

LNF-72/2  
7 Gennaio 1972

G. Bologna, I. Peruzzi, M. Piccolo e G. Troise: UN ESPERIMENTO PER LA MISURA DEL RAPPORTO DI ASIMMETRIA NELLA FOTOPRODUZIONE COERENTE DI  $\pi^0$  SU DEUTONE DA  $\gamma$  POLARIZZATI. -

G. Bologna, I. Peruzzi, M. Piccolo e G. Troise<sup>(x)</sup>: UN ESPERIMENTO PER LA MISURA DEL RAPPORTO DI ASIMMETRIA NELLA FOTOPRODUZIONE COERENTE DI  $\pi^0$  SU DEUTONE DA  $\gamma$  POLARIZZATI<sup>(o)</sup>. -

1) - INTRODUZIONE. -

Lo studio delle reazioni indotte da fotoni ha ricevuto in questi ultimi anni un notevole impulso sia per la possibilità di usare fasci di energia sempre più alta, sia per la disponibilità di un nuovo mezzo di ricerca quale il fascio  $\gamma$  linearmente polarizzato. Questo ultimo permette una analisi più dettagliata del processo, in particolare la misura separata delle sezioni d'urto  $d\sigma_{\perp}/d\Omega$  e  $d\sigma_{\parallel}/d\Omega$ , cioè con polarizzazione perpendicolare e parallela al piano della reazione (di un processo a due corpi).

Di solito in misure di questo tipo i risultati vengono espressi in termini di fattore di asimmetria:

$$\Sigma = \frac{d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel}}{d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel}}$$

Fin dal 1964 ha avuto inizio a Frascati l'analisi sistematica dei processi di fotoproduzione da  $\gamma$  polarizzati, nella regione della 1<sup>a</sup> risonanza; esperimenti dello stesso tipo sono stati effettuati a Stanford e, più recentemente, a Tokyo. Nella tabella I abbiamo raccolto i dati di asimmetria attualmente disponibili per energie del  $\gamma$  intorno a 300 MeV<sup>(1 ÷ 9)</sup>.

Questo esperimento costituisce il primo contributo allo studio della fotoproduzione coerente su deutone da  $\gamma$  polarizzati.

Questo processo è stato finora studiato in diversi lavori sia teorici che sperimentali, tuttavia la situazione è attualmente alquanto confusa e molti importanti problemi sono tuttora aperti.

---

(x) - Università di Napoli, INFN Sez. Napoli.

(o) - Una sintesi di questo lavoro è stata sottoposta a Nuovo Cimento per la pubblicazione.

TABELLA 1

Process	$E_\gamma$	$\theta^x$	$\Sigma$	Ref.
$\gamma p \rightarrow \gamma p$	305	$90^\circ$	$0.52 \pm 0.03$	9
	380	$90^\circ$	$0.58 \pm 0.05$	
$\gamma p \rightarrow p\pi^0$	290	$90^\circ$	$0.59 \pm 0.04$	1
	305	$90^\circ$	$0.52 \pm 0.03$	
	320	$90^\circ$	$0.67 \pm 0.03$	
	325	$90^\circ$	$0.60 \pm 0.03$	
$\gamma p \rightarrow n\pi^+$	325	$90^\circ$	$0.61 \pm 0.05$	2
	300	$90^\circ$	$0.47 \pm 0.05$	
$\gamma d \rightarrow \pi^- pp$	380	$90^\circ$	$0.75 \pm 0.07$	4
	330	$90^\circ$	$0.42 \pm 0.03$	
$\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$	330	$135^\circ$	$0.18 \pm 0.05$	4
	330	$90^\circ$	$0.43 \pm 0.03$	
$\gamma d \rightarrow pn$	330	$135^\circ$	$0.25 \pm 0.05$	7
	310	$90^\circ$	$0.35 \pm 0.04$	
$\gamma H_3 \rightarrow dp$	380	$90^\circ$	$0.37 \pm 0.09$	8
	250	$90^\circ$	$0.36 \pm 0.08$	

Dal punto di vista teorico, l'applicazione dell'approssimazione impulsiva, normalmente usata per trattare il deutone, presenta difficoltà (11 ÷ 15); infatti in questo caso ci si aspetta che le interazioni nello stato finale abbiano una parte rilevante<sup>(10)</sup>; inoltre bisogna tener conto del fattore di forma del deutone che fa diminuire rapidamente la sezione d'urto al crescere dell'impulso trasferito.

La situazione sperimentale è ancora meno chiara: i dati attualmente disponibili<sup>(16 ÷ 26)</sup> sono difficilmente confrontabili perché ottenuti in condizioni cinematiche diverse. Una prima analisi sistematica è tuttora in corso a Bonn; i risultati preliminari<sup>(27)</sup>, confrontati con i precedenti usando il fattore di forma calcolato da Hadjannou<sup>(28)</sup>, mostrano una forte discrepanza (più di un fattore due) nella regione della prima risonanza.

Lo scopo del nostro esperimento è quello di offrire un contributo allo studio di questo processo misurando il fattore di asimmetria, nella regione di energia della prima risonanza. Questo tipo di misura presenta diversi vantaggi in quanto non è influenzato né dal fattore di forma (che moltiplica entrambe le  $d\sigma_\perp/d\Omega$  e  $d\sigma_\parallel/d\Omega$ ), né dalle interazioni nello stato finale. Per questo motivo l'interpretazione dei risultati risulta più agevole; i dati sull'asimmetria, insieme con quelli di una analisi sistematica della sezione d'urto, potranno poi essere usati per una analisi fenomenologica in termini di multipoli come già fatto nel caso della fotoproduzione su protone.

## 2) - LA PROCEDURA SPERIMENTALE. -

Nello scegliere le condizioni cinematiche in cui effettuare la misura si è tenuto conto di vari fattori, primo tra tutti la possibilità di una agevole rivelazione e identificazione dei deutoni, facendo uso di contatori

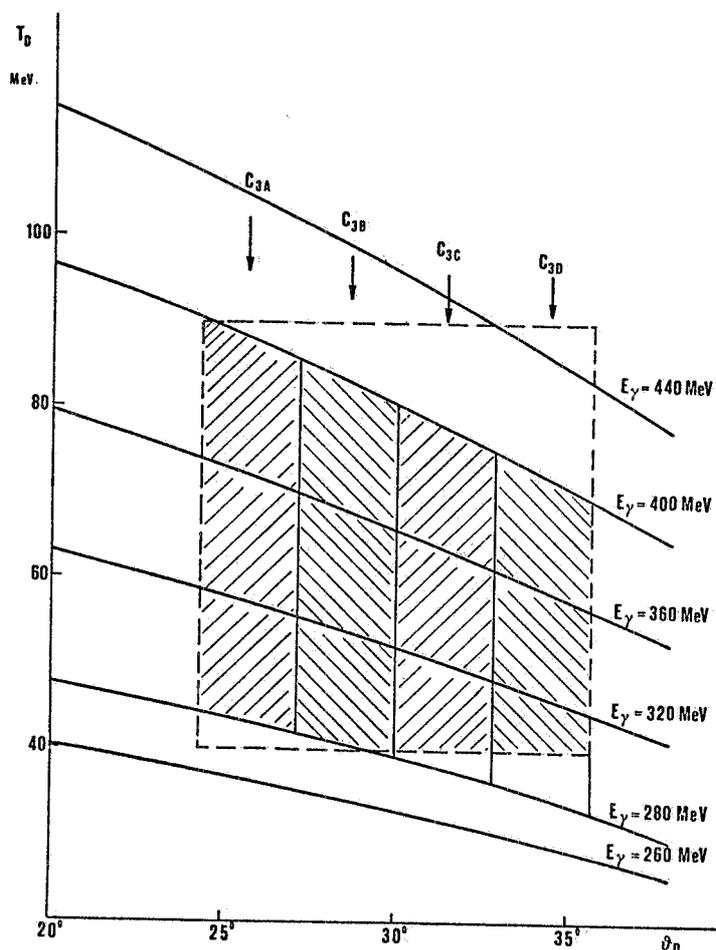


FIG. 1

volte descritto<sup>(1)</sup>. Nel nostro caso abbiamo scelto un'energia di picco di 375 MeV; la polarizzazione ottenuta è stata piuttosto elevata: più del 44% sul massimo e un valore medio sulla nostra accettazione in energia di circa il 37%.

In Fig. 2 sono mostrati lo spettro in energia dei fotoni incidenti, l'andamento della polarizzazione e l'accettazione in energia del nostro apparato, determinata quest'ultima mediante un calcolo tipo Montecarlo.

Per evitare di introdurre errori sistematici nella misura di asimmetria, lo spettro di energia del fascio è stato costantemente misurato e tenuto sotto controllo durante tutto l'arco delle misure, in particolare è stata verificata la riproducibilità dopo ogni cambio nell'orientamento degli assi del cristallo.

L'apparato sperimentale usato consiste di due telescopi di contatori a scintillazione; uno è un telescopio a range per particelle pesanti, me

a scintillazione standard. D'altra parte, l'errore sulla asimmetria è inversamente proporzionale al valore della polarizzazione e alla radice quadrata del numero di eventi totale; la regione di energia che consente sia una buona velocità di conteggio che una elevata polarizzazione è quella compresa tra 280 e 420 MeV. In Fig. 1 sono riportate le curve cinematiche; il rettangolo tratteggiato rappresenta la zona accettata dal nostro dispositivo. L'angolo di rivelazione del deutone varia tra  $24^\circ$  e  $36^\circ$  nel lab. corrispondente all'intervallo  $(104^\circ - 127^\circ)$  nel c. m.; il momento trasferito è, in questa situazione, compreso tra 2 e  $3 \text{ f}^{-1}$ .

Il fascio che abbiamo usato è quello linearmente polarizzato disponibile a Frascati e che è già stato più

4.

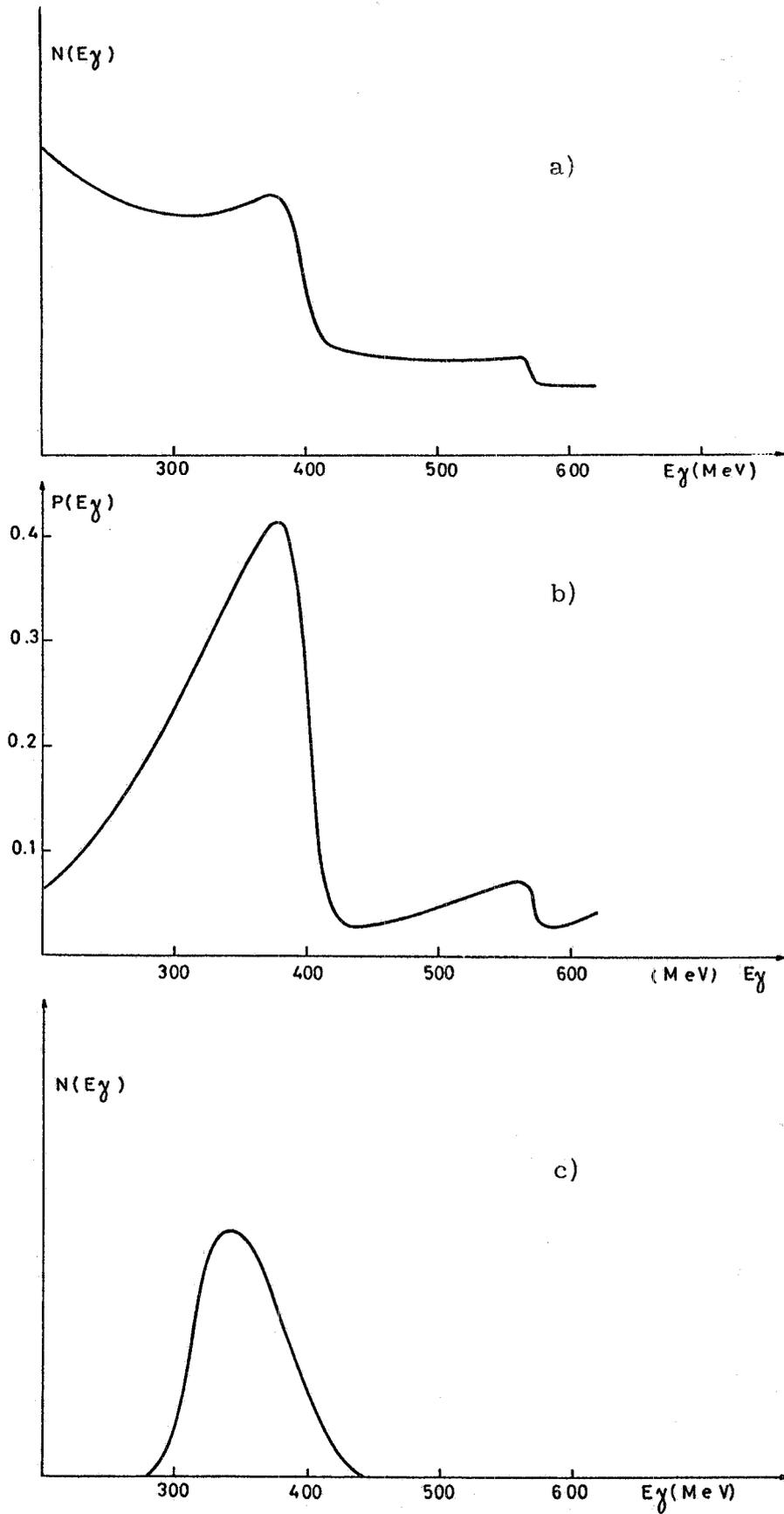


FIG. 2

diante il quale si effettua la misura delle perdite di energia per ionizzazione, dell'energia totale e del tempo di volo; l'altro è un telescopio a sciami, preceduto da un'anticoincidenza, per la rivelazione di uno dei due gamma di decadimento del  $\pi^0$ .

Lo schema dell'apparato è riportato nella Fig. 3.

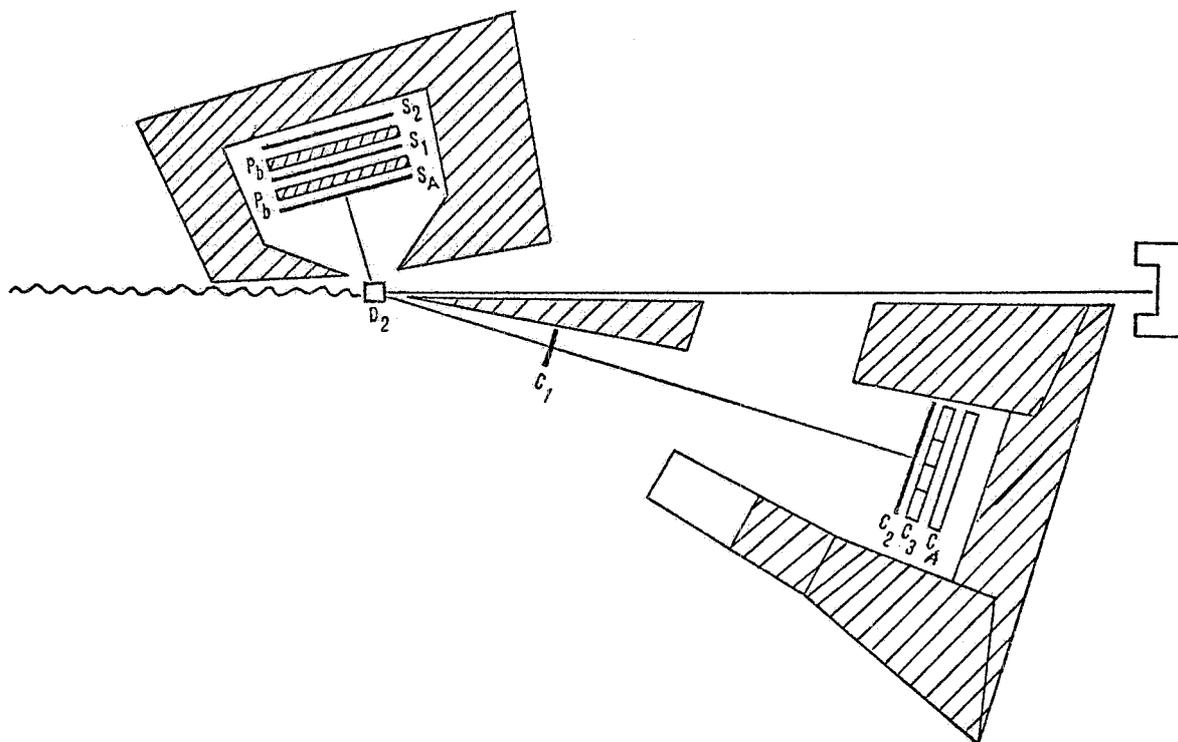


FIG. 3

$C_1$  e  $C_2$  sono due contatori sottili; essi vengono usati sia per la misura delle perdite di energia per ionizzazione, sia per la misura del tempo di volo (la loro distanza è 2 m). Le loro dimensioni sono rispettivamente  $10 \times 20 \times 0.2 \text{ cm}^3$  e  $30 \times 60 \times 0.3 \text{ cm}^3$ ;  $C_1$  è visto da due fototubi, uno con partitore lineare per l'analisi in ampiezza, uno con partitore a saturare per il tempo di volo;  $C_2$  è visto da 3 fototubi, due miscelati, per l'analisi in ampiezza, il terzo per il tempo di volo.  $C_3$  è un odoscopio di quattro contatori delle dimensioni  $15 \times 30 \times 2.5 \text{ cm}^3$ , visti ciascuno da due fototubi. In  $C_3$  i deutoni di energia compresa nel range prescelto, vengono assorbiti; è possibile quindi misurarne l'energia totale, a meno, naturalmente, delle perdite in aria (3 m) che peraltro sono calcolabili, e nella targhetta (spessore 2 cm).  $C_A$  è un contatore di anticoincidenza per discriminare dalle particelle passanti.

L'efficienza geometrica di rivelazione dei gamma è stata valutata con un Montecarlo e risulta essere di circa il 40%; quella di rivelazione è dello stesso ordine di grandezza, comunque una sua valutazione più precisa non interessa ai fini delle determinazioni della asimmetria; abbiamo preferito fare uso della coincidenza al solo scopo di migliorare il rapporto eventi buoni/fondo.

Lo schema a blocchi dell'elettronica è riportato nella Fig. 4.

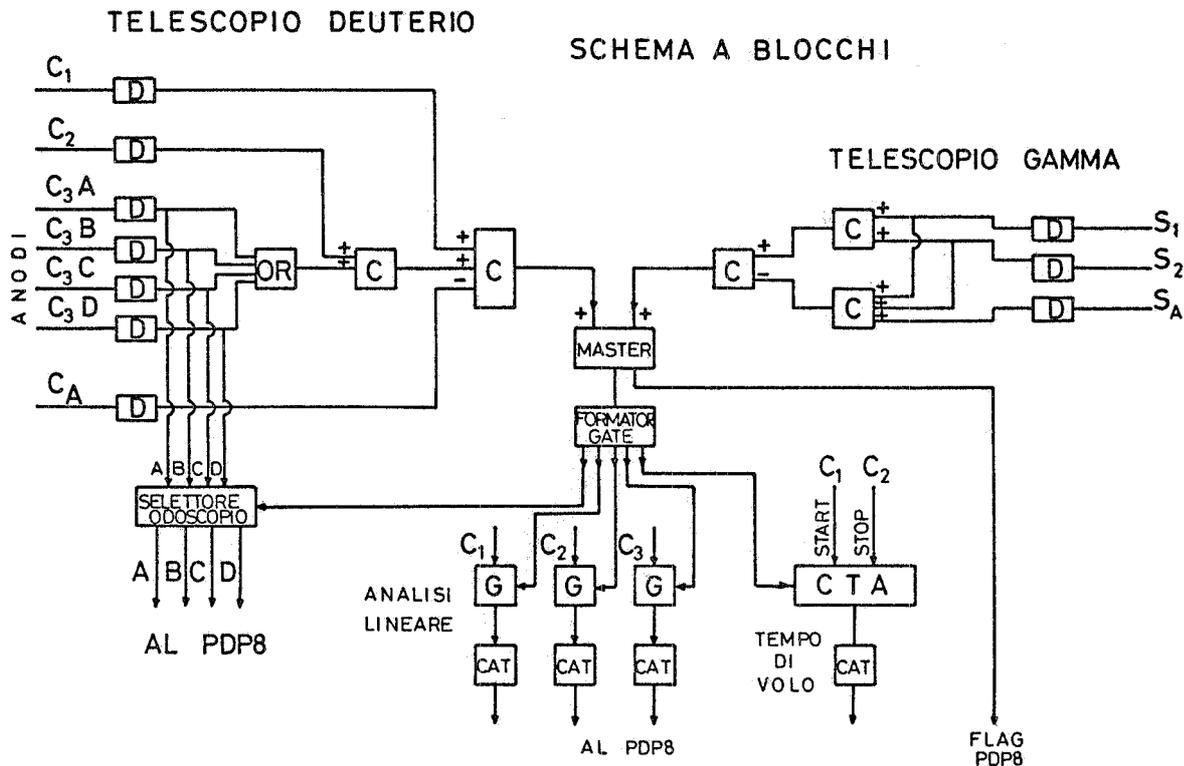


FIG. 4

Un trigger è definito come la coincidenza

$$(C_1 C_2 C_3 \bar{C}_A) (\bar{S}_A S_1 S_2)$$

ad ogni evento un piccolo computer on line (un PDP8 della DEC) registra le seguenti informazioni:

- altezza degli impulsi in C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub>, C<sub>3</sub>
- tempo di volo tra C<sub>1</sub> e C<sub>2</sub>
- identificazione del contatore di C<sub>3</sub> interessato,

l'insieme di questi dati permette di ricostruire completamente l'evento, cioè di determinare la massa della particella rivelata e l'energia del fotone incidente, oltre all'angolo di emissione in un intervallo di 3°; una migliore misura angolare non sarebbe utile ai fini della ricostruzione cinematica dell'evento a causa delle incertezze dovute alla perdita di energia nella targhetta, allo scattering multiplo, ecc.

### 3) - CALIBRAZIONE DEL TELESCOPIO PER DEUTONI. -

I deutoni che il nostro dispositivo rivela hanno un'energia compresa tra 40 e 85 MeV circa; le perdite di energia nei vari contatori sono rispettivamente:

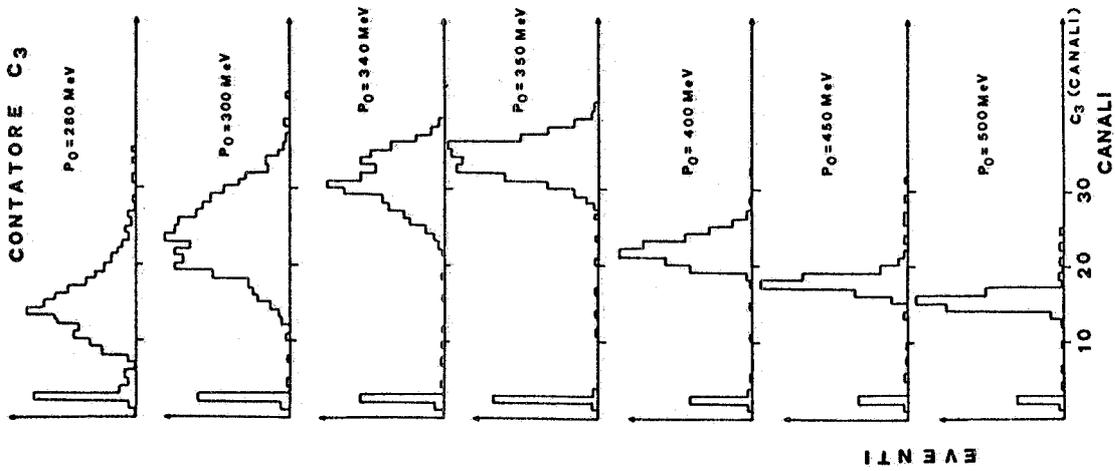


FIG. 5

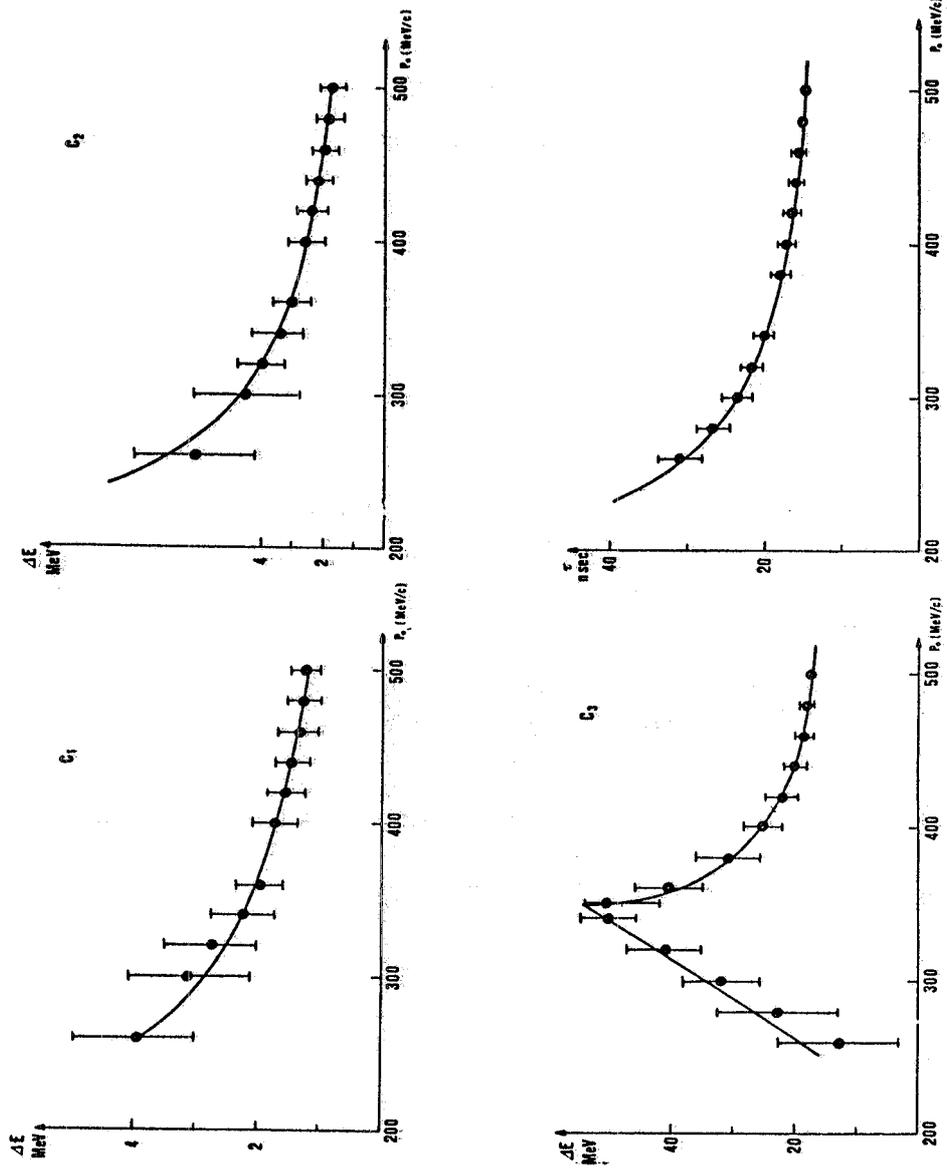


FIG. 6

8.

- da 3 a 6 MeV in  $C_1$  ( da 7 a 15 volte la perdita di una particella al minimo)
- da 5 a 20 MeV in  $C_2$  (da 8 a 30 particelle rel.)
- da 1 a 72 MeV in  $C_3$  ( da 1 a 14 particelle rel.)

è necessaria quindi una buona linearità nell'analisi di ampiezza per impulsi di altezza variabile in un grosso intervallo. Il corrispondente tempo di volo varia tra 24 e 40 nsec.

Il telescopio è stato calibrato usando protoni monocromatici, provenienti dalla reazione  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ , selezionati in impulso da un analizzatore magnetico.

La risoluzione ottenuta è stata abbastanza buona in  $C_3$ , (circa il 10%), e soddisfacente, tenuto conto delle dimensioni dei contatori, in  $C_1$  e  $C_2$ . In Fig. 5 e 6 sono riportati alcuni spettri ottenuti e la taratura di  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  e del tempo di volo.

La risoluzione nella misura del tempo di volo, ovvero la semi-larghezza a metà altezza dello spettro ottenuto con i contatori sovrapposti, è di 1 canale, corrispondente a 0.8 nsec.

In Fig. 7 è riportato il tipico spettro di massa ottenuto dal prodotto dell'energia totale  $E$  per il quadrato del tempo di volo  $t^2$  per  $l^2/2$ , ottenuto su una distanza  $l$  di due metri e protoni monocromatici.

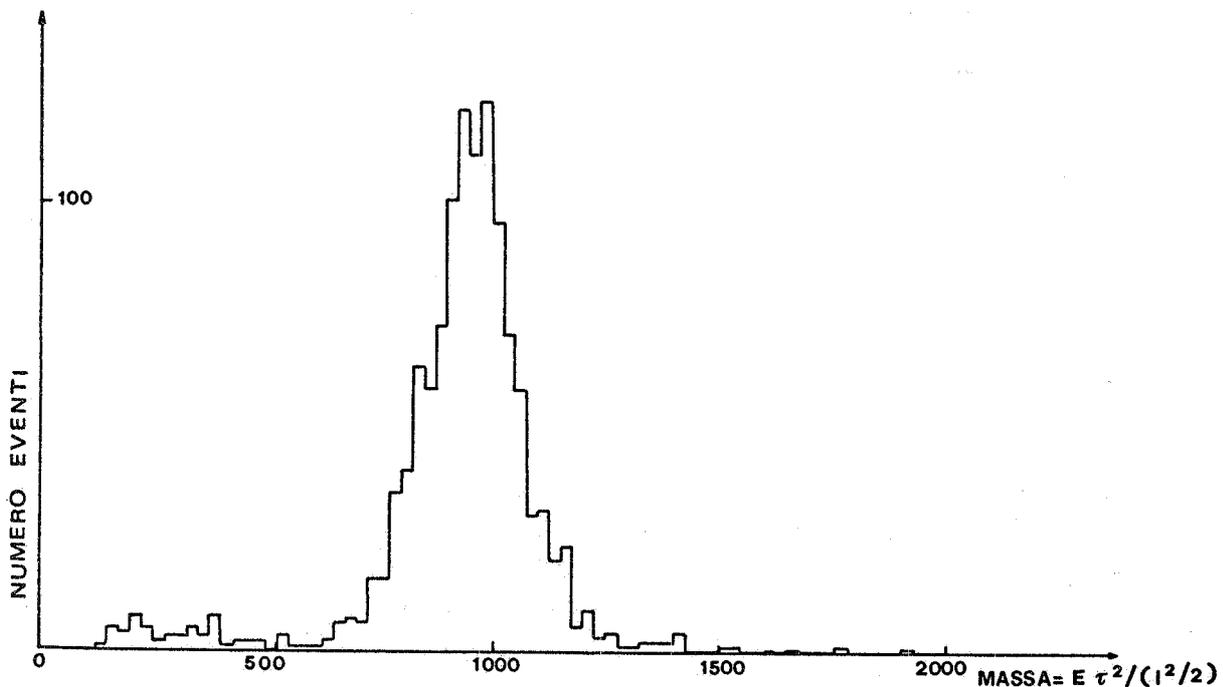


FIG. 7

## 4) - IDENTIFICAZIONE DEI DEUTONI. -

La maggior parte degli eventi di fondo è costituita da protoni, provenienti sia dai processi in cui si ha disintegrazione del deuterio, sia da fotoproduzione sui protoni presenti nelle pareti della targhetta<sup>(x)</sup>.

I protoni che possono dar luogo ad un trigger, cioè che vengono fermati in  $C_3$  sono quelli di energia compresa tra 35 e 65 MeV; trattandosi di protoni lenti, le loro perdite di energia e il loro tempo di volo variano in intervalli parzialmente sovrapposti con i corrispondenti relativi ai deutoni. Dai singoli spettri in energia o dal solo tempo di volo, non è pertanto possibile separare questi due tipi di particelle. Tuttavia ciò è possibile, anche evento per evento, se si considera l'insieme di queste informazioni: a parità di tempo di volo, cioè di velocità, i deutoni, avendo massa doppia, hanno un'energia circa doppia di quella dei protoni. In Fig. 8 sono riportati gli spettri di ampiezza in  $C_3$  per vari valori del tempo di volo: per valori bassi di  $\tau$ , la maggior parte delle particelle è costituita da pioni, poi cominciano a comparire i protoni, con energie via via decrescenti al diminuire della velocità; in corrispondenza di un tempo di volo di 24 nsec si cominciano a vedere i deutoni; anche la loro energia decresce progressivamente fino a scomparire quando il tempo di volo arriva a 40 nsec. Per valori più alti di tempo di volo si hanno solo coin

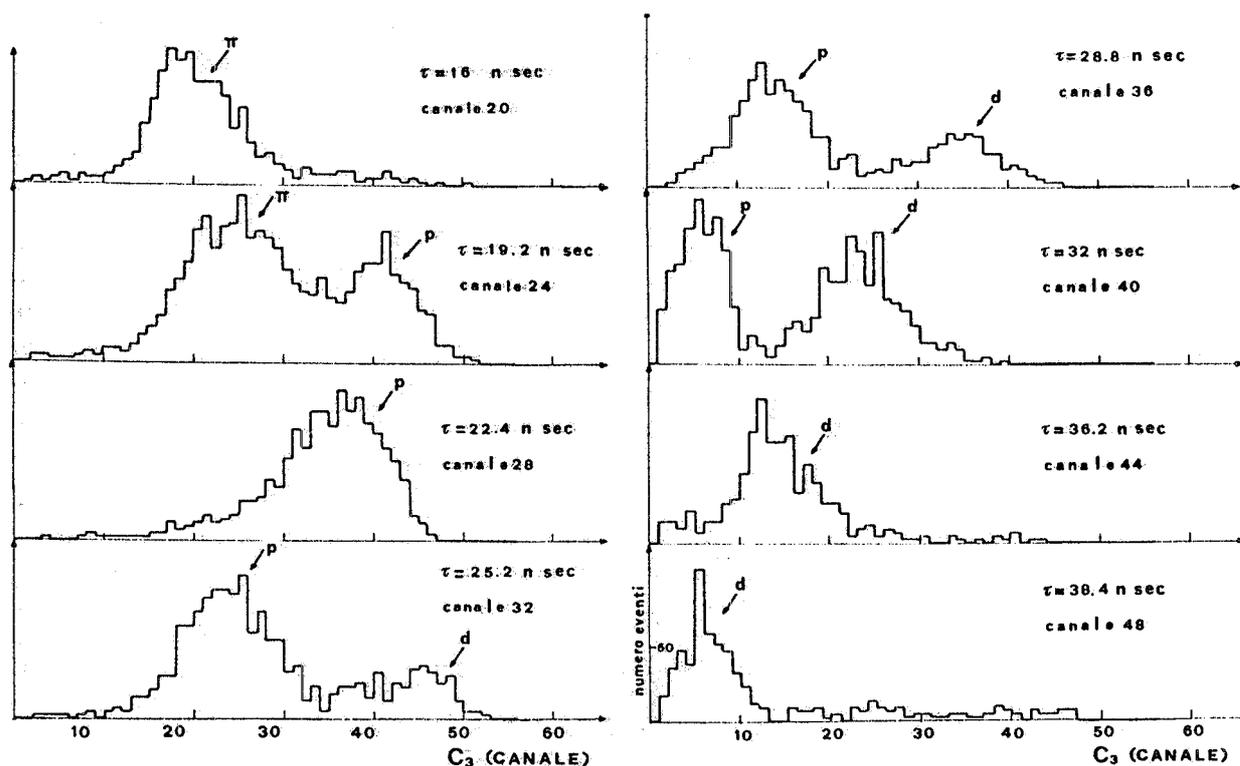


FIG. 8

(x) - Si tenga presente che affinché lo spettro  $\gamma$  risulti polarizzato intorno a 300 MeV, esso si deve estendere fino ad 1 GeV.

cidenze casuali tra particelle appartenenti a bunch diversi.

In Fig. 9 è riportata complessivamente la correlazione tra perdite di energia in  $C_3$  e tempo di volo, per le quattro strisce di  $C_3$ . I punti corrispondono alla posizione dei picchi di cui alla figura precedente; le barre verticali sono le semilarghezze; le curve continue sono quelle calcolate. Il fattore di conversione canale - MeV è quello ottenuto con la taratura con i protoni. Come si vede la situazione è soddisfacente e la separazione tra protoni e deutoni è buona, nonostante gli effetti di saturazione dovuti alla maggiore ionizzazione specifica dei deutoni.

La separazione diventa ancora più evidente se si considerano gli spettri di massa; in Fig. 10 sono riportati i tipici spettri ottenuti nelle quattro strisce di  $C_3$ . Come si vede, il fondo di particelle relativistiche e pioni è molto maggiore in  $C_{3A}$  che è il più vicino al fascio e diminuisce progressivamente per le strisce più lontane. Nella Fig. 11 lo spettro complessivo viene confrontato con quello ottenuto, nelle identiche condizioni sperimentali, usando una targhetta di idrogeno.

#### 5) - SOTTRAZIONE DEL FONDO. -

Il fondo presente nella nostra misura può considerarsi diviso in due categorie: fondo dovuto a protoni, pioni, sciami o coincidenze casuali; fondo dovuto a deutoni provenienti da altri processi.

Il fondo del primo tipo costituisce la maggior parte degli eventi del trigger; tuttavia solo una piccola percentuale di esso è quello che va sottratto con cura, vale a dire quegli eventi che cadono nello spettro di massa o nella correlazione tempo di volo - perdita di energia, nella regione dei deutoni. Questo fondo si può dedurre dalla misura con bersaglio di  $H_2$ , come diremo in seguito. Il secondo tipo di fondo può provenire solo da reazioni con sezioni d'urto molto basse e la cui efficienza di rivelazione è inferiore a quella del processo che vogliamo studiare, ad esempio effetto Compton su deutone e fotoproduzione doppia di  $\pi^0$ . Stimiamo che il primo sia trascurabile, il secondo, che dovrebbe anch'esso essere molto basso, può venire solo dai fotoni della parte incoerente dello spettro e quindi al più può provocare, essendo simmetrico, un lieve abbassamento dell'asimmetria misurata.

Per la valutazione del fondo del primo tipo sono stati effettuati runs sia con targhetta vuota che con targhetta di idrogeno. Il contributo degli eventi da targhetta vuota sullo spettro di massa è illustrato in Fig. 12. Tutti gli eventi sono stati analizzati in duplice modo: in base al valore di massa ottenuto e in base alla compatibilità, nei limiti delle risoluzioni sperimentali, del tempo di volo con le perdite di energia nei singoli contatori. Sul totale degli eventi esaminati i due criteri risultano coincidenti in circa il 90% delle volte; tale percentuale sale al 94% circa quando si siano sottratti i contributi da targhetta vuota. In entrambi i tipi di analisi, dopo la sottrazione degli eventi da targhetta vuota, si è sottratto il fondo normalizzato che si ha in corrispondenza del deutone nel caso di targhetta di idrogeno.

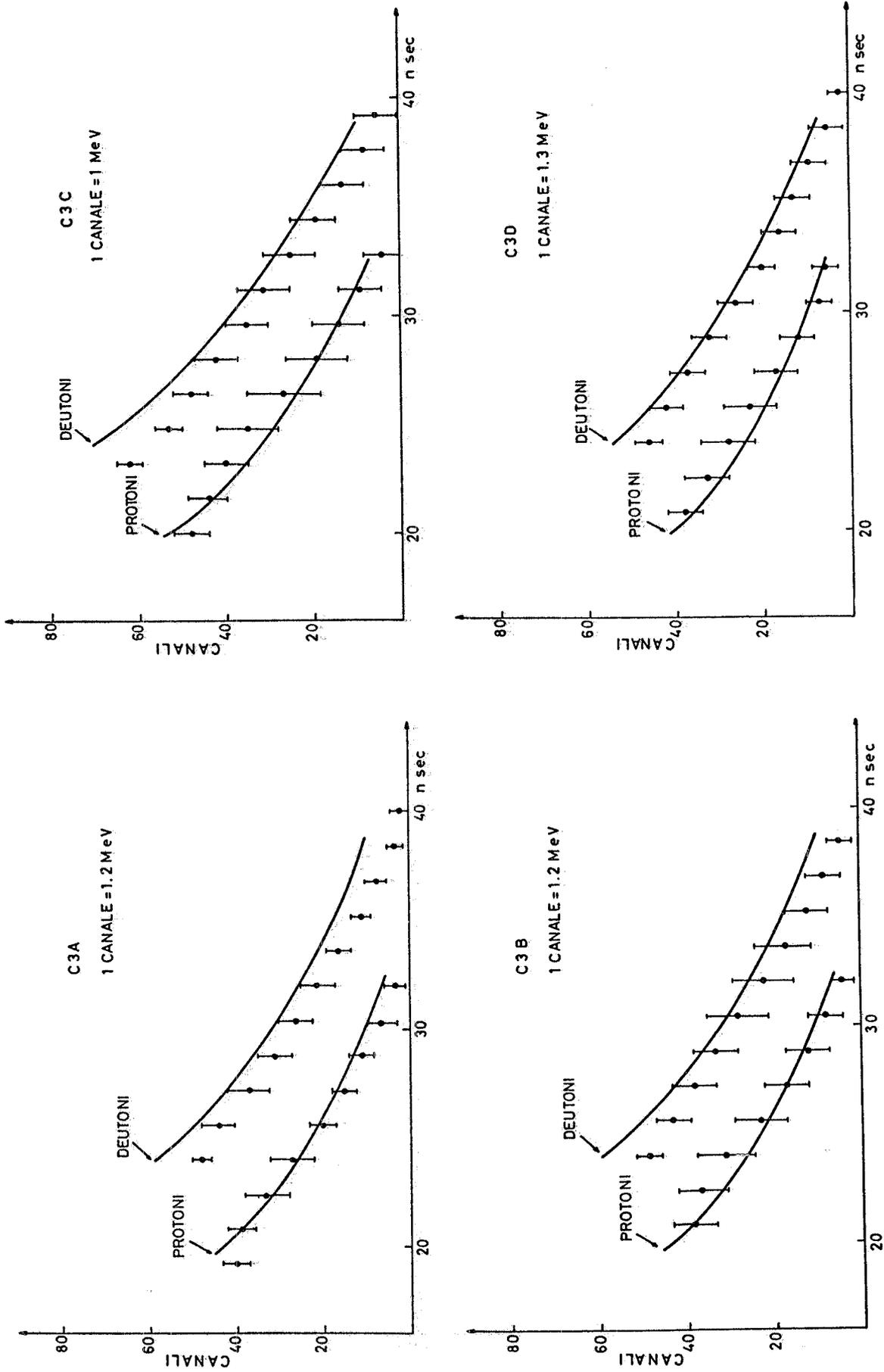


FIG. 9

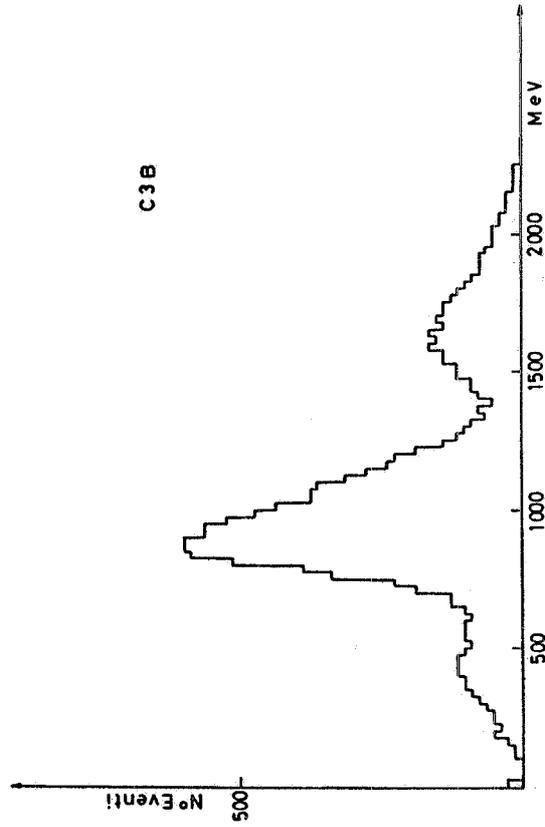
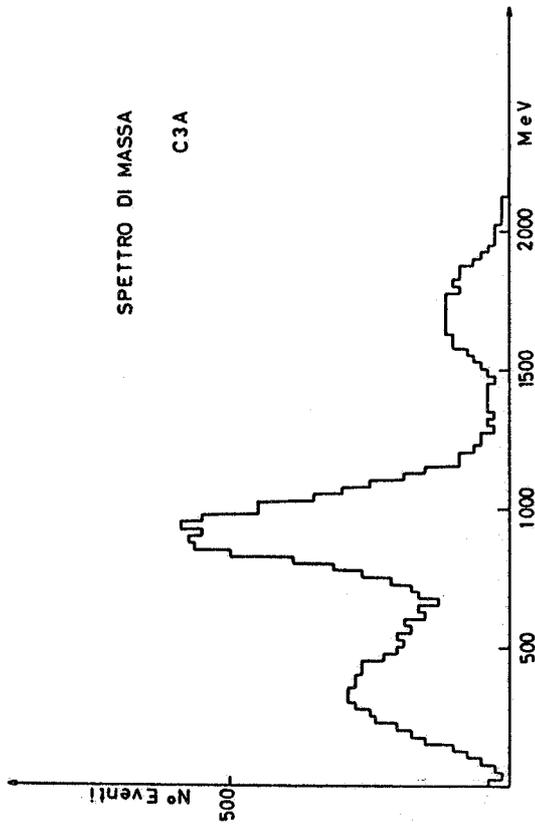
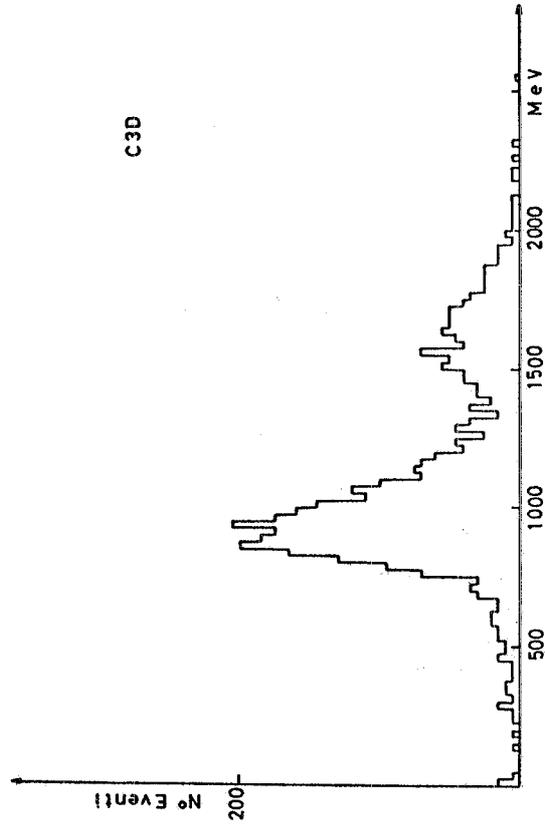
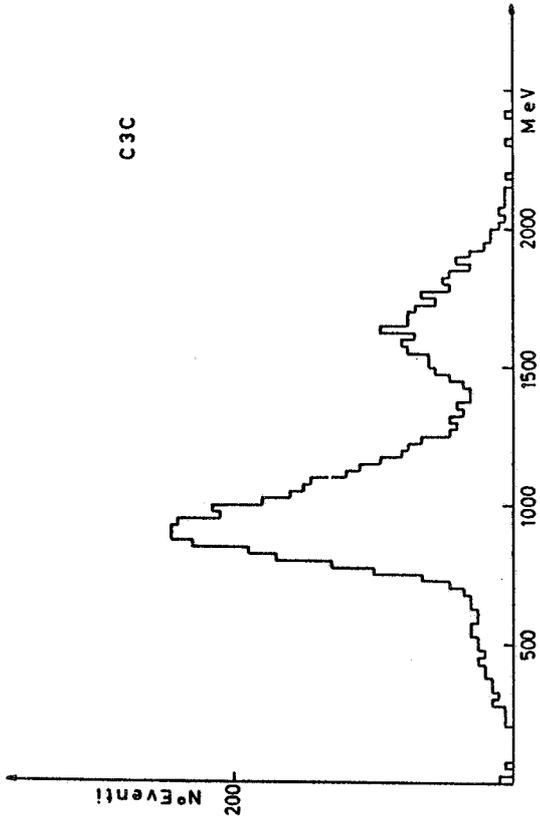


FIG. 10

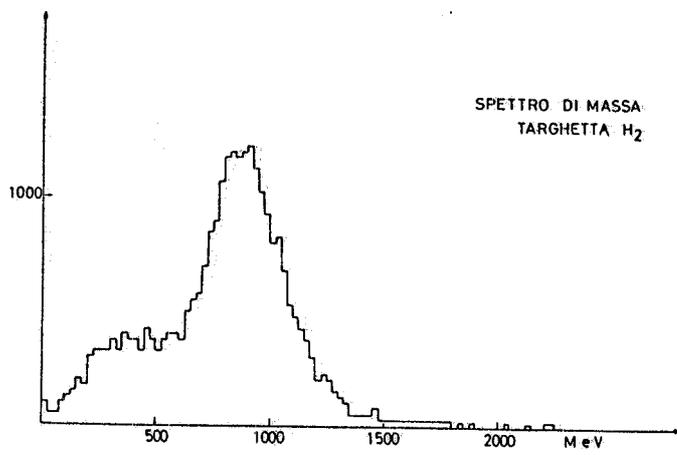
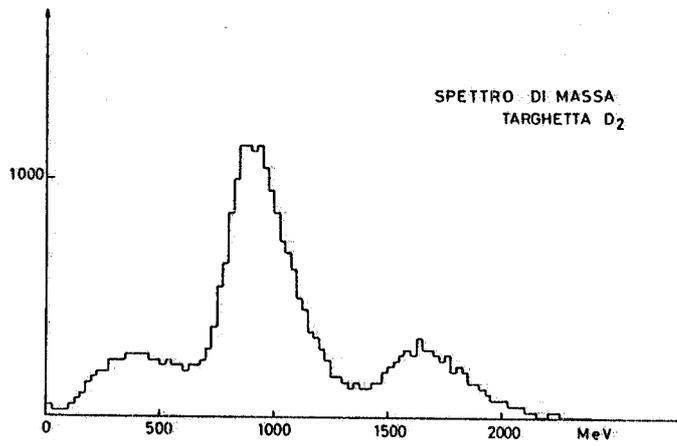


FIG. 11

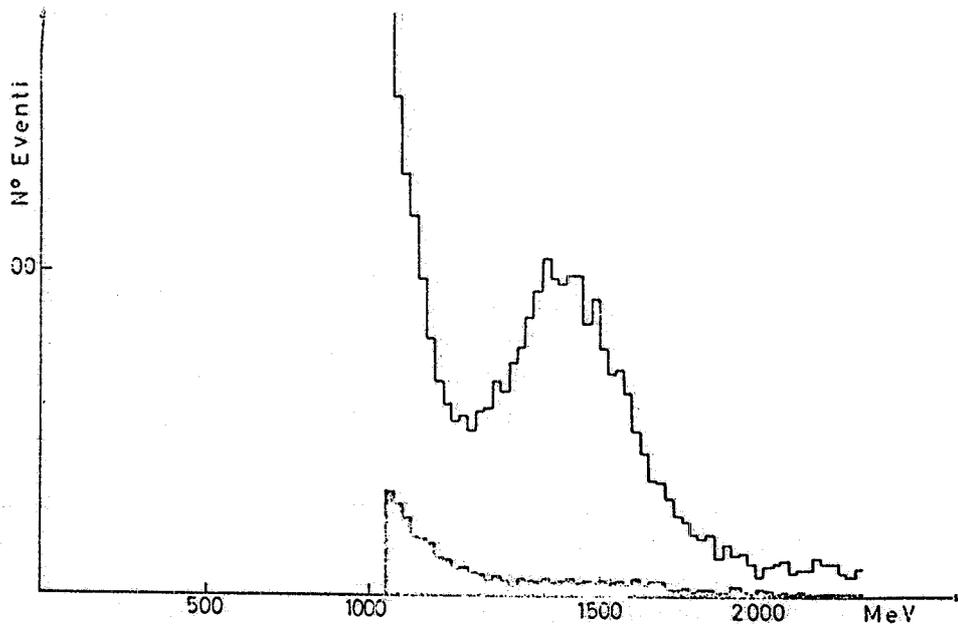


FIG. 12

Il numero di deutoni che così si ottiene è uguale nei due casi entro l'errore statistico. In Fig. 13 è riportato il confronto degli spettri di massa ottenuti, nelle due condizioni di orientamento nei cristalli, nel caso di targetta  $D_2$  e  $H_2$ .

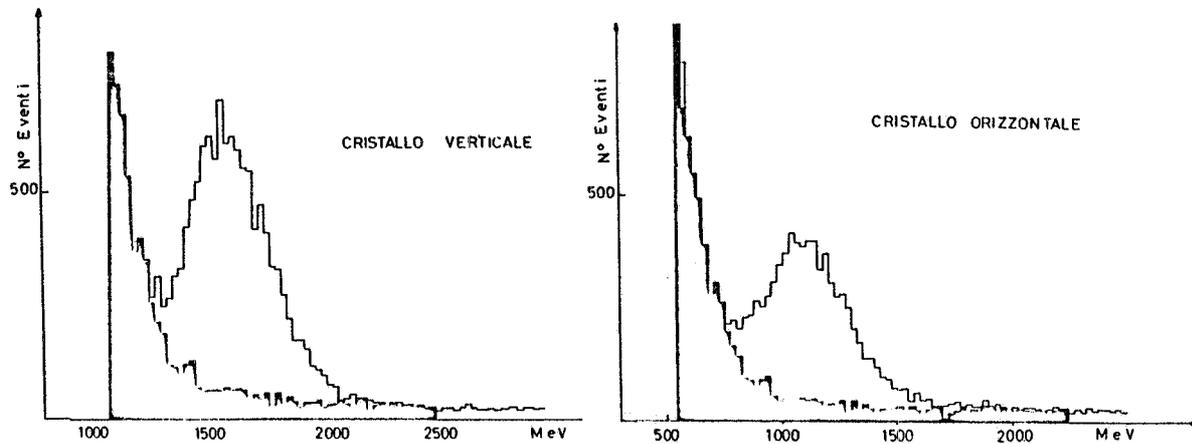


FIG. 13

#### 6) - CALCOLO DELL'ASIMMETRIA. -

Ai fini del calcolo dell'asimmetria è essenziale, oltre alla corretta identificazione dei deutoni, la normalizzazione degli eventi ottenuti nelle due condizioni di polarizzazione, al numero di fotoni incidenti. Gli assi del cristallo sono stati ruotati più volte durante la misura in modo da eliminare errori sistematici dovuti a variazioni nel tempo della macchina o dell'apparato sperimentale. Nessun problema è derivato dal fascio, il cui spettro in energia è risultato ripetibile entro l'errore statistico (meno dell'1%).

La velocità di trigger, e quindi la percentuale di fondo presente è però sensibile alle variazioni di intensità del fascio; tutte le velocità di conteggio sono state periodicamente controllate e, in sede di analisi dei dati, sono state selezionate soltanto le misure effettuate in analoghe condizioni di funzionamento della macchina.

Sono stati selezionati così un totale di circa 120.000 triggers, tra cui sono stati identificati, una volta sottratti i fondi, circa 22.000 deutoni. Su questi ultimi è stata fatta la misura di asimmetria. Un totale di circa 3000 deutoni è stato ottenuto dalle misure di controllo effettuate con fascio amorfo di Bremsstrahlung: si è verificato che in questo caso il rapporto deutoni/ $\gamma$  incidenti è il valore medio di quello ottenuto nelle due condizioni di polarizzazione.

Dopo aver normalizzato il numero dei deutoni ottenuti nei due stati di polarizzazione al numero di fotoni incidenti, l'asimmetria complessiva di conteggio risulta:

$$\frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} = \frac{(13416 \pm 275) - (8326 \pm 95)}{(13416 \pm 275) + (8326 \pm 95)} = 0.234 \pm 0.013$$

Il valore della polarizzazione, mediato sull'accettanza del dispositivo è  $0.368 \pm 0.003$  (gli errori sono esclusivamente quelli statistici); il fattore di asimmetria risulta quindi:

$$\Sigma = \frac{1}{P} \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} = 0.63 \pm 0.03$$

L'analisi degli eventi eseguita per ciascuna delle quattro regioni angolari in cui il dispositivo è suddiviso, permette di avere un'idea dell'andamento angolare dell'asimmetria. E' anche possibile suddividere gli eventi in base all'energia del fotone incidente. Abbiamo considerato tre zone di energia:  $300 \pm 20$  MeV,  $340 \pm 20$  MeV,  $380 \pm 20$  MeV; questa suddivisione, che è stata riportata nella zona tratteggiata della Fig. 1, permette di avere un'idea anche dell'andamento del fattore di asimmetria con l'energia.

In tabella 2 è riportato il numero di deutoni, a parità di fotoni incidenti, ottenuto nei due stati di polarizzazione, nelle 12 zone in cui è stata divisa l'accettanza del dispositivo.

Le tabelle 3 e 4 riportano i valori ottenuti per il fattore di asimmetria; va notato che la polarizzazione è la stessa nelle quattro regioni angolari ( $\langle P \rangle = 0.368 \pm 0.003$ ), mentre varia sensibilmente quando si considerano zone di energia diverse.

In Fig. 14 sono riportati graficamente i valori ottenuti per il fattore di asimmetria, sia in funzione dell'angolo che in funzione dell'energia totale.

Gli errori quotati sono soltanto quelli statistici: la stima degli errori sistematici può essere fatta per quanto riguarda la polarizzazione ( $\Delta P < 0.01$ ) mentre una stima completa è impossibile per quanto concerne i conteggi in quanto, ad esempio, mancano dati sulla sezione d'urto di fotoproduzione doppia di  $\pi^0$  su deutone. E' tuttavia ragionevole pensare che si tratti di correzioni senz'altro più piccole rispetto all'errore statistico.

E' per noi un piacere ringraziare il Dr. F. Vanoli ed il Dr. F. Rouge che hanno collaborato in diversi stadi dell'esperimento; in particolare desideriamo esprimere la nostra gratitudine al Prof. C. Bernardi ni per il continuo incoraggiamento e per le stimolanti discussioni.

TABELLA 2

a) Polarizzazione VERTICALE

	300 ± 20 MeV	340 ± 20 MeV	380 ± 20 MeV
104° ± 3.5°	1054 ± 32	739 ± 27	521 ± 23
111° ± 3.5°	1171 ± 34	1091 ± 33	750 ± 27
118° ± 3.5°	1053 ± 32	1550 ± 39	1100 ± 33
125° ± 3.5° <sup>(x)</sup>	700 ± 128	2116 ± 184	1571 ± 130

b) Polarizzazione ORIZZONTALE

	300 ± 20 MeV	340 ± 20 MeV	380 ± 20 MeV
104° ± 3.5°	775 ± 13	504 ± 10	328 ± 8
111° ± 3.5°	820 ± 13	681 ± 12	451 ± 10
118° ± 3.5°	695 ± 13	915 ± 14	628 ± 11
125° ± 3.5° <sup>(x)</sup>	440 ± 41	1211 ± 61	878 ± 48

TABELLA 3

$\theta^x$	$N_{\perp}$	$N_{\parallel}$	$\Sigma$
104° ± 3.5°	2314 ± 48	1607 ± 18	0.49 ± 0.06
111° ± 3.5°	3012 ± 54	1952 ± 20	0.58 ± 0.05
118° ± 3.5°	3703 ± 60	2238 ± 22	0.67 ± 0.05
125° ± 3.5°	4387 ± 259	2529 ± 89	0.73 ± 0.10 <sup>(x)</sup>

TABELLA 4

$E_{\gamma}$	$N_{\perp}$	$N_{\parallel}$	$\langle P \rangle$	$\Sigma$
300 ± 20	3978 ± 140	2730 ± 47	0.311 ± 0.003	0.60 ± 0.05
340 ± 20	5496 ± 193	3311 ± 65	0.377 ± 0.004	0.66 ± 0.05
380 ± 20	3942 ± 139	2285 ± 50	0.385 ± 0.004	0.69 ± 0.05

(x) - Il contatore relativo a questo intervallo angolare ha funzionato solo una parte del tempo. I conteggi sono stati normalizzati allo stesso numero di fotoni incidenti degli altri contatori e, l'errore è stato aumentato in modo da tener conto della effettiva statistica raccolta.

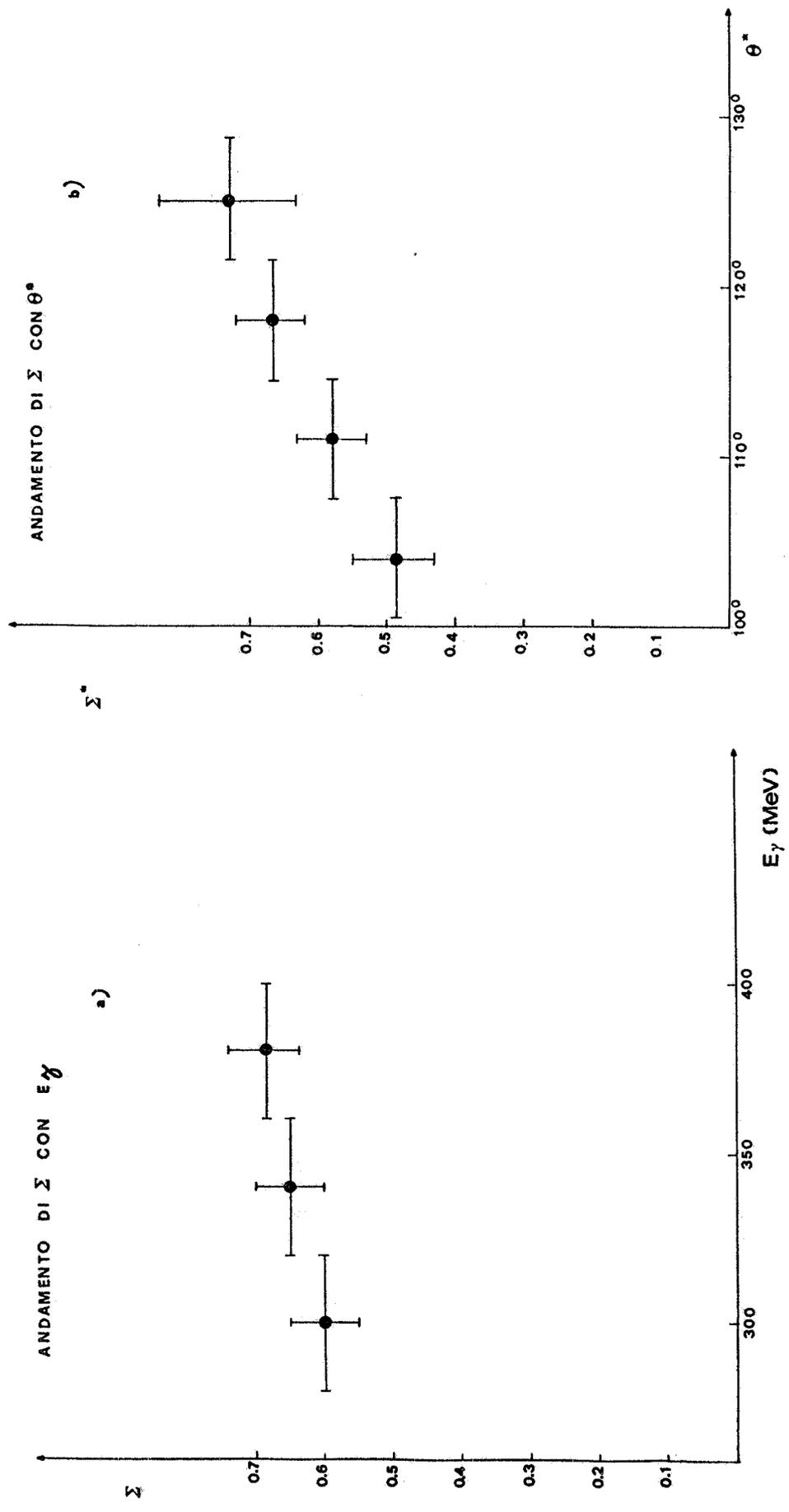


FIG. 14

## BIBLIOGRAFIA. -

- √(1) - G. Barbiellini, G. Bologna, G. Capon, G. De Zorzi, F. L. Fabbri, G. P. Murtas, G. Diambri, G. Sette and G. De Wire, *Phys. Rev.* 184, 1402 (1969); G. Bologna et al., to be published.
- (2) - P. Gorenstein, M. Grilli, F. Soso, P. Spillantini, M. Nigro, E. Schiavuta and V. Valente, *Phys. Letters* 23, 394 (1966).
- (3) - F. F. Liu and S. Vitale, *Phys. Rev.* 144, 1093 (1966).
- (4) - F. F. Liu, D. J. Drickey and R. F. Mozley, *Phys. Rev.* 136B, 1183 (1964).
- (5) - Z. Bartman, J. de Pagter, J. Dowd and W. Kern, *Phys. Rev. Letters* 24, 1078 (1970).
- (6) - F. F. Liu, *Phys. Letters* 11, 306 (1964).
- √(7) - G. Barbiellini, C. Bernardini, F. Felicetti and G. P. Murtas, *Phys. Rev.* 154, 988 (1967).
- (8) - F. L. Fabbri, P. Picozza and C. Schaerf, Frascati report LNF-69/82 (1969).
- (9) - G. Bernardini, G. Capon, G. De Zorzi and G. P. Murtas, *Phys. Rev.* 174, 1665 (1968).
- (10) - J. Chappelaar, *Phys. Rev.* 99, 254 (1955).
- (11) - V. A. Pazderskii, *Soviet Jnl. Nuclear Phys.* 6, 278 (1968).
- (12) - M. Gourdin, *Nuovo Cimento* 33, 1391 (1964).
- (13) - M. Gourdin, *Nuovo Cimento* 35, 1105 (1965).
- (14) - D. I. Julius, *Nuclear Phys.* B21, 173 (1970).
- (15) - G. Franzen, *Z. Phys.* 225, 99 (1969).
- (16) - N. L. Davis and D. R. Corson, *Phys. Rev.* 99, 273 (1955).
- (17) - B. Wolfe, A. Silverman and J. W. De Wire, *Phys. Rev.* 99, 268 (1955).
- (18) - A. S. Belousov, A. I. Lebedev, S. V. Rusakov, E. I. Tamm and A. S. Tarinskaya, *Nuclear Phys.* 67, 679 (1965).
- (19) - J. I. Friedman and H. W. Kendall, *Phys. Rev.* 129, 2802 (1963).
- (20) - E. F. Erickson and C. Schaerf, *Phys. Rev. Letters* 11, 432 (1963).
- (21) - J. W. Rosengren and N. Baron, *Phys. Rev.* 101, 410 (1956).
- (22) - K. Mikave, K. Baba, S. Hatano, H. Itoh, M. Kihara, A. Masaike, T. Nakamura, M. Tamura, T. Yamaki, S. Yasumi and Y. Yoshimura, *Jnl. Phys. Soc. Japan* 20, 1749 (1965).
- (23) - M. Davier, D. Benaksas, D. Dricker and P. Lehmann, *Phys. Rev.* 137B, 119 (1965).
- (24) - B. Mann, A. M. Smith and D. T. Stewart, *Proc. Phys. Soc.* 88, 915 (1966).
- (25) - V. A. Pazderskii, *Soviet Jnl. Nuclear Phys.* (1967).
- (26) - T. Nakamura, S. Hatano, Y. Henmi, H. Itoh, M. Kihara, S. Kobayashi, K. Mivake, H. Okuno, T. Yamaki, S. Yasumi and Y. Yoshimura, *Jnl. Phys. Soc. Japan* 24, 698 (1968).
- (27) - L. Hieber, G. Von Holtey, G. Knop, H. Stein, J. Stümpfig, H. Wahlen, Bonn University report PI 1-136 (1971).
- (28) - F. T. Hadjioannou, *Phys. Rev.* 125, 1415 (1962).