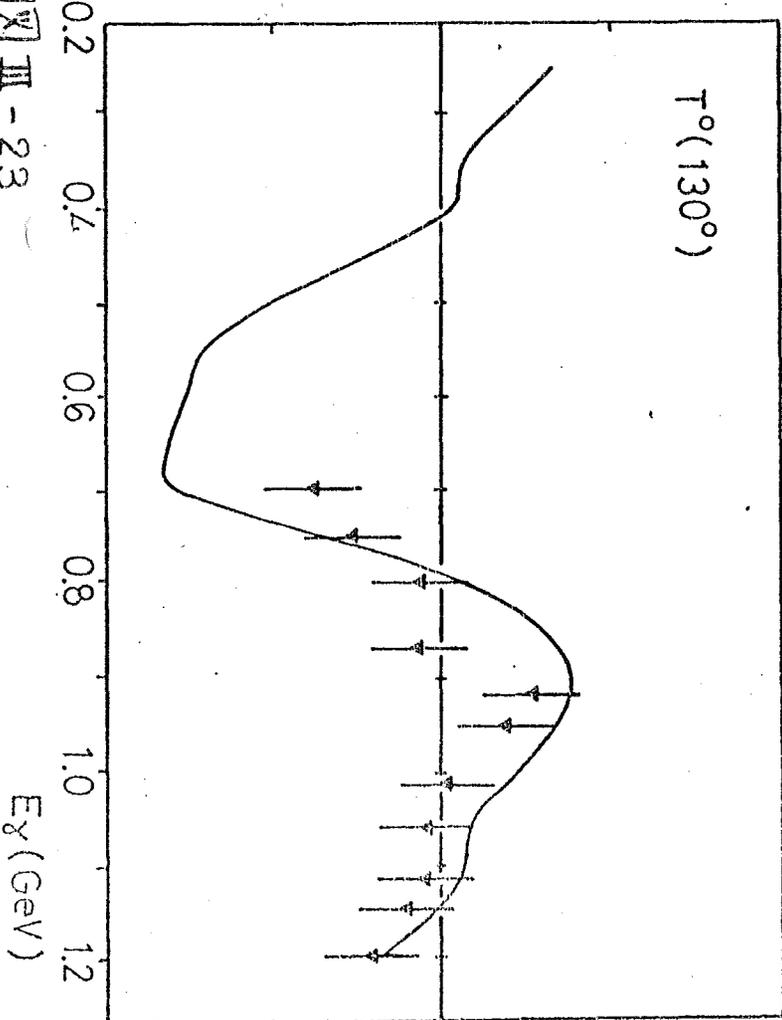
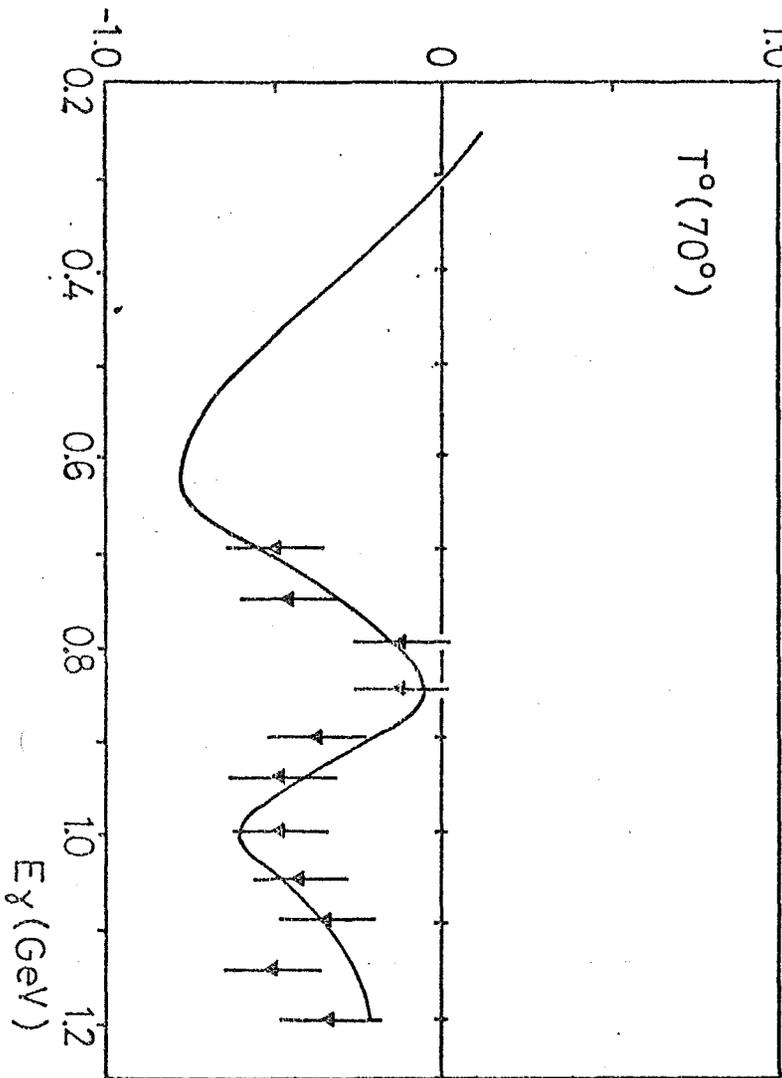
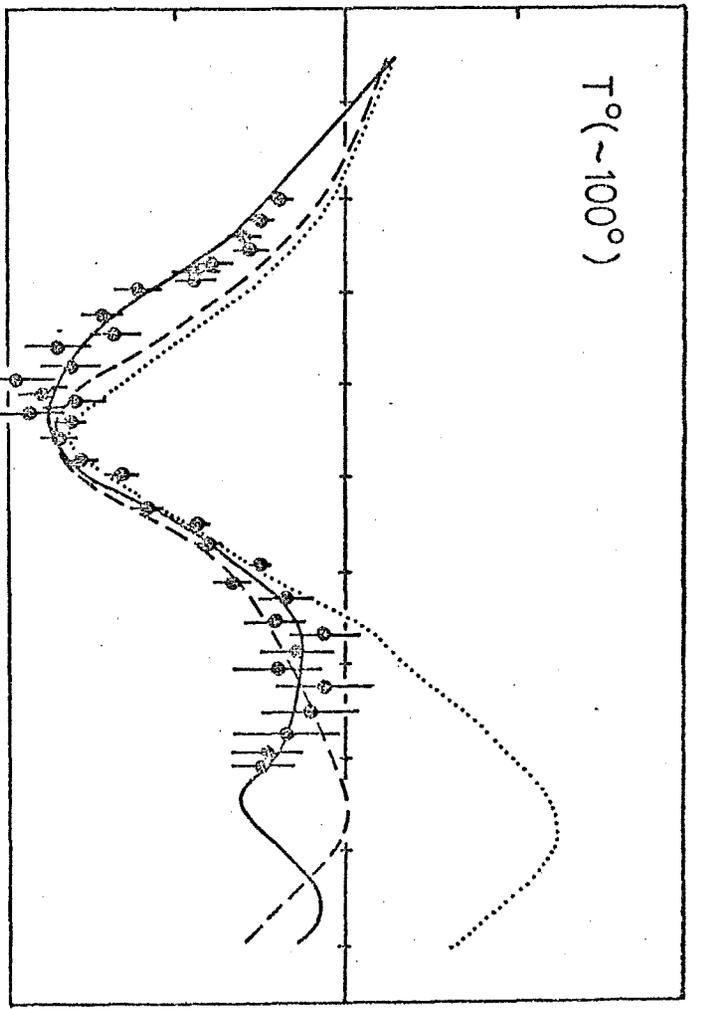
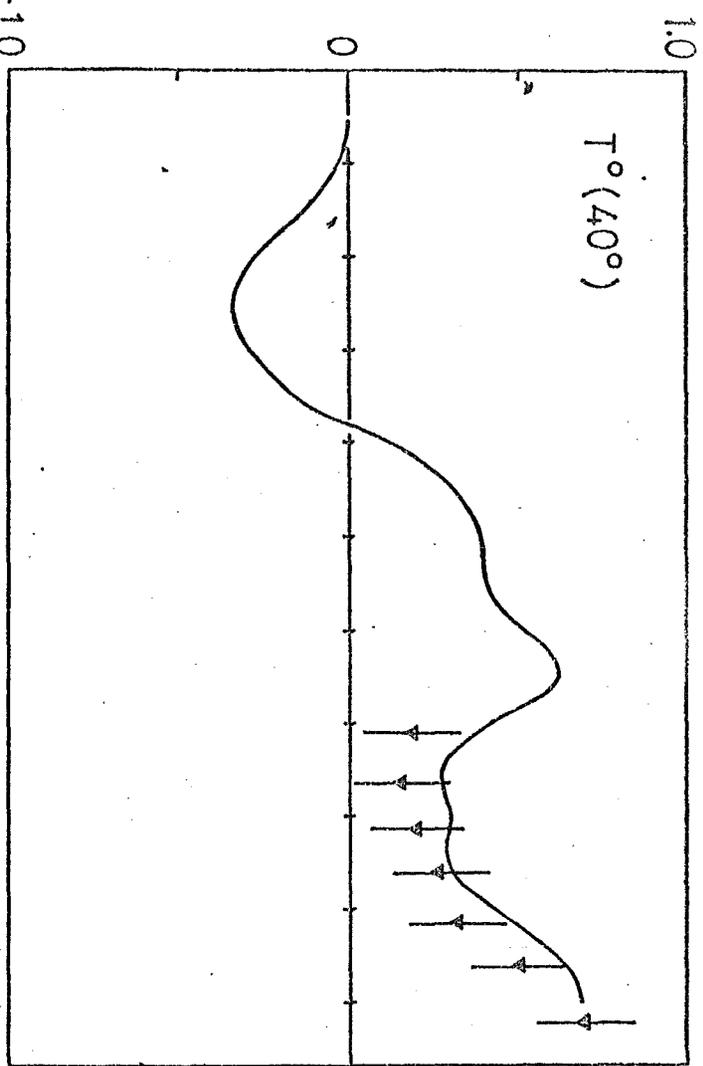
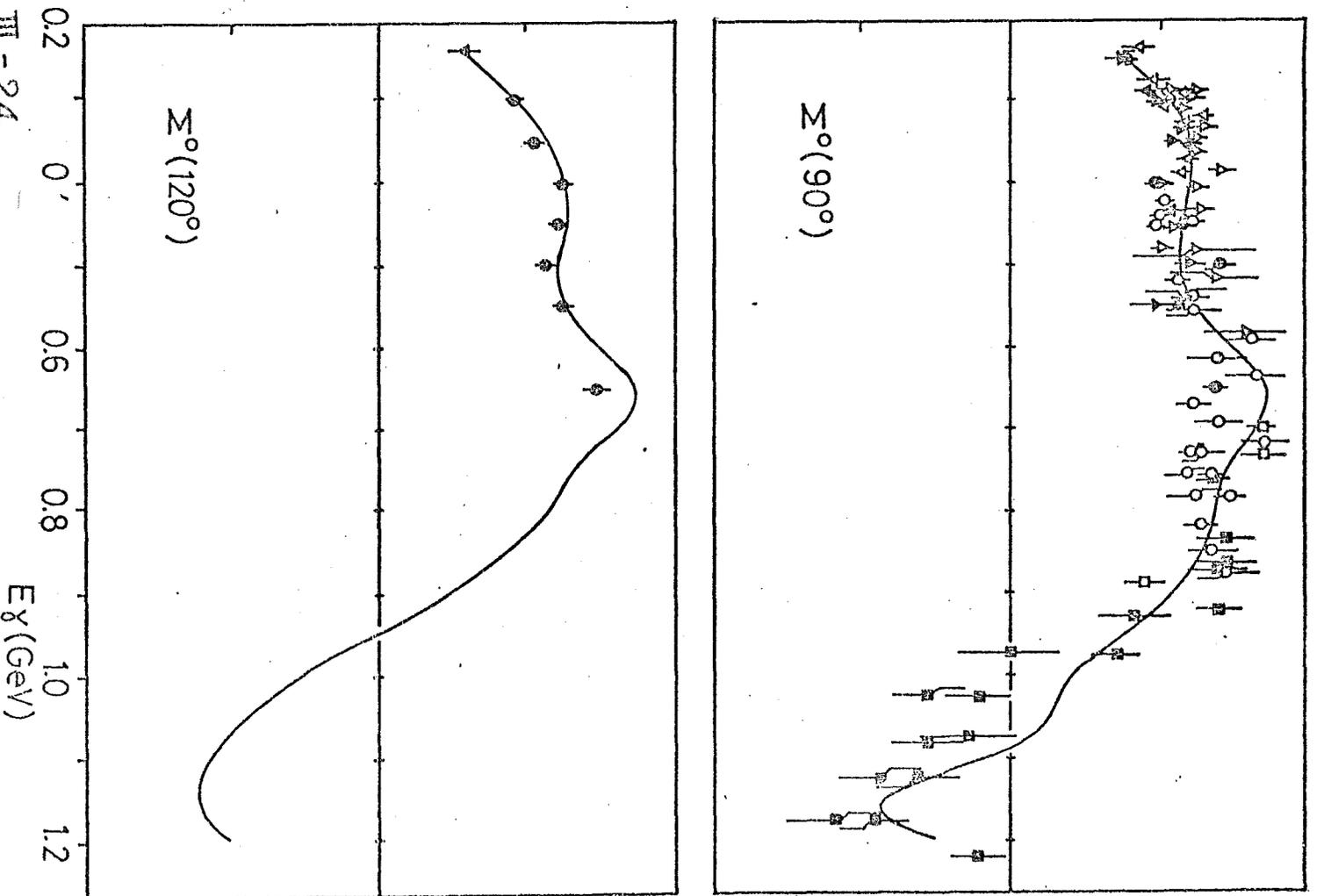
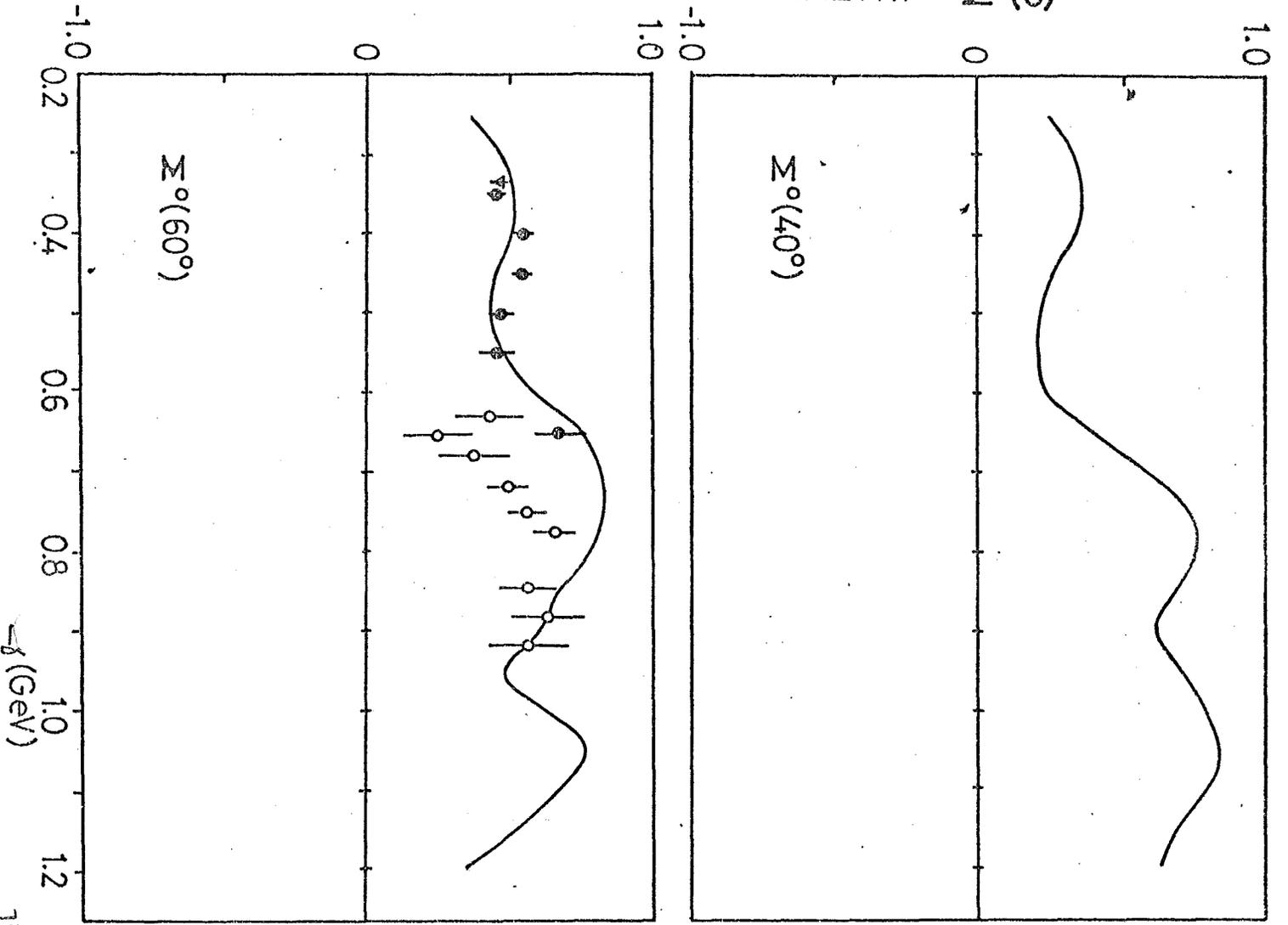


图 III-22.

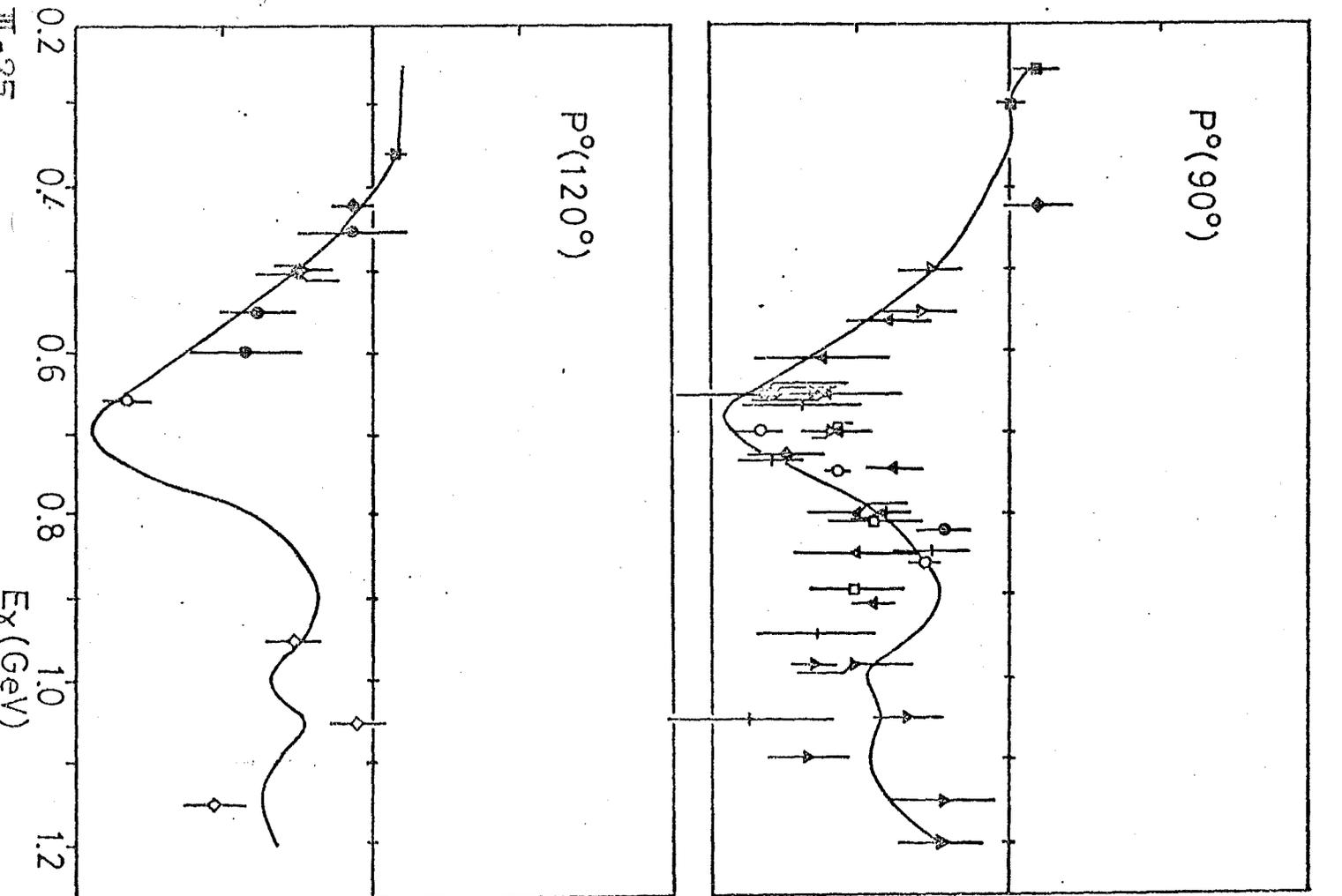
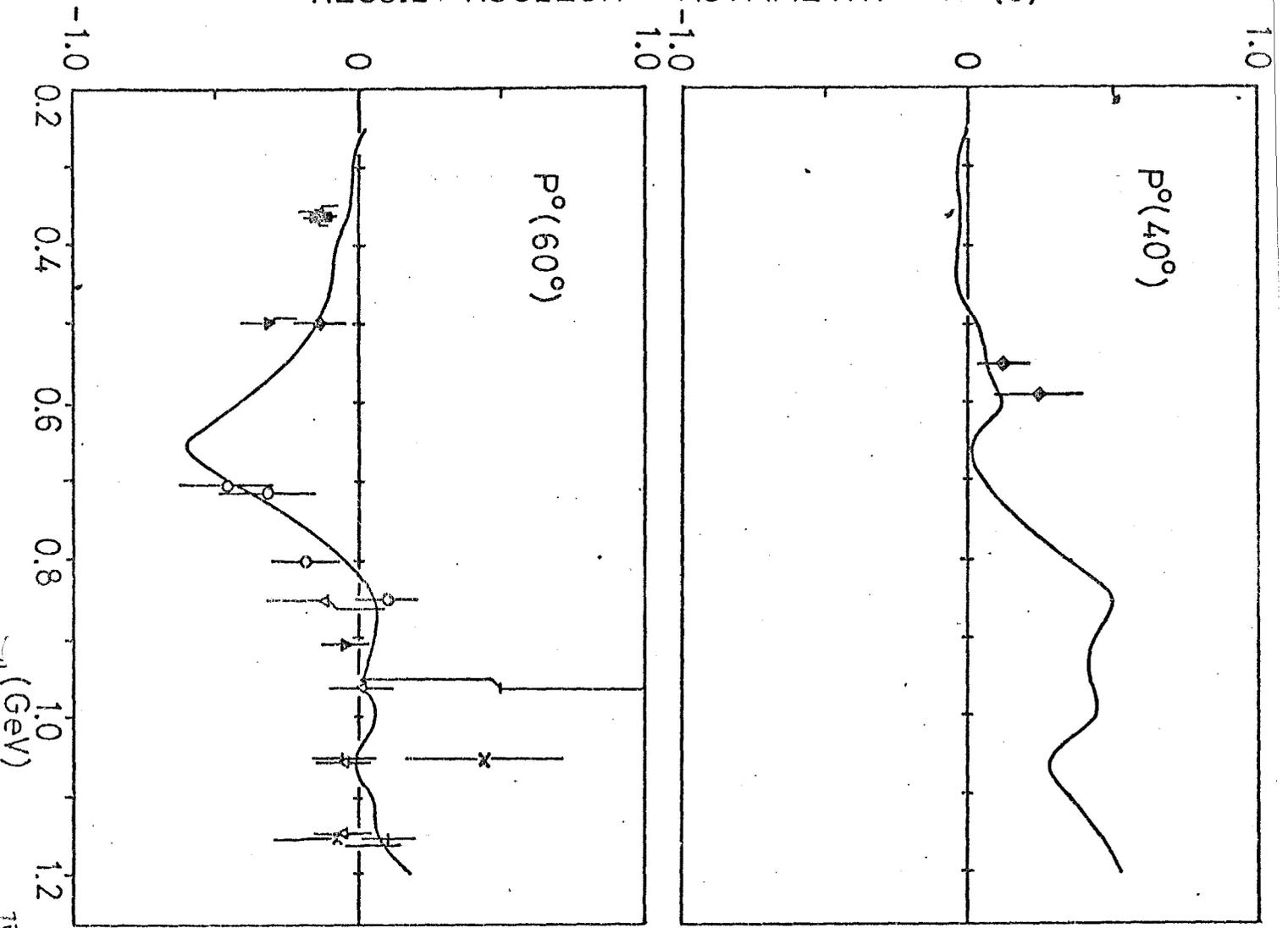
POLARIZED TARGET ASYMMETRY $T^\circ(\theta)$



POLARIZED PHOTON ASYMMETRY $\Sigma^\circ(\theta)$



RECOIL NUCLEON ASYMMETRY $P^{\circ}(\theta)$



ら、この解析は、1.2 GeV 迄の π^+ , π^0 中間子光
 衰壊の $d\sigma/d\Omega$, T, Σ , P のデータと従来の解析以
 上に良く再現していることが分る。

この解析の終了後に、新しい T, Σ , P のデ
 ータが、Stanford Conference (1975) [20] で報告され
 た。これらのデータと解析を行なうに用いること
 が出来る。この解析の結果が、これらのデータとどの程
 度予想出来る興味深いものがある。これはまた、
 この解析がどの程度確実であるかを知るための良
 い評価石でもある。新しいデータとこの解析に基づ
 いて予想値とを同じく図 III-12 ~ -25 にプロット
 した。

III-7. 議論と結論

A. 共鳴状態について

この解析では、共鳴状態の結合定数の初期
 値をランダムに変え、徹底的かつ組織的に解
 する深可方法をとった。しかし、最終的
 なフィットから得られた結合定数の解が

* 参考文献の脚註*を参照。

、これらの初期値から十分に動いたことと
 互をみると、初期化の選択が解に強く制約し
 たこととはなると予想する。

強靱な共鳴状態である、 $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1510)$,
 $F_{15}(1690)$, $P_{11}(1430)$, $S_{11}(1530)$ についても、その結
 合運動は非常に精度よく求まり、また同時に
 最近行われた他の解析結果と誤差の範囲内と
 よく一致する。この事実は、実験データか
 ら上の強靱な共鳴状態の振舞に因する限り、
 殆んど一義的に精度よく決定されたことと見
 られる。

小の共鳴状態についてみると、どの解析
 に認んでも、また十分に精度よく求まるに致
 した。特に、 $S_{31}(1634)$ と $S_{11}(1700)$ 並び
 に $D_{33}(1676)$ と $D_{13}(1705)$ の共鳴状態は、同じ全角
 運動量でも、しかもこれらの共鳴状態
 の質量は接近しているため、両者からのモード
 の分離が至すべく、この解析に認んでも
 同様の不確かさが生じたが、MWの解析と比べると、
 より精度よく求まることが見られた。

ゆえに、変と、 Γ 著者等の測定と肩を並べ、 Γ の測定データ [40, 41, 88, 89] が大きく貢献している。上記の様な共鳴状態の間の寄与の分離により確実に行うために、今後を増やして、 Σ, P の信頼性あるデータが必要とされる。

一方、I 章で提起した問題 —— $S_{31}(1634)$, $D_{33}(1676)$, $P_{11}(1718)$ 等の結合定数の解析値の MW と MOR 等の間の差の理由は、解析方法の相違によるものだろうか? —— については、この解析の結果から明らかに“否”と答えることが出来る (表 III-4. 参照)。

以下、いくつかの特長的な共鳴状態について述べてみる。

$S_{11}(1530)$: $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応の A_{0+} 部分波は、図 III-11 に示す様に低エネルギー側で大きな BG を示し、共鳴状態の寄与との分離が複雑であるため、変と、 Γ 著者の BG の小さい $\gamma p \rightarrow \pi^0 n$ 反応から求めた。BG の理由のさきについては、両反応とも保証されている。

著者等のデータに對し比較的良き再現性

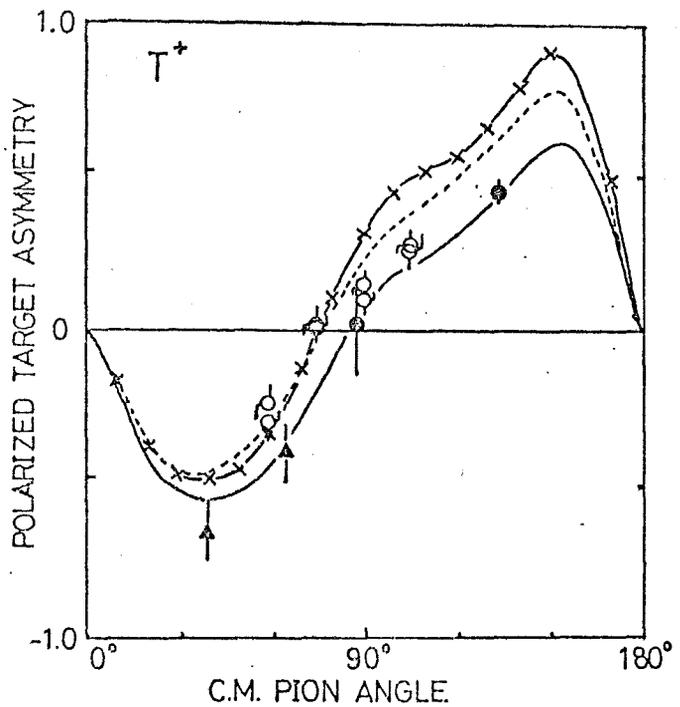
と示す MOR の解析が、 $\phi =$ 共鳴状態 ($E_{\gamma} \sim 0.8 \text{ GeV}$) が何故起こるのか? の原因は、 $S_{11}(1530)$ のあまりに小さい結合定数 — 本解析の 50% の値 — によると考へる。 $S_{11}(1530)$ の T に対する寄与を 図 III-26 に示すが、特に後述で強く加えることが分かる。

図 III-26.

$E_{\gamma} = 0.8 \text{ GeV}$ における

T^+ の角度分布.

解析の結果を(—)で示す。
 (-x-)は $S_{11}(1530)$ の結合定数を 0 とした場合の角度分布、(---)は MOR の値を示す。
 $\delta = 71^\circ$ は、そのほか参考文献 ϕ [38,41], δ [39,40], ϕ [20,21] に基づく。



$D_{13}(1510), F_{15}(1690)$: $\phi =$ 共鳴状態は

、 δ と 1 マハリシテ $1 - \frac{1}{2}$ 状態を励起する、
 (マハリシテ $1 - \frac{1}{2}$ 状態での励起) / (マハリシテ $1 - \frac{3}{2}$ 状態での励起) の比は、 δ の δ の -3% 及び 7% である。

$P_{11}(1430)$: この共鳴状態は、 $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 及び

に著しい影響を与える。即ち、 P 及び前方の T の値が、才 - 共鳴領域から才 = 共鳴領域にかけて急激に急激を示す (図 III-17, 19)。また、 90° より後方の T の値が、 $E_y \sim 0.6 G_e T$ 以下の範囲にわたる。

$S_{31}(1634)$, $S_{11}(1700)$: この解析によると、 $S_{31}(1634)$ 共鳴は、複雑相互作用を通じて始ると励起される。これは、DLR の解析結果と一致するが、MW 及び MOR とは異なる。結論として、後二者の解析では、 $S_{31}(1634)$ については十分な励起状態を見ることが出来る。

一方、 $S_{11}(1700)$ は、この解析の結果では $S_{31}(1634)$ よりもはるかに強く励起され、 $S_{11}(1700)$ と $S_{31}(1634)$ の結合定数の大きさの関係は、フォ - フ・モデルによる計算値と全く逆の傾向をもち (表 III-4. 参照)。

$D_{33}(1676)$, $D_{13}(1705)$: $D_{33}(1676)$ は比較的大きな結合定数にわたるが、 $D_{13}(1705)$ はほとんど励起されない。MW の解析は、両共鳴状態

とも励起を見出し、その結果、この結果が
 一々の不足によるものであろう。

P_{II} (1718) : この共鳴状態については、現
 在までのデータの解析相互の間の相違が大きい
 く、現在のデータ集積状況からはどの値が正
 しいか十分に信頼のかけられる議論は行えない
 。 この解析では、結合定数として -0.286
 \sqrt{b} を導き出したが、この値は最新の
 Crawford による解析結果と一致している。

この解析の結果と従来の解析と比較してみると
 (表 III-4.)、S₃₁ (1634) 共鳴状態を除いて、
 Crawford の解析値と全般的によく一致している
 。 しかるに、この二つの解析がそれぞれ異なる
 解析方法をとっていることは意味深い。

B. BG 挿入について

BG 挿入は、III-5 節で記述した制約条件を強
 く規制しているが、この解析では MW が用いた採
 用内挿法^{*}による強制的な内挿のしかたを得る
 方針を採用している。すなわち、 ω^2 の最小

* MW は最適化の過程の最終段階で、各々の小区間の BG 挿入の値を考慮し、
 それらを近似的に内挿のしかたに依り内挿法を設けた。

化によつて得らぬ長解をこの可換因子法を排
 除するに代り、より良いフィットを得る
 と共に、その際に来する多々のBGの長解——
 何れかではあるが、内挿公式による程平直
 である——によつて、これも何等かの物理的意味を
 示すものと考える。その結果、この解析の
 BG振中は全般的な振盪として、MWの解析値
 とよく似た傾向を持つている。この小2の
 長解は、MWの立場で考えると、結果として得
 らぬBG振中の不確実性であると考へざるを得
 ないが、しかしながら、BG振中の物理的意
 味が明らかでない現状に於ては、最適化
 された長と得らぬ長BG振中の値を修正する
 ための可換的的理由は稀薄である。
 この解析では、BG振中のこのように小2
 の長解が、階層定数の決定に与える影響
 は与えることはない。

MWの解析が指道された長據に、 A_{0+} , A_{1-} , B_{1+} , B_{2-}
 のBG振中の長解は、その対応するBORN項の
 奇号を部分的に打ち消す傾向を示す。

も、これらの部分波の BORN 項は、BORN 項全体の奇手の特徴をも主要な部分を占める。

MW と比較し、二、三の特徴的は BG 振中について議論してみる。

A_{0+}^0 ($0; \gamma p \rightarrow \pi^0 p$) の虚数部並に A_{0+}^+ ($\gamma p \rightarrow \pi^+ n$) の虚数部は、 0.6 GeV 以上の領域では MW の値よりはるかに小さい。この原因は、MW の解析では $S_{11}(1530)$, $S_{31}(1634)$, $S_{11}(1700)$ の共鳴状態の奇手と十分に分離できず、BG 振中中に居ると判断する。

A_{1-}^+ の虚数部も $\sigma =$ 共鳴領域付近で、MW の値は $-0.6 \sim -1.1 \sqrt{\mu\text{b}}$ 程も必ずではなく、 $-0.3 \sqrt{\mu\text{b}}$ の値と十分である。

小さな BG 振中ではあるが、 A_{2-}^+ の虚数部は $\sigma =$ 共鳴領域で例外的に急激な変動を示す。

しかし、他の虚数部 BG 振中は、ゆるやかな変動を示す。一方、虚数部 BG 振中は、共鳴状態の奇手と比較して小さく、これらの振舞を示す。

低エネルギー領域 ($E_{\gamma} \leq 0.45 \text{ GeV}$) では、 A_{0+}^+

, B_{1+}^+ , A_{1-}^+ , A_{0+}^0 , B_{1+}^0 の実験値は, Watson 定理を満すための比較的天きり BG 振巾値もろ, データの再現のために必要は役割を果している。図 III-27 に, S, P 波の位相差を示すが, BD の値とは全体的にさう一致を示し, Watson 定理をよく満たしている。

ほとんどの BG 振巾値は, エネルギー増加と共に, 単調に増加し, ρ の共鳴状態の奇数と同程度にふる舞うものもつ。この振舞は, 高エネルギー領域の BG 振巾は, 高エネルギーの π 中間子光線と支配する機構からの奇数, 例えはバクトル・中間子交換過程 — “duality” と見做し得るものからなるか — と反映している様に見える。

(付録 II が BG 振巾の物理的の意味について参考を行う。)

C. データ

微分断面積のデータとそれに対応するこの解析の結果のフィット曲線を図 III-12, 13 に示

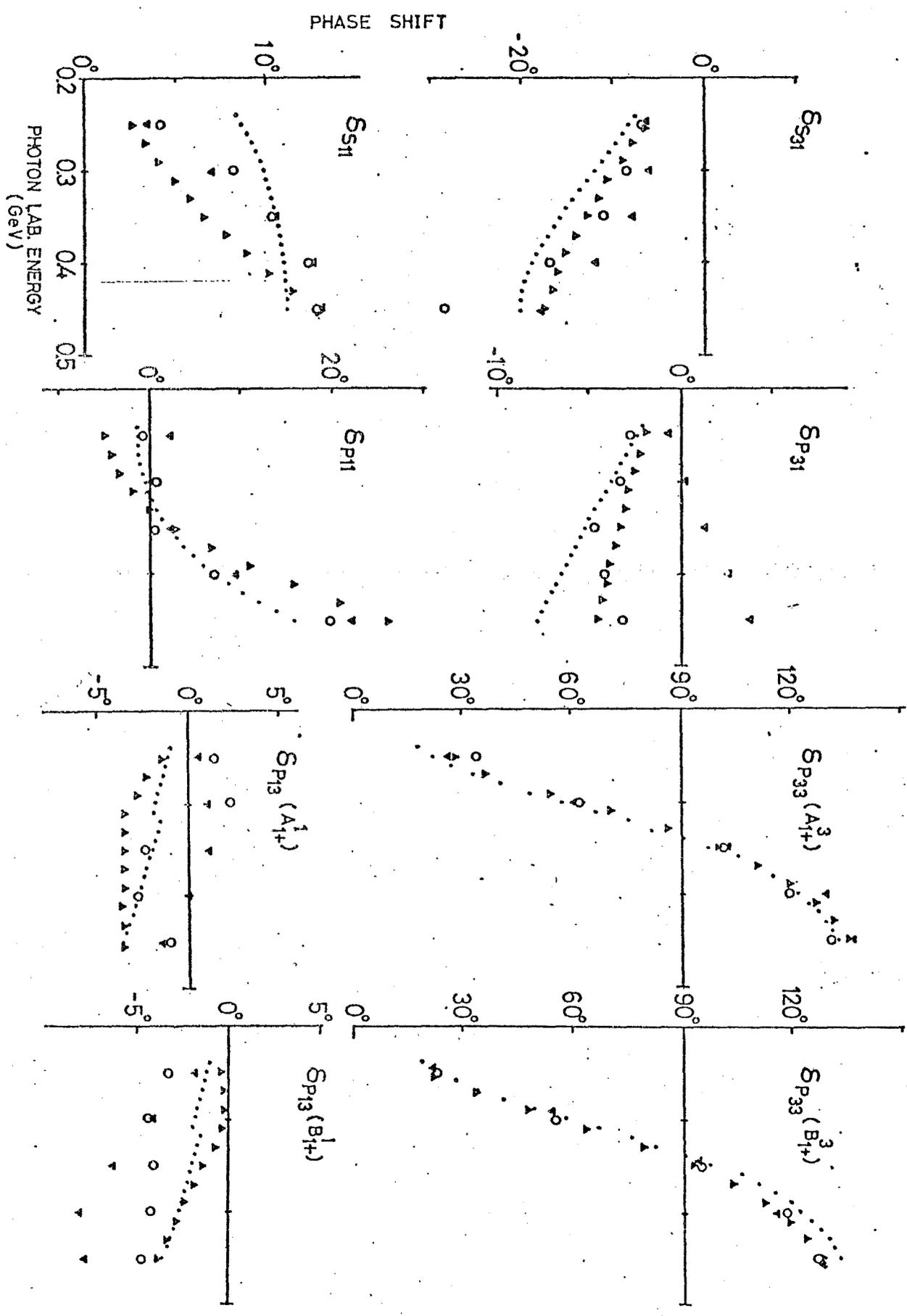


図 III-27. 各種の解析結果の位相差

○は本解析の値, △MOR[2], ▼MT[5], •BD[14]を示す。BD以外は Watson 定理を厳密に解析過程に取り入れたもの
 $A_{1+}^{1(3)}$ と $B_{1+}^{1(3)}$ の位相差が異なる。

可。再現性は全般的に良好である。1 の
 し、 $\gamma P \rightarrow \pi^+ n$ の $\theta^{CM} \approx 180^\circ$ の著しくまざるもの
 による "2-cusp" の振舞の再現性について、本
 解析では十分に注意を払ってゐる。

以下に述べたのは、本解析の重要な役割を具
 へた非対称度 T, Σ 並びに偏極度 P のデータ
 をつゝみる。

$$\underline{\gamma P \rightarrow \pi^+ n}$$

(i). 偏極タ-ゲット非対称度 T のデータ [38,
 39, 40, 41] によると、III-7. A の記述に依りて 0.8
 GeV 付近で MOR の予想値を示し後方の山を強く
 押さ込む必要があり、又この予想の誤りの原
 因は $S_{11}(1530)$ の違ひによる。

(ii). 偏極光子非対称度 Σ の角度分解は、Knieo
 達 [50] によるデータのみである。このデータ
 は、強誘電共鳴振中の決定に用ゐる可憐さ
 を示すが、また、 Σ BG 振中に訂正する制約条件
 のための、その詳細にわたる再現性はつゝを得
 らぬ可なり。データは、より多くの S 波
 の共鳴状態の寄与を要求する。

* $\gamma N \rightarrow \pi N$ 反応過程は、0.71 GeV にそのしきり値をもつ。よつて、この微分
 断面積は $S_{11}(1530)$ の励起のために入らぬともし、この影響が $\gamma N \rightarrow \pi N$ 反応
 過程、特に $\gamma P \rightarrow \pi^+ n$, $\theta^{CM} \approx 180^\circ$ の微分断面積の急激な変化と見出される。

(iii) 反陽核子偏極度 P の データ [52, 53, 54] は、 π^+ から π^0 = 共鳴領域への急激な急激を示しているが、この解析のデータに対する再現性は決して満足できないものらしく、MOR の MOR 同様の傾向のみが再現されに留まる。(図 III-19. 参照)。このデータを再現することは非常にむずかしい、この解析ではむしろデータの精度に十分なデータの疑問をもち得るを得る。(次節 D. 参照)。

今後の測定に視しては、精度のよいデータ特に、 T, Σ, P の極力における測定データが、解析に於ける不確定性を除くために追加される。

$\gamma P \rightarrow \pi^0 P$

この反応過程のデータ集積が、最も遅くであるが、0.4 ~ 0.6 GeV 領域の前方及び後方の微分断面積のデータのみが欠けていたため、解析の際の不確定性を除くのに欠けた感がある。

(ii) 0.7 GeV 以上の Daresbury ジェル-70 の実験データ [] は、 π^+ 光線と並んで解析に占める

T データを最も貴重なものとして。このデータは、T の角度分布が P と同様に系 60° 付近で零の値をもち、その前後で符号が反転する。また、このデータは、MWR の MOR の予想値が図 III-5 に示す様に全く検討は可能であることを指し示す。一方、両方の予想値と着者等のデータを比較するのは (図 III-4.)、0.6 GeV 以下の領域で約 50 MeV のずれが見られる。BD の解析結果との解析と MWR, MOR 両者の解析結果を比較すれば、 A_{0+} 振冲の値に大きなずれが存在し、上記のずれの原因であると判断される。即ち、0.6 GeV 以下では、MWR の MOR に見れば、 $S_{11}(1530)$ と $S_{31}(1634)$ の共鳴状態の寄与が互いに打ち消す傾向をもち、本解析では $S_{11}(1530)$ が主として寄与するだけの S 波の振冲を導かれる。

(iii) Granenko 達 [98], Knies 達 [96] により近距離測定された区間のデータは、MWR の MOR の予想値と幾分異なる角度分布を示す。即ち、エネルギーの増加とともに上流が前方から後方

へ移行して、 π の台形分布を示している。この解析では、上記の振舞を完全に再現する様勢の長が、二、三のエネルギーでは若干不十分である。

0.9 GeV 以上の領域において、本解析結果は前方ピークを予想している。この傾向は、MOR は全く存在しない。これより MOR の解析が 1.2 GeV 近辺で同様の振舞を予想しているのか、今後の実験による検証が期待される。

D. 解析結果と新しいデータ

前述のように、この解析が終了した後 "Lepton and Photon Conference (Stanford, 1975)" [20] に於いて新しい測定データが数多く報告された。以下では、そのうちのデータ [20, 21] と、特に T, Σ , P とこの解析の予想値を比較し、それから、若干の議論を行う。

- (i). Bonn グループは、0.7 GeV での T^+ の角分布を図 III-15 に示す如く非常に精度よく測定した。この解析の結果は図で見事にこの結果と

予想し、良く再現しており、後方における微小な盛り上がりをも予想することが出来た。

(iii) Danaburyゲル-フは、偏極 γ -ジェット月の偏極光子ビームの組み合わせの実験を行い、同時に T^+ , Σ^+ 並びに P^+ を測定している[20, 21]。

この測定データの特徴は、

① Σ^+ の値が、 0.7 GeV 以下の領域で従来のデータと比較する際に大きな値を示す。

これ、近年のKniez連[50]による測定データとは矛盾している(図III-15, -18)。その結果、 Σ^+ のデータは、 $0.45 \sim 0.7 \text{ GeV}$ の領域で大きく異なる二つの傾向をもつことになり(図III-15, -18)、 $S_{II}(1530)$ 共鳴の結合定数の決定には拙めり重要な問題である。

② C.が指摘した様で、 P^+ [52, 53, 54]データの再現が困難であった。この新しい測定データは図III-17に示す様で、従来のデータと異なる振舞を示すだけ、この解析の予想値に近づいてより好ましい傾向を示している。 T^+ , Σ^+ と比較するべく P^+ のデータも再現

出来ることから、このデータのうち Danobury
 データの方がより信頼性があると判断出来る
 であろう*。また、この解析が正しいに
 新1の P^+ データと合よく予想出来ること
 も、このデータの信頼性の有る判断である
 と考える。

(iii) 次に Khankov グループ等のデータ [20] も図
 III-14, -18 にプロットしておく。

全般的に、この解析の結果は、新1のデ
 ータと矛盾なくよく予想出来る、解析の妥
 当性、信頼性をよく示していると考える。

* $\gamma \rightarrow \pi^0 n$ の及跳核子偏極度 P^+ の測定は、複雑なともなう中性の核子
 自身の偏極度の測定よりも、中性子の偏極度の測定を直接必要とする
 偏極ターゲット及び偏極電子ビームの組合せ実験の方が、信頼性ある
 データが得られるかも知れない。

IV. お め り ぐ

本論文をまとめるに際し、共同宛驗者の
 P. Faller, 福島正己, 振川直顕, 梶川良一,
 森邦和, 甲西彊, 朴哲彦, 齊藤政音,
 鈴木史郎, 樽井音次, 八巻哲示, 松田武,
 水島健太郎, 徳田登の各氏の有益な助言と
 援助に対し、厚く感謝を申し上げます。

また、解析に際し、データ・バンクを利用
 させたコンピュータ京都大学の中村輝男氏はじめ
 め京大・高エネルギーグループの各氏、同じ
 く、計算に際し、計算機の利用に便義を計っ
 たコンピュータ原子核研究所・計算機センター
 の各氏に対し、厚く感謝を申し上げます。

付録 I. Walkerモデルの有効性について

この項は、現象論的の部分波解析のモデルは、1969年 R.L. Walker [6] が採用したもので、当時第一共鳴から第三共鳴領域まで被う唯一の解析であった。この解析の結果は、その後数年間、新しい実験データの振舞を全般的によく再現し、その信頼性を高めた。近年(1973~1975年)、精度のよいデータを、特に T, Σ, P のデータが系統的に測定されるに反して、解析の示す予想値とデータとの食い違いが表面化してきたこともあり、新しいデータを加えて同一モデルにもとづく再度の解析を Metcalf-Walker が行った。ところが、著者等が測定した新しいデータ $T^+(\sim 130^\circ)$ に関しても、MW も Σ も Walker 解析の結果の方がより良くデータを再現しており(図 III-1, 参照)(0.7 GeV 以下の領域について)、MW の再解析に問題を生ずると共に、Walker 解析はなお有効性を示しつづけている。Walker 解析は、全般的に 0.8 GeV 以下の領域

ゞデ-ラの振舞を比較的よく説明するが、
 以上のエネルギー-域では新しいデ-ラとの
 肩の違ひが大きい、その程有加ではなからる
 。 以上の故、 \therefore は

1. Walker解折が何故よくデ-ラの振舞を再現
 し得たのか？
2. より高のエネルギー-域に於いても、
 このモデルは有効性を発現し得るのか？
 という問題を考へてみる。

本文と重複するが、Walkerモデルを簡単に観
 てみよう。 元中同子光線と記述する振中
 A は、

$$A = A(\text{電氣的BORN項}) + A(\text{共鳴状態の寄与}) + A(\text{BG}) \quad (\text{付I-1})$$

と、三つの部分からの寄与から成ると考え、
 BG振中にも ———— その物理的意味は不同のまま
 ———— 単一項、 $A =$ 項以外のあらゆる過程か
 らの寄与を含まれ、デ-ラへのフックのハ
 ンマ-リと1を振う。 \therefore は割的條件は、
 BG振中の振舞が 与められ、かつ 急激に衰滅
する、というこのことのみを導求する。

I-1 Walker解析が何故よくデータの振舞を

再現し得たか？

以下では、本解析の準備段階で得た知識にもとづいて考察する。

すなわち、 $\pi^+\pi^0$ 終末の機構を単純化して、増強的BORN項と共振状態（0.7 GeV以下の領域では、 $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1510)$, $P_{11}(1430)$, $S_{11}(1530)$ のみである）のみから成ると考え、BG振動は無視する。従って振動Aは

$$A = A(\text{増強的BORN項}) + A(P_{33}(1232), D_{13}(1510), P_{11}(1430), S_{11}(1530)) \quad (\text{付I-2})$$

となる。上記の共振状態については、ほぼ1/2の性質が調べられつつある（表III-4）、結合定数の値はMW, MORを参考に1.4。（表付I

表付I-1 計算に便。結合定数

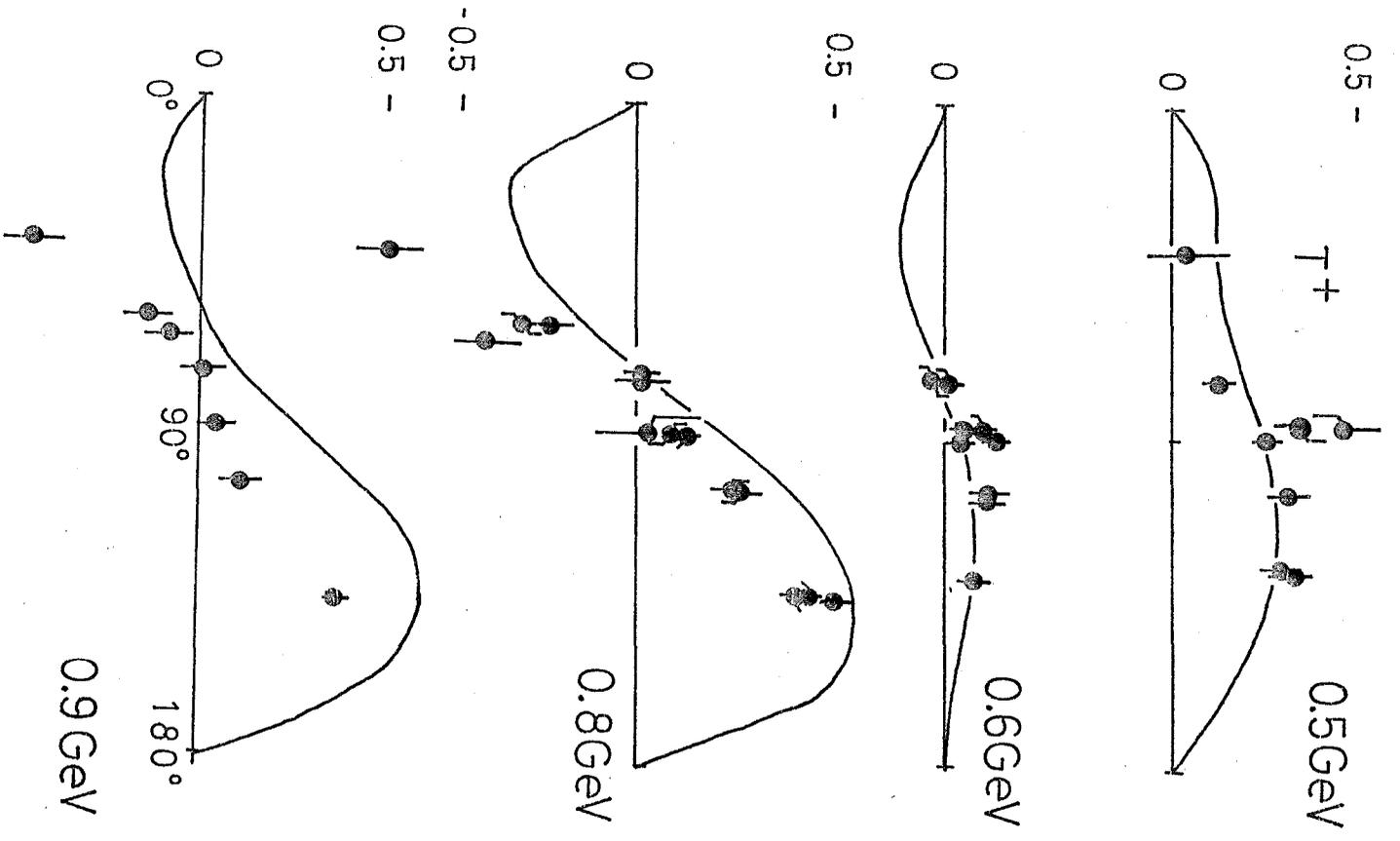
	$P_{33}(1232)$	$D_{13}(1510)$	$P_{11}(1430)$	$S_{11}(1530)$
$A_{\rho \pm}(\sqrt{10}b)$	-1.20	0.05	0.60	0.80*
$B_{\rho \pm}(\sqrt{10}b)$	2.52	1.51	—	—

* $\Delta\rho \rightarrow \pi^+\pi^0$ 終末の $T^7(\sim 130^\circ)$ のデータから、MW, MORと比較して結合定数の値を要求した。

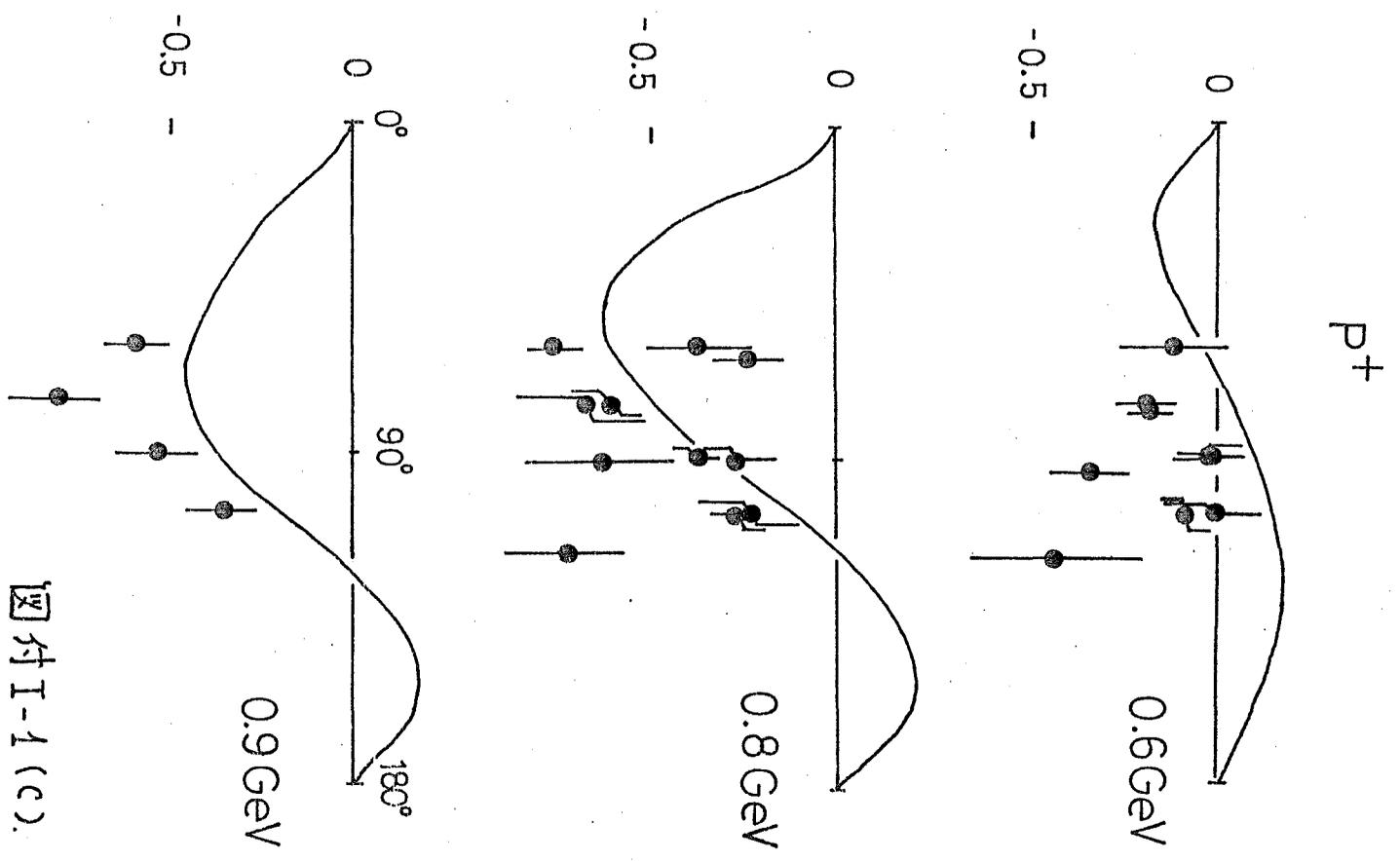
-1) 上記の条件のもとで計算、 κ オブ
 ーバブル (著者の同題意味が T, Σ, P の振舞に
 あること, Walker 解析のときではこれらのデー
 タが殆んど存在し得る。故に、現在でも $\frac{4}{3}\Omega$
 と比較し、場合分けのことで、解析間の相違が
 特にこれらの観測量に大きく反映される
 (こと等を考慮して、 T, Σ, P を比較する。) にデー
 タと共に図付 I-1. に示す。天体物理は設定条
 件にもよるが、全般的にデータの振舞を
 良く再現していることが分かる。(特に、
 図付 I-1 (b₅) の Σ^+ の再現性には驚く程である。)
 故の最適化による κ の努力を要する解析を
 行なうべくとも、データの振舞の天体物理はこ
 れで説明できる程である。このことは、BG 振
 中の奇与が小さい、要するに、BG 振中 は "バ
 ックグラウンド" という名に値し得る奇与のみ
 をもつと結論できる。

よって、上記二つの奇与を要するものと
 し、それに附加的に "バックグラウンド" と
 いう奇与を設けた Walker モデルは、この領域の π 光

POLARIZED TARGET ASYMMETRY



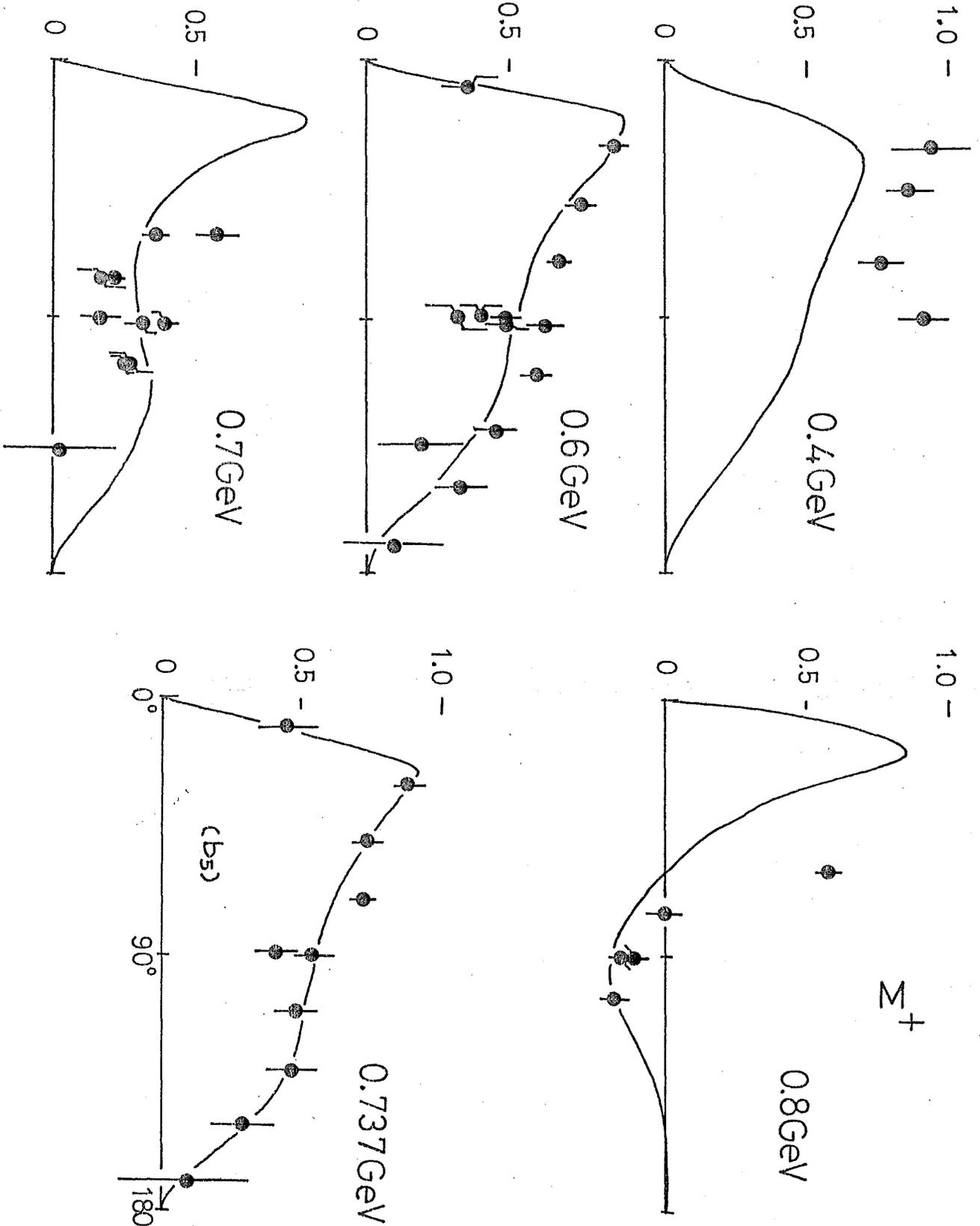
RECOIL NUCLEON POLARIZATION



図付I-1(a). データの区別は省略する。

図付I-1(c).

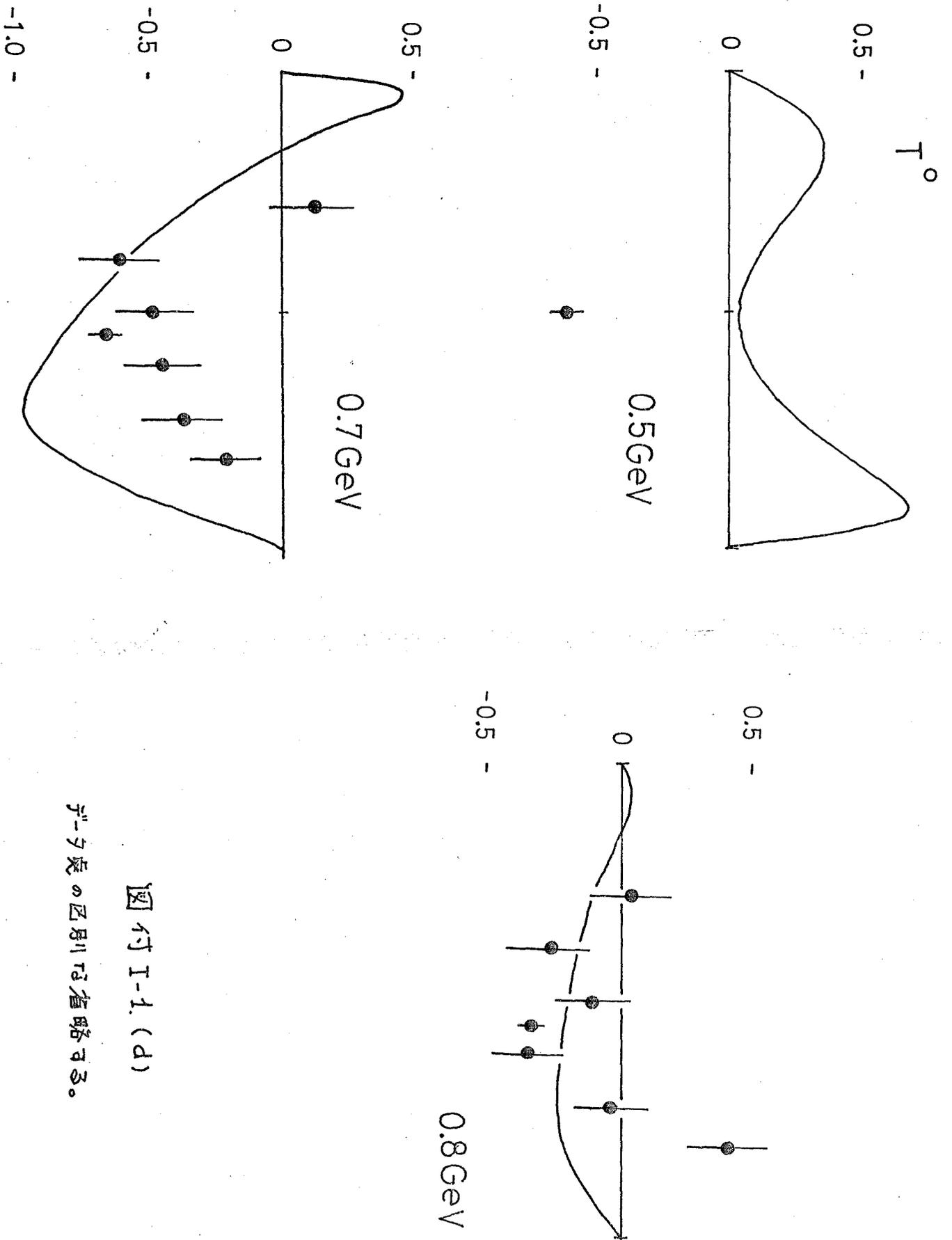
POLARIZED PHOTON ASYMMETRY



図付I-1(b)

データの区別は省略する。

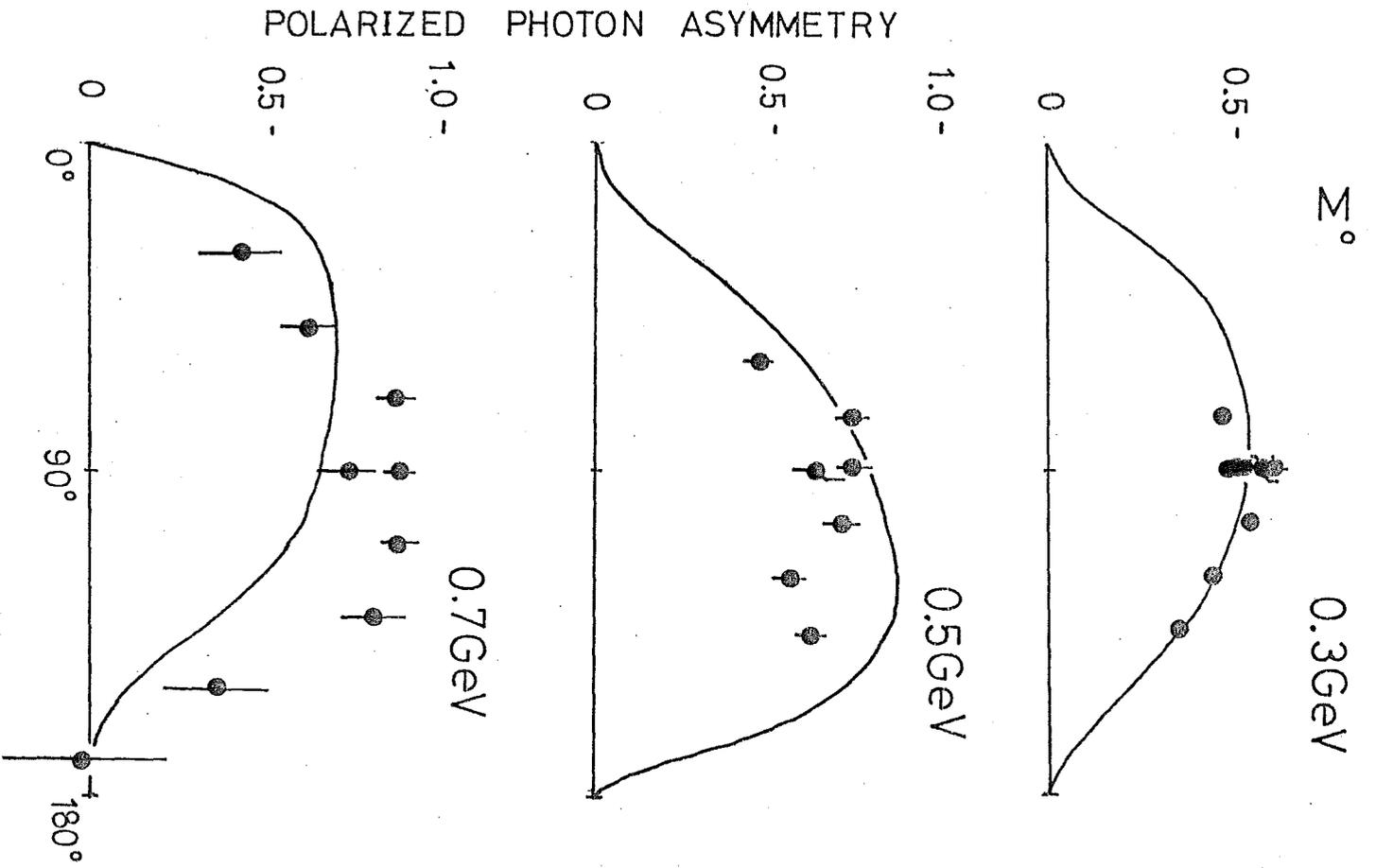
POLARIZED TARGET ASYMMETRY



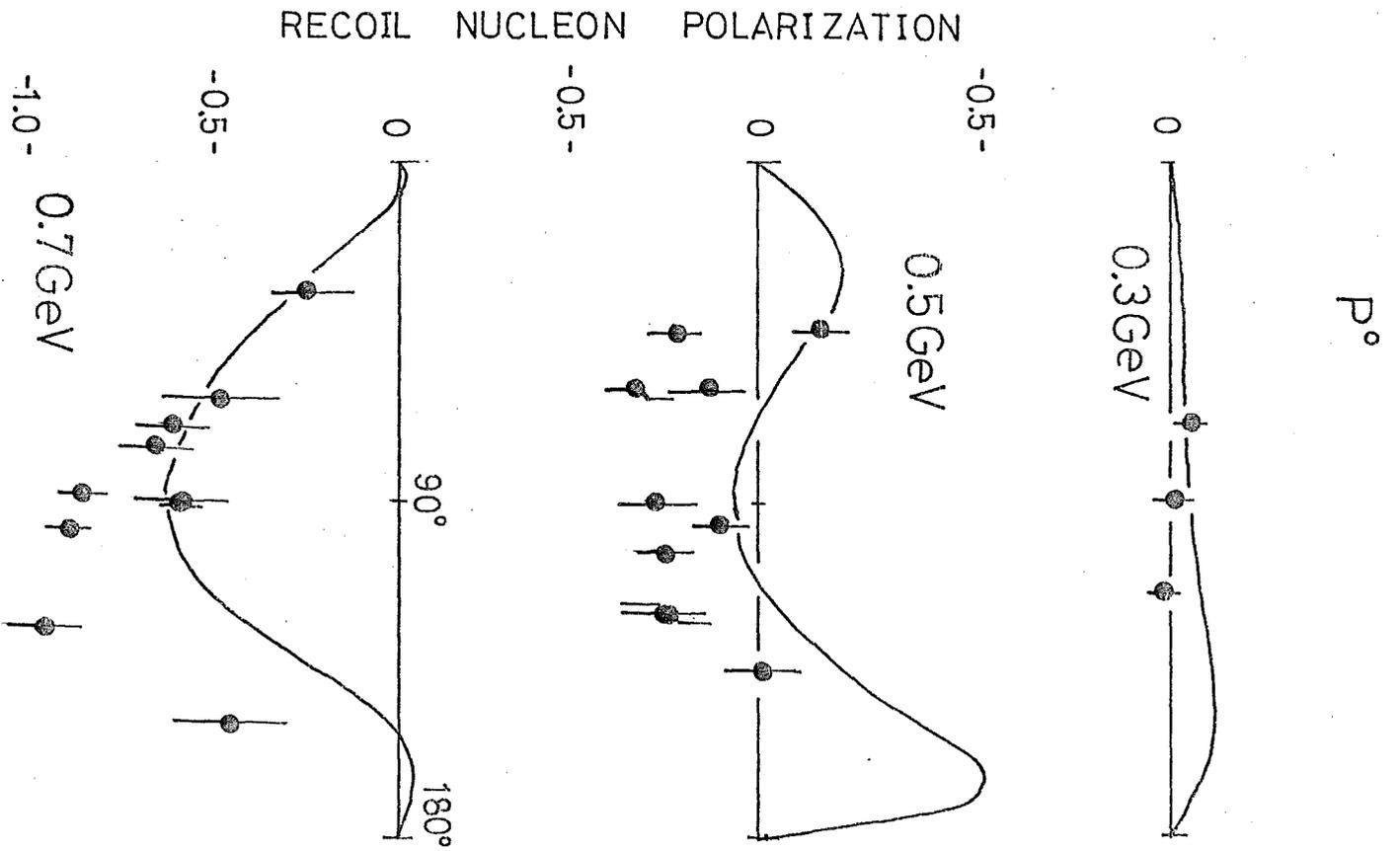
図付 I-1. (d)

データの区別は省略する。

図付I-1(e). データの区別は省略する。



図付I-1(f). データの区別は省略する。



付 6.

(2) 特に, $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ での再現性がよい。

これは, $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ での電氣的 BORN 項の寄与が
 大きくなり, かつ相対的に BG の役割が小さく
 なり全振幅中が π (付 I-2) で殆んど占められる
 からである。一方, $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ の Σ^0 の再現

性は良いが $E_\gamma < 0.6 \text{ GeV}$ では再現性が全般的
 に悪く, 特に T^0 が大きくなり要る。上記と同

様に考えれば, 電氣的 BORN 項が π^+ の場合に
 大きくなり, 相対的に BG の役割が重要になり
 ためである。また, Watson 定理の要求か

ら, 低エネルギー領域での BG は比較的大き
 なる値が必要になる (表 III-5 参照)。

以上の簡単な仮定条件にも関わらず,
 での振幅の良い再現性が得られることか
 ら, 我々の主要な共鳴状態の効果が, 十分で

表 III-5 Walker の結合定数 [6]

	$P_{33}(1236)$	$D_{13}(1519)$	$P_{11}(1471)$	$S_{11}(1561)$
$A_{\pm}(\sqrt{4\pi})$	-1.00	0.20	0.25	0.65
$B_{\pm}(\sqrt{4\pi})$	2.43	1.32	—	—

** $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 過程の電氣的 BORN 項は, π^0 中間子交換過程が主。

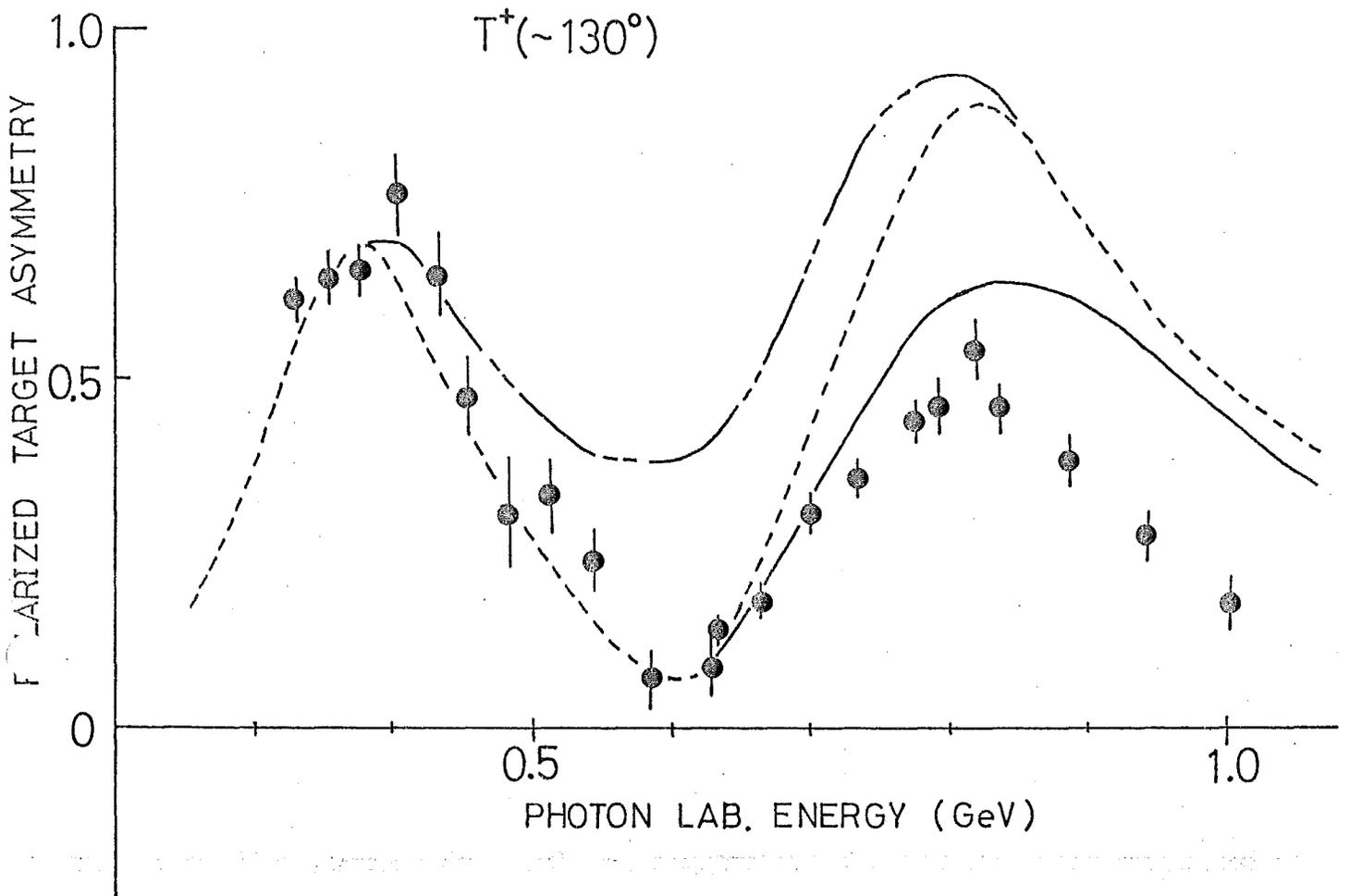
*** 同等の再現性が, $\gamma n \rightarrow \pi^+ p$ 反応過程についても成立するかどうか
 は疑問である。

バブルに對するなどの様に反映しているのか？と知ることができ（図付I-2.を参照），逆にどの領域のオブザーバブルを戻験測定すれば，より有効な推測ができる。

I-2 より高エネルギー領域における

このモデルは有効性を発現し得るか？

$E_\gamma > 0.8 \text{ GeV}$ の領域になると，Walker解析は信頼性を失う。その故，この問題を考えるには，同一モデルによる本解析並びにMOTの解析が参照になる。その結果，高エネルギー領域の共振状態についての不確実性を減らすことになり，BGの寄与が小さくなることになり，信頼性喪失の原因とされる。両解析結果は，BG振動がエネルギーとともに増大し，“バックグラウンド”として扱えられなくなることを示し，より，Walkerモデルの有効性を保証する第一の基礎が——BGは“バックグラウンド”として扱える——崩れる。しかし，このモデルが高エネルギー領域に適用できるかどうかは不明



図付I-2. $T^+(\sim 130^\circ)$ [8] のデータとその振舞の意味

(— — —) は 電氣的BORN項, $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1510)$,

(- - - -) は " " " " $P_{11}(1430)$

(— — —) は " " " " " "

$S_{11}(1530)$ の寄与のみによる計算値。結局定数は、表付I-1の値である。

このことから、 π - π 共振付近 ($\sim 0.4 \text{ GeV}$) でのデータは、電氣的BORN項と $P_{33}(1232)$ の干渉によってまじりあっていることが分かる。同様に π - π 共振付近 ($\sim 0.8 \text{ GeV}$) でのデータも、電氣的BORN項と $D_{13}(1510)$ の寄与の干渉によることが分かるが、 $S_{11}(1530)$ の寄与が重要である。

また、 $\sim 0.6 \text{ GeV}$ での谷状の振舞は $P_{11}(1430)$ の効果であることが分かる。

く、この場合才₃の基本設定と1₂のBG振巾に對する制約条件が不足く解析に反映さへるものと1₂導び上か₃なる。制約条件は、BG振巾Eエネルギーの間接と1₂厳限にその振舞E規定1₂の₃なく、あくまでも定₃4的₃もの₃あり、解析過程にその不確定さ₃が不足く問題となる。

高エネルギー域のBG振巾は、当然BORN、共鳴以外のその領域E支配する機構からの寄与と表わ1₂は₃ず、Walker解析では避₃き₃BGの物理的意味の検討E通1₂、このモデルの有加₃を再び取りもど₃ことが出まると著者は考える。要するに、

$$\begin{aligned}
 A &= A(\text{通常のBORN項}) + A(\text{共鳴状態からの寄与}) + A(\text{BG}) \\
 &= A(\text{通常のBORN項}) + A(\text{共鳴状態からの寄与}) \\
 &\quad + [A'(\text{才₃の過程からの寄与}) + A'(\text{BG})] \quad (\text{付I-3})
 \end{aligned}$$

高エネルギー域が主要な役割E果す才₃の過程からの寄与E、従来のBG振巾(A(BG))から分離1₂、BGを従来の"バックグラウンド"(A'(BG))に還元し、その制約条件が不足く解析過程に

影響は、この様にふるまうことである。 BGの物理的内容——オミの過程——について、本解析の結果にもとづいて付録IIを参照する。

付録II. バックグラウンド振動について

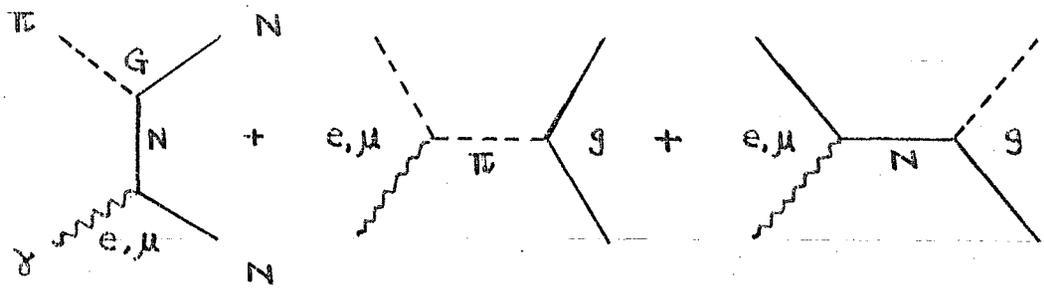
共鳴状態の振動を Breit-Wigner 関数で表示するが、BG振動はその関数表示の補正部分を含まずと共に、“確率的 BORN 項”並びに“共鳴状態”を理由として、この過程からの寄与を荷するはずである。 Isobar model の観点から、“確率的 BORN 項”、“ t -チャネル・ベータ粒子中子 (p, ω, π, \dots) 交換過程”^{*}、“ u -チャネル・核子共鳴 ($P_{33}(1232), D_{13}(1510) \dots$) 交換過程”^{*}が候補に上がる (図付II-1.)。

一方、この解析と MW の BG 振動の特徴を列挙すると、

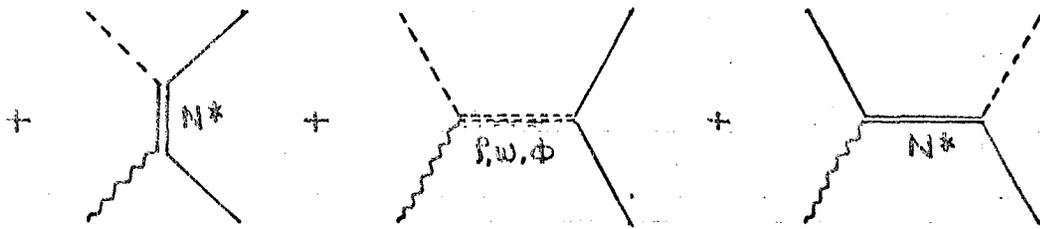
- (i) 両者の振動の関数形を眺めれば、その絶対値は全般的に低エネルギー領域で小さく、盛り上りを (特に、低い角運動量の部分

* BORN 項の π 、核子交換 (図付II-1.(a)) の高次の項として、 p, ω, π が N^* 交換が考えられる (図付II-1.(c), (b))。

付 10.



(a) 電氣的(e), 磁氣的(μ) BORN項



(b) 共振過程

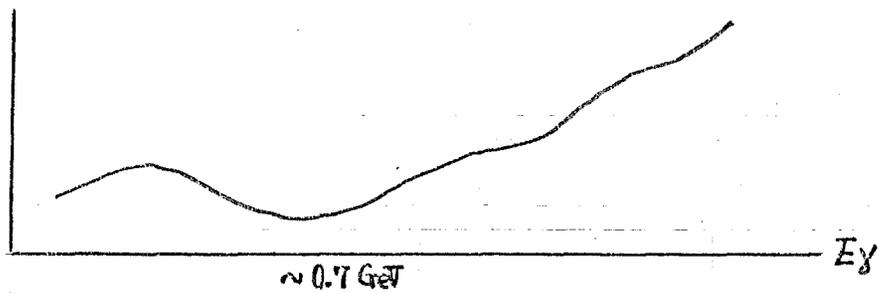
(c) ρ, ω, φ 中間子交換過程

(d) 核子共振交換過程

圖付 II-1.

波の) 示し, 高エネルギー一極のエネルギー
 と共に増加する傾向をもつ (図 II-2)。

|BG振中の振幅部|



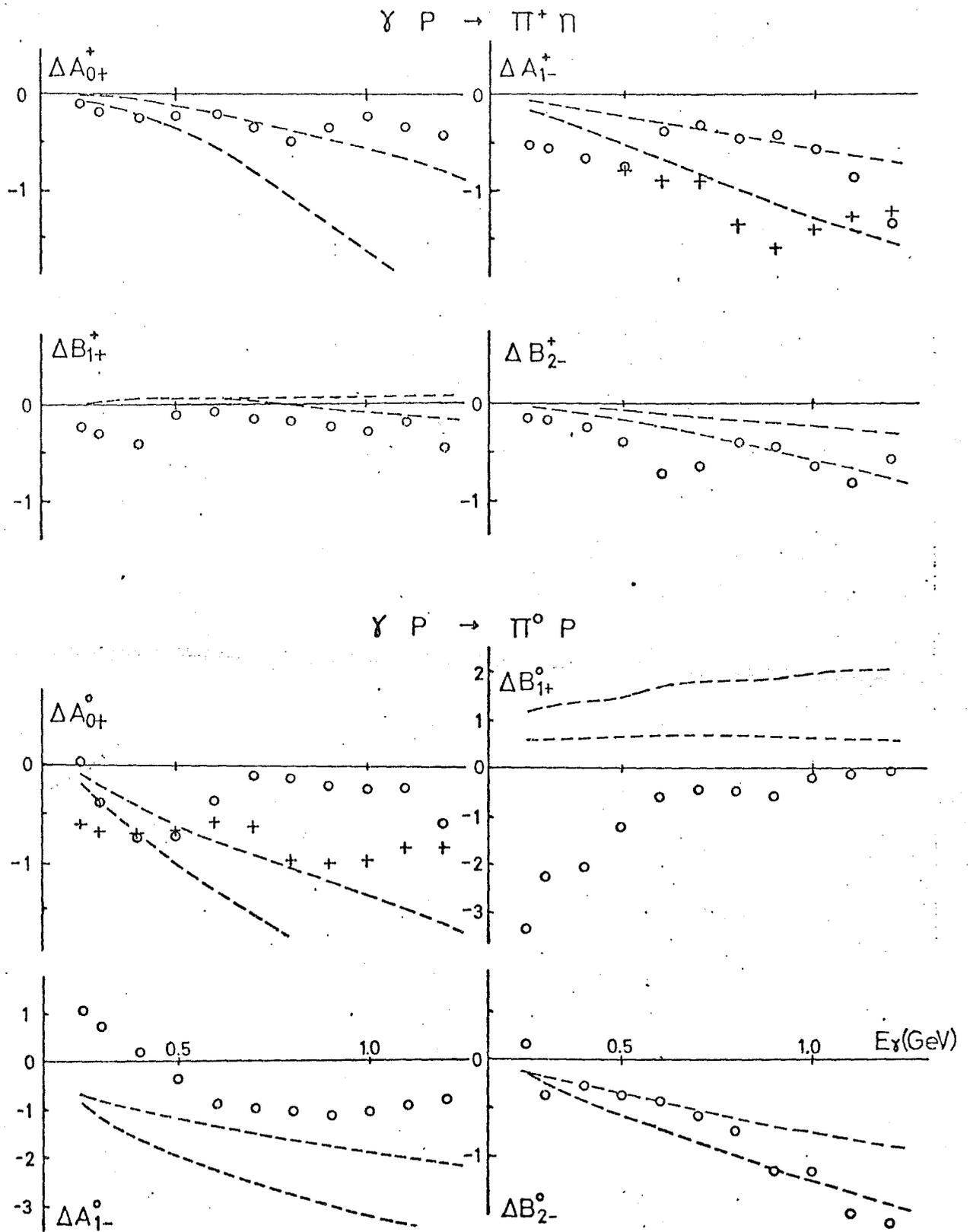
圖付 II-2. 振幅部のBG振中の一般的様子.

(ii) 虚質的 BORN 項と部分波展開との間、 A_{0+} , B_{1+} , A_{1-} , B_{2-} 部分波の虚数部がその主要な寄与を占めるが、同様に BG 振中の A_{0+} , B_{1+} , A_{1-} , B_{2-} の虚数部も比較的大きな値を持ち、この部分の寄与を一部分打ち消す様に反対符号を示す (図付 II-3)。

(iii) (ii) 以外の部分波の虚数部 BG も、虚質的 BORN 項の寄与を打ち消す傾向を示すものもある。

(iv) BG 振中の虚数部は、虚数部に比べてはるかに小さく、振中の虚数部は共鳴状態の寄与で始ると占められるという最近の解析の結果を支持する。

上記の特徴から、BG 区次の様に取り扱ひ、その物理的意味を考察する。即ち、(i) の指通は、約 0.7 GeV 環境に、 $1 \sim 2$ 低エネルギーと高エネルギーでの BG の原因を、要する過程からの寄与と、 $1 \sim 2$ である。(ii), (iii) は虚質的 BORN 項の取り扱ひの不当なことを指通するものと $1 \sim 2$ である、Isobar model の立場に立ち、他の過



図付II-3. 電氣的BORN項, BG振中, VME の比較.
 ○は (BG振中)/(電氣的BORN項), (---)は (VME)/(電氣的BORN項) の比を示す. (---)は結合定数の違いがあるので, 最大・最小の比を示すものEプロット1枚. +は BG振中にM_Wの値を用いたもの, ΔA₁₋⁺, ΔA₀₊⁺のBG振中の値が本解析と大きく異なる.

付12.

程の寄与を認めらるゝと居える。

従つて、この主題は、高エネルギー一階でのBGの交換節の物理的意味を探討するに与らる。オ-チャ-ネル・バ-トル中間子(f, ω, ϕ)交換の過程は、この問題に對して意味ある指適を行ふ。

II-1. BGとバ-トル中間子(f, ω, ϕ)交換過程
 π 中間子交換の次に及ぶに關する高次の成分とて、バ-トル中間子交換(質量の輕い中間子 f, ω, ϕ を対象とする。)(PMEと略す)の過程を居える。量子数の異つにより、 π^+, π^0 光線に關する粒子は異なるが、CGLN型の振中を表示すれば

$$F_{\pi^+} = \sqrt{2} \cdot F^f \quad (\text{付II-1})$$

$$F_{\pi^0} = F^f + F^\omega + F^\phi \quad (\text{付II-2})$$

右邊の添字は π^+, π^0 光線とて、右辺右肩の添字は f, ω, ϕ 中間子の寄与による振中を示す。

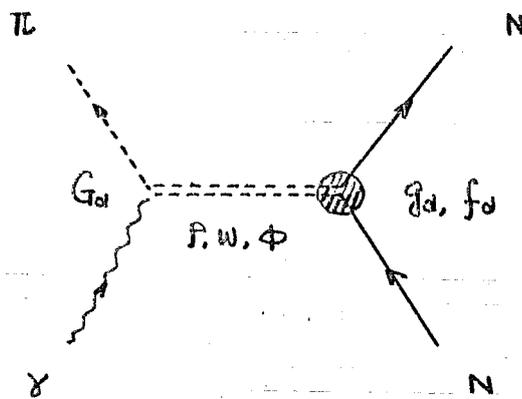
この振中は、CGLN表示に従えば、次の4つの独立成分から得る。

付 13.

$$\mathcal{M}^d = i(\phi \cdot \epsilon) \frac{2g_d}{g_R} + \frac{(\phi \cdot \epsilon)(\phi \cdot \epsilon \times \epsilon)}{g_R} \cdot 2g_d$$

$$+ \frac{i(\phi \cdot \epsilon)(\phi \cdot \epsilon)}{g_R} 2g_d + \frac{i(\phi \cdot \epsilon)(\phi \cdot \epsilon)}{g^2} 2g_d \quad (\text{付 II-3})$$

ここで、 ϵ は光子スピンのベクトル、 ϕ は核子スピンのパリティマトリックス、 ϵ は入射光子及び π 中間子の運動量ベクトルを示す。 f, ω, ϕ は、核子との間に (NVN) 、ベクトル型 (g_d)、テンソル型 (f_d) の結合定数である (d は f, ω, ϕ に対応する添字)、 \mathcal{M}^d (付 II-3) の各項 \mathcal{M}_i^d ($i=1, 2, 3, 4$) は、ベクトル型・テンソル型の結合に対応して各項 \mathcal{M}_i^d である。(図付 II-4.)



図付 II-4. VME の過程と結合定数

詳細の計算式は参考文献 [115] に譲る。

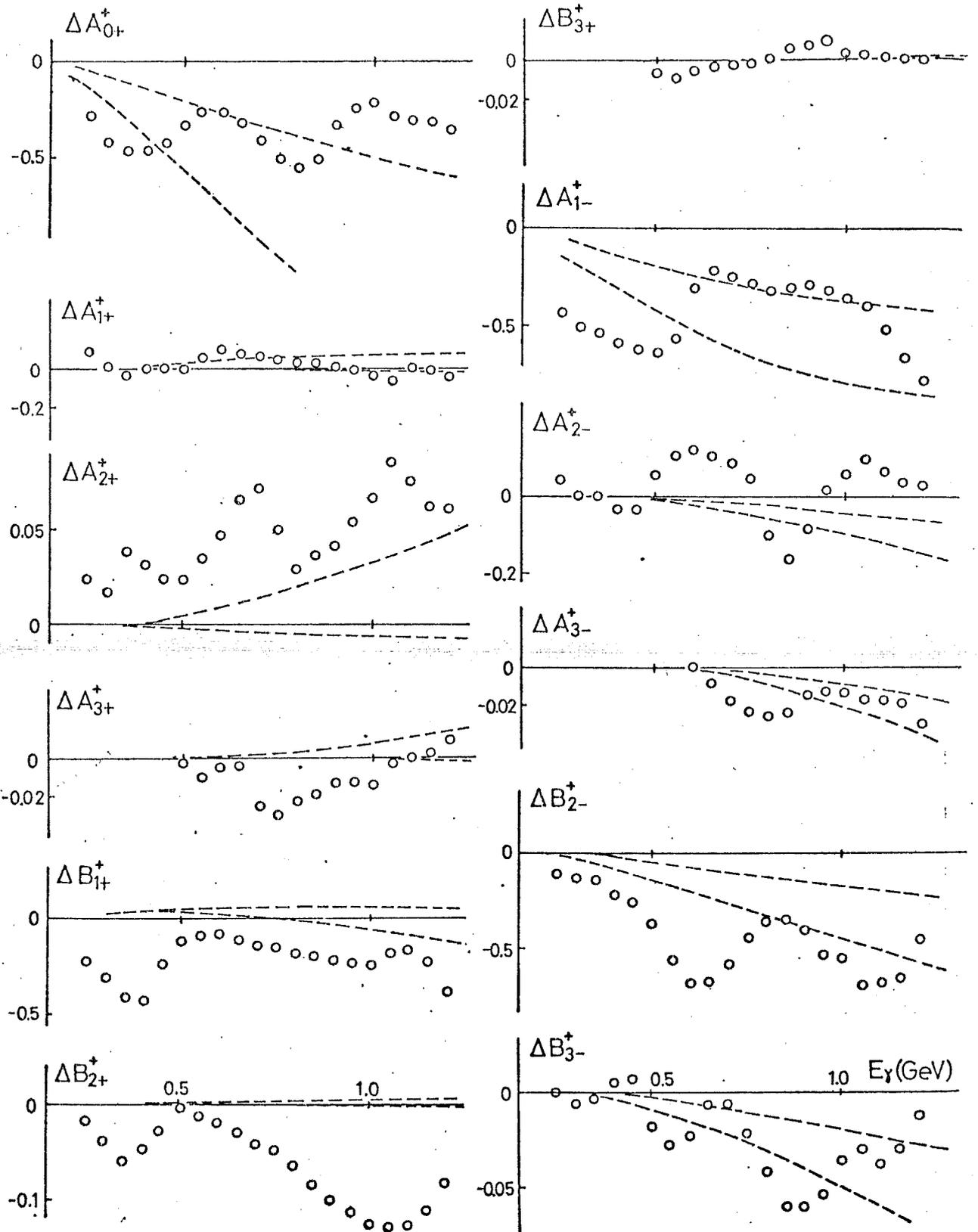
VME の寄与と部分波展開、の結果を、各部分波について、BG振中と比較し、その式を図付 II-5 である。この VME の寄与の計算で用いた結合定数の値を表付 II-1 に示す。

表. 付 II-1 G_v, g_v, f_v の値 [115]

	Köpf & Söding	Bugg	Ueda & Green	Scatti & Wong
$G_p \cdot g_p$	0.913	1.13	0.737	1.40
$G_p \cdot f_p$	1.52	2.84	1.76	5.18
$G_w \cdot g_w$	3.00	5.07	3.90	2.30
$G_w \cdot f_w$	0	0	0	0
$G_p \cdot g_p$	0	0	0	0.37
$G_p \cdot f_p$	0	0	0	0

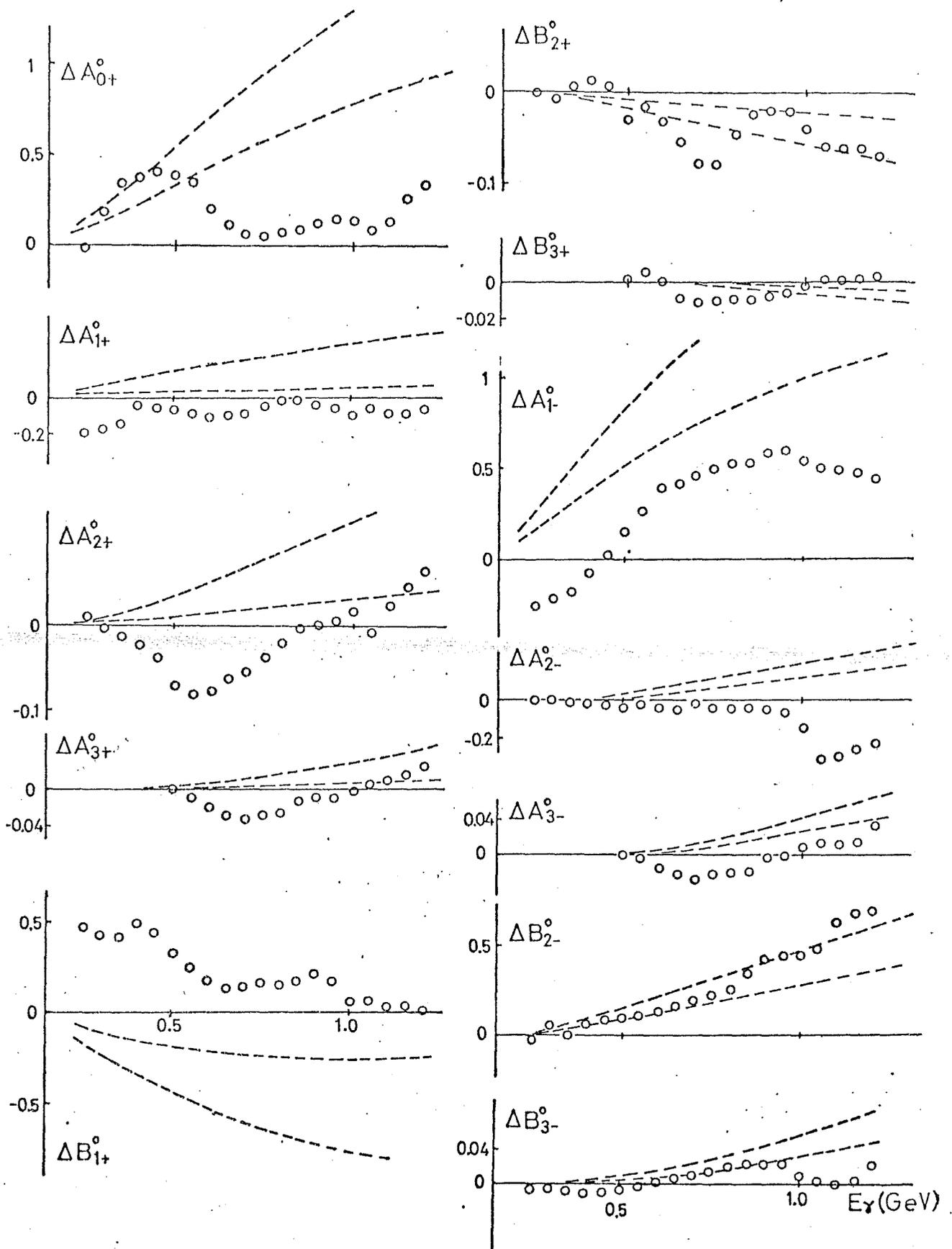
計算の便利のため相互の値の大きさを比較出来る形
 $G_v g_v, G_v f_v$ の形を示す。

表付 II-2. は比較の様子を目的としたものである
 (右欄は、特に定性的な評価があることに注意が必要)。前記、比較的の部分波 $A_{0+}, B_{1+}, A_{1-}, B_{2-}$ と定量的 BORN 項との比較が、その式図付 II-3 である。



図付Ⅱ-5.(a). BG振中とVMEの寄与.

$\gamma \rightarrow \pi^+ n$ 及 $\pi^0 p$ 過程について。○は本解析の結果のBG振中の戻り値, (---)はVMEの寄与を示す。(---)は寄与が最大, 最小のものEポット1に。縦軸の単位は $\sqrt{\mu b}$ 。
 (結合定数(表付Ⅱ-1)の値によるので,



図付II-5(b). BG振巾とVMEの寄与

$\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応過程について。○は本解析の結果のBG振巾の戻り値、(---)はVMEの寄与を示す。(----)は結合半径(表付II-1)の異なること、寄与が最大・最小のものに示す。縦軸の単位は $\sqrt{\mu b}$ 。

表付 II-2. BG振中と VME の試験表

部分波	BGはBORN 打ち消す振舞 をするか?		ハクトル中間子は BORNと反対の 寄与をもつか?		BGとハクトル中 間子の寄与は定性 的に似ているか?	
A_{0+}	○	○	○	○	○	※
A_{1+}	?	○	△	×	○	×
A_{2+}	×	※	△	○	○	×
A_{3+}	○	※	※	×	△	△
B_{1+}	○	○	△	×	○	×
B_{2+}	○	○	△	○	×	○
B_{3+}	?	△	※	○	○	○
A_{1-}	○	○	○	○	○	○
A_{2-}	△.?	○	×	×	×	※
A_{3-}	×	※	×	○	○	△
B_{2-}	○	○	○	○	○	○
B_{3-}	○	×	○	×	○	○

○はYes, ×はNoを意味する

各欄の左列は $\rho \rightarrow \pi^+ n$, 右列は $\rho \rightarrow \pi^0 p$ に対応する

付15.

以上をまとめると、

- (i) VME 過程の強弱は部分波 (B_{l+}^0 以外) は、
複共時的 BORN 項の強弱は部分波と対応する。
- (ii) B_{l+}^0 以外の VME の強弱は部分波は、複共
時的 BORN 項と対応する傾向をもつ。
- (iii) B_{l+}^0 以外の強弱は BG 振中は、VME の奇数
と同じ振数を示す。
- (iv) VME の奇数はエネルギーとともに単調に
増加する。

故に、著者は、VME の過程の奇数が、高エ
ネルギー域の BG 振中の角動数に反比例して反映し
てくる (特に、 $\nu p \rightarrow \pi^+ n$ 過程にかゝる)、と考
える。

II-2. 議 論.

付録 I-2. の立場から、VME の奇数とどのよ
うな形で A' (第 III 過程の奇数) に反映するかの
か？ とのこと、次の事からを考慮する必
要がある。

- (i) 上記の BG 振中と VME の関係が、より高

エネルギー一帯へも拡張できるか？

VME過程をレジエ化し、扱うべきか？

A₂, B 中間子等の同じレジエ軌道上の粒子も考慮すべきではないか？

(ii) duality などのような形で考慮すべきか？

この点については、1971年DLR

[1]が、虚数部振巾と共鳴状態のみで満た

分散理論にもとづく解析の結果、データ

の良々フィットを得た。またMOR

[2]は虚数部にもBGを設けて解析を行った。

結果、虚数部振巾は殆んど共鳴状態の寄

与で占められることを逆に導いた。

一六、Simple Isobar model にもとづ

く本解析並みにMW[5]の解析も、上記の虚

数部振巾の様相を支持している。

虚数部振巾のS-チャンネルとt-チ

ャンネルの二重性は、分散式を通じて、虚

数部振巾に反映され、Simple Isobar model の

BG振巾の虚数部も分散式にさるべきこと

に示唆されている、虚数部振巾の二重性

付 17.

の影響を受ける。

$$\begin{aligned}
 \text{Re } A_{i \pm, 0}(s, t) &= (\text{BORN項}) + \int_{(m\mu)^2}^{\infty} ds' \left\{ \frac{\text{Im } A_{i \pm, 0}(s', t)}{s' - s} + \sum_i \frac{\text{Im } A_{i \mp, 0}(s', t)}{s' - u} \right\} \\
 &= (\text{通常のBORN項}) + \int_{(m\mu)^2}^{\Lambda} ds' \frac{\text{Im } A_{i \pm, 0}(s', t)}{s' - s} \\
 &+ \left[(\text{通常のBORN項}) + \left[\int_{\Lambda}^{\infty} \frac{\text{Im } A_{i \pm, 0}(s', t)}{s' - s} ds' + \int_{(m\mu)^2}^{\infty} \sum_i \frac{\text{Im } A_{i \mp, 0}(s', t)}{s' - u} ds' \right] \right]
 \end{aligned}$$

($i=1, 2, 3, 4$)

(付 II-4) [116]

\therefore $A_{i \pm, 0}(s, t)$ はローレンツ不変な振幅
 $i, +, -, 0$ はそのアイソスピノ成分を表
 示し、 \sum_i は振幅の s, t, u 交叉対称性によ
 りの常数 ± 1 の値をとる。 s, t, u は
 Mandelstam 変数、 Λ は解析領域の上限のイ
 ンエネルギーに対応する s 値である。 $\mathcal{C} =$
 項は、不解析の共振状態の寄与に、 $\mathcal{C} =$
 項全体は、BG振幅の虚部に対応する。
 $\mathcal{C} =$ 項中の二番目の項は、解析領域外の
 共振状態の寄与、三番目の項は、 u -チ
 ャンネル・核子共振交換の寄与に対応し
 ている。付録 II-1 の指適は、 $\mathcal{C} =$ 項を

殆んど VME の 寄与が置き換えて得ることと
 示している。二重性は、VME の 寄与が
 力三項の力二項と同等であることと暗示
 しているのか？

また、Bando - Inagaki - Nakamura - Sugimoto [117]
 は、 π 中間子光発生過程の π -チャネル
 ル・ハリシティ - 振中の虚数部が Bessel
 関数的振舞いであることを示し、hadron
 -hadron 相互作用と同様、 π 光発生につ
 いても二重性を予想している。

この様子はどのように考慮して、どのようはモデル
 が最も有力であるのか？今後検討していく
 必要がある。

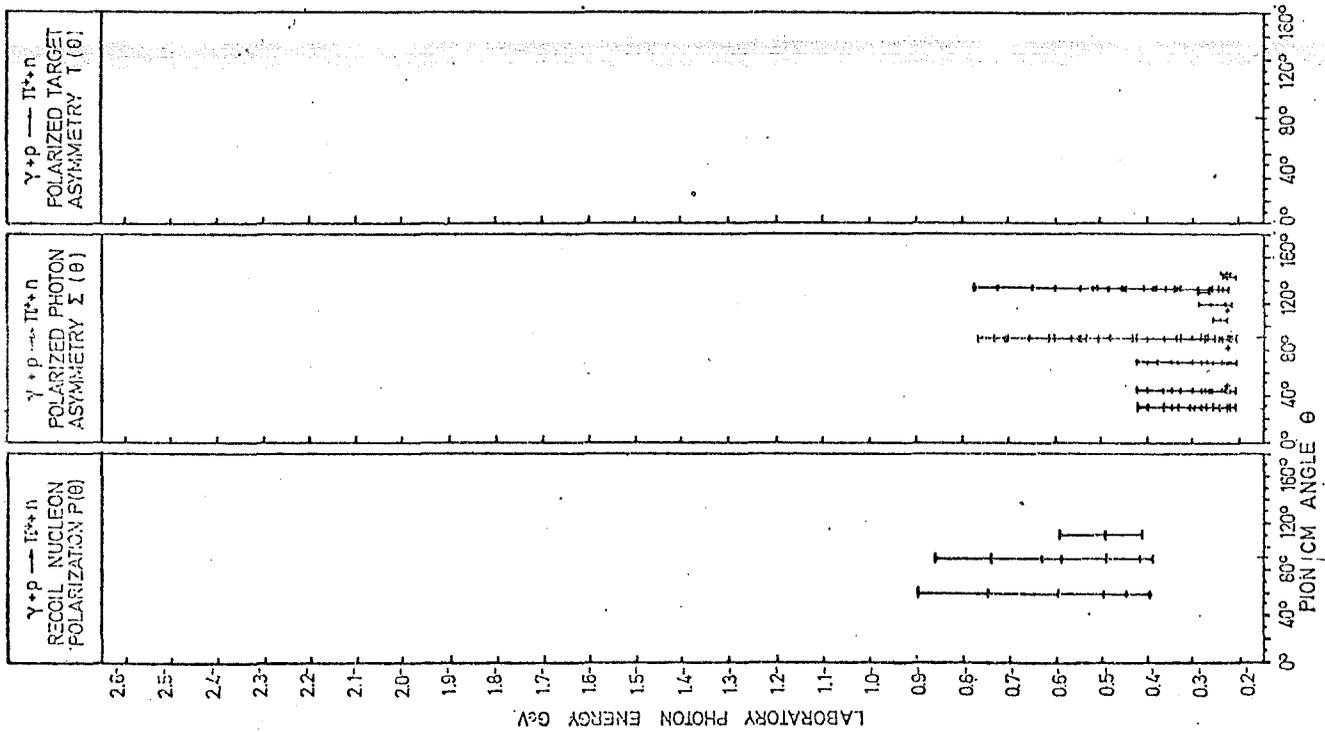
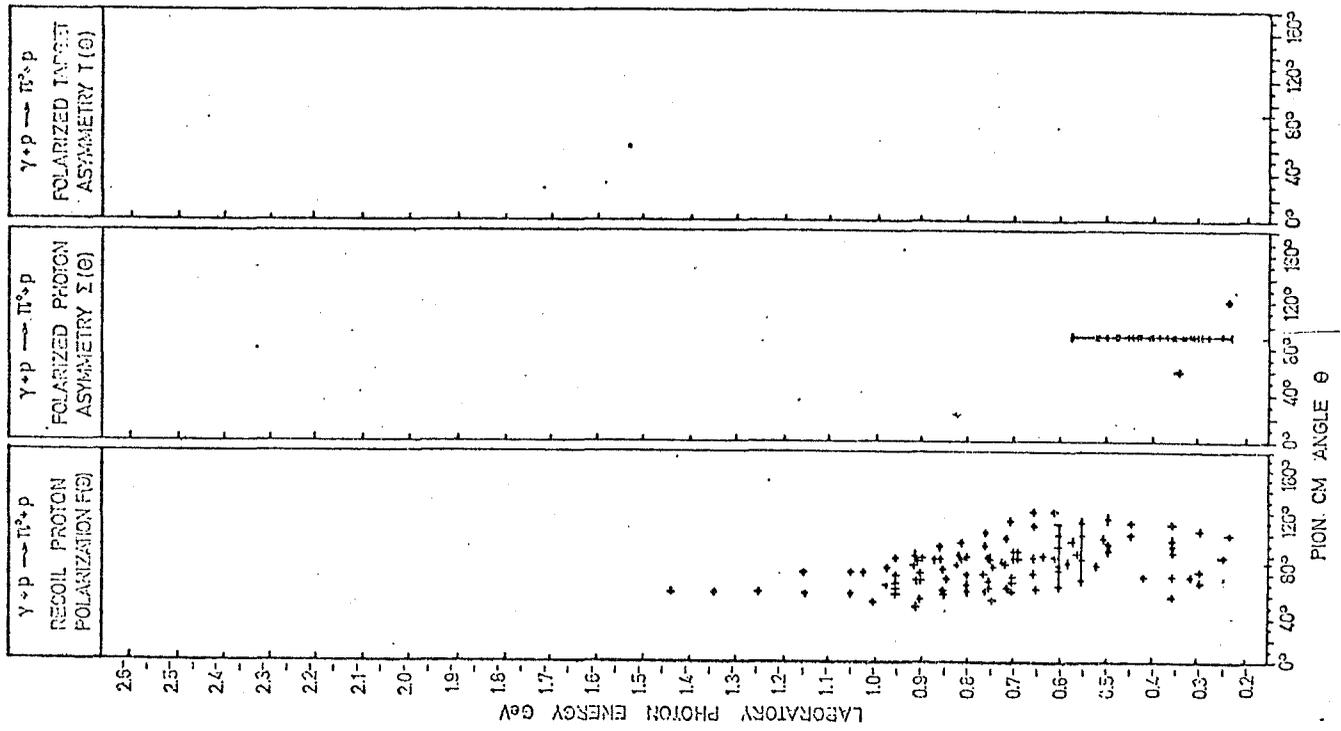
低エネルギー領域の BG については、 π -チャ
 ンネル・核子共鳴交換の確率的 BORN 項を檢
 討する必要があるが、後者のみでは BG が非常
 に見えにくくなり、妥当性が低い。あるには、
 虚数部 BG が実数部と共に（特に、 A_{0+} が）、
 Watson 原理の要求から見える値をもつことを考
 えると、反応の threshold (閾) 近傍の特徴的は

振舞いも知らぬ。従って、 $2N \rightarrow 2N$ 等の基底の threshold 付近を研究し、同様の振舞いがあるかどうかを観るのも意味ある。

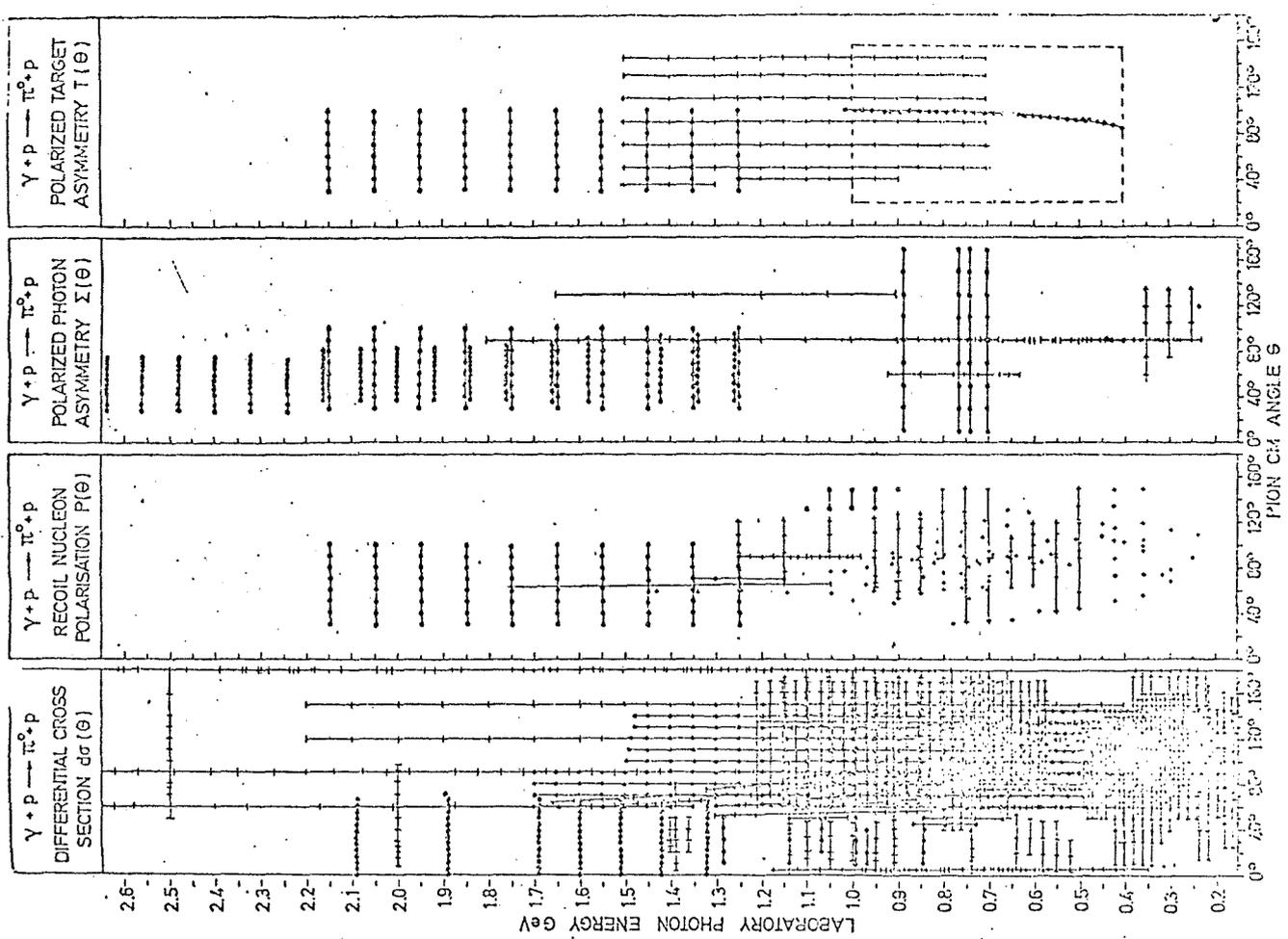
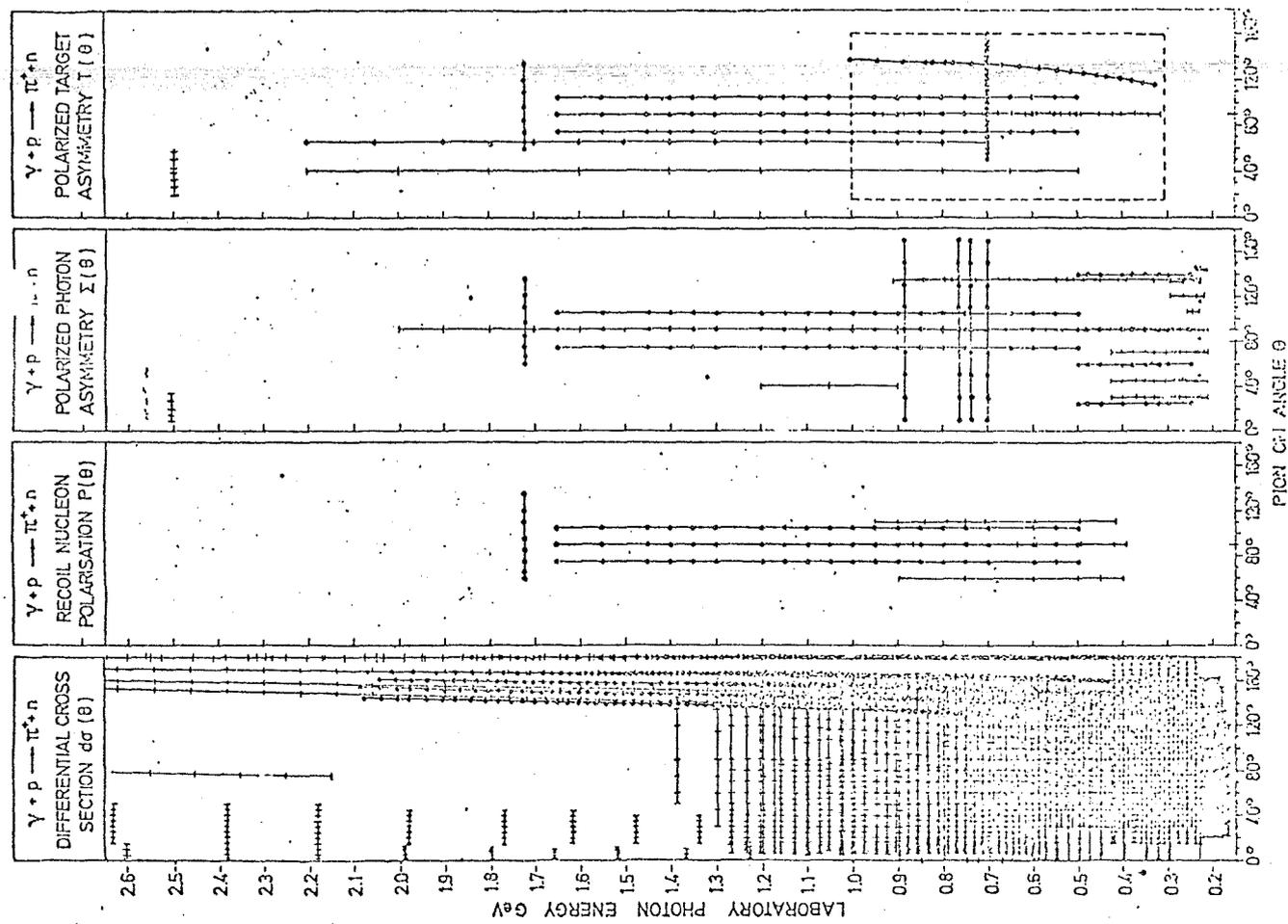
付録 II. このからの実験と解析について

高エネルギー一価の研究対象を拡張し、核子共鳴状態の履歴的性質を全面的に研究するのがこのからの一つの方向である。"高エネルギー一価"の方向は、現在その端緒にあることが、図付 III-1 のデータ集積の状況から分る。しかし、我が国の元光発達の研究は、原子核研究所の 1.3 GeV 電子シンクロトロンに依る。従って、残念ながらこの方向の研究は数年後に建設が予定される放射光総合研究所（通称、フォトリック・ファクトリー）に期待している。

他の一つは、現在の研究領域をより深く、詳細に研究する方向である。これは、強弱な共鳴状態のみならず微小な共鳴の性質まで



図付Ⅲ-1(a). 1971年の時点でのデータ集積の状況。
 微分断面積は省略する。+印がデータである。



図付Ⅲ-1(b). 1975年の時点でのデータ集積の状況([20]から採用).

+ 坪がデータ, ○坪は1975年に測定されたデータである。

と詳しく求め、相互の関連を追究し、フォーク・モデル等による“変鳴”の構造を調べる方向である。実験的には、 σ -に、 T, Σ, P の観測量を全エネルギー・全角度の領域に亘って系統的に、かつ精度よく測定する必要がある。この際、実験技術の進歩によって、偏極 γ -ゲット・偏極光子 σ -ムが容易に使える様になったので、今後の実験では、 π 光線に阻らず、偏極 γ -ゲット・偏極光子 σ -ムの組合せによる T, Σ, P の同時測定が普通となるであろう(Darabury ガルフェの実験[20, 21]は教訓的である)。 σ -には、新しい観測量の測定へと進む。これは、散乱振巾の完全に決定されるには、 γ の独立な観測量が必要であることに依る、即ち完全実験である。表付III-1は、新しい観測量とその実験方法を示す[118]。そのために、各種の実験装置、例えば石灰平面内に標的核子のスピンの方向を揃えるための電磁石(ハルムホルツ型電磁石等)等の開発が不可欠となる。

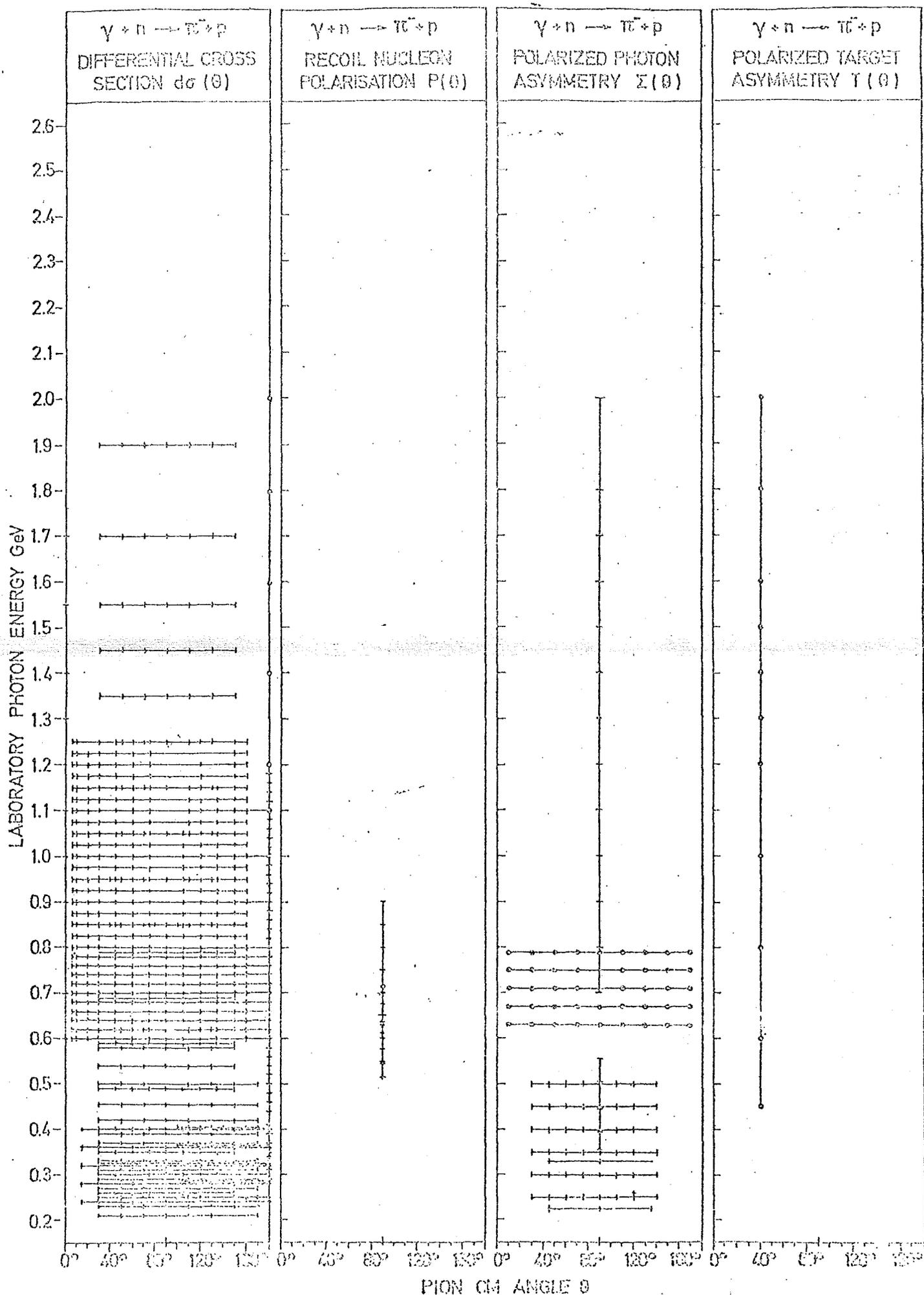
Observables

Usual Symbol	Helicity Representation	Experiment required*	Type
$d\sigma/dt$	$ N ^2 + S_1 ^2 + S_2 ^2 + D ^2$	{-; -; -}	S
$\Sigma d\sigma/dt$	$2\text{Re}(S_1 S_2^* - ND^*)$	{L($\pi/2, 0$); -; -} {-; y; y}	
$T d\sigma/dt$	$2\text{Im}(S_1 N^* - S_2 D^*)$	{-; y; -} {L($\pi/2, 0$); 0; y}	
$P d\sigma/dt$	$2\text{Im}(S_2 N^* - S_1 D^*)$	{-; -; y} {L($\pi/2, 0$); y; -}	
$G d\sigma/dt$	$-2\text{Im}(S_1 S_2^* + ND^*)$	{L($\pm\pi/4$); z; -}	
$H d\sigma/dt$	$-2\text{Im}(S_1 D^* + S_2 N^*)$	{L($\pm\pi/4$); x; -}	BT
$E d\sigma/dt$	$ S_2 ^2 - S_1 ^2 - D ^2 + N ^2$	{c; z; -}	
$F d\sigma/dt$	$2\text{Re}(S_2 D^* + S_1 N^*)$	{c; x; -}	BR
$O_x d\sigma/dt$	$-2\text{Im}(S_2 D^* + S_1 N^*)$	{L($\pm\pi/4$); -; x'}	
$O_z d\sigma/dt$	$-2\text{Im}(S_2 S_1^* + ND^*)$	{L($\pm\pi/4$); -; z'}	
$C_x d\sigma/dt$	$-2\text{Re}(S_2 N^* + S_1 D^*)$	{c; -; x'}	
$C_z d\sigma/dt$	$ S_2 ^2 - S_1 ^2 - N ^2 + D ^2$	{c; -; z'}	
$T_x d\sigma/dt$	$2\text{Re}(S_1 S_2^* + ND^*)$	{-; x; x'}	TR
$T_z d\sigma/dt$	$2\text{Re}(S_1 N^* - S_2 D^*)$	{-; x; z'}	
$L_x d\sigma/dt$	$2\text{Re}(S_2 N^* - S_1 D^*)$	{-; z; x'}	
$L_z d\sigma/dt$	$ S_1 ^2 + S_2 ^2 - N ^2 - D ^2$	{-; z; z'}	

表. 付 III-1. 観測量のヘリシティ表示と実験条件 ([118]から).

右から2列目のヘリシティ振巾は、本文の表 III-1. の振巾と次の様に対応する;
 $S_1 \rightarrow H_1, S_2 \rightarrow H_4, N \rightarrow H_2, D \rightarrow H_3$ 。3列目の { } 内は右から順に、入射光子(B)の偏光、
 標的核子(T)のスピン方向、及跳核子(R)のスピン方向に対応する。L, Cは直線偏光、
 円偏光を、Z, X, Yは座標軸を示す。4列目は、偏極方向を知る必要のあるものを示す。





図付Ⅲ-2. 1975年の時点での $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ 反応のデータ集積の状況.

以上の実験は、反応過程のアイソスピオン保存則を知る必要から、 $\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, $\pi^0 n \rightarrow \pi^+ p$ の可成りの反応について同等に結果を求めねばならぬが、技術的困難から、従来は偏極水素ターゲットの使用のための反応の確認の複雑さ等^{*}から現状においても図行 III-2. に示す様に、他の二者と比べる著しくターゲットが少い。しかし、陽子ターゲット反応過程を捉える結合定数をもつ $P_{11}(1430)$ の強弱は其鳴状態であるも、中性子ターゲット反応過程では解析の間に著しい不一致^{**}を導く原因ともなる。従って、 $\pi^0 n \rightarrow \pi^+ p$ 反応の T, S, P の測定が、上記の実験以前に必要である。

実験と共に、解析側では、其鳴状態の性質を調べるとともに、 π 光線での 反応機構 の特徴 — duality の成否等 — を今後積極的に追究する必要がある。そのためには、最適化

DLR	MOR	KMORR	Crawford	MW
41 ± 25	0 ± 13	0	44 ± 7	-43 ± 35

** $P_{11}(1430)$ の結合定数 (unit: $1/\sqrt{\text{GeV}}$)

* 偏極水素ターゲットの実用化の成否は、最近 1~2 年のことである。
現在、偏極水素は ~20%、偏極陽子ターゲットの 60~90% に比べて著しく低い。

の過程に不定性を導いて BG に ついての定性的
 的制約条件がデーターを少なくする様な研究履
 歴の細分化等の手法を含まず本解析の様は Sample
 Loobav model に もとづく解析よりも、分散理論
 に もとづく解析の方が適切である、と著者は
 考える。しかし、後者にも、部分散発用
 の散発の問題、 \bar{v} (付 II-4) のカ三項の研究履
 歴外からの寄与とどう扱うかの問題等がある
 し、また BG 振中のエネルギー依存性を下ろし
 たりにきめるのに対応して、前者は逆の意味で
 よりモデル依存性が少ないという側面もある
 。

表付 II-2. に解析の推移を示すか、データーの
 少ない領域では分散法の利用が有効であり、
 データーの蓄積に伴って Sample Loobav model 等の解
 析を順次進め、最終的には位相差解析に依る
 という手順が示される。現在、高エネ
 ルギー域は初期の段階にあるが、 $\nu =$ 、 $\nu = 3$
 共鳴領域は後期に位する。 $\nu =$ 、 $\nu = 3$ 共鳴領
 域は連なうちに位相差解析が可能となるであ

Dispersion relation

Simple Isobar Model

Energy Independent Analysis

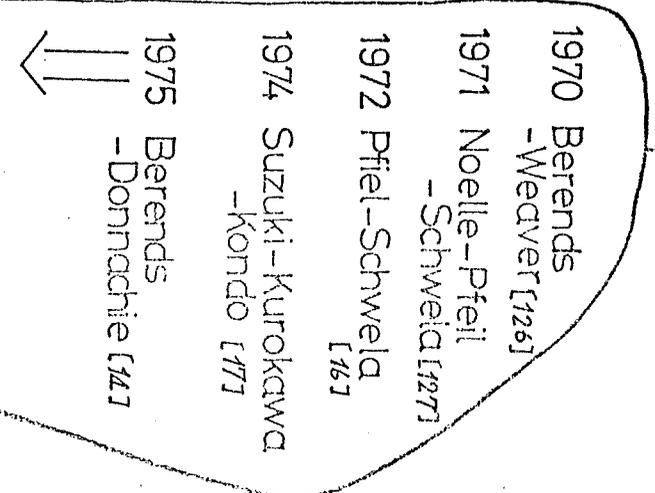
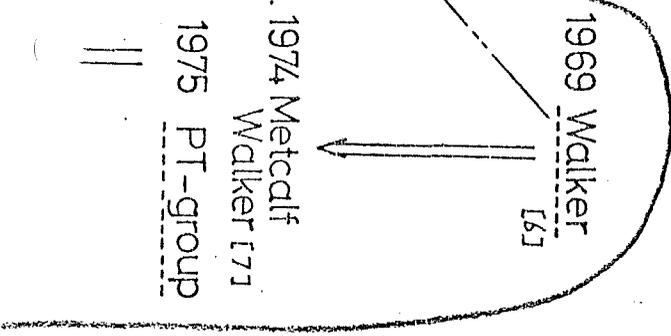
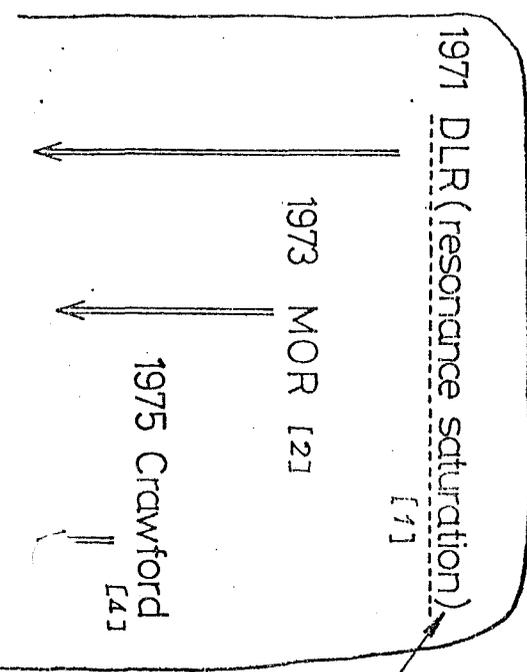
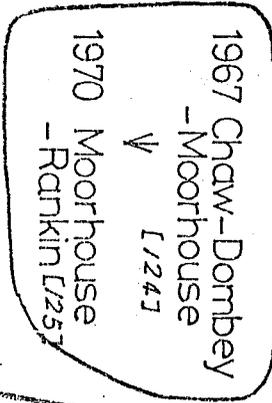
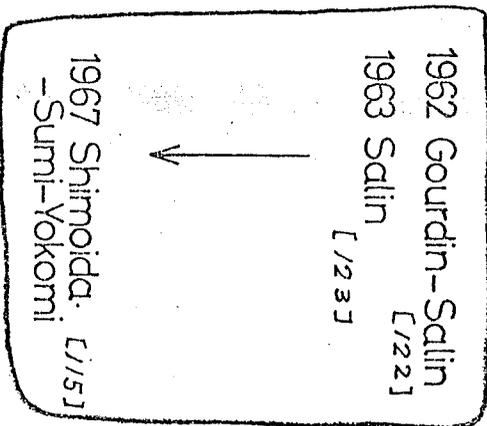
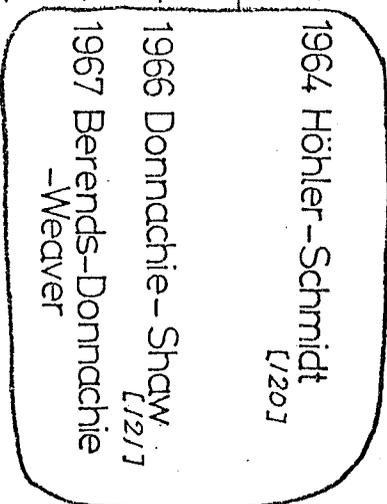
1957 CGLN: Dis. rel. formula [1/9]

1960

1965

1970

1975



部分波解析の進歩

1975 PT-group は本解析の正解。

表. 行Ⅲ-2.

らうから、著者は、その領域の反乱機構の特
徴を抽出し、それを高エネルギー域にまで延
長させる、角加算モデルを考え、解析を随
う計画である。

付録 IV データの取り扱ふに ついて

この解析に採用したデータは、III-5. D (P.52) に述べた様に、MW, MOR が解析に用いた殆んどすべてのデータと、報告の解析以後のこの解析の時奥這に新しく測定された^{データの}データがある。これらのデータの扱ふ方は次に記す通りである。

(1) 誤差 ΔO_i^{exp} [式(III-10), P.47] は統計的誤差のみを採用し、系統的誤差を含むものは統計的のもののみに変算した。このため、T⁺のデータ [39, 40] に ついては、データに偏極率測定等の系統的誤差を 5% と評価し、統計的のものに変算した。

(2) いくつかの実験グループのデータと比較したとき、一つの実験グループのデータのみに明らかでない測定領域全体に亘る系統的に一定のズレを示す場合は、そのデータを除外した。このため、

$$\begin{aligned} \Psi \rightarrow \pi^+ n \text{ 反応の } \frac{d\sigma(180^\circ)}{d\Omega} & \text{, C. Schaefer [25] } B \text{ の} \\ \Psi \rightarrow \pi^0 p \text{ 反応の } \frac{d\sigma(180^\circ)}{d\Omega} & \text{, G.L. Cassiday et al. [75]} \end{aligned}$$

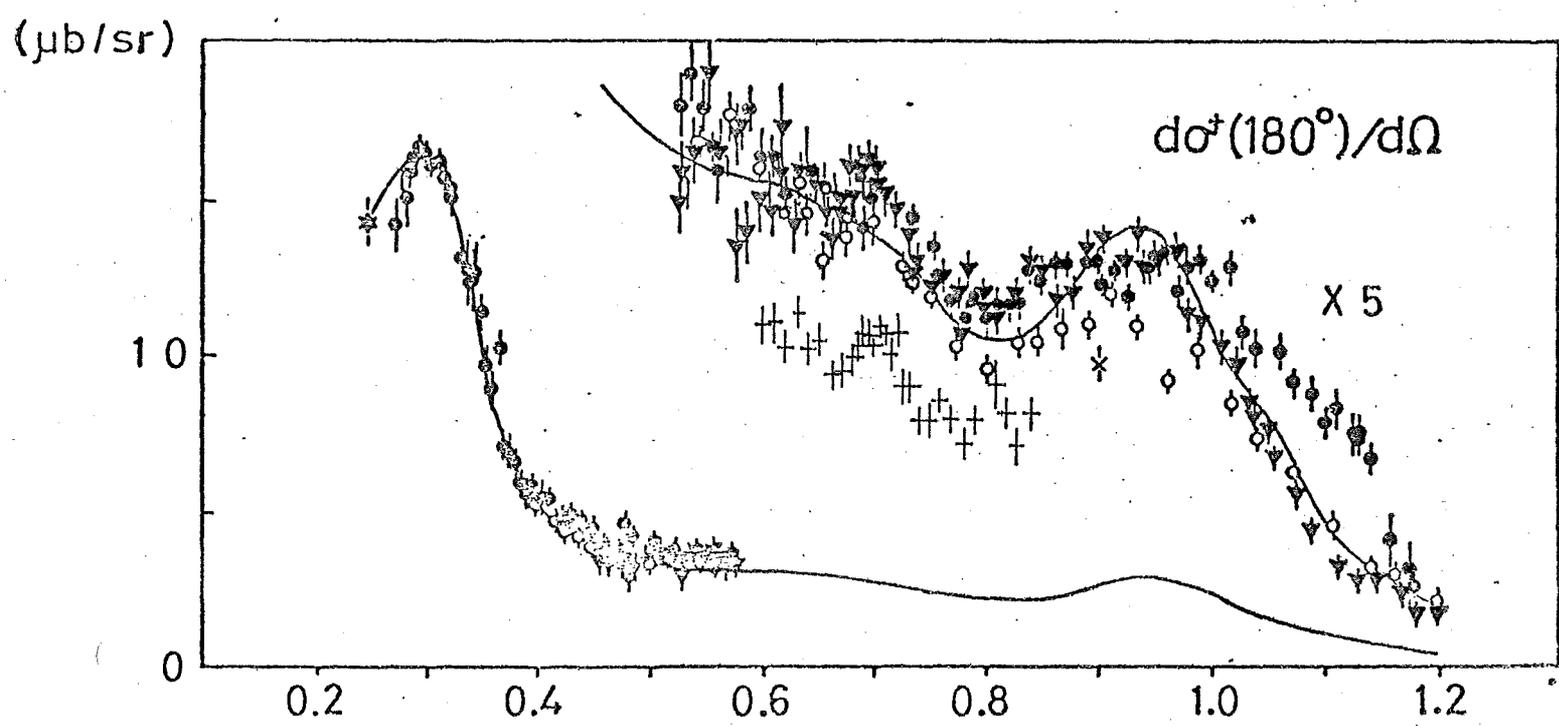
のデータは図付IV-1. に示す様に系統的なズレを示してゐるのを除外した。

また、系統的には一定のズレを示してゐるが、これも他のデータと比較した場合に測定精度のある部分に直り、明らかに不確定な値を示すデータ

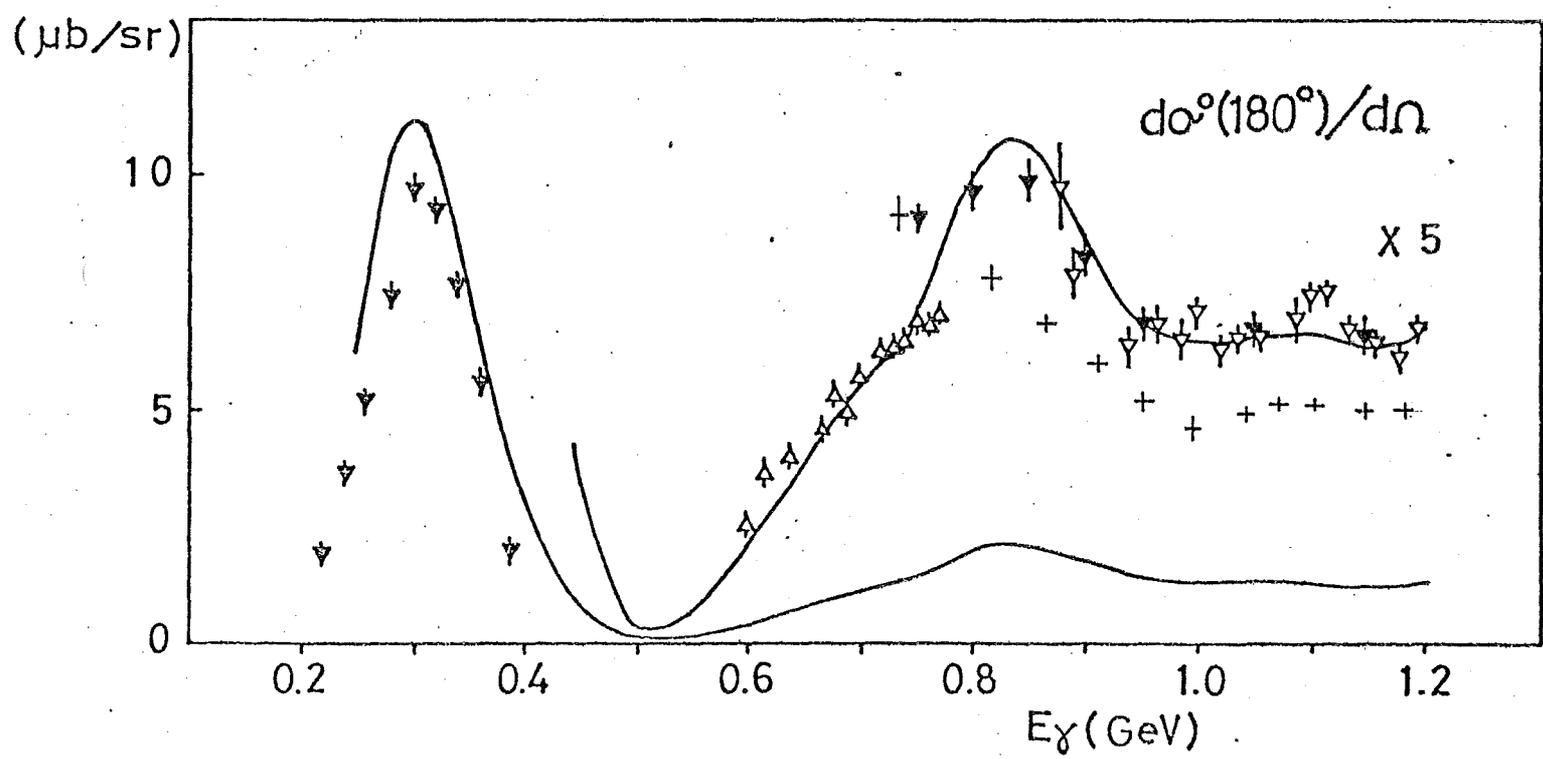
$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応の $\frac{d\sigma(180^\circ)}{d\Omega}$, T. Fujii et al. [36]

の 0.95 GeV 以上の角度のものも除外した (図付IV-1. 参照。 図III-12には除外した部分もポイントしてある。)

- (3) 一見一見のデータが χ^2 に若干大きな寄与を示してゐるが、そのデータの属する実験のデータ全体に於て(2)の様は問題のない場合は、基本的に採用した。 したがって、 χ^2 に極度に大きく寄与するデータは、その χ^2 に占める値及び他のデータとの角度分布、エネルギー分布の比較から除外した。 表付IV-1. にその一例を示す。 これは $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応、 $E_\gamma = 1.0 \text{ GeV}$ での才一回のステップの出力であり、これは χ^2 の ~ 2 倍の値を除外の規準と



† C. Schaerf [25] R_{ω^+} ♦ T. Fujii et al. [36] ($E_\gamma > 0.95 \text{ GeV}$)
 のデータを除外。 ▼ [33,37], ○ [35], * [26].



† G.L. Cassiday et al. [75] を除外。 △ [68], ▼ [73], ▽ [74].

図 付 IV-1

PARAMETER	ENERGY	ANGLE	VALUE	ERRON	PIEDU-VALUE	X ²	LA#
1	0.988	30.8	2.010	0.210	(2.131)	(0.576)	FAN-66
1	0.985	07.0	1.800	0.150	(1.581)	(0.139)	CALT-53
1	0.989	61.0	1.800	0.200	(1.895)	(0.052)	CALT-53
1	0.989	00.0	1.550	0.100	(1.774)	(2.235)	CALT-53
1	0.991	12.0	2.420	0.140	(2.447)	(0.192)	CALT-53
1	0.996	61.6	1.690	0.190	(1.911)	(0.162)	CALT-58
1	0.996	71.5	1.510	0.100	(1.642)	(0.025)	CALT-58
1	0.996	81.6	1.520	0.070	(1.611)	(1.001)	CALT-58
1	0.996	92.0	1.900	0.170	(1.744)	(0.917)	CALT-58
1	0.996	102.5	1.990	0.150	(1.944)	(0.357)	CALT-58
1	0.996	112.3	2.100	0.120	(2.189)	(0.245)	CALT-58
1	0.996	122.2	2.540	0.150	(2.522)	(0.139)	CALT-58
1	0.996	132.2	2.560	0.140	(2.051)	(1.919)	CALT-58
1	0.996	142.5	2.700	0.240	(2.945)	(1.023)	CALT-58
1	0.996	151.8	2.820	0.120	(2.652)	(1.398)	CALT-58
1	0.996	161.2	2.480	0.170	(2.053)	(2.509)	CALT-58
1	0.996	171.6	1.530	0.200	(1.449)	(0.407)	CALT-58
1	1.019	61.9	1.270	0.130	(2.112)	(0.474)	CALT-59
1	1.019	71.7	1.590	0.200	(1.680)	(0.448)	CALT-59
1	1.019	81.8	1.730	0.060	(1.477)	(0.217)	CALT-58
1	1.019	92.0	1.930	0.100	(1.505)	(4.238)	CALT-58
1	1.019	102.5	1.990	0.120	(1.768)	(2.347)	CALT-58
1	1.019	112.2	2.090	0.100	(2.028)	(0.624)	CALT-58
1	1.019	122.1	2.430	0.140	(2.455)	(0.188)	CALT-58
1	1.019	132.2	2.600	0.150	(2.862)	(1.746)	CALT-58
1	1.019	142.5	2.710	0.210	(2.900)	(1.335)	CALT-58
1	1.019	151.7	2.650	0.140	(2.715)	(0.462)	CALT-58
1	1.019	161.1	2.230	0.120	(2.130)	(0.631)	CALT-58
1	1.019	171.5	1.900	0.190	(1.528)	(1.905)	CALT-58
1	1.000	15.0	2.986	0.084	(2.757)	(2.727)	BON-72
1	0.978	10.0	1.310	0.091	(1.336)	(1.946)	DESY-68
1	0.997	17.0	1.430	0.075	(1.197)	(0.111)	DESY-68
1	1.015	10.0	1.266	0.062	(1.268)	(0.125)	DESY-68
1	0.993	18.0	0.965	0.039	(1.182)	(0.636)	CIN-68
1	1.000	13.5	1.420	0.160	(0.820)	(3.750)	IOKY-73
1	1.000	20.2	1.650	0.140	(1.430)	(1.568)	IOKY-73
1	1.000	35.0	2.450	0.230	(2.493)	(0.187)	IOKY-73
1	1.000	47.4	2.060	0.210	(2.214)	(2.184)	IOKY-73
1	1.025	4.3	0.300	0.040	(0.264)	(0.907)	IOKY-73
1	0.975	3.8	0.390	0.040	(0.240)	(0.761)	IOKY-73
1	1.000	4.4	0.140	0.060	(0.259)	(1.983)	IOKY-73
1	0.980	5.6	0.220	0.040	(0.206)	(1.884)	IOKY-73
1	1.020	6.3	0.320	0.060	(0.347)	(0.049)	IOKY-73
1	1.007	50.0	1.900	0.200	(2.543)	(2.814)	CALT-63
1	0.995	10.6	0.393	0.044	(0.383)	(2.260)	DAVE-74
1	0.996	20.2	1.267	0.062	(1.414)	(2.033)	DAVE-74
1	0.997	30.0	2.087	0.088	(2.203)	(1.184)	DAVE-74
1	0.996	40.1	2.349	0.102	(2.538)	(1.058)	DAVE-74
1	0.995	50.0	2.309	0.100	(2.457)	(0.480)	DAVE-74
1	0.997	60.0	1.752	0.085	(1.984)	(2.727)	DAVE-74
1	1.000	15.0	2.836	0.078	(2.757)	(1.014)	BON-74
1	1.000	12.0	2.450	0.070	(2.436)	(0.196)	BON-74
1	1.025	12.0	2.370	0.060	(2.322)	(0.806)	BON-74
1	0.981	59.0	1.900	0.120	(1.838)	(0.518)	DNPL-71
1	0.986	70.0	1.530	0.110	(1.635)	(0.954)	DNPL-71
1	1.014	50.0	2.710	0.170	(2.641)	(0.469)	DNPL-71
1	1.000	149.5	1.040	0.112	(2.575)	(0.507)	US-69
1	1.000	145.5	2.910	0.107	(2.612)	(0.030)	US-69
1	1.000	131.0	2.700	0.102	(2.711)	(0.482)	US-69
1	1.000	127.0	2.300	0.088	(2.662)	(0.210)	US-69
1	1.000	102.0	2.000	0.074	(2.114)	(0.185)	US-69
1	1.000	108.0	1.610	0.059	(1.611)	(0.005)	US-69
1	1.000	172.5	1.410	0.052	(1.475)	(0.678)	US-69
1	1.000	176.5	1.290	0.047	(1.246)	(0.942)	US-69
1	1.000	100.0	1.270	0.046	(1.208)	(1.348)	US-69
1	0.980	72.0	1.630	0.210	(1.611)	(0.091)	CALT-58
1	0.990	91.0	1.500	0.040	(1.782)	(0.694)	CALT-58
1	0.990	118.0	2.890	0.470	(2.363)	(1.079)	CALT-58
1	1.001	139.2	2.781	0.295	(2.679)	(0.672)	DAVE-74
1	0.996	129.5	2.551	0.155	(2.775)	(1.443)	DAVE-74
1	0.998	119.5	2.231	0.125	(2.422)	(1.525)	DAVE-74
1	0.992	109.1	2.065	0.109	(2.125)	(0.550)	DAVE-74
1	0.998	99.5	1.717	0.115	(1.866)	(1.268)	DAVE-74
1	0.999	89.9	1.665	0.039	(1.882)	(0.446)	DAVE-74
1	0.998	79.8	1.666	0.038	(1.892)	(1.164)	DAVE-74
1	0.996	69.7	1.659	0.043	(1.875)	(0.641)	DAVE-74
1	0.999	59.8	2.000	0.044	(2.114)	(3.036)	DAVE-74
2	0.985	00.0	0.510	0.141	(0.276)	(1.655)	HON-70
2	0.985	00.0	0.650	0.049	(0.276)	(1.557)	BON-70
2	1.000	52.8	0.118	0.117	(0.190)	(2.506)	STAY-68
2	1.018	78.4	0.427	0.059	(0.241)	(5.267)	STA-68
3	0.976	00.0	0.357	0.061	(0.343)	(0.522)	CEA-71
3	0.976	00.0	0.0	0.121	(0.143)	(1.181)	CEA-71
3	1.024	93.0	0.100	0.041	(0.077)	(2.193)	CEA-71
3	1.024	93.0	0.271	0.091	(0.172)	(0.813)	CEA-71
4	0.991	99.8	0.216	0.033	(0.202)	(0.497)	IOKY-74
4	1.010	99.9	0.248	0.047	(0.238)	(0.223)	IOKY-74
4	1.013	40.0	0.208	0.075	(0.265)	(0.791)	DAVE-73
4	1.000	50.0	0.121	0.075	(0.091)	(0.419)	DAVE-73
4	1.006	70.0	0.393	0.075	(0.499)	(1.293)	DAVE-73
4	0.998	90.0	0.470	0.075	(0.498)	(0.831)	DAVE-73
4	1.020	110.0	0.009	0.075	(0.142)	(1.768)	DAVE-73
4	1.012	100.0	0.015	0.075	(0.106)	(1.211)	DAVE-73
4	1.000	149.0	0.364	0.075	(0.483)	(1.590)	DAVE-73
1	0.975	120.0	2.250	0.070	(2.435)	(2.636)	BON-74

PARAMETER	DATA-NUMBER	X ²	X ² (DATA)
DIFF. CROSS-SECTION	88	206.856	3.37
RECOIL NUCLEON ASY.	4	94.017	23.50
PUL. FRONT ASY.	4	33.143	8.29
PUL. TARGET ASY.	9	10.581	1.18
TOTAL VALUE	105	434.596	4.14

表 付 IV - 1 $\pi^0 \rightarrow \pi^0 p$, 1 GeV の小区分での 1 回目のステップの出力 (の一部)
 右から 2 列目は各データの χ^2/N に対する値。下段に各観測量の χ^2/N の値を示す。

L, CORN-68[75], CALT-68[30]の*E γ のデータと
 除外1区(前者は(2)の規準による)。こ
 のデータの選択の規準は、各小区画におけ
 るデータ数、データの質等の相違により確
 定し得ず、又誤差の大きさの不確定なデ
 ータがある場合は χ^2 の最小値がその方向
 に引きずらぬことによるもの、 χ^2 に訂正
 する値のみを判断規準とするのにも問題があ
 り、角分布・エネルギー分布などの関か
 らの判断も取り入れる。

T, Σ , P データに対しては、原則的には全
 くのデータを採用1区が上記の立場から

観測量	E_{γ} (GeV)	$\theta_{c.m.}$	参考文献
Σ^+	0.242	90°	[42]
	0.296		
	0.337		
Σ^0	0.6	90°	[93]
	0.65	135°	[98]
	0.885	170°	[96]

のデータは除く。

1区L, P $^+$ [52, 53, 54]のデータは、III-b, C (P.66)
 が記す様にそのデータを再現することは

非常にむづかしく、 α^2 に入るのは奇手である

。だが、この反応過程の P^+ データは地に [51] の一頁のみがあるだけで、データの精度に十分なデータの疑問ともいえるを得た。だが、データの信頼性を他の測定値と比較検討することはできず除外される。 (次項(4)に参照)

(4) III-5. D (P.54) の説明に、データの一頁のみのみで観測量の重要性をさめず、T, Σ , P のデータは重みをつけることにより、 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ と同程度の重要性をもたせられた。重みは実験誤差を $[\times \frac{1}{\sqrt{\text{重み}}}]$ 小さくするように設け、次表に示す様に、特に T データに比較的重要性を置いた。

	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	T	Σ	P
重み	1	3~5	1~3	1~3

表付 IV-2.

この重みの値も各小区間のデータ、データの値等の相違により一定値に定まることは出まらず上表の範囲で変動する。

前項 (9) の $P^+[52, 53, 54]$ のデータに ついては、

" 塵み " = 1 と設定、このデータを重視

し得た。したが、III-b. D (P. 69) の記述に 新

しい $P^+[20, 21]$ データを解析結果が良く予想

し得た。とは、この処置が有効である。これは

と意味してゐる。

なお、表 III-b. の値は、最終結果として得た最

適化周波と塵みを除く実験データとがつか

る χ^2/N の値であつて、(χ^2 の最小値) / N

である。又このとき、 χ^2 の自由度 = 項 (IV-

10)) は除いてゐる。T, S, P の χ^2/N の値が

d_0/d_0 と比較して小さくなるのは、塵みを除くこと

に依つてである。

付録 V 最適化の過程での誤差の扱ひについて

最適化の過程について、 χ^2 の最小値に対応する部分領域中の値をそのまゝ採用すること、は、Ⅲ-5.A.に示した様な問題点がある。この解析に就いては χ^2 の最小化と原理として述べるが、またそのみに依つてゐるのかも知れないことをⅢ-5.A.に記す。以下では、最適化過程の誤差の扱ひをもう少し詳しく説明する。

(1) ΔB_n^{fix} の 扱ひ方。

χ^2 最小化の結果、対応するBGパラメータの値とともに誤差行列を出力し、その対角要素の平方根の値をそのBGパラメータの誤差(ΔB_n^{cal} と記す)の目安とす。この値はデータ数、データの質等を反映し、各小区間で、また各BG振巾で異なるが、一般に $10^{-2} \sim 10^{-5}$ の値をもつ。 ΔB_n^{fix} の値は、BG振巾がステップの繰返しによつて一定値に近づいてくれば徐々に小さく設定し、普通 ΔB_n^{cal} の10倍倍～2倍の値を設定す。この

値はステップ毎, BG振中毎に与えられ異なるが, 隣接する小区分での観測量についてその計算値及びBG振中値とほぼ等しい値が得られる様, 考慮して設定した。特にBG振中が持異る値をもつ小区分では対応するBGハロウ - ヴの ΔB_n^{fix} の値は, 隣接する小区分での値よりも小さく定め, BGの値めらめらと得た。

(2) 結合定数の誤差

結合定数の誤差は, III-bで記したようにアイソスロン不変性の制約条件のため其鳴状態の奇数と, 偶数とで, BG振中には一致する其鳴的振舞を可る節分から求めた。このとき, 其鳴的振舞を可る節分は主にBG振中の虚数部から評価したが, このモデルの定性的な制約条件 (BGはほぼかに変動する) のため不確定を回避するにとは出来ないので, 多少 over-estimate 意味に評価した。また, 誤差行列から求めたBG振中の誤差は上記の誤差と較べ (例えば,

$S_{11}(1530)$ に つ いて は、BG 振 幅 の 誤 差 $\sim 10^{-4}$ 、
 上 記 の 結 合 定 数 λ の 誤 差 $= 4 \times 10^{-2}$) + 合 小
 ら ぬ 誤 差 の 無 視 可 也。 χ^2 の 定 義 に $\sigma = 1$ (項
 式 (III-10)) と 導 入 し、 ΔB_n^{fix} を 通 じ て BG 振 幅 の
 値 と B_n^{fix} の 値 に 誘 導 し て みる の で、BG 振 幅
 の 誤 差 (ΔB_n^{cal}) は 真 の 誤 差 と 同 言 え 得 る 可
 い、表 III-3 の 誤 差 は 前 名 の み と 表 示 し て 置
 る と 考 える 方 が 正 確 だ ろう。

又、この解析は其時状態の結合定数と
 χ^2 最小化のパラメータとをとり、 χ^2 の 結 合 定 数 の 誤 差 は、 χ^2 に 対 する 誤 差
 $\frac{\partial(\text{結合定数})}{\partial \chi^2}$ である。

したがって、表 III-4 の他の解析結果の結合定数に
 ついての誤差は次のようになるのである。

MW \Rightarrow この解析と同じ評価を行なう。

MOR \Rightarrow 解析の結果得られた三組の解のうちの
 の平均値のうちのズレを誤差とする。

DLR \Rightarrow χ^2 が 1% 変化する結合定数の変動
 率 (σ - 近似として、誤差行列の
 対角要素の平方根のもの) を誤差
 とする。

Drawford \Rightarrow 記入されたまま。

参 考 文 献

- [1] R.C.E. Devenish, D.H. Lyth and W.A. Rankin, Phys. Letters 52B (1974) 227.
- [2] R.G. Moorhouse, H. Oberlack and A.H. Rosenfeld, Phys. Rev. D9 (1974) 1.
- [3] G. Knies, R.G. Moorhouse, H. Oberlack, A. Rittenberg and A. Rosenfeld, reported by D.H. Lyth at the 17th Intern. Conf. on High Energy Physics, London (1974).
- [4] R.L. Crawford, preprint G.U. 34.
- [5] W.J. Metcalf and R.L. Walker, preprint CALT-68-425 (1974).
- [6] R.L. Walker, Phys. Rev. 182 (1969) 1729.
- [7] S. Arai et al., Phys. Letters 40B (1972) 426; Nucl. Phys. B48 (1972) 397.
- [8] P. Feller et al., Phys. Letters 52B (1974) 105.
- [8₂] 中 西 彊, (为石屋下修) 博士論文 (1975).
- [9] P. Feller et al., Phys. Letters 55B (1975) 241.
- [10] C.D. Jeffries, "Dynamic Nuclear Orientation" Number 23, Interscience Tracts on Physics and Astronomy (1963) John Wiley and Sons, Inc.
- [11] 堀川直顯, 低温工学 10-1 (1975) 2.
- [12] 福島正己, (为石屋下修) 修士論文 (1975).
- [13] 朴 哲 彦, (为石屋下修) 修士論文 (1975).
- [14] F.A. Berends and A. Donnachie, Nucl. Phys. B84 (1975) 342.
- [15] F.A. Berends, A. Donnachie and D.L. Weaver, Nucl. Phys. B4 (1967) 1, 54.
- [16] W. Pfeil and D. Schwela, Nucl. Phys. B45 (1972) 379.
- [17] S. Suzuki, S. Kurokawa and K. Kondo, Nucl. Phys. B68 (1974) 413.

[18] M.J.D. Powell, Computer Journal 7 (1965) 303.

Used subroutine program was C7/TC/POW 1, the library program of Computer Center, University of Tokyo, coded by Y. Oyanagi.

[19] R.P. Feynman, M. Kislinger and F. Ravndal, Phys. Rev. D3 (1971)1709.

[20] H.K. Fisher, Review talk at the Intern. Symp. on Electron and Photon Int. at High Energies, Stanford (1975).

[21] P.S.L. Booth et al., Contributed paper No. 997 to the 17th Intern. Conf. on High Energy Physics, London (1974).

解析に利用した実験データの参考文献 [22]~[114]

$\Upsilon_P \rightarrow \pi^+ n$; $d\sigma/d\Omega$

- [22] E.A. Knapp et al., Phys. Rev. 114 (1958) 605.
- [23] J.R. Kilner, PH.D.Thesis (Cal. Inst. of Technology, 1962).
- [24] R.A. Alvarez, Phys. Rev. 12 (1965) 957.
- [25] C. Schaerf, Nuovo Cimento 44 (1966) 504.
- [26] Yu.M. Aleksandrov et al., JETP 22 (1966) 39.
- [27] G. Buschhorn et al., Phys. Rev. Letters 19 (1966) 1027.
- [28] Yu.M. Aleksandrov et al., Phys. Letters 25B (1967) 372.
- [29] S.D. Ecklund and R.L. Walker, Phys. Rev. 159 (1967) 1195.
- [30] H.A. Thiessen, Phys. Rev. 155 (1967) 1488.
- [31] M. Beneventano et al., Nuovo Cimento 54 (1968) 468.
- [32] R.A. Alvarez et al., Phys. Rev. Letters 21 (1968) 1019.
- [33] C. Betourne et al., Phys. Rev. 172 (1968) 1314.
- [34] G. Fischer et al., Nucl. Phys. B16 (1970) 119.
- [35] G. Fischer et al., Bonn preprint PI-100 (1970).
- [36] T. Fujii et al., Phys. Rev. Letters B16 (1971) 1672.
- [37] B. Bouquet et al., Phys. Rev. Letters 27 (1971) 1244.

$\Upsilon_P \rightarrow \pi^+ n$; T

- [38] S. Arai et al., Phys. Letters B40 (1972) 426; Nucl. Phys. B48 (1972) 397.
- [39] K.H. Althoff et al., Nucl. Phys. B53 (1973) 397.
- [40] K.H. Althoff et al., Contributed paper No. 34 to the 6th Intern. Symp. on Electron and Photon Int. at High Energies, Bonn (1973).

[41] P. Feller et al., Phys. Letters 52B (1974) 105 .

$\gamma p \rightarrow \pi^+ n ; \Sigma$

- [42] R.E. Taylor and R.F. Mozley, Phys. Rev. 117 (1960) 835 .
- [43] R.C. Smith and R.F. Mozley, Phys. Rev. 130 (1963) 2429 .
- [44] F.E. Liu, D.L. Drickey and R.F. Mozley, Phys. Rev. 136 (1964) 1183 .
- [45] F.E. Liu and S. Vitale, Phys. Rev. 144 (1966) 1093 .
- [46] M. Grilli et al., Nuovo Cimento 54A (1968) 877 .
- [47] R.W. Zdarko and E.B. Dalley, Nuovo Cimento 10A (1972) 10 .
- [48] J. Alspestor et al., Phys. Rev. Letters 28 (1972) 1403 .
- [49] L.O. Abrahamian et al., Contributed paper No. 295 to the 6th Intern. Symp. on Electron and Photon Int. at High Energies, Bonn (1973) .
- [50] G. Knies et al., Phys. Rev. D10 (1974) 2778 .

$\gamma p \rightarrow \pi^+ n ; P$

- [51] K.H. Althoff et al., Phys. Letters 26B (1968) 640 .
- [52] U. Hahn et al., Preprint Bonn Univ. PI 1-143 (1971) .
- [53] W. Wallraff, Ph.D.Thesis, Bonn PIB 1-162 (1972) .
- [54] U. Hahn et al., Contributed paper No. 54 to the 6th Intern. Symp. on Electron and Photon Int. at High Energies, Bonn (1973) .

$\gamma p \rightarrow \pi^0 p ; d\sigma/d\Omega$

- [55] W.S. McDonald et al., Phys. Rev. 107 (1957) 577 .
- [56] J.W. Dewire et al., Phys. Rev. 110 (1958) 1208 .

- [57] P.C. Stein et al., Phys. Rev. 110 (1958) 1209 .
- [58] H.H. Bingham et al., Phys. Rev. 112 (1958) 2053 .
- [59] G. Bernardini et al., Nuovo Cimento 18 (1960) 120 .
- [60] K. Berkleman et al., Phys. Rev. 117 (1960) 1364 .
- [61] H.E. Jackson et al., Phys. Rev. 119 (1960) 1381 .
- [62] D.B. Miller et al., Proc. Phys. Soc. London 81 (1963) 343 .
- [63] G. Bellettini et al., Nuovo Cimento 29 (1963) 1195 .
- [64] V.L. Highland et al., Phys. Rev. 132 (1963) 1293 .
- [65] R. Diebold, Phys. Rev. 130 (1963) 2089 .
- [66] R.M. Talman, Ph.D.Thesis CIT (1963) .
- [67] Y. Nagashima, Tokyo preprint INSJ-81 (1964) .
- [68] H. De Sraebler et al., Phys. Rev. 140 (1965) B336 .
- [69] G. Bellettini et al., Nuovo Cimento 44 (1966) 239 .
- [70] E.R. Gray et al., Phys. Rev. 160 (1967) 1212 .
- [71] G.L. Hatch, Ph.D.Thesis CIT (1966) .
- [72] C. Bacci et al., Phys. Rev. 159 (1967) 1124 .
- [73] M. Croissiauz et al., Phys. Rev. 164 (1967) 1623 .
- [74] G. Buschhorn et al., Phys. Rev. Letters 20 (1968) 230 .
- [75] G.L. Cassiday et al., Phys. Rev. Letters 21 (1968) 933 .
- [76] F. Wolverton, Ph.D.Thesis CIT (1968) (CALT-68) .
- [77] R. Morand et al., Phys. Rev. 180 (1969) 1299 .
- [78] G. Sauvage, Ph.D.Thesis, Orsay LAL-1207 (1969) .
- [79] G. Fischer et al., Nucl. Phys. B16 (1970) 93 .
- [80] E. Hilger et al., Bonn Preprint PI 1-103 (1970) .
- [81] P.S.L. Booth et al., DNPL/P95 (1971) .
- [82] H. Kemen, Ph.D.Thesis Bonn PIB 1-154 (1972) .

参 6.

- [83] Y. Hemmi et al., Phys. Letters B43 (1973) 79 .
- [84] P. Feller et al., Phys. Letters 49B (1974) 197 .
- [85] P. Dougan et al., Phys. Letters 49B (1974) 194 .
- [86] J.S. Barton et al., Nucl. Phys. B84 (1975) 449 .
- [87] P.S.L. Booth et al., Nucl. Phys. B84 (1975) 437 .

$\gamma p \rightarrow \pi^0 p ; T$

- [88] P.S.L. Booth et al., Contributed paper No. 35 to the 6th Intern. Symp. on Electron and Photon Int. at High Energies, Bonn (1973) .

- [89] P. Feller et al., Phys. Letters 55B (1975) 241 .

$\gamma p \rightarrow \pi^0 p ; \Sigma$

- [90] D. Drickey and R. Mozley, Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 291 ; Phys. Rev. 136 (1964) B543 .
- [91] G. Barbiellini et al., Phys. Rev. 184 (1969) 1402 .
- [92] G. Bologna et al., Frascati preprint, NF-70/39 (1970) .
- [93] Yu. Antufyev et al., Kharkov preprint (1970) .
- [94] J. Alspector et al., Phys. Rev. Letters 28 (1972) 1402 .
- [95] R.W. Zdarko and E.B. Dally, Nuovo Cimento 10A (1972) 10 .
- [96] G. Knies et al., Phys. Rev. D10 (1974) 2778 .
- [97] L. Abrahamian et al., Phys. Letters 48B (1974) 468 .
- [98] V.B. Ganenko et al., Contributed paper No. 308 to the Intern. Symp. on Electron and Photon Int. at High Energies, Bonn (1973) .

$\Upsilon P \rightarrow \pi^0 P ; P$

- [99] P. Stein, Phys. Rev. Letters 2 (1959) 473 .
- [100] R. Querzoli et al., Nuovo Cimento 19 (1961) 53 .
- [101] L. Bertanza et al., Nuovo Cimento 19 (1961) 953; Nuovo Cimento 24 (1962) 743 .
- [102] C. Mencuccini et al., Phys. Rev. 126 (1962) 1181 .
- [103] J. Maloy et al., Phys. Rev. 139 (1965) B733 .
- [104] K.H. Althoff et al., Z. Physik 194 (1966) 135 ; Z. Physik 194 (1966) 144 .
- [105] E. Bloom et al., Phys. Rev. Letters 19 (1967) 671 .
- [106] K.H. Althoff et al., Phys. Letters 26B (1968) 677 .
- [107] D. Lundquist et al., Phys. Rev. 168 (1968) 1527 .
- [108] S. Hayakawa et al., J. Phys. Soc. Jap. 25 (1968) 307.
- [109] P. Blum et al., Bonn PI 1-105 (1970) .
- [110] S. Cheng, reported in the Proceedings ^{of} the Intern. Symp. on Electron and Photon Int. at the High Energies, Daresbury (1969) .
- [111] M. Prentice et al., Nucl. Phys. B41 (1972) 353 .
- [112] D. Trines, Bonn preprint, PIB 1-160 (1972) .
- [113] S. Kabe et al., Nucl. Phys. B50 (1972) 17 .
- [114] N. Tanaka et al., Phys. Rev. B41 (1972) 353 .

- [115] 堀川直显, 中面三豊, 本発表論文(1974).
VMEの寄与の部分波展開は可ハズ堀川氏の計算による.
- . H. Shimoida, Y. Sumi and H. Yokomi, Prog. Theor. Phys.
27 - 6 (1967) 1167.
- . F.A. Berends, A. Donnachie and D.L. Weaver, Nucl. Phys. B4 (1967)
103.
- [116] R.C.E. Devenish, W.J. Leith, D.H. Lyth and A. Rankin, Nuovo Cim.
1A (1971) 155.
- [117] M. Bando, T. Inagaki, T. Nakamura and H. Sugimoto, Prog. Theor.
Phys. 51 (1974) 1094.
- [118] I.S. Barker, A. Donnachie and J.K. Storrow, preprint DL/P 232.
- [119] G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low and Y. Nambu, Phys. Rev. 106
(1957) 80.
- [120] G. Hohler and W. Schmidt, Annals of Physics 28 (1964) 34.
- [121] A. Donnachie and G. Shaw, Annals of Physics 37 (1966) 333.
- [122] M. Gourdin and Ph. Salin, Nuovo Cim. 27 (1963) 193.
- [123] Ph. Salin, Nuovo Cim. 28 (1963) 2840.
- [124] Y.C. Chau, N. Dombey and R.G. Moorhouse, Phys. Rev. 163 (1967)
163.
- [125] R.G. Moorhouse and W.A. Rankin, Nucl. Phys. B23 (1970) 181.
- [126] F.A. Berends and D.L. Weaver, Nucl. Phys. B30 (1971) 1.
- [127] P. Noelle, W. Pfeil and D. Schwela, Nucl. Phys. B26 (1971) 461.

図 III-12 ~ 25 の註釈.

- 図 III-12 : $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応の微分断面積 $d\sigma^+ / d\Omega$ についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献 ϕ [22], ϕ [26], ϕ [29, 30], ϕ [31], ψ [33, 37], ϕ [35], ϕ [36] にもとづく。
- 図 III-13 : $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応の微分断面積 $d\sigma^0 / d\Omega$ についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献 ϕ [56, 57, 61], ϕ [58, 65, 66, 71, 76], ϕ [68], ϕ [72], ψ [73, 78], ϕ [80], ϕ [83], \dagger [85], ϕ [86] にもとづく。
- 図 III-14 : $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応, 0.4 GeV の $d\sigma^+ / d\Omega$, T^+ , Σ^+ , P^+ についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献 $d\sigma^+ / d\Omega$: ϕ [33], \dagger [34, 35], ψ [36] (入射光子エネルギー $\pm 5 \text{ MeV}$ の範囲内のデータのみをプロットした), T^+ : ϕ [39, 45], Σ^+ : ψ [47], ϕ [48], P^+ : ϕ [52], ϕ [53] にもとづく。
- 図 III-15 : $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応, 0.7 GeV の $d\sigma^+ / d\Omega$, T^+ , Σ^+ , P^+ についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献, $d\sigma^+ / d\Omega$: ψ [25], \dagger [29, 30], ψ [31], ψ [33, 37], ψ [35], ϕ [36] (入射光子エネルギー $\pm 5 \text{ MeV}$ の範囲内のデータのみをプロットした), T^+ : ϕ [39], ϕ [40], ϕ [45], Σ^+ : ϕ [46], ψ [49], ϕ [51], P^+ : ϕ [55] にもとづく。又 Bonn ギル-70 ψ [20], Daresbury ギル-70 ϕ [21], ϕ [20] の新しいデータはこの解析では利用できなかった。

図 III-16 :

$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応, 1.0 GeV の $40^\circ/4\Omega$, T^+ , Σ^+ , P^+ についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献 $40^\circ/4\Omega$: ψ [29, 30], ϕ [32], ϕ [36], ψ [37], T^+ : ϕ [39, 40], ϕ [41], Σ^+ : ψ [48], P^+ : ψ [54] にもとづく。 ϕ [20], ϕ [21] (T^+ , Σ^+ , P^+) の新しいデータはこの解析では利用できないが, T^+ についての MW, MOR の予想値を (.....), (---) を示す。

図 III-17 :

$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応の偏極ターゲット非対称性 T^+ についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献 ϕ [38, 41], ψ [39], にもとづく。 ϕ [20], ϕ [20] は新しいデータで, この解析では利用できないが, また T^+ ($\sim 130^\circ$) についての MW, MOR の予想値を (.....), (---) を示す。

図 III-18 :

$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応の偏極光子非対称性 Σ^+ についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献, ψ [42], ϕ [43], ϕ [44], ϕ [45], ψ [46], ϕ [47], ψ [48], ψ [50], にもとづく。 ψ [20], ϕ [20] は新しいデータでこの解析では利用できないが, Σ^+ (90°) 用の Σ^+ の角分布 (図 III-15) は $0.45 \sim 0.7 \text{ GeV}$ での異なる傾向を示す。

図 III-19 :

$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応の反跳核子偏極度 P^+ についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献 ϕ [51], ψ [52], ψ [53], ψ [54], にもとづく。 ψ [21], ϕ [20] は新しいデータでこの解析には利用できないが, この新しいデータはこの解析の予想値に近い値を示している。

図 III-20 :

$\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応, 0.4 GeV の $d\sigma/d\Omega$, T^0 , Z^0 , P^0 についての角分布結果のフィット曲線と実線 T^0 - Z^0 . T^0 - Z^0 は参考文献 $d\sigma/d\Omega$: χ [55], ϕ [70], \dagger [77, 78, 80], ρ [81], $\$$ [85] (入射光子エネルギーが $\pm 5 \text{ MeV}$ の範囲内の T^0 - Z^0 のみを用いた), T^0 : ϕ [87], Σ^0 : ψ [90], ϕ [91], ϕ [98] にもとづく.

図 III-21 :

$\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応, 0.7 GeV の $d\sigma/d\Omega$, T^0 , Σ^0 , P^0 についての角分布結果のフィット曲線と実線 T^0 - Z^0 . T^0 - Z^0 は参考文献 $d\sigma/d\Omega$: \ast [67], ρ [68, 70], χ [74], ϕ [76], $\$$ [81], \dagger [82], \ast [84, 85] (入射光子エネルギーが $\pm 5 \text{ MeV}$ の範囲内の T^0 - Z^0 のみを用いた), T^0 : ϕ [88], ϕ [89], Σ^0 : ϕ [95], ψ [96], P^0 : ψ [99], \ast [107], \ast [109], ϕ [112] にもとづく.

図 III-22 :

$\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応, 1.0 GeV の $d\sigma/d\Omega$, T^0 , Z^0 , P^0 についての角分布結果のフィット曲線と実線 T^0 - Z^0 . T^0 - Z^0 は参考文献 $d\sigma/d\Omega$: ρ [58, 65, 66], \ast [74], ϕ [78], \dagger [81, 86, 87], $\$$ [83], χ [84], T^0 : ϕ [88], ϕ [89], P^0 : ψ [107] にもとづく. また, Σ^0 についての MW, MOR の予想値を (---), (---) を示す.

図 III-23 : $\delta p \rightarrow \pi^0 p$ 反応の偏極光子非対称性 T^0 についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献 ψ [88], ϕ [89] にもとづく。 T^0 ($\sim 100^\circ$) についての MW, MOR の予想値を (---), (---) を示す。

図 III-24 : $\delta p \rightarrow \pi^0 p$ 反応の偏極光子非対称性 Σ^0 についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献 ψ [90], ψ [91], ψ [92], ψ [93], ϕ [94], ϕ [95], ϕ [96], ϕ [98] にもとづく。

図 III-25 : $\delta p \rightarrow \pi^0 p$ 反応の反跳核子偏極度 P^0 についての解析結果のフィット曲線と実験データ。データは参考文献 ψ [99], ψ [100], ϕ [103], ψ [105], ϕ [106], ϕ [107], ϕ [108], ψ [109], ψ [110], ϕ [111], ϕ [112], ψ [114] にもとづく。