

G. Goggi, A. Piazzoli, P. Picozza<sup>(x)</sup>, D. Scannicchio, C. Schaerf<sup>(x)</sup>  
e R. Scrimaglio<sup>(x)</sup>: FOTODISINTEGRAZIONE AD ALTA ENERGIA  
DEI NUCLEI DI  $^3\text{He}$  E DI  $^4\text{He}$ . -

#### INTRODUZIONE. -

La fotodisintegrazione dei nuclei leggeri, specie a bassa energia, costituisce un metodo efficace per lo studio delle loro proprietà dinamiche e quindi della struttura nucleare in genere. L' $^3\text{He}$  e l' $^4\text{He}$  sono i nuclei stabili più leggeri e potrebbero rappresentare un buon punto di partenza per uno studio sistematico delle forze nucleari in un sistema di pochi nucleoni.

In questo lavoro presentiamo i nostri risultati finali per la sezione d'urto del processo di fotodisintegrazione in due corpi dei nuclei di  $^3\text{He}$  ed  $^4\text{He}$  a  $90^\circ$  nel sistema del baricentro in un intervallo di energia del gamma tra 200-500 MeV. Alcuni aspetti di questi risultati vengono discussi insieme ai precedenti risultati di vari autori<sup>(1,2)</sup> sulla fotodisintegrazione del deuterio. Fisseremo pertanto la nostra attenzione sulle reazioni:

$$(1) \quad \gamma + d \rightarrow p + n$$

$$(2) \quad \gamma + ^3\text{He} \rightarrow p + d$$

$$(3) \quad \gamma + ^4\text{He} \rightarrow p + t$$

---

(x) - Laboratori Nazionali del CNEN, Frascati.

2.

e fra altro esamineremo ciò che si può dire oggi sul contributo delle correnti di scambio mesoniche ai processi di fotodisintegrazione sopra la soglia di produzione dei pioni. Purtroppo si deve aver presente che per energie molto superiori a quella della risonanza gigante le informazioni, sia teoriche che sperimentali, sono ancora assai scarse.

Nei primi tre paragrafi che seguono sono descritti il dispositivo sperimentale, i criteri di selezione per le reazioni (2) e (3) e la valutazione degli errori sperimentali. Il paragrafo IV tratta della elaborazione dei dati e delle diverse tecniche di correzione e di analisi. I paragrafi V e VI contengono una breve discussione generale sulla situazione sperimentale e teorica dell' ${}^3\text{He}$  e dell' ${}^4\text{He}$  insieme al confronto con i nostri risultati.

## I. - APPARATO SPERIMENTALE. -

La figura 1 mostra l'apparato sperimentale con cui è stata studiata la reazione (2). Un fascio di bremsstrahlung prodotto da elettroni di 800 MeV dell'elettrosincrotrone di Frascati incide su una targhetta di  ${}^3\text{He}$  liquido, dopo aver attraversato alcuni collimatori, un magnete pulitore e un tubo a vuoto connesso alla targhetta. La targhetta di  ${}^3\text{He}$  è descritta in bibl. (3). La parte essenziale è costituita da una cella a forma di lente rettangolare, con uno spessore massimo di 17.5 mm. Essa consiste di due fogli di nickel di 0.03 mm di spessore, saldati ad una armatura pure di nickel, di dimensioni 40x80 mm ed è orientata a  $45^\circ$  rispetto al fascio. La temperatura dell' ${}^3\text{He}$  in essa contenuto è di 2.5°K, corrispondenti ad una densità di 74.5 mg/cm<sup>3</sup>. Durante i turni di macchina è stata controllata regolarmente la densità del gas misurando la pressione di vapore nel serbatoio di  ${}^4\text{He}$ . Il diametro del fascio sulla cella è di 20 mm. Lo spessore totale di materiale ( ${}^3\text{He}$  liquido, nickel, mylar) attraversato dalle particelle emesse nella reazione prima di entrare nell'apparato di rivelazione corrisponde a 170 mg/cm<sup>2</sup> di alluminio.

Come mostrato in fig. 1, l'apparato di rivelazione consiste di due telescopi asimmetrici, indicati con A e B, costituiti da scintillatori e camere a scintilla ottiche. Per misurare le reazioni (2) e (3) intorno ad un angolo  $\theta_{c. m. s.} = 90^\circ$ , nell'intervallo di energia del fotone di 200-600 MeV, i canali A e B sono centrati rispettivamente ad angoli di circa  $80^\circ$  e  $75^\circ$  rispetto al fascio dei gamma.

Il telescopio A è costituito da 3 scintillatori plastici di 6 mm di spessore e da 5 camere a scintilla con piastre di alluminio, gaps da 6 mm e operanti in flusso di henogal a circuito aperto. La prima, con piastre di spessore costante da 0.025 mm viene utilizzata per misure d'angolo. Le rimanenti 4 sono utilizzate per misure di percorso; per mantenere costante l'errore percentuale sull'impulso dei prodotti del

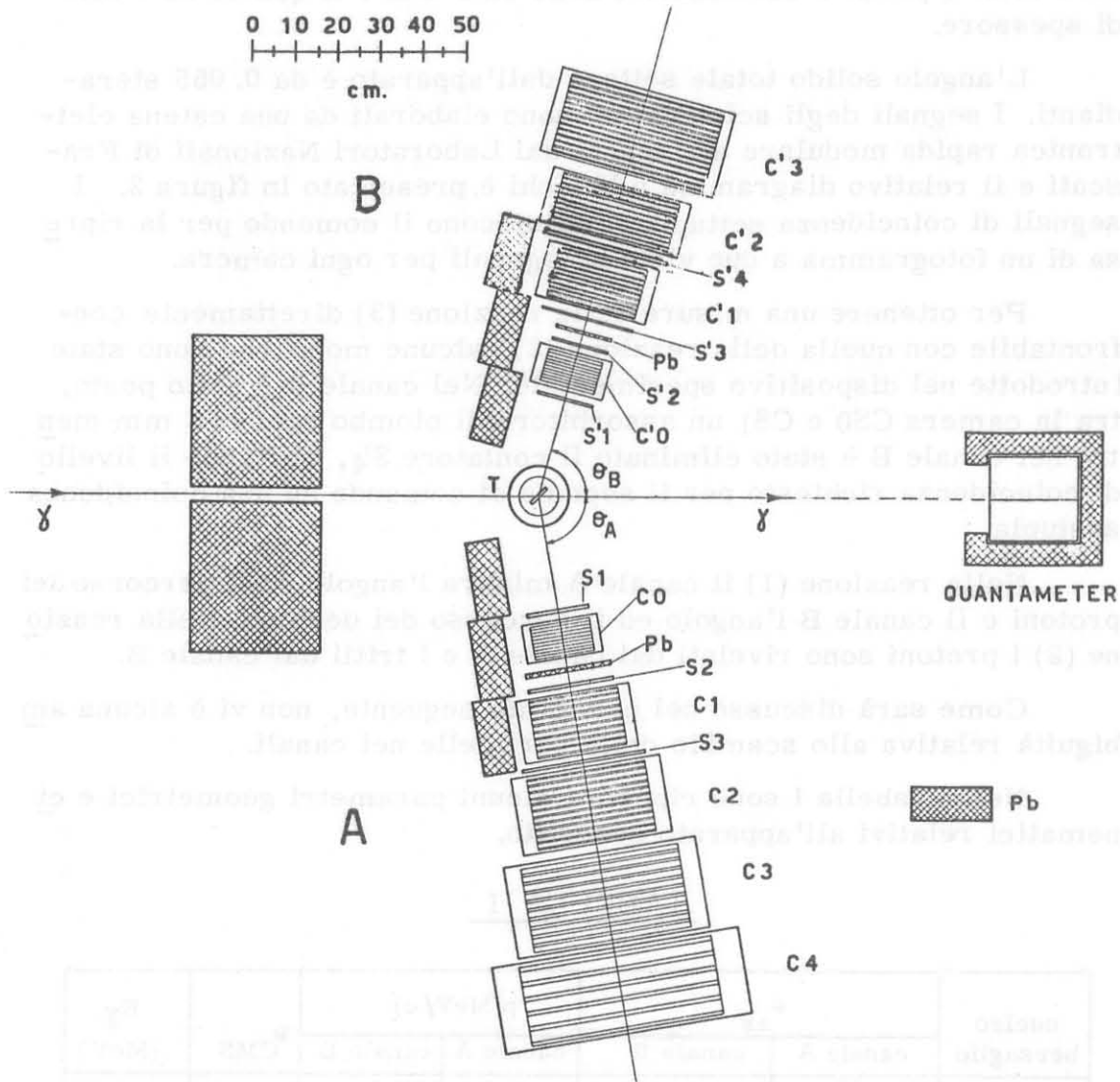


FIG. 1 - Dispositivo sperimentale. T = bersaglio  ${}^3\text{He}$  o  ${}^4\text{He}$  liquidi;  $S'_1, S'_2, S'_3, S'_4, S_1, S_2, S_3$  = contatori a scintillazione;  $C'_1, C'_2, C'_3, C_1, C_2, C_3, C_4$  = camere a scintilla per la misura dell'impulso;  $C'_0, C_0$  = camere a scintilla per la misura dell'angolo.

la reazione, lo spessore delle piastre varia da 2 mm nella seconda camera a 25 mm nella quinta. Il numero totale di gaps delle camere "a range" è 36 con uno spessore complessivo attraversato dalle particelle di 321 mm.

Il canale B, simile al precedente, è costituito da 4 scintillatori plastici e da 4 camere a scintilla, la prima delle quali, usata per misure di angolo, è identica alla prima del canale A. Le restanti 3 camere sono utilizzate per misure di percorso e lo spessore delle piastre varia da 0.3 mm a 6 mm con 36 gaps e uno spessore totale di

4.

69.2 mm. I primi 3 scintillatori sono da 2 mm e il quarto da 6 mm di spessore.

L'angolo solido totale sotteso dall'apparato è da 0.055 steradiani. I segnali degli scintillatori sono elaborati da una catena elettronica rapida modulare sviluppata dai Laboratori Nazionali di Frascati e il relativo diagramma a blocchi è presentato in figura 2. I segnali di coincidenza settupla costituiscono il comando per la ripresa di un fotogramma a due viste ortogonali per ogni camera.

Per ottenere una misura della reazione (3) direttamente confrontabile con quella della reazione (2), alcune modifiche sono state introdotte nel dispositivo sperimentale. Nel canale A è stato posto, tra la camera CS0 e CS1 un assorbitore di piombo spesso 3 mm mentre nel canale B è stato eliminato il contatore S<sub>4</sub>, portando il livello di coincidenza richiesto per il segnale di comando ad una coincidenza sestupla.

Nella reazione (1) il canale A misura l'angolo ed il percorso dei protoni e il canale B l'angolo ed il percorso dei deutoni. Nella reazione (2) i protoni sono rivelati dal canale A e i tritii dal canale B.

Come sarà discusso nel paragrafo seguente, non vi è alcuna ambiguità relativa allo scambio delle particelle nei canali.

Nella Tabella I sono riportati alcuni parametri geometrici e cinematici relativi all'apparato descritto.

TABELLA I

nucleo bersaglio	$\theta_{es}$		p(MeV/c)		$\theta_{CMS}$	$E_{\gamma}$ (MeV)
	canale A	canale B	canale A	canale B		
<sup>3</sup> He	71.5°-85°	63.6°-79.7°	439-920	497-900	75-105	185-560
<sup>4</sup> He	71.5°-85°	63.6°-79.7°	460-927	514-1170	74-99	190-580

Nella reazione (3) la temperatura dell'<sup>4</sup>He liquido era di 2.97°K corrispondenti a una densità di 142 mg/cm<sup>3</sup>. Questa temperatura è stata ottenuta abbassando la temperatura del bagno superiore dell'<sup>4</sup>He.

## II. - IDENTIFICAZIONE DEGLI EVENTI. -

Sono stati ripresi 25.000 fotogrammi misurabili, di cui 5.000 con la cella vuota, per la reazione (2) e 20.000 di cui 3.000 con la cella vuota per la reazione (3). Sono stati misurati solo quei fotogrammi

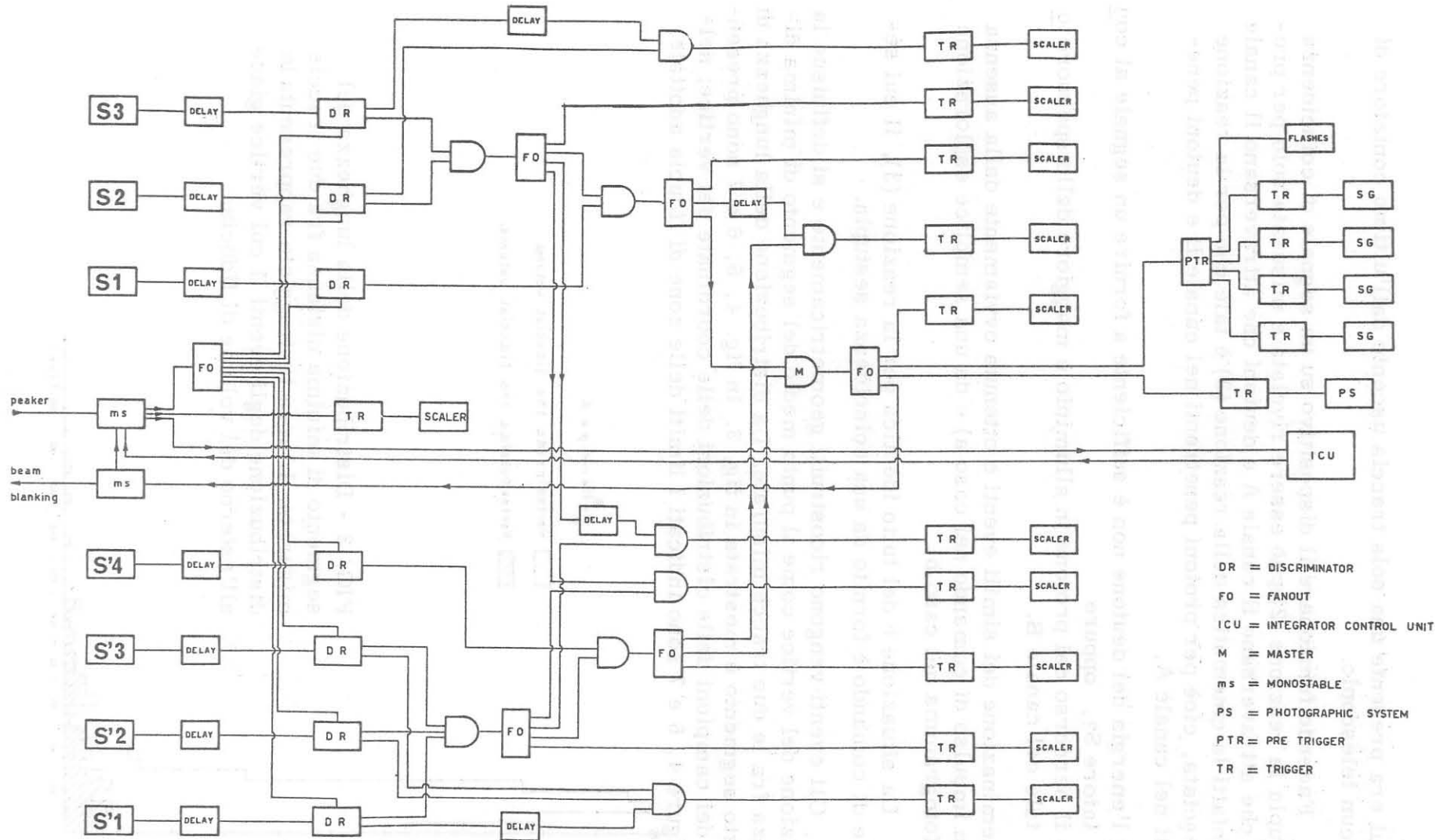


FIG. 2 - Schema a blocchi della logica elettronica.

6.

in cui era presente una sola traccia uscente dall'ultimo contatore di ciascun telescopio.

Facendo funzionare il dispositivo su un segnale di coincidenza sestupla la reazione (2) può essere rivelata e misurata solo per protoni che attraversano il canale A e deutoni che attraversano il canale B. Infatti la cinematica della reazione (2) è tale che per la reazione rovesciata, cioè per protoni penetranti nel canale B e deutoni penetranti nel canale A,

- a) l'energia del deutone non è sufficiente a fornire un segnale al contatore S<sub>3</sub>, oppure
- b) il percorso del protone in alluminio è maggiore dello spessore totale del canale B.

L'eliminazione dei simili eventi è ottenuta ovviamente dalla assenza di un impulso di comando nel caso a) e da una semplice esplorazione del fotogramma nel caso b).

La situazione è del tutto identica per la reazione (3), il cui segnale di comando è fornito da una coincidenza sestupla.

Gli eventi vengono ricostruiti geometricamente e si definisce la posizione del vertice come il punto medio del segmento di minima distanza fra le due tracce misurate. La distribuzione della lunghezza di questo segmento è mostrata in fig. 3. In fig. 4, 5, 6 e 7 sono presentati dei campioni delle distribuzioni delle coordinate del vertice; nelle figure 4, 6 e 7 sono indicati i limiti delle zone di fiducia adottate.

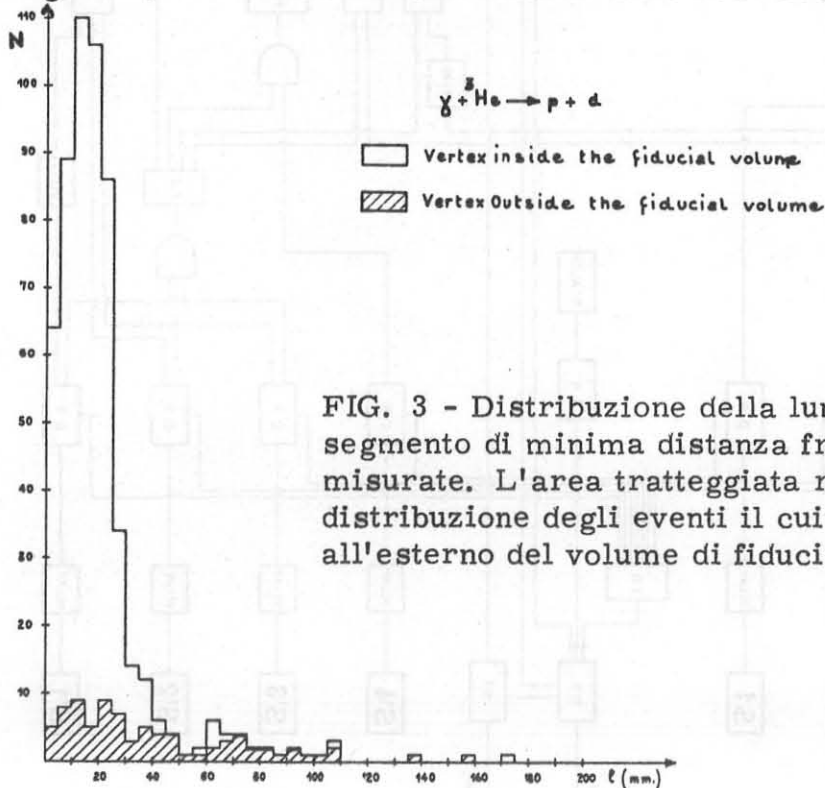


FIG. 3 - Distribuzione della lunghezza del segmento di minima distanza fra due tracce misurate. L'area tratteggiata rappresenta la distribuzione degli eventi il cui vertice giace all'esterno del volume di fiducia.

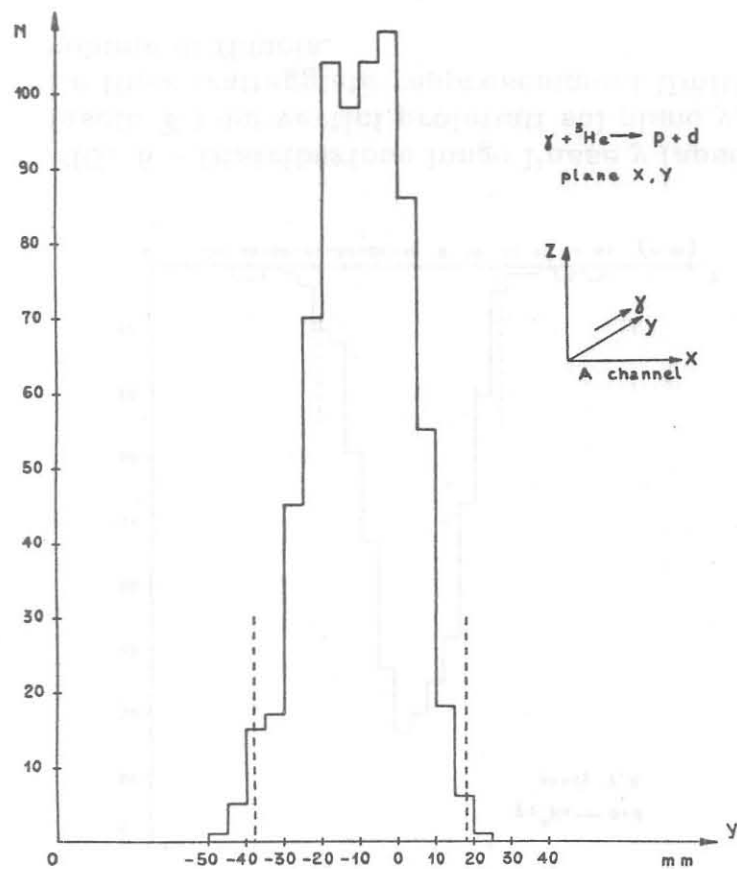


FIG. 4 - Distribuzione lungo l'asse  $y$  (asse del fascio  $\mathcal{O}$ ) dei vertici proiettati nel piano  $x, y$ . Le linee tratteggiate rappresentano i limiti del volume di fiducia.

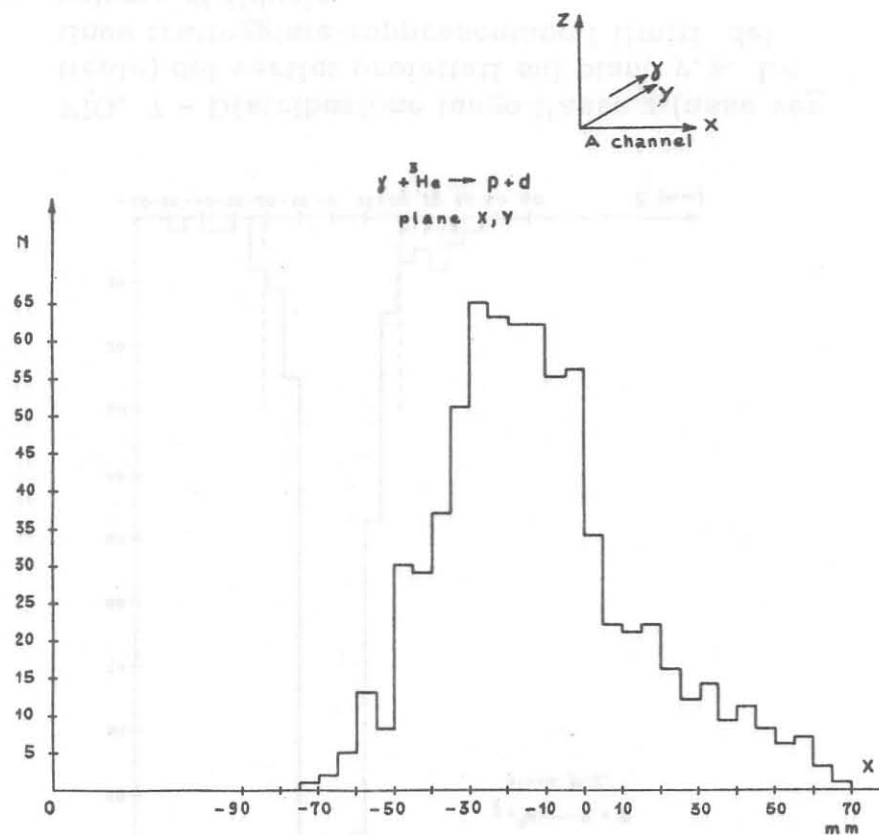


FIG. 5 - Distribuzione lungo l'asse  $x$  dei vertici proiettati nel piano  $x, y$ .

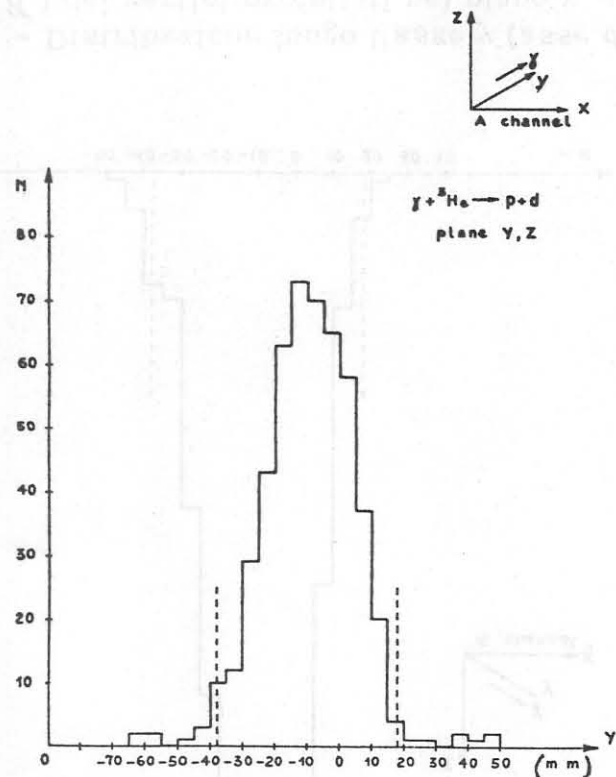


FIG. 6 - Distribuzione lungo l'asse  $y$  (asse del fascio  $\gamma$ ) dei vertici proiettati sul piano  $y, z$ . Le linee tratteggiate rappresentano i limiti del volume di fiducia.

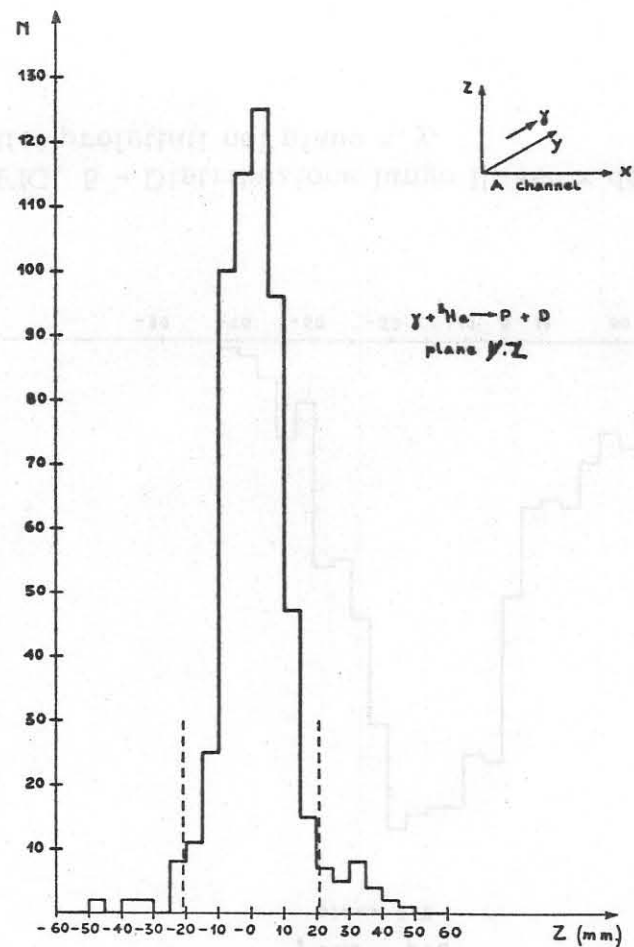


FIG. 7 - Distribuzione lungo l'asse  $z$  (asse verticale) dei vertici proiettati sul piano  $y, z$ . Le linee tratteggiate rappresentano i limiti del volume di fiducia.



Sono stati eliminati gli eventi il cui vertice giace all'esterno del volume di fiducia.

Una selezione ulteriore è stata fatta imponendo la coplanarità fra le tracce misurate. Gli eventi che soddisfano a tutti i criteri di selezione sopra citati, sono stati ricostruiti cinematicamente con un programma di ottimizzazione linearizzato a due parametri. In fig. 8 e 9 sono presentate le distribuzioni di coplanarità degli eventi e in fig. 10 e 11 le distribuzioni in  $\chi^2$  per le reazioni (2) e (3).

### III. - VALUTAZIONE DEGLI ERRORI DI MISURA. -

Gli errori sperimentali considerati provengono soprattutto da errori di misura sugli angoli e sui percorsi dei prodotti della reazione e dalla contaminazione del fondo a cella vuota.

La precisione del quantmetro (tipo Wilson) utilizzato è del 5% e l'incertezza sulla densità dell' $^3\text{He}$  e dell' $^4\text{He}$  liquidi è stata assunta del 0.7%.

Due tipi di errori sono principalmente responsabili dell'incertezza nella ricostruzione angolare: lo scattering multiplo coulombiano nel materiale attraversato dalle particelle prima di essere rivelate e lo spostamento spaziale delle scintille nelle camere ad angolo; entrambi influenzano la determinazione della ricostruzione con una linea retta. Gli errori angolari totali per le diverse particelle rivelate sono:

$$\sigma_{\text{protone}} = 3^\circ \quad \sigma_{\text{deutone}} = 3^\circ \quad \sigma_{\text{tritio}} = 5^\circ$$

La maggiore imprecisione nella misura della quantità di moto viene dalla risoluzione discreta del sistema di camere a scintilla a "range" dovuta allo spessore delle piastre. La progressione di questi spessori è stata progettata in modo che:

$$\left. \frac{\Delta p}{p} \right|_{\text{protone}} \approx 2.7\% ; \quad \left. \frac{\Delta p}{p} \right|_{\text{deutone}} \approx 2.1\% ; \quad \left. \frac{\Delta p}{p} \right|_{\text{tritio}} \approx 2.5\%$$

Con opportuno programma di tipo Montecarlo sono stati simulati gli eventi per entrambe le reazioni (2) e (3), e ricostruiti tenendo conto degli errori introdotti dagli spessori finiti delle piastre e degli errori angolari sopra citati. Nelle figure 12 e 13 sono mostrate le distribuzioni dell'energia ricostruita per fissate energie del fotone incidente. Di conseguenza la larghezza dell'intervallo in cui raggruppare i dati è stata fissata a 30 MeV.

Il fondo a cella vuota è stato misurato indipendentemente e i re

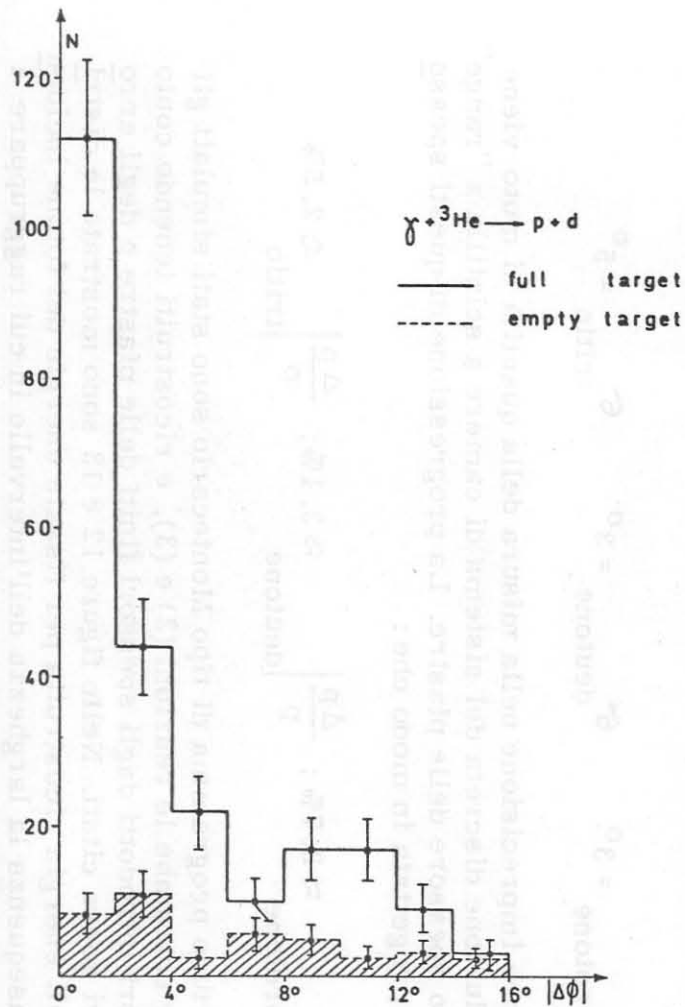


FIG. 8 - Distribuzione della coplanarità per reazioni su  ${}^3\text{He}$  con vertice entro la zona di fiducia e  $\chi^2 < 6$ . La zona ombreggiata rappresenta la stessa distribuzione per eventi di cella vuota isodose.

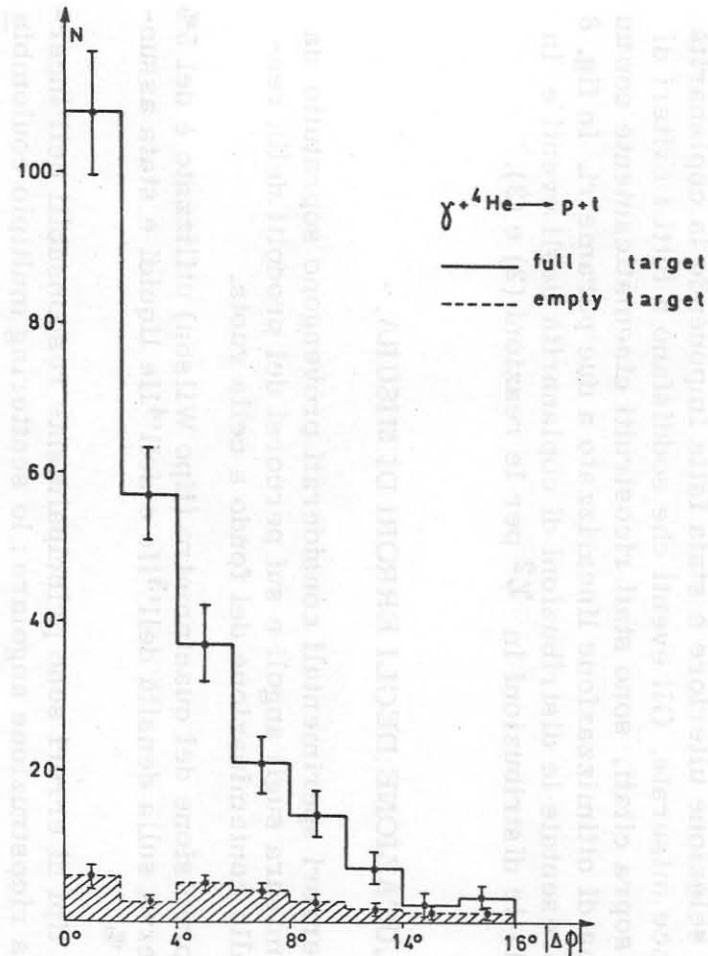


FIG. 9 - Distribuzione della coplanarità per reazioni su  ${}^4\text{He}$  con vertice nella zona di fiducia e  $\chi^2 < 8$ . La zona ombreggiata rappresenta la stessa distribuzione per eventi di cella vuota isodose.

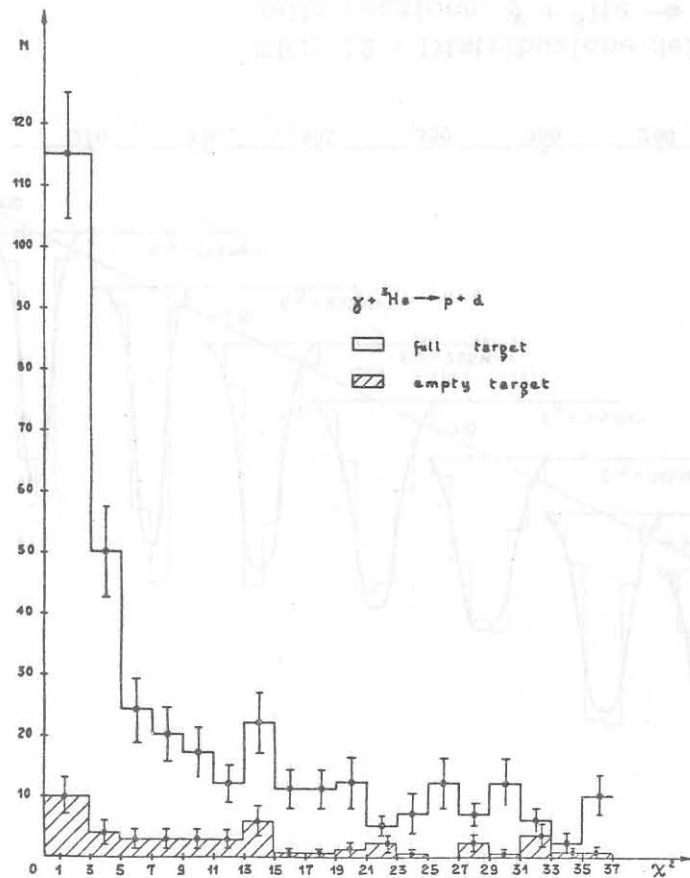


FIG. 10 - Distribuzione del  $\chi^2$  per reazioni su  ${}^3\text{He}$  complanari ( $|\Delta\phi| < 4^\circ$ ) e con il vertice nella zona di fiducia. La zona ombreggiata rappresenta la stessa distribuzione per eventi di cella vuota isodose.

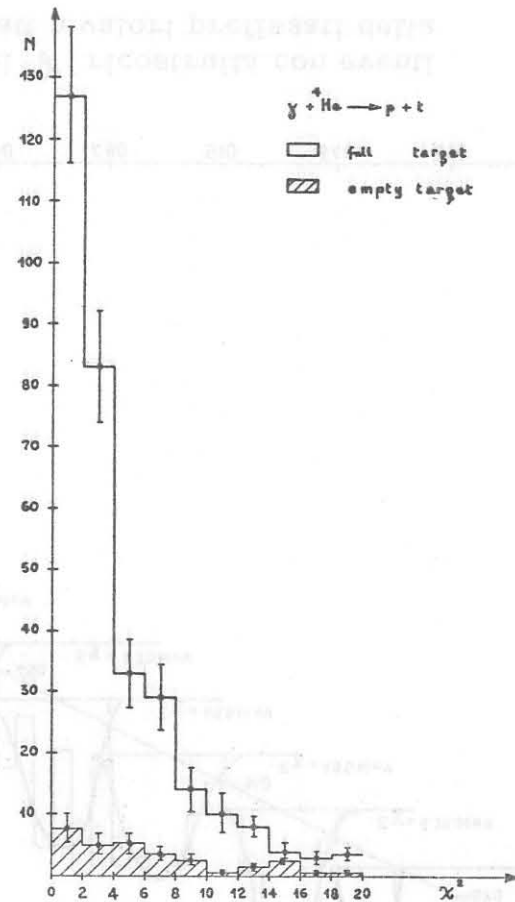


FIG. 11 - Distribuzione del  $\chi^2$  per reazioni su  ${}^4\text{He}$  complanari ( $|\Delta\phi| < 5^\circ$ ) e con il vertice nella zona di fiducia. La zona ombreggiata rappresenta la stessa distribuzione per eventi di cella vuota isodose.

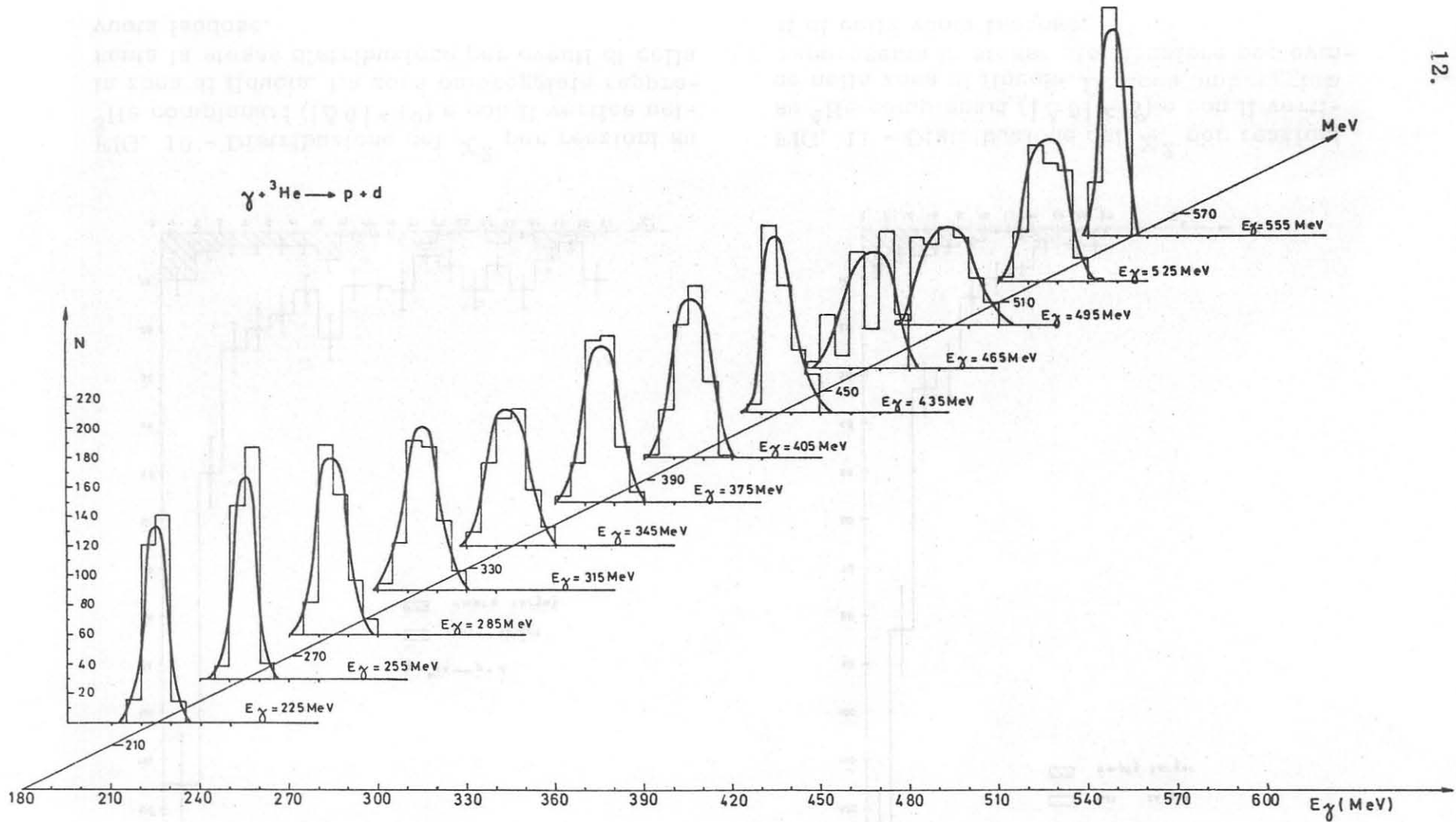


FIG. 12 - Distribuzione dell'energia del  $\gamma$  ricostruita con eventi della reazione  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$  simulati a valori prefissati della energia del fotone incidente.

270

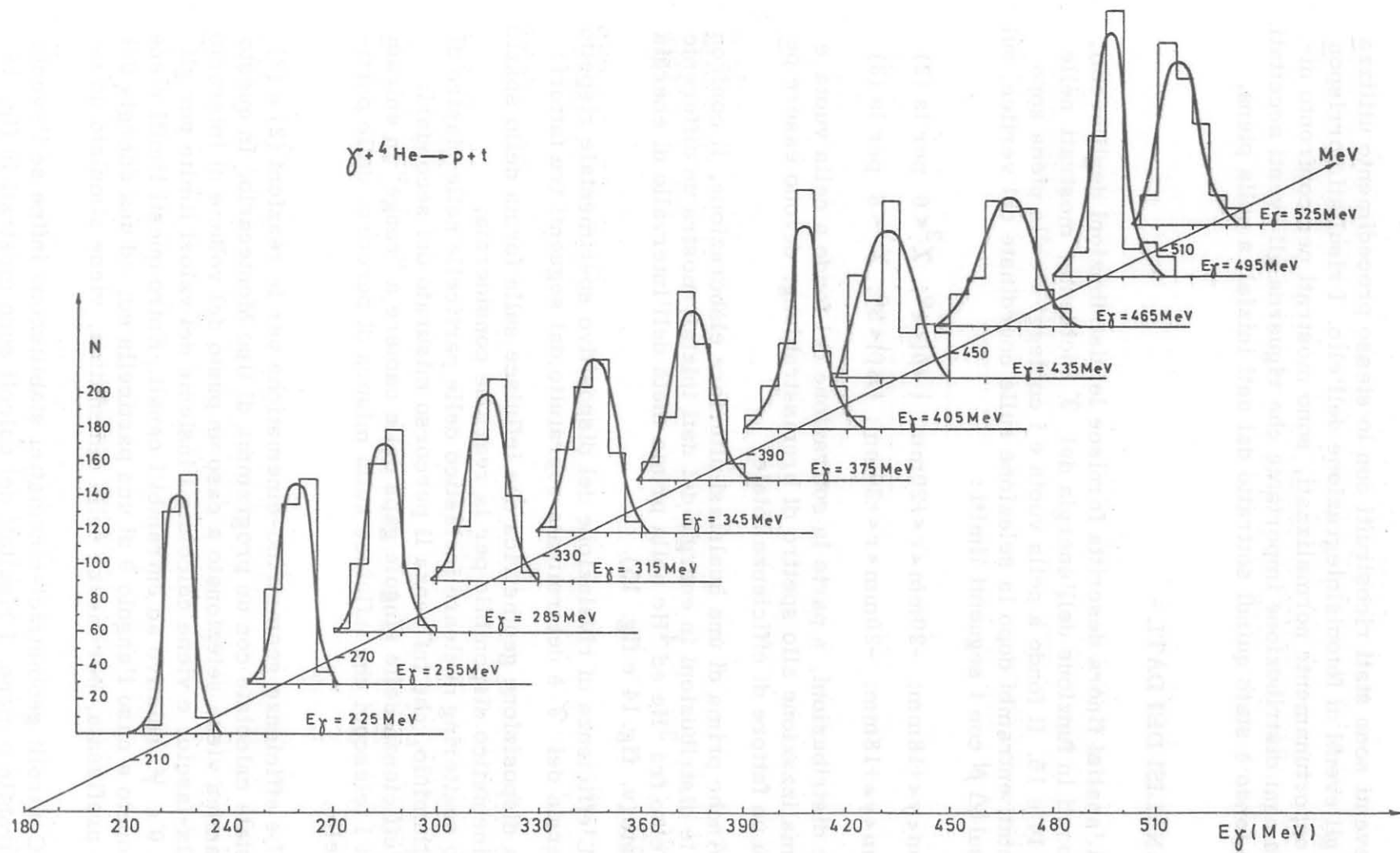


FIG. 13 - Distribuzione dell'energia del  $\gamma$  ricostruita con eventi della reazione  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow p + t$  simulati a valori prefissati della energia del fotone incidente.

lativi eventi sono stati ricostruiti con lo stesso procedimento utilizzato per gli eventi di fotodisintegrazione dell'elio. I risultati corrispondenti, opportunamente normalizzati, sono mostrati per confronto diretto in ogni distribuzione importante che riguarda gli eventi accettati. Questo fondo è stato quindi sottratto dai dati iniziali a cella piena.

#### IV. - ANALISI DEI DATI. -

L'analisi finora descritta fornisce le distribuzioni degli eventi, selezionati in funzione dell'energia del  $\gamma$  incidente, mostrati nelle figure 14 e 15. Il fondo a cella vuota e i conteggi a cella piena sono presentati entrambi dopo la selezione sulle coordinate del vertice, sul  $\chi^2$  e sul  $|\Delta\phi|$  con i seguenti limiti:

$$-38\text{mm} < y < +18\text{mm}; \quad -20\text{mm} < r < +20\text{mm}; \quad |\Delta\phi| < 4^\circ; \quad \chi^2 < 6 \quad \text{per la (2)}$$

$$-38\text{mm} < y < +18\text{mm}; \quad -20\text{mm} < r < +20\text{mm}; \quad |\Delta\phi| < 5^\circ; \quad \chi^2 < 8 \quad \text{per la (3)}$$

Queste distribuzioni, a parte la sottrazione del fondo a cella vuota e la normalizzazione allo spettro di bremsstrahlung, devono essere pesate su un fattore di efficienza totale.

Anche prima di una qualsiasi ulteriore elaborazione, il confronto fra le distribuzioni in energia dei dati iniziali mostra un differente andamento fra  $^3\text{He}$  ed  $^4\text{He}$  nella prima metà dell'intervallo di energia misurato (v. fig. 14 e fig. 15).

L'efficienza di rivelazione del dispositivo sperimentale rispetto all'energia del  $\gamma$  è determinata soprattutto dai seguenti tre fattori:

- a) la disposizione geometrica che influisce sulla forma dello spazio cinematico disponibile per la reazione considerata;
- b) lo scattering nucleare inelastico delle particelle nelle piastre di alluminio, che influenza il percorso misurato dei secondari;
- c) l'efficienza delle singole gaps delle camere a "range" in entrambi i telescopi che influisce sulla misura di percorso delle particelle.

a) Le efficienze geometrico-cinematiche per le reazioni (2) e (3) sono state calcolate con un programma di tipo Montecarlo. In questo programma viene selezionato a caso un punto del volume di interazione cella-fascio, e viene calcolato l'insieme dei valori limite per gli angoli  $\theta$  e  $\varphi$  relativo ad entrambi i canali. Entro questi limiti viene selezionato a caso l'angolo  $\theta$  di una particella ed, ad una energia del fotone prefissata, per mezzo della cinematica, viene simulato un evento.

Controlli geometrici-cinematici stabiliscono infine se l'evento è misurabile o meno. I risultati dei calcoli sono mostrati in fig. 16

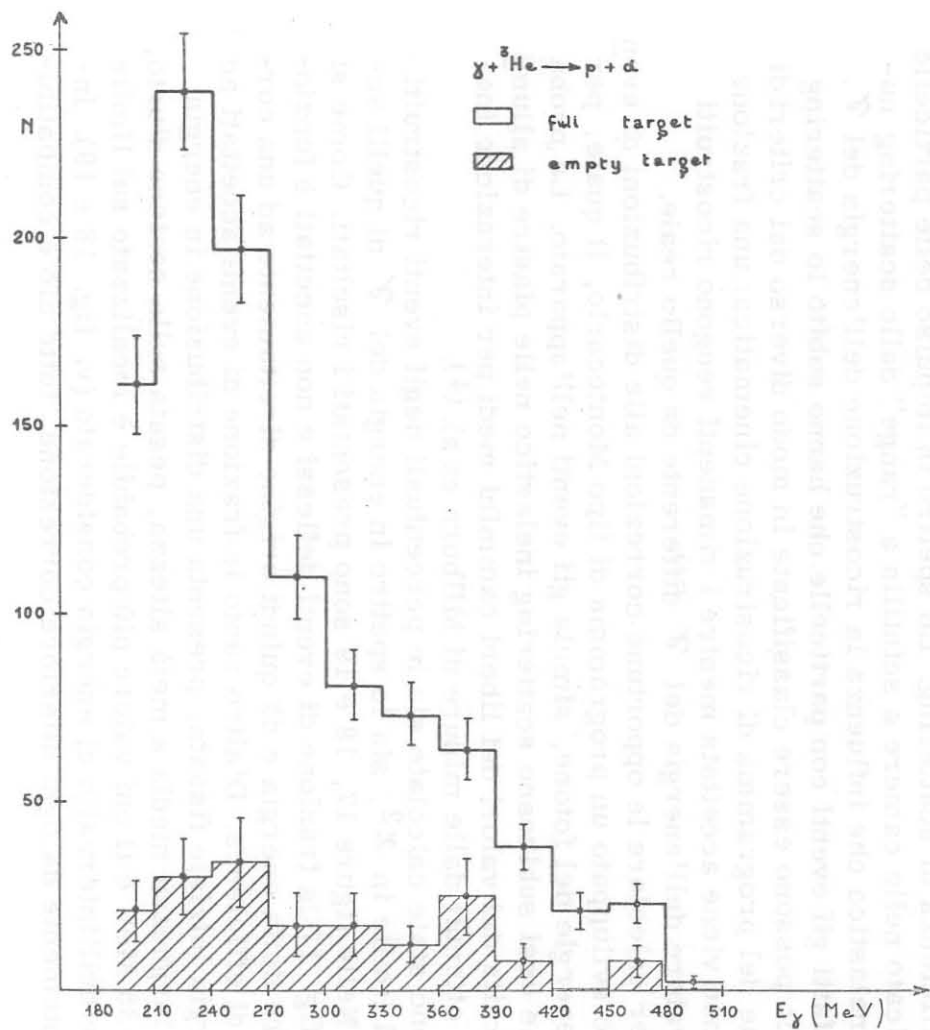


FIG. 14 - Distribuzione parziale di eventi soddisfacenti a tutti i criteri di selezione per la reazione  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ . La zona ombreggiata rappresenta la distribuzione degli eventi del fondo di cella vuota isodose.

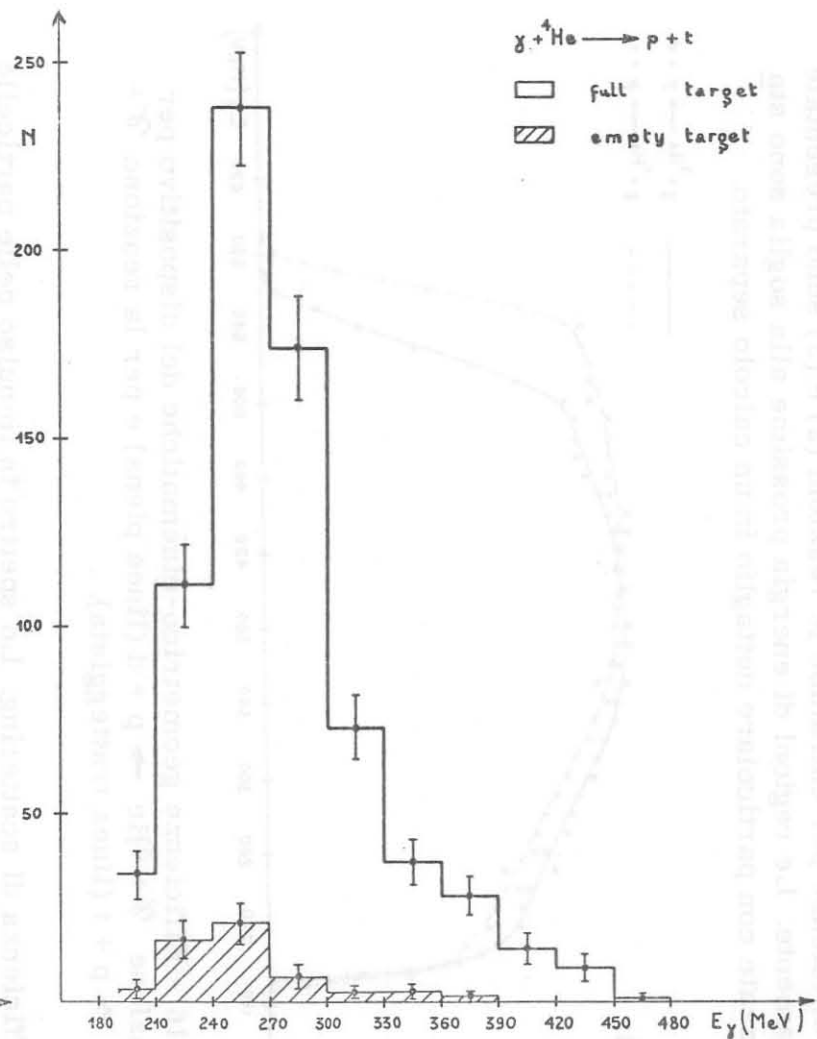


FIG. 15 - Distribuzione parziale di eventi soddisfacenti a tutti i criteri di selezione per la reazione  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow p + t$ . La zona ombreggiata rappresenta la distribuzione degli eventi del fondo di cella vuota isodose.

dove le efficienze per entrambe le reazioni (2) e (3) sono presentate separatamente. Le regioni di energia prossime alla soglia sono state analizzate con particolare dettaglio in un calcolo separato.

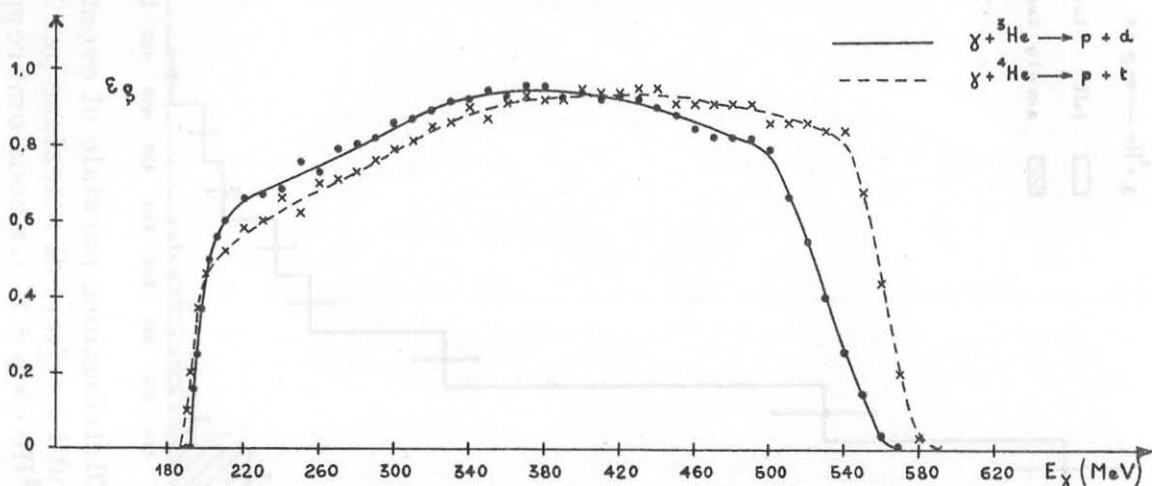


FIG. 16 - Efficienze geometrico-cinematiche del dispositivo per la reazione  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$  (linea piena) e per la reazione  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow p + t$  (linea tratteggiata).

b) Efficienza di scattering. Lo spettro in impulso delle particelle è modificato nelle camere a scintilla "range" dallo scattering nucleare inelastico che influenza la ricostruzione dell'energia del  $\gamma$ .

Infatti gli eventi con particelle che hanno subito lo scattering inelastico possono essere classificate in modo diverso dai criteri di selezione del programma di ricostruzione cinematica: una frazione di essi non viene accettata mentre i rimanenti vengono ricostruiti con un valore dell'energia del  $\gamma$  differente da quello reale.

Per calcolare le opportune correzioni alle distribuzioni di eventi è stato sviluppato un programma di tipo Montecarlo, il quale, per fissate energie del fotone, simula gli eventi nell'apparato. La probabilità che essi subiscano scattering inelastico nelle piastre di alluminio è fornita dai valori dei liberi cammini medi per interazione inelastica, ottenuti dalle misure di Milburn et al. (4).

Sono state calcolate sia le percentuali degli eventi ricostruiti fuori dal limite in  $\chi^2$ , sia lo spettro in energia del  $\gamma$  di quelli accettati. Nelle figure 17, 18 e 19 sono presentati i risultati. Come si vede in fig. 17 la frazione di eventi deflessi e non accettati è funzione lineare della energia e dà quindi origine direttamente ad una correzione di efficienza. D'altro canto la frazione di eventi accettati ad una energia iniziale fissata, presenta una distribuzione in energia con una larghezza media a metà altezza, pesata sulla sezione d'urto, di circa 35 MeV e il cui valore più probabile è localizzato sul limite inferiore dell'intervallo di energia considerato (v. fig. 18 e 19). Indipendentemente da ogni ulteriore correzione, tutto ciò è compati-



le con la larghezza degli intervalli nei quali sono stati raggruppati gli eventi.

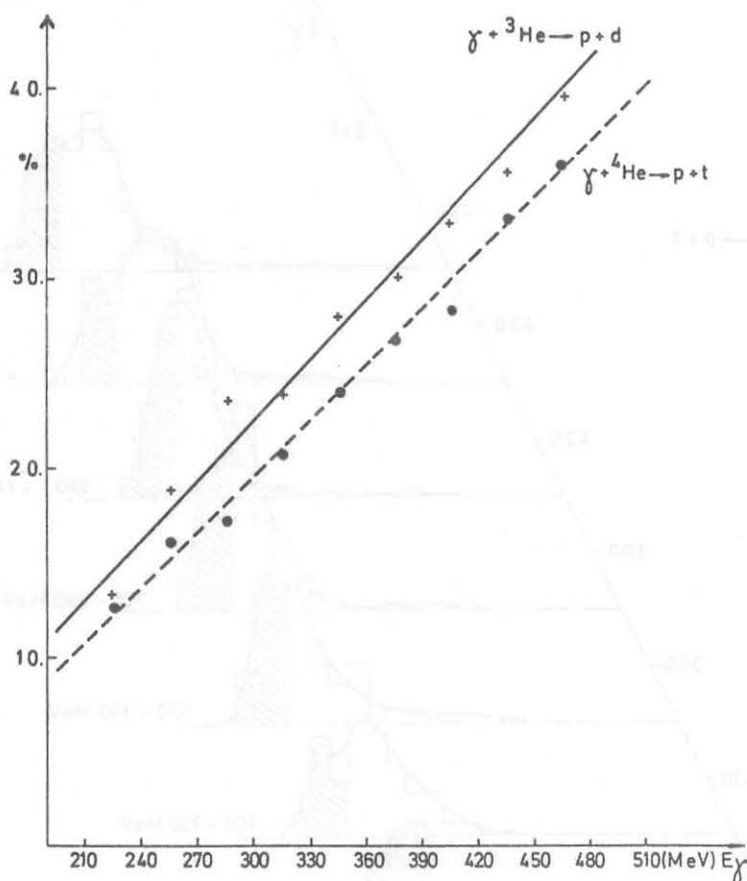


FIG. 17 - Andamento, in funzione del energia del  $\gamma$  della percentuale di eventi simulati non ricostruiti entro i limiti del criterio di selezione in  $\chi^2$  a causa dello scattering nelle piastre di alluminio delle camere a scintilla.

Da ciò segue che il travaso di eventi nei canali di energia adiacenti, dà origine ad una modifica della forma della sezione d'urto. Questo effetto può venire corretto risolvendo un sistema di equazioni lineari del tipo:

$$x_i = \sum_{j=1}^n a_{ij} y_j$$

dove  $x_i$  rappresenta il numero di eventi osservato nel canale  $i$ -esimo,  $y_j$  il numero di eventi reale nel canale  $j$ -esimo,  $a_{ij}$  il coefficiente che esprime la percentuale di eventi travasata dal canale  $j$  al canale  $i$ -esimo, ed  $n$  il numero di canali in cui sono stati raggruppati gli eventi.

Il programma di tipo Montecarlo sopra descritto ha consentito il calcolo della matrice dei coefficienti  $a_{ij}$  del sistema lineare me-

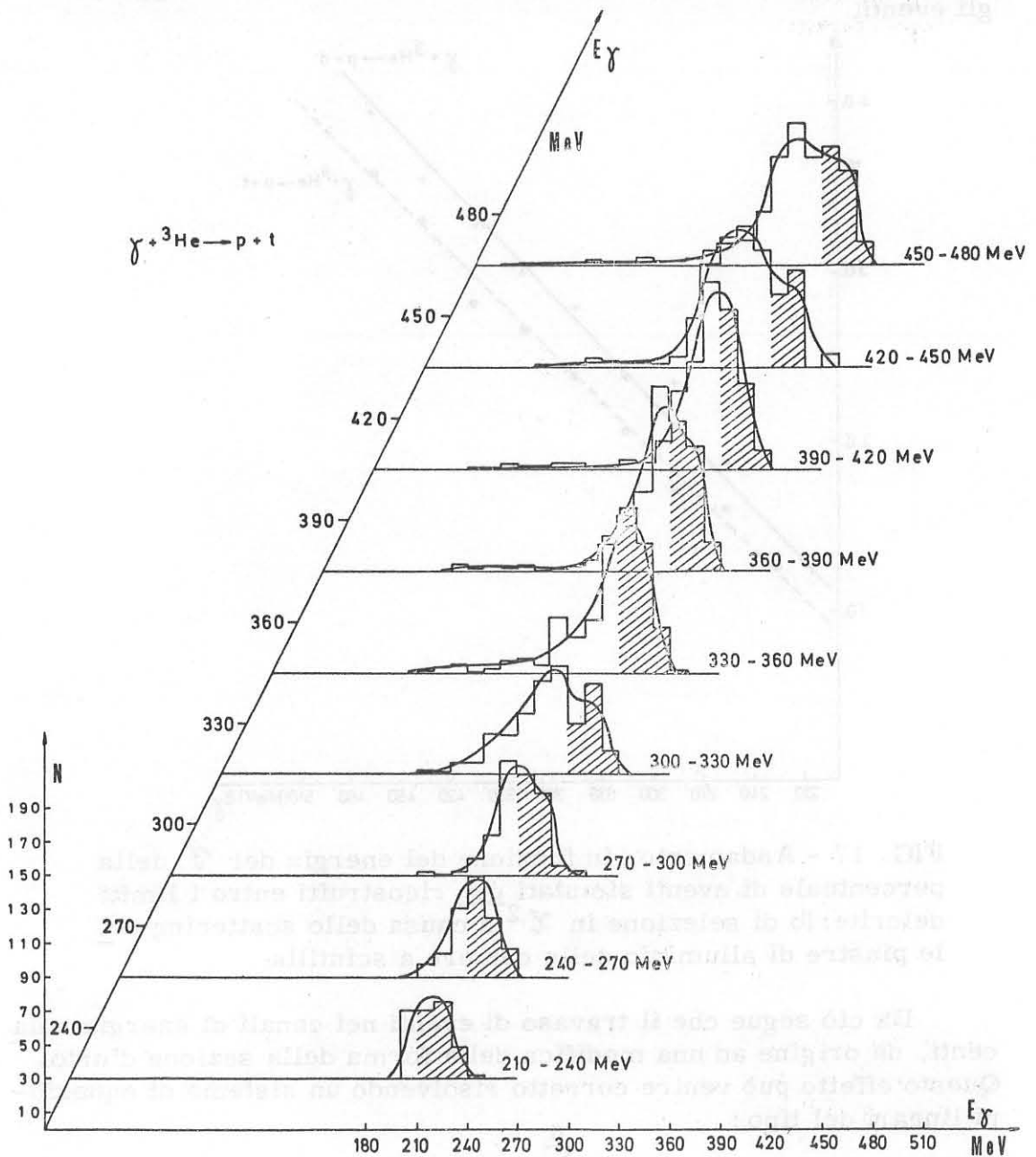


FIG. 18 - Distribuzione dell'energia del  $\gamma$  per eventi simulati della reazione  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + t$  che subiscono scattering e vengono ricostruiti entro i limiti di selezione del  $\chi^2$ . Ciascuna distribuzione è ottenuta da eventi simulati negli intervalli di energia indicati. L'area ombraggiata rappresenta la parte di questi eventi ricostruiti con energia nell'intervallo di partenza.

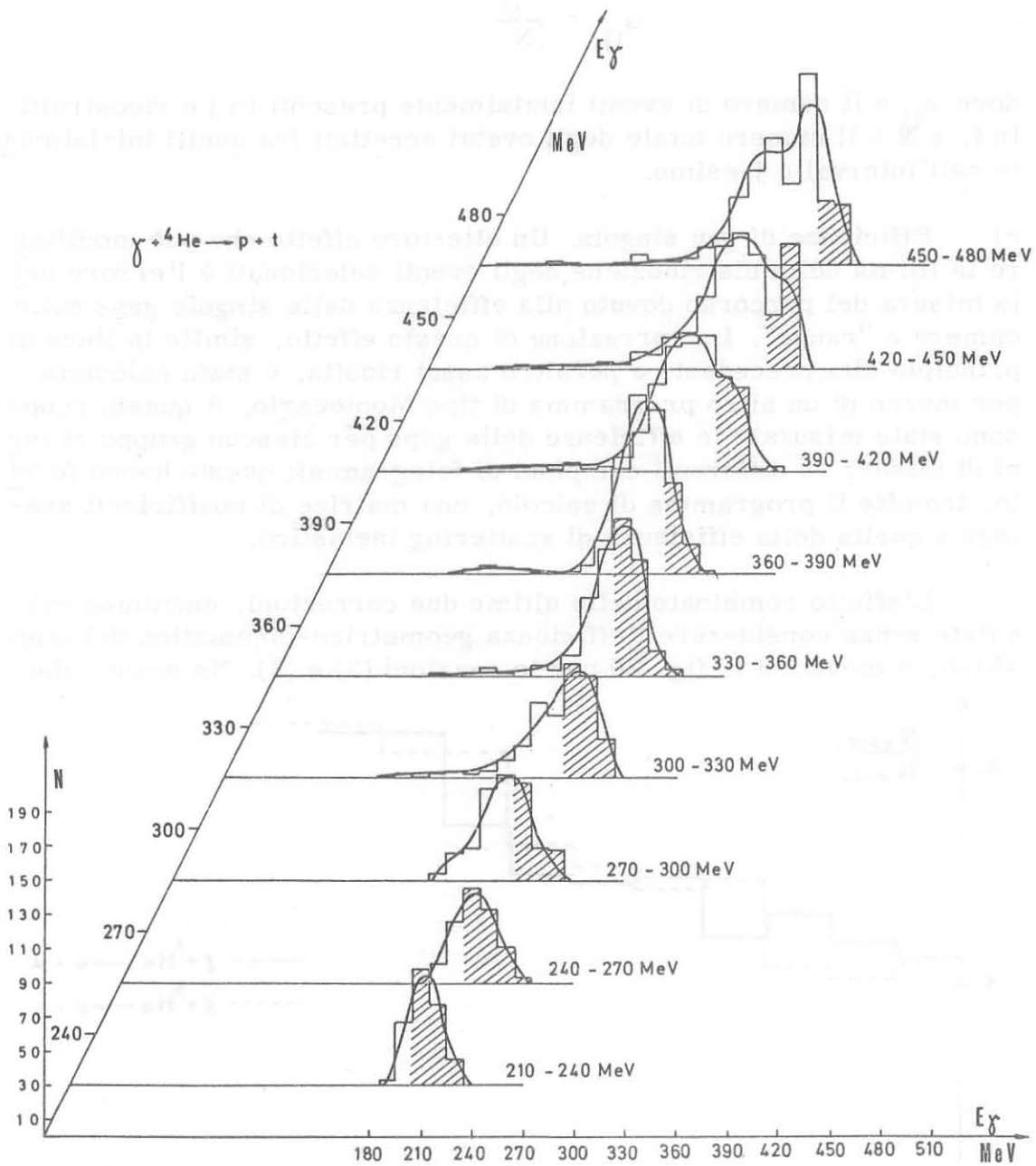


FIG. 19 - Distribuzione dell'energia del  $\gamma$  per eventi simulati della reazione  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow p + t$  che subiscono scattering e vengono ricostruiti entro i limiti di selezione del  $\chi^2$ . Ciascuna di distribuzione è ottenuta da eventi simulati negli intervalli di energia indicati. L'area ombreggiata rappresenta la parte di questi eventi ricostruiti con energia nell'intervallo di partenza.

diante l'espressione :

$$a_{ij} = \frac{n_{ij}}{N}$$

dove  $n_{ij}$  è il numero di eventi inizialmente presenti in  $j$  e ricostruiti in  $i$ , e  $N$  è il numero totale degli eventi accettati fra quelli inizialmente nell'intervallo  $j$ -esimo.

c) Efficienza di gap singola. Un ulteriore effetto che può modificare la forma della distribuzione degli eventi selezionati è l'errore nella misura del percorso dovuto alla efficienza delle singole gaps delle camere a "range". La correzione di questo effetto, simile in linea di principio alla precedente e peraltro assai ridotta, è stata calcolata per mezzo di un altro programma di tipo Montecarlo. A questo scopo sono state misurate le efficienze delle gaps per ciascun gruppo di turni di misura su differenti campioni di fotogrammi; queste hanno fornito, tramite il programma di calcolo, una matrice di coefficienti analoga a quella della efficienza di scattering inelastico.

L'effetto combinato delle ultime due correzioni, entrambe calcolate senza considerare l'efficienza geometrico-cinematica del dispositivo, è mostrata in fig. 20 per le reazioni (2) e (3). Ne segue che

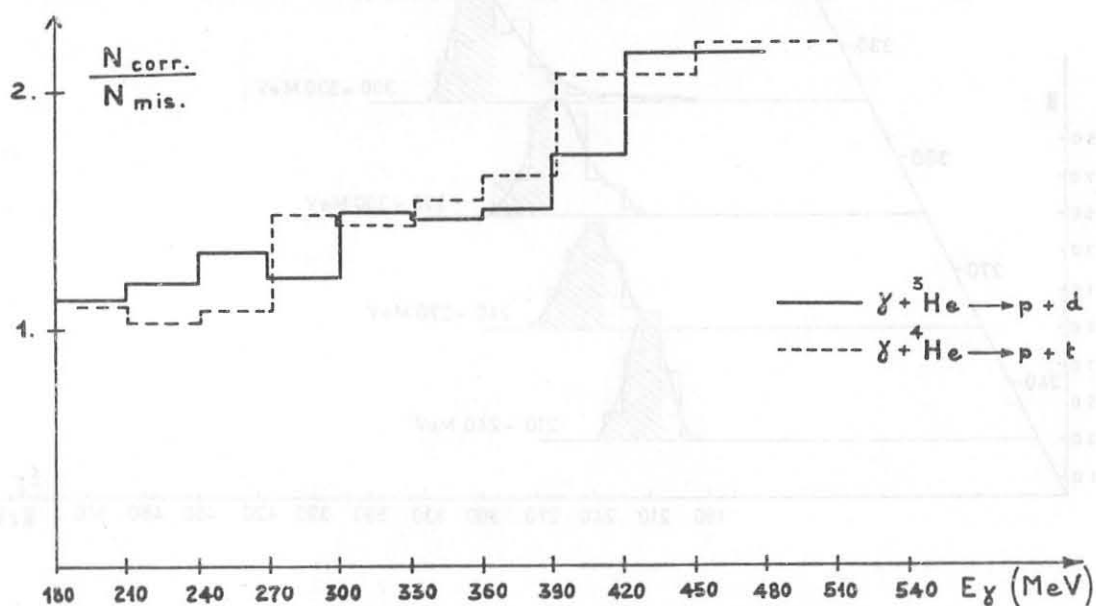


FIG. 20 - Andamento in funzione dell'energia del rapporto fra gli eventi corretti con le efficienze di scattering nucleare e di gap singola e quelli non corretti.

gli effetti delle correzioni citate sui dati sono simili per le reazioni (2) e (3) e non introducono rilevanti modifiche nella forma delle distribuzioni in energia degli eventi.

## V. - FOTODISINTEGRAZIONE DELL' ${}^3\text{He}$ E DELL' ${}^4\text{He}$ IN DUE CORPI. -

### V. 1. - Situazione attuale dell' ${}^3\text{He}$ . -

Una classificazione degli stati dell' ${}^3\text{He}$  basata sulle proprietà di simmetria di una configurazione a tre corpi prevede 14 contributi alla descrizione dello stato fondamentale<sup>(5)</sup>. Solo alcuni di questi sono però presenti in modo apprezzabile.

Dalle misure esistenti dei parametri statici e dai calcoli variazionali condotti sull'energia di legame è ragionevole supporre che tali stati si riducano ad un contributo dominante dello stato S a completa simmetria spaziale, unitamente a diverse percentuali di stati S' a simmetria mista (2%) e di stato D (6%)<sup>(6)</sup>.

Diverse valutazioni delle funzioni d'onda non consentono comunque di ottenere un insieme consistente di valori per le caratteristiche statiche dell' ${}^3\text{He}$ , come pure per la descrizione dei fattori di forma elettromagnetici<sup>(7, 8, 9)</sup>.

Per quanto riguarda l' ${}^3\text{He}$  le proprietà statiche non sono quindi da sole sufficienti, come d'altronde appare ovvio, a stabilire la natura delle funzioni d'onda dello stato fondamentale.

Le funzioni d'onda finora proposte, in particolare le seguenti

$$\psi_1 = N_G e^{-\frac{\mu^2}{R^2}} \quad \text{con } R = \left( \sum_{i < j} r_{ij}^2 \right)^{1/2}$$

$$\psi_2 = N_{GI} \frac{e^{-\mu R}}{R}$$

$$\psi_3 = \frac{N [e^{-\mu_1 R} - e^{-\mu_2 R}]}{R}$$

hanno costituito quindi una prima base interpretativa dei risultati riguardanti la fotodisintegrazione. Con esse sono stati effettuati numerosi calcoli sulla fotodisintegrazione dei sistemi a tre nucleoni utilizzando lo sviluppo multipolare del campo elettromagnetico. La sezione d'urto differenziale  ${}^3\text{He}(\gamma, p)d$  può essere espressa nella forma:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{CM}} = A + B \sin^2\theta (1 + \beta \cos\theta + \gamma \cos^2\theta)$$

considerando solo i termini M1, E1, E1E2, E2; non si ha interferenza tra la transizione di dipolo magnetico che conduce ad uno stato finale isotropo di spin 3/2, e la transizione di dipolo elettrico che produce nello stato finale una onda P con spin 1/2. A  $90^\circ$ , come nel caso

del presente lavoro, rimangono unicamente i termini corrispondenti al dipolo elettrico e magnetico.

Parecchi calcoli hanno preso in considerazione sostanzialmente il solo contributo di dipolo elettrico utilizzando varie espressioni per le funzioni d'onda iniziali e finali. I risultati di Verde<sup>(10)</sup>, Irving e Gunn<sup>(11)</sup>, Rossetti<sup>(12)</sup>, Eichmann<sup>(13)</sup> sono confrontati con i risultati sperimentali di Berman et al.<sup>(14)</sup>, Finckh et al.<sup>(15)</sup>, Becchi et al.<sup>(16)</sup>, Stewart et al.<sup>(17)</sup> nell'articolo di Stewart et al.<sup>(17)</sup> per un intervallo di energia fra la soglia e 50 MeV. In generale l'accordo con i dati sperimentali è buono sia per i calcoli di Eichmann, che utilizza un parametro di forma ricavato da calcoli sull'energia di legame e introduce il termine di quadrupolo elettrico, sia per quelli di Irving e Gunn con un parametro di forma ottenuto dai dati sperimentali.

In particolare si può notare che: 1) i termini non simmetrici nello stato finale spostano il picco della risonanza gigante ad una energia inferiore; 2) l'inclusione dell'interazione di quadrupolo domina il comportamento della sezione d'urto differenziale e le distribuzioni angolari; 3) le interazioni nello stato finale sembrano aumentare di circa il 25% la sezione d'urto totale sul picco.

Complessivamente si può affermare che le caratteristiche del processo di fotodisintegrazione possono essere descritte con una accuratezza del 20-30% (v. figura 21), tale da non consentire una scelta univoca della funzione d'onda radiale per un sistema a 3 corpi.

In calcoli più recenti Fetisov<sup>(18)</sup> prende in considerazione la interazioni coulombiana e nucleare nello stato finale, mentre lo stato fondamentale è descritto dalla funzione di Dalitz-Tacker con un migliore andamento asintotico; i risultati non migliorano sostanzialmente quelli precedenti, ma consentono una più accurata descrizione anche della reazione a 3 corpi.

Gibson<sup>(6)</sup> usando una funzione Irving-Gunn per lo stato iniziale con soft-core, introducendo, oltre alle componenti S e S' una percentuale del 6% dello stato D, e usando una funzione d'onda di Hulthén per il deutone dello stato finale, descrive accuratamente la sezione d'urto differenziale a 90° fino a 30 MeV.

Knight et al.<sup>(19)</sup> utilizzando semplici forme a zero-range per le funzioni d'onda iniziale e finale, e tenendo conto di interazioni di stato finale fra le coppie di nucleoni in stato S, ottengono una buona descrizione dei dati sperimentali fino a 30 MeV; Barbour e Phillips<sup>(20)</sup>, che hanno descritto gli stati finali con le equazioni di Fadeev, ottengono un innalzamento del 25% della sezione d'urto a bassa energia per la due-corpi, e una riduzione di circa un fattore due per la sezione d'urto a 3 corpi, ma non riescono a conciliare la sezione d'urto differenziale a 90° e il fattore di forma di carica.

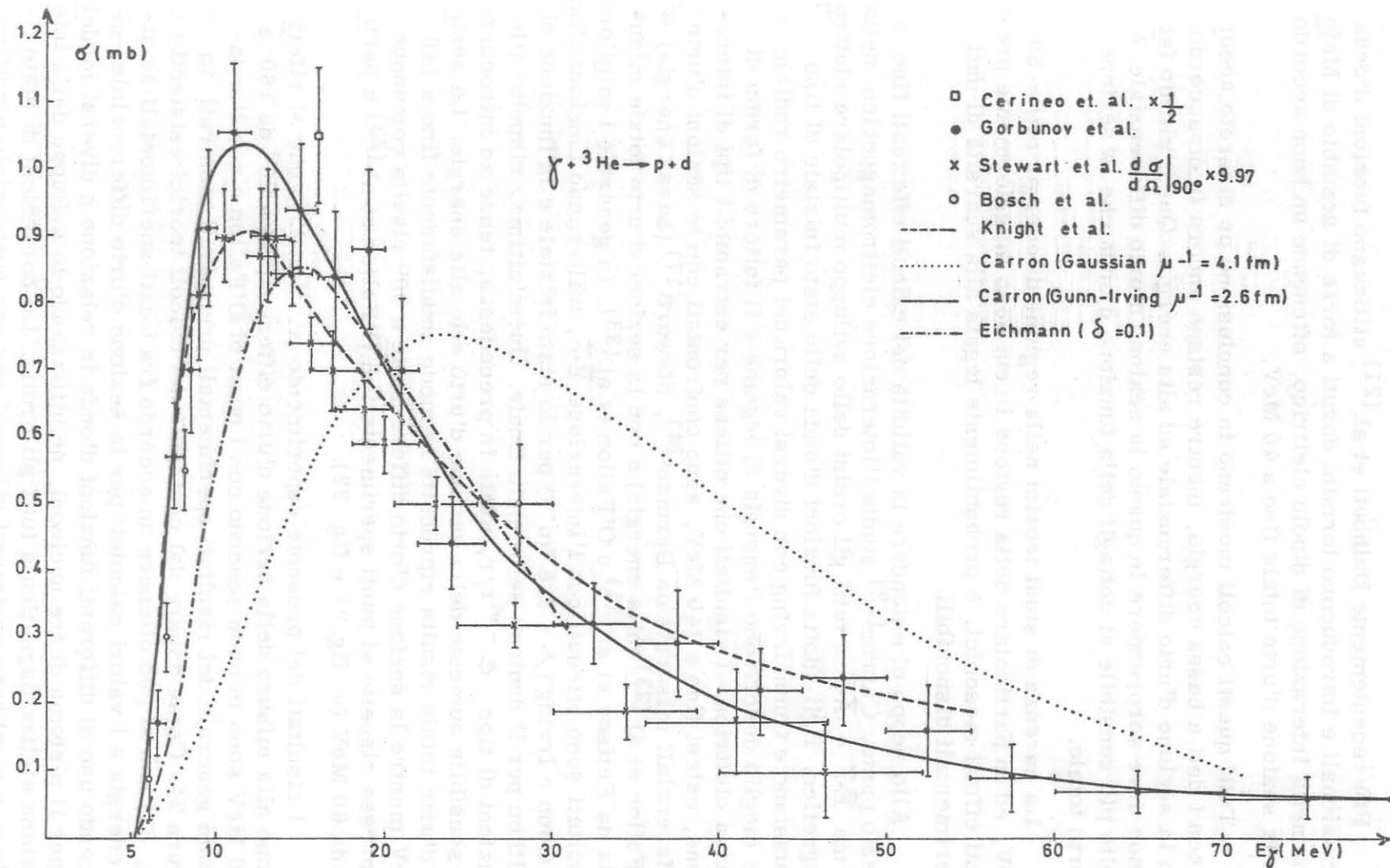


FIG. 21 - Confronto fra dati sperimentali e curve teoriche della sezione d'urto totale del processo  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ .

Più recentemente Dzihbuti et al.<sup>(21)</sup> utilizzano funzioni d'onda variazionali e introducono termini dovuti a forze di scambio di Majorana nella interazione di dipolo elettrico, ottenendo un buon accordo con la sezione d'urto totale fino a 40 MeV.

Tutti questi calcoli mostrano in conclusione un discreto accordo con i dati a bassa energia, mentre restano ancora in disaccordo con la sezione d'urto differenziale ad alta energia. Quest'ultimo fatto non deve sorprendere in quanto la sezione d'urto differenziale è molto più sensibile ai dettagli della funzione d'onda che la sezione d'urto totale.

La carenza di studi teorici nella regione di energia oltre 50 MeV, ed in particolare nella regione in cui sono maggiormente presenti effetti mesonici, è probabilmente legata alla scarsità di dati sperimentali disponibili.

Allo scopo di estendere la validità dei calcoli effettuati fino a questo punto, Carron<sup>(22)</sup> studia l'interazione elettromagnetica nella forma  $\vec{E} \cdot \vec{r}$  e  $\vec{A} \cdot \vec{p}$  a tutti gli ordini dello sviluppo multipolare elettromagnetico. Egli adotta funzioni d'onda dello stato iniziale di tipo Gaussiano e Gunn-Irving con diversi valori del parametro radiale che meglio descrivono l'energia di legame e il fattore di forma di carica elettrica. I risultati che ottiene per entrambi i tipi di interazione, estesi fino a 140 MeV, sono confrontati con le sezioni d'urto differenziali misurate da Berman<sup>(14)</sup>, Stewart<sup>(17)</sup> (bassa energia) e O'Fallon et al.<sup>(23)</sup> (alta energia) e con la sezione d'urto totale misurata da Fetisov et al.<sup>(24)</sup> e O'Fallon et al.<sup>(23)</sup>. In generale i migliori risultati sono ottenuti con l'interazione  $\vec{E} \cdot \vec{r}$ , utilizzando funzioni d'onda Gunn e Irving ( $\mu = 2.6 \text{ fm}^{-1}$ ) per lo stato iniziale e la funzione di Hulthén per il deutone dello stato finale. Quest'ultima, rispetto alle funzioni di tipo  $e^{-\alpha r}/r$ , usate in precedenza, tende ad introdurre un sensibile aumento della sezione d'urto alle alte energie. La sezione d'urto totale risulta riprodotta in modo soddisfacente fino a 140 MeV mentre la sezione d'urto differenziale a  $90^\circ$  risulta comunque depressa rispetto ai punti sperimentali di O'Fallon et al.<sup>(23)</sup> a partire da 60 MeV (v. fig. 21 e fig. 22).

I risultati del presente esperimento (v. fig. 23), che si riferiscono alla misura della sezione d'urto differenziale a  $90^\circ$  da 180 a 600 MeV sono in buon accordo con i punti di O'Fallon e con l'andamento generale dei risultati sperimentali precedenti mostrati in figura 24. Come appare dal confronto dei calcoli teorici esistenti (v. fig. 22) non si può ottenere un accordo fra i dati sperimentali ad alta energia e i valori calcolati per la sezione d'urto differenziale, né facendo uso di differenti funzioni d'onda in relazione a diversi modelli per il sistema di tre nucleoni, né utilizzando lo sviluppo della interazione elettromagnetica a tutti gli ordini. Le correzioni di stato finale non sembrano parimenti rilevanti per una sostanziale modifica degli attuali risultati teorici.



282

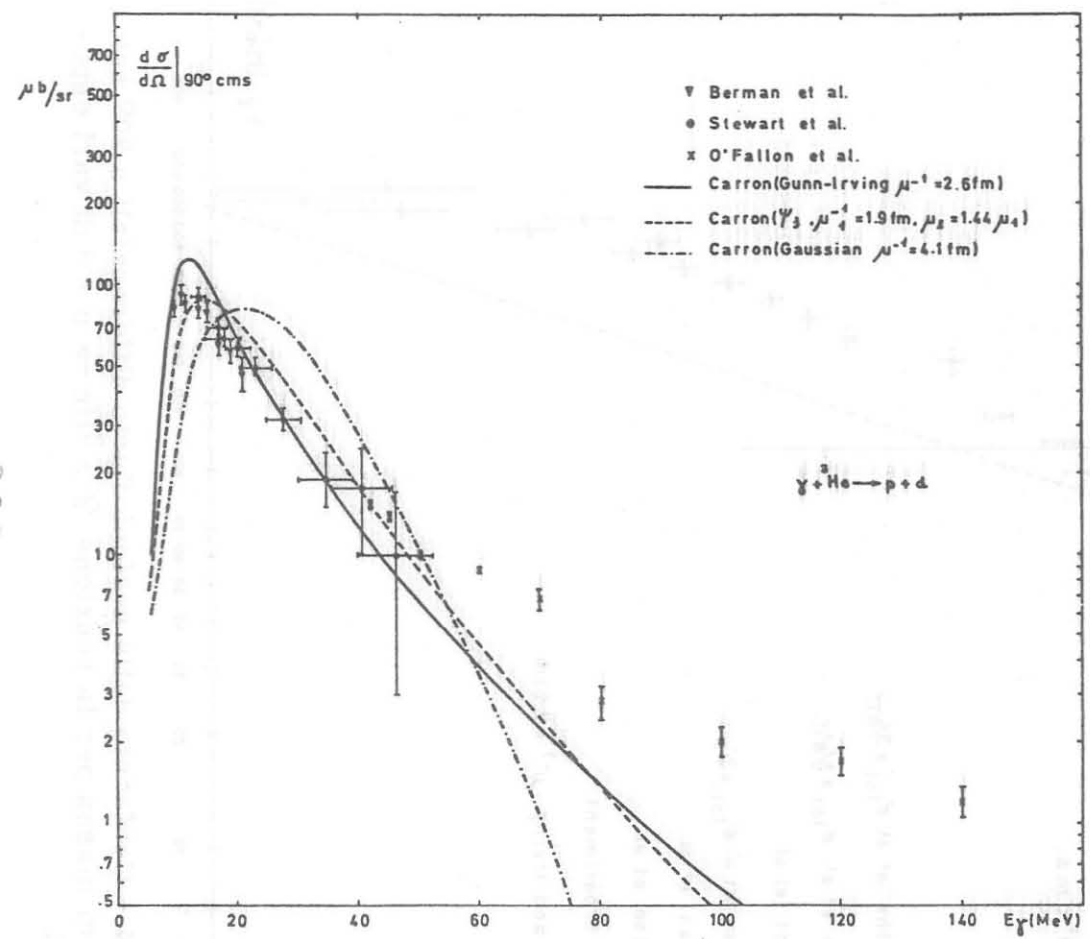


FIG. 22 - Confronto fra differenti calcoli teorici e dati sperimentali per la sezione d'urto differenziale a  $90^\circ$  cms del processo  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ .

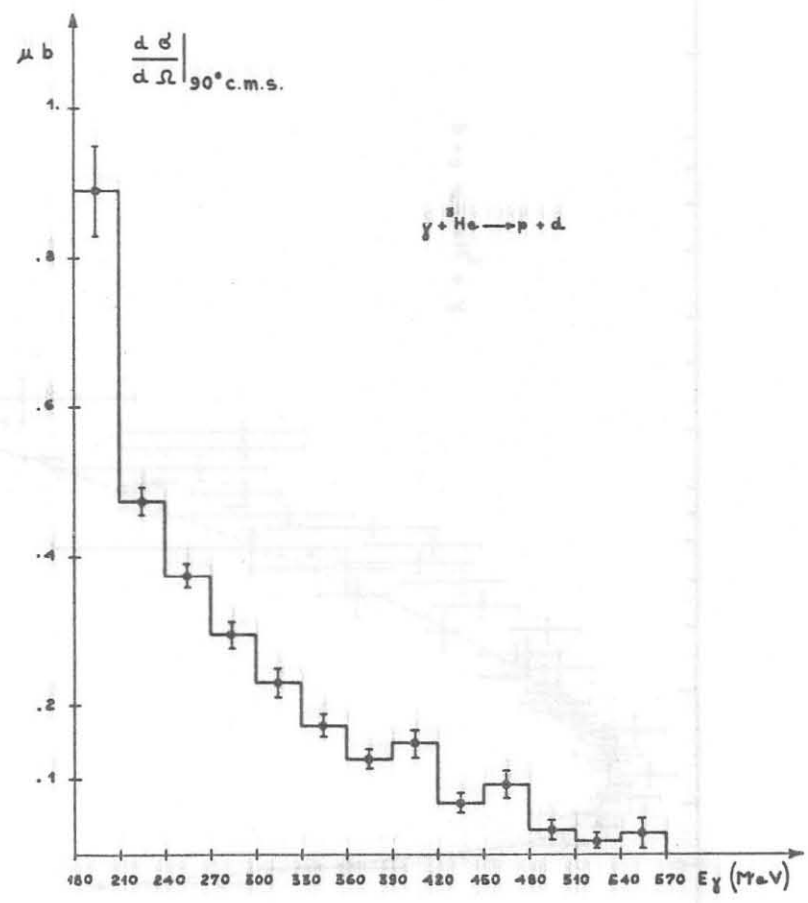


FIG. 23 - Sezione d'urto differenziale a  $90^\circ$  nel centro di massa per la reazione  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$  misurati in questo esperimento. Sono indicati i soli errori statistici.

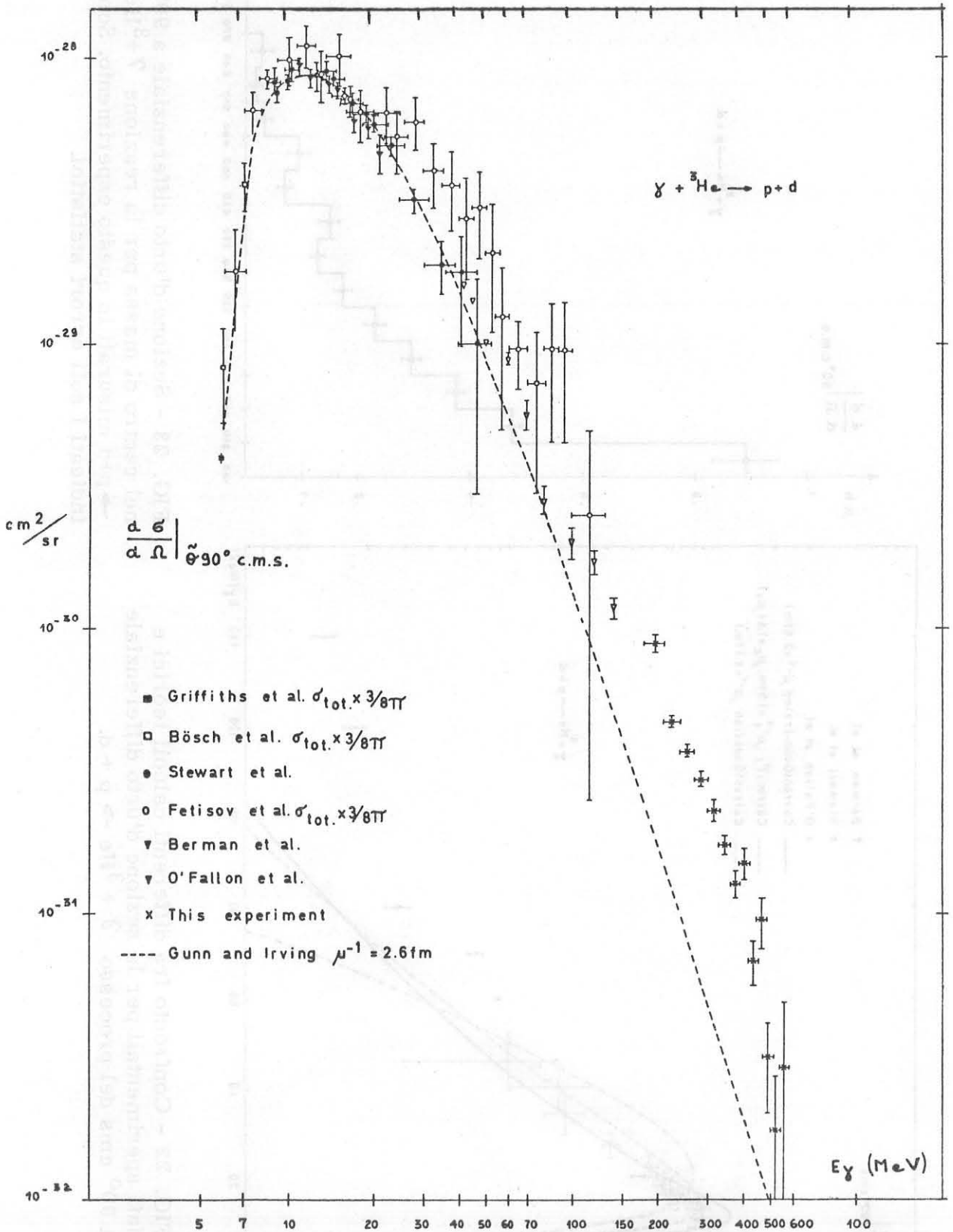


FIG. 24 - Confronto delle sezioni d'urto differenziali a  $90^\circ$  nel centro di massa per la reazione  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$  di vari esperimenti.

Questa discrepanza potrebbe essere attribuita, come notato anche da altri autori, all'esistenza nel nucleo di correnti di scambio mesoniche che, con la loro presenza, alterano sostanzialmente lo stato fondamentale e quindi l'interazione del nucleo con un campo esterno. Queste correnti mesoniche non possono essere trascurate dal momento che l'interazione con la corrente nucleonica  $\vec{A} \cdot \vec{p}$  fornisce dei risultati troppo inferiori ai dati sperimentali. Non sembra pertanto che questo ostacolo possa essere superato solamente scegliendo più raffinate funzioni d'onda per descrivere lo stato fondamentale del nucleo.

#### V. 2. - Situazione attuale dell' ${}^4\text{He}$ . -

La problematica connessa con le proprietà statiche e dinamiche dell' ${}^4\text{He}$  è sostanzialmente simile a quella descritta nel paragrafo precedente per l' ${}^3\text{He}$ . Infatti, anche in questo caso un primo tentativo di descrizione dello stato fondamentale del nucleo per mezzo di funzioni d'onda semplici non consente una completa descrizione delle sue proprietà dinamiche neppure in un ristretto intervallo di energia. Calcoli teorici sulla fotodisintegrazione dell' ${}^4\text{He}$  nella regione di energia della risonanza gigante hanno utilizzato diverse funzioni d'onda di tipo gaussiano, esponenziale e Gunn-Irving con parametri aggiustabili. Questi calcoli non si sono dimostrati soddisfacenti, dal momento che non è stato possibile determinare questi parametri in modo da riprodurre simultaneamente il raggio quadratico medio del nucleo, la sua energia di legame, la posizione della risonanza gigante ed il valore della sezione d'urto.

Gunn e Irving<sup>(11)</sup> hanno sviluppato i calcoli anche nella regione di energia al di sopra della risonanza gigante; anche questi non sono risultati soddisfacenti dal momento che la sezione d'urto totale decresce più lentamente di quanto richiesto dai punti sperimentali. I tentativi ulteriori di raffinare il calcolo modificando sia le funzioni d'onda dello stato fondamentale, sia la struttura degli operatori, non conducono a modifiche apprezzabili nell'accordo fra dati sperimentali e valutazioni teoriche.

Infatti i risultati di Bradsen et al.<sup>(25)</sup>, ottenuti tenendo conto della interazione nello stato finale fra protone e tritio e introducendo termini tensoriali nell'hamiltoniana, non migliorano sostanzialmente la descrizione dei dati sperimentali mostrati in fig. 25.

Dzihbuti<sup>(26)</sup>, introducendo forze di scambio alla Majorana nella descrizione dell'interazione del campo elettromagnetico con il nucleo e facendo uso di una funzione d'onda gaussiana aggiustata per i valori corretti dell'energia di legame e del raggio quadratico medio, tenta la descrizione della situazione sperimentale fino a 80 MeV (v. fig. 25). Questo calcolo viene effettuato unicamente nell'approssimazione

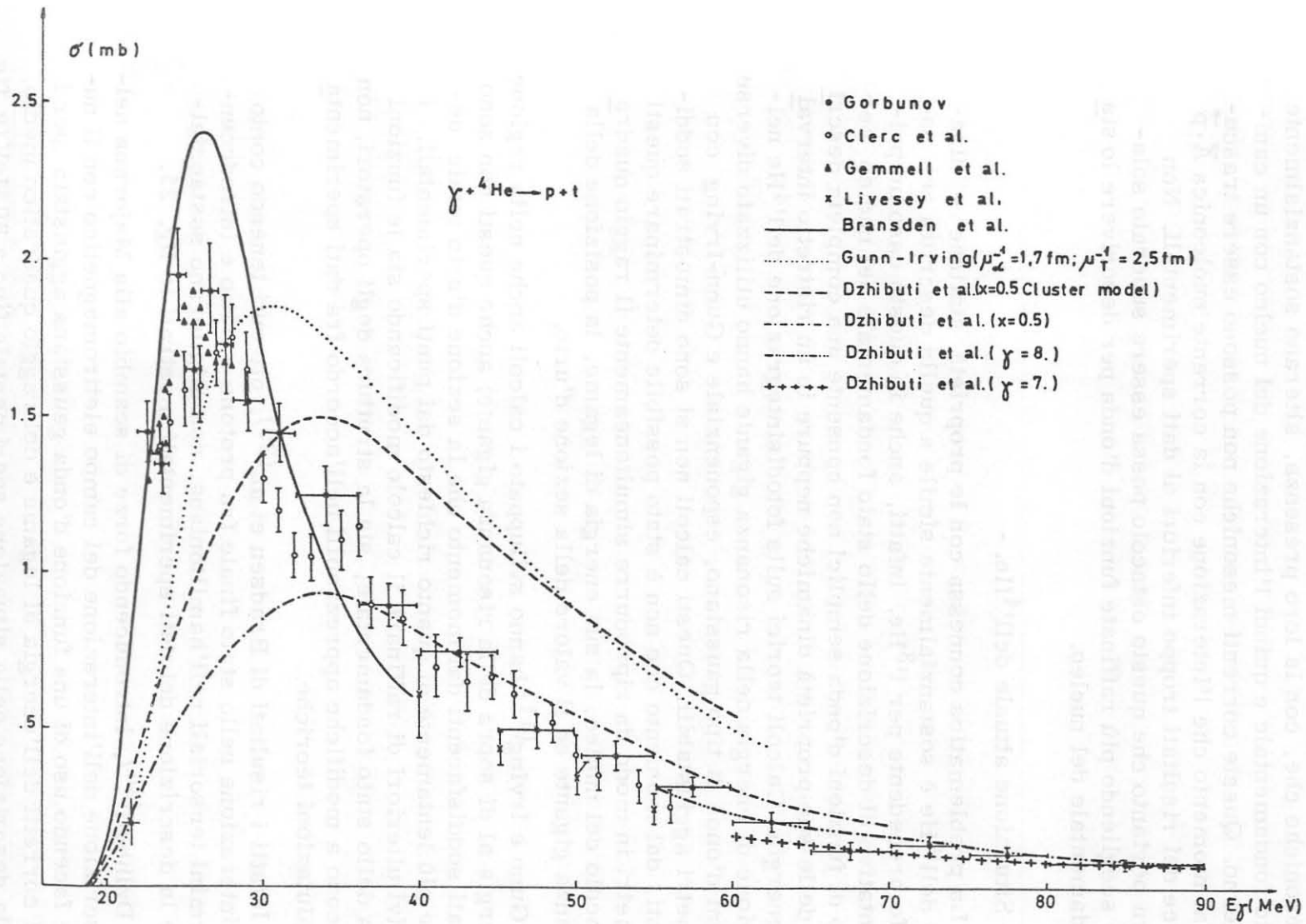


FIG. 25 - Confronto fra dati sperimentali e curve teoriche della sezione d'urto totale del processo  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow p + t$ .

di dipolo elettrico con lo scopo di valutare il contributo delle forze di scambio nella regione della risonanza gigante.

Analogamente a quanto discusso nel caso dell' $^3\text{He}$ , la corrispondenza fra dati sperimentali e teorici a bassa energia della foto disintegrazione in protone e tritio dell' $^4\text{He}$  può essere considerata soddisfacente, ma i calcoli citati non possono essere estrapolati alla descrizione dei dati sperimentali ad energie più elevate. L'interpretazione dei dati ad alta energia ( $E_\gamma \leq 150 \text{ MeV}$ ) viene affrontata da Dzihbuti in un precedente articolo<sup>(27)</sup>. Dall'analisi dei risultati sperimentali in questo intervallo di energia, egli deduce la possibilità di rappresentare il nucleo  $^4\text{He}$  con un modello a 2 particelle. Assume quindi una interazione di tipo  $\vec{A} \cdot \vec{p}$ , estendendo l'operatore elettromagnetico a tutti gli ordini di multipolo, e trascura la interazione degli stati finali sulla base dei risultati di Brandsen<sup>(25)</sup>. I risultati che ottiene sono in buon accordo con i dati sperimentali fra 80 e 150 MeV per quanto riguarda la sezione d'urto totale e la distribuzione angolare (v. fig. 28).

I risultati del presente esperimento (v. fig. 26) sono confrontati nella figura 27 con i principali risultati sperimentali disponibili ed in figura 28 con le previsioni teoriche di Dizhbuti estrapolate ad alta energia.

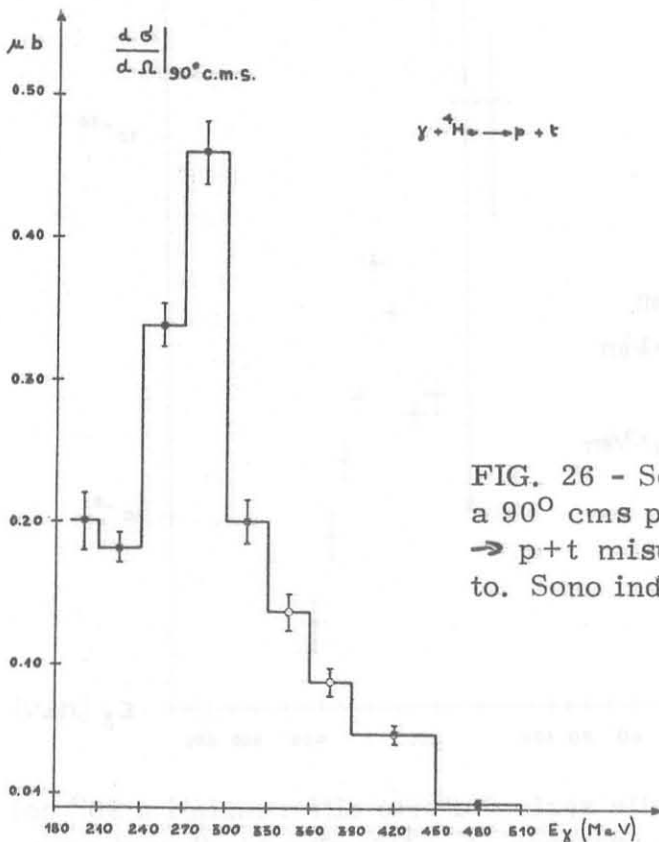


FIG. 26 - Sezione d'urto differenziale a  $90^\circ$  cms per la reazione  $\gamma + ^4\text{He} \rightarrow p + t$  misurata in questo esperimento. Sono indicati i soli errori statistici.

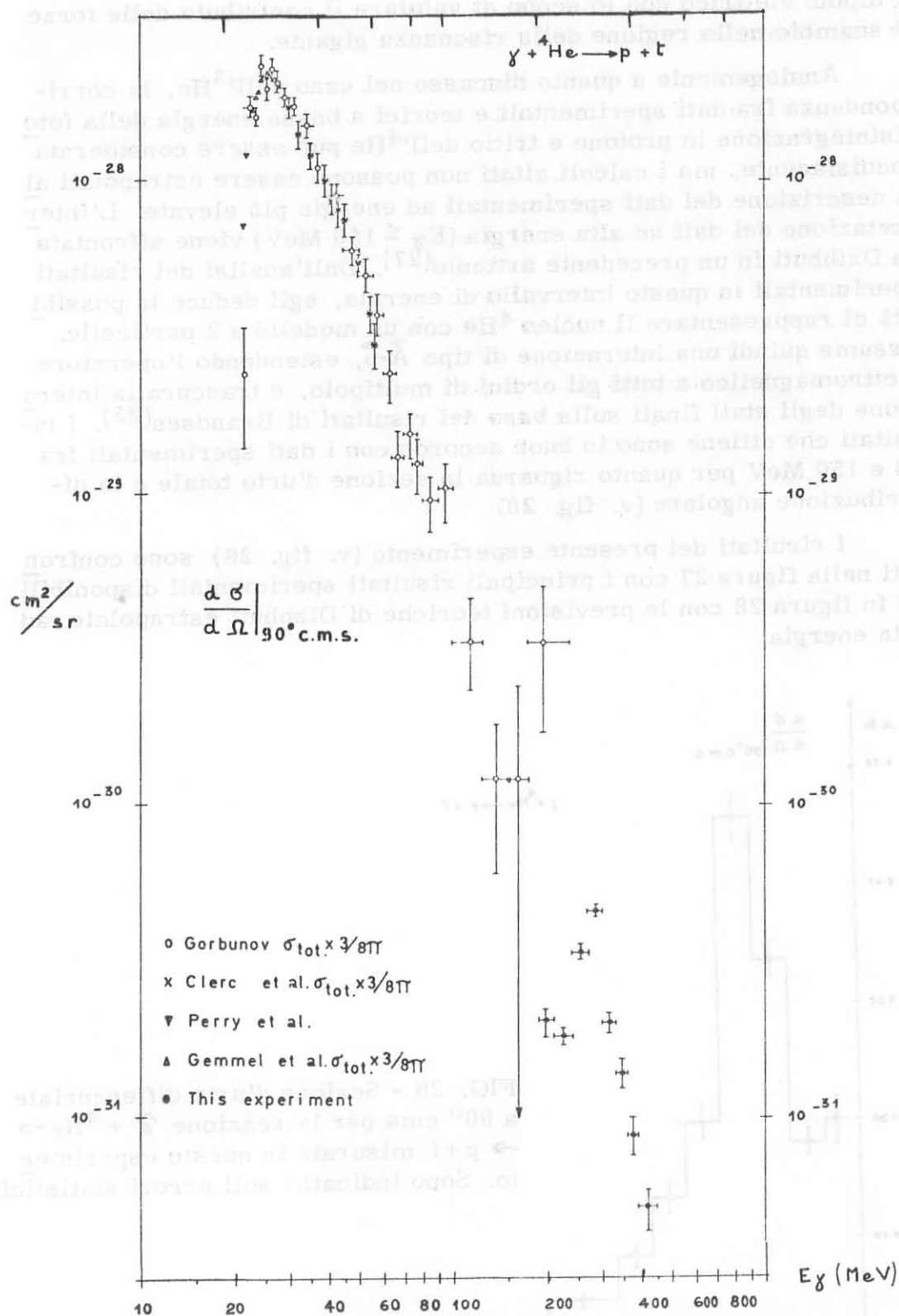
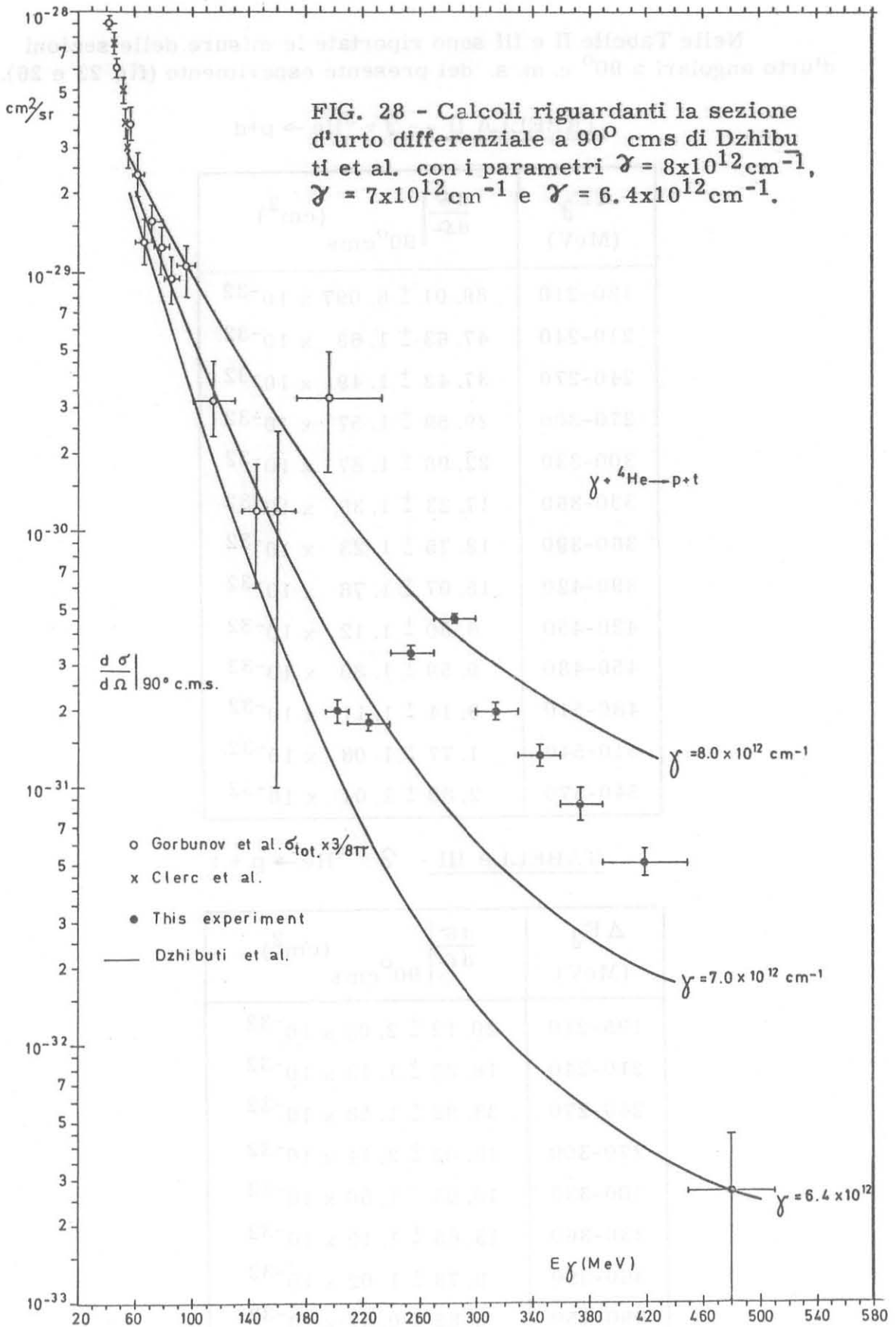


FIG. 27 - Confronto delle sezioni d'urto differenziali a  $90^\circ$  nel centro di massa per la reazione  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow p + t$  di vari esperimenti.



Nelle Tabelle II e III sono riportate le misure delle sezioni d'urto angolari a  $90^\circ$  c. m. s. del presente esperimento (fig. 23 e 26).

TABELLA II -  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$

$\Delta E_\gamma$ (MeV)	$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right _{90^\circ \text{ cms}}$ ( $\text{cm}^2$ )
180-210	$89.01 \pm 6.097 \times 10^{-32}$
210-240	$47.63 \pm 1.68 \times 10^{-32}$
240-270	$37.42 \pm 1.49 \times 10^{-32}$
270-300	$29.59 \pm 1.57 \times 10^{-32}$
300-330	$22.98 \pm 1.87 \times 10^{-32}$
330-360	$17.23 \pm 1.39 \times 10^{-32}$
360-390	$12.75 \pm 1.23 \times 10^{-32}$
390-420	$15.07 \pm 1.78 \times 10^{-32}$
420-450	$6.80 \pm 1.12 \times 10^{-32}$
450-480	$9.59 \pm 1.80 \times 10^{-32}$
480-510	$3.14 \pm 1.11 \times 10^{-32}$
510-540	$1.77 \pm 1.08 \times 10^{-32}$
540-570	$2.89 \pm 2.04 \times 10^{-32}$

TABELLA III -  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow p + t$

$\Delta E_\gamma$ (MeV)	$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right _{90^\circ \text{ cms}}$ ( $\text{cm}^2$ )
195-210	$20.12 \pm 2.03 \times 10^{-32}$
210-240	$18.22 \pm 1.13 \times 10^{-32}$
240-270	$33.82 \pm 1.58 \times 10^{-32}$
270-300	$46.02 \pm 2.14 \times 10^{-32}$
300-330	$19.93 \pm 1.50 \times 10^{-32}$
330-360	$13.65 \pm 1.19 \times 10^{-32}$
360-390	$8.78 \pm 1.02 \times 10^{-32}$
390-450	$5.82 \pm 0.67 \times 10^{-32}$
450-510	$0.27 \pm 0.18 \times 10^{-32}$



Come si può osservare l'accordo generale con l'andamento dei dati sperimentali disponibili è soddisfacente. Per quanto riguarda il confronto con i calcoli teorici, si può osservare che in aggiunta agli argomenti discussi nel caso dell' $^3\text{He}$  sulla presenza di correnti di scambio, la presenza di un chiaro andamento risonante non consente un confronto diretto con previsioni effettuate prescindendo da ogni contributo di natura pionica. (v. fig. 29 e fig. 30).

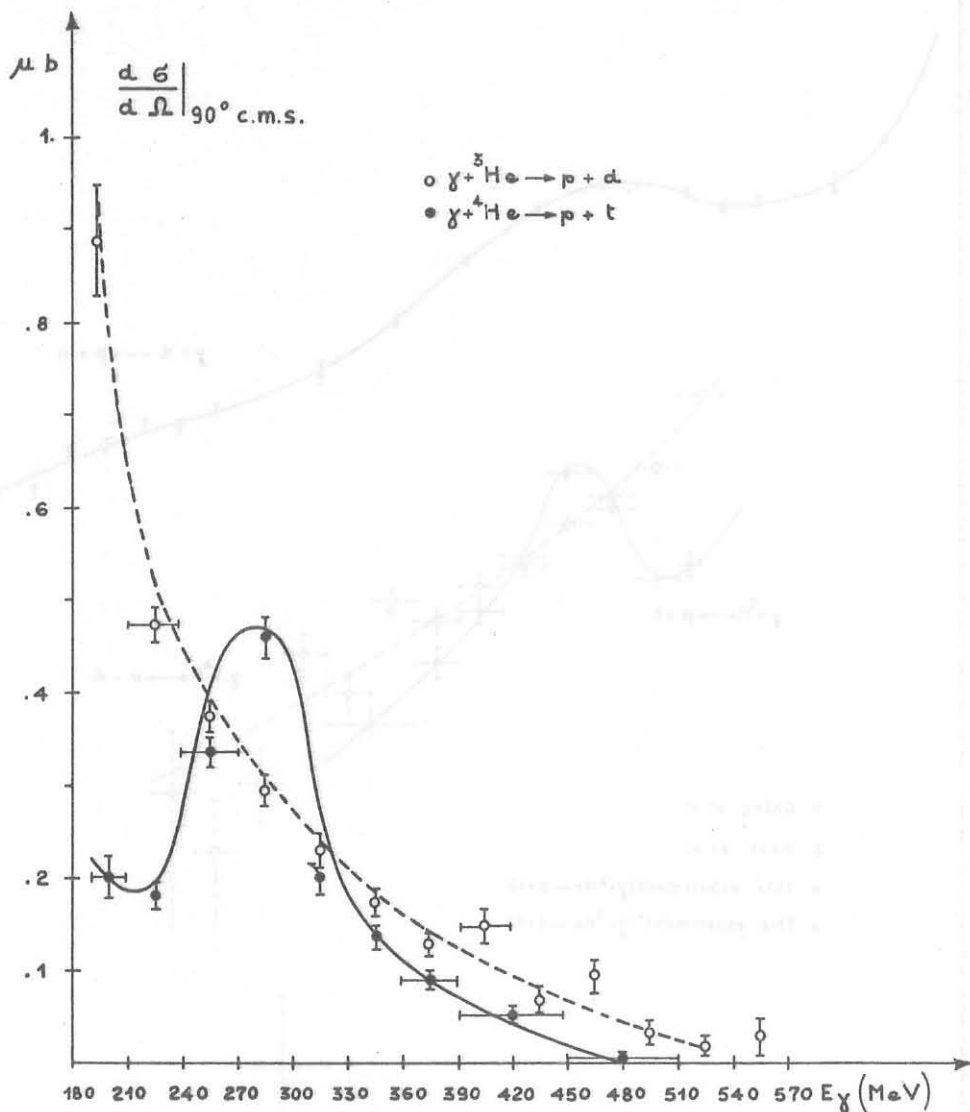


FIG. 29 - Confronto fra le sezioni d'urto differenziali a  $90^\circ$  cms per i processi  $\gamma + ^3\text{He} \rightarrow p + d$  (o) e  $\gamma + ^4\text{He} \rightarrow p + t$  (●) misurati in questo esperimento.

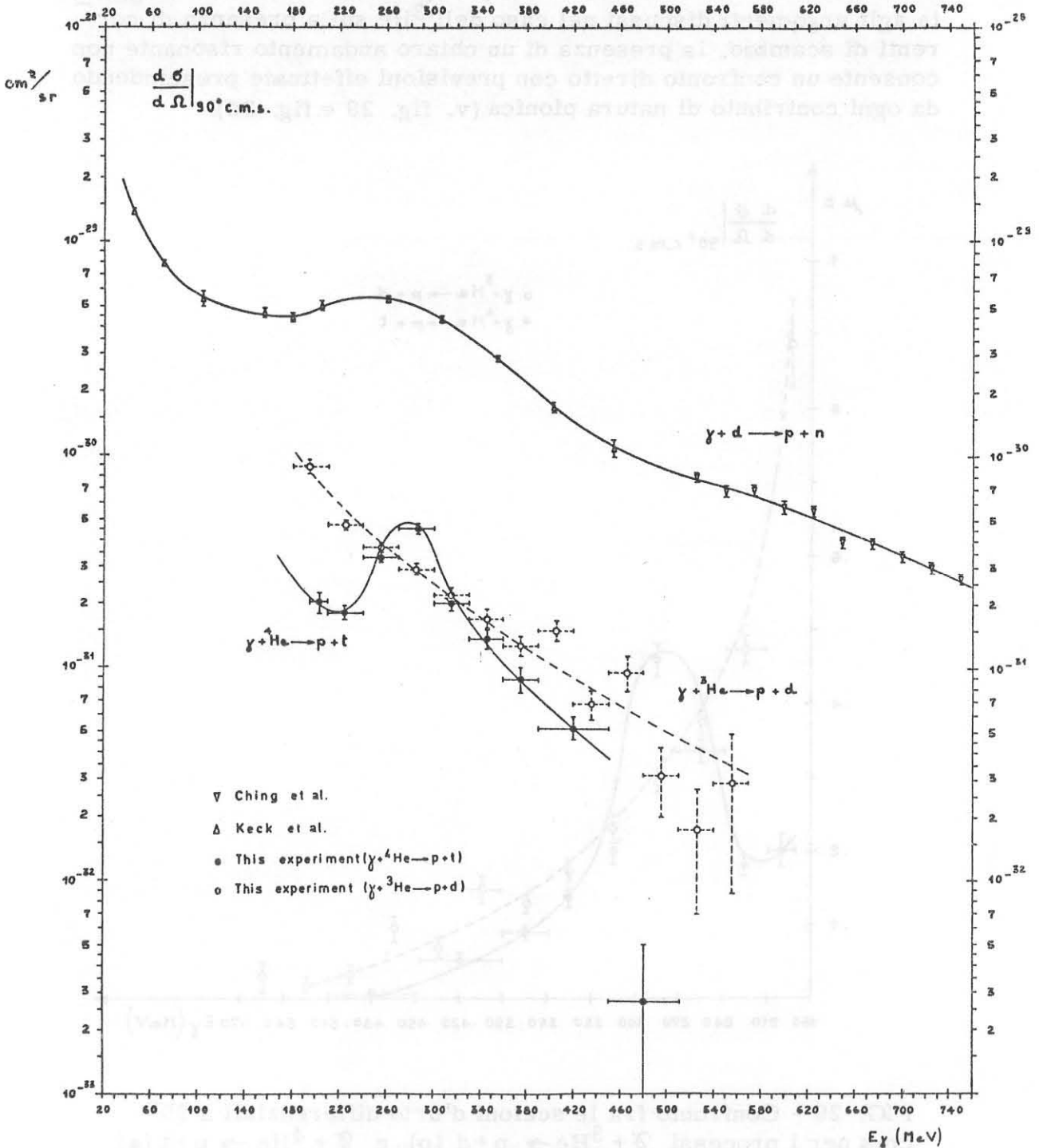


FIG. 30 - Confronto fra le sezioni d'urto differenziali a  $90^\circ$  c.m.s per le reazioni  $\gamma + d \rightarrow p + n$ ,  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ ,  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow p + t$ .

## VI. - CONCLUSIONI. -

Il risultato più appariscente delle nostre misure è il diverso comportamento dei nuclei di  ${}^3\text{He}$  ed  ${}^4\text{He}$  nella regione della prima risonanza pione-nucleone. Infatti mentre la reazione (3) presenta, come la reazione (1), un chiaro andamento risonante, ciò non avviene per la reazione (2). Una interpretazione fenomenologica di questo può essere fornita sulla base del modello proposto originalmente da Austern<sup>(28)</sup> e Wilson<sup>(29)</sup>. Questo modello permise di spiegare i risultati sulla fotodisintegrazione del deuterio mediante la fotoproduzione ed il riassorbimento di pioni. Nella fig. 31 abbiamo indicato i diagrammi rilevanti per un possibile contributo risonante a queste

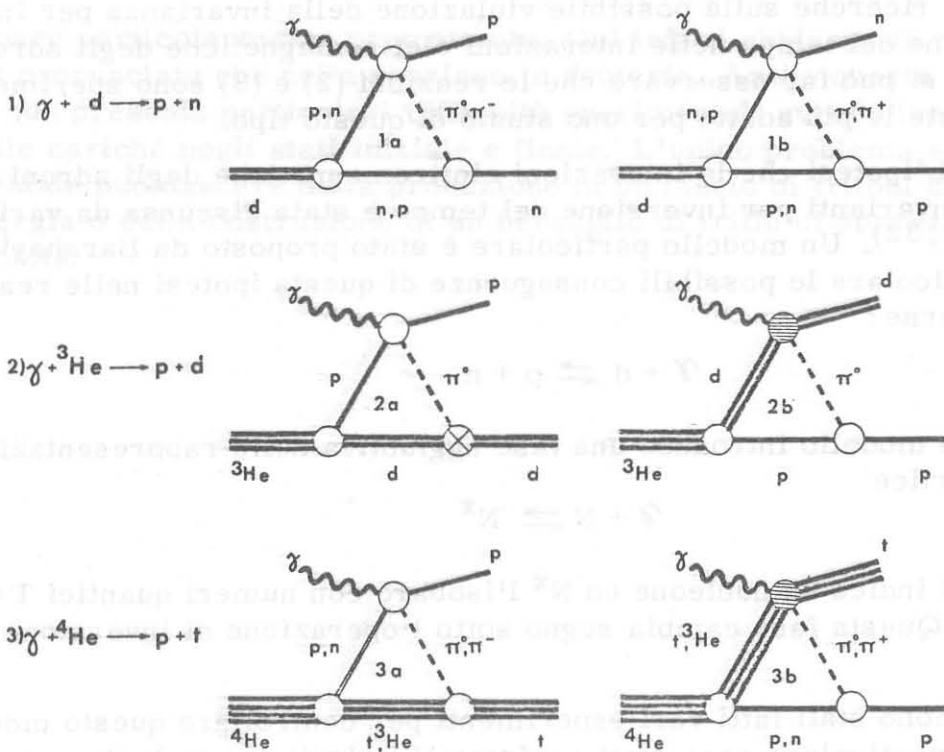


FIG. 31 - Diagrammi di Feynman che possono dare un possibile contributo risonante nelle reazioni in esame. Il vertice con una croce è proibito dalla conservazione dello spin isotopico, i vertici tratteggiati sono depressi e non dovrebbero produrre un chiaro contributo risonante.

## BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - C. Keck and A. V. Tollestrup, Phys. Rev. 101, 360 (1956).
- (2) - R. Ching and C. Schaerf, Phys. Rev. 141, 1320 (1966).
- (3) - I. Modena, V. Montelatici and F. Scaramuzzi, Nuclear Instr. and Meth. 44, 175 (1966).
- (4) - G. P. Milburn, N. Birnbaum, W. E. Crandall and L. Scheiter, Phys. Rev. 95, 1268 (1954).
- (5) - R. Pascual and P. Pascual, Nuovo Cimento 44, 434 (1966).
- (6) - B. F. Gibson, Nuclear Phys. B2, 501 (1967).
- (7) - L. I. Schiff, Phys. Rev. 133, B802 (1963).
- (8) - A. N. Mitra and V. S. Bhasin, Phys. Rev. Letters 16, 523 (1966).
- (9) - T. K. Lim, Nuclear Phys. A 109, 641 (1968).
- (10) - M. Verde, Helv. Phys. Acta 23, 453 (1950).
- (11) - J. C. Gunn and J. Irving, Phil. Mag. 42, 1353 (1951).
- (12) - C. Rossetti, Nuovo Cimento 14, 1171 (1959).
- (13) - V. Eichmann, Z. Phys. 175, 115 (1963).
- (14) - B. L. Berman, L. J. Koester and J. H. Smith, Phys. Rev. 133, B117 (1964).
- (15) - E. Finckh, R. Kosiek, K. H. Lindenberger, V/Meyer-Berkhout, N. Nücker and K. Sablupmann, Phys. Letters 7, 271 (1963).
- (16) - C. Becchi, G. E. Manuzio, L. Meneghetti and S. Vitale, Phys. Letters 8, 322 (1964).
- (17) - J. R. Stewart, R. C. Morison and J. S. O'Connell, Phys. Rev. 138, B372 (1965).
- (18) - V. N. Fetisov, Nuclear Phys. 98, 437 (1967).
- (19) - J. M. Knight, J. S. O'Connell and F. Prats, Phys. Rev. 164, 1354 (1967).
- (20) - I. M. Barbour and A. C. Phillips, MIT-CTP 100 (1969).
- (21) - R. I. Dzhibuti, V. I. Mamasakhlyov and T. S. Macharadze, Sov. J. Nuclear Phys. 2, 40 (1966).
- (22) - N. J. Canon, Phys. Rev. 168, 1095 (1968).
- (23) - N. M. O'Fallon, L. J. Koester and J. H. Smith, to be published.
- (24) - V. N. Fetisov, A. N. Gorbunov, A. T. Karfoloniev, Nuclear Phys. 71, 305 (1965).
- (25) - B. H. Bransden, A. C. Douglas and H. H. Robertson, Phil. Mag. 2, 1211 (1957).
- (26) - R. I. Dzhibuti, N. D. Krupeninkova and V. I. Mamasakhlyov, Sov. J. Nuclear Phys. 7, 489 (1968).
- (27) - R. I. Dzhibuti and A. V. Tagviashvili, Sov. Phys. -JEPT, 12, 1225 (1961).
- (28) - N. Austern, Phys. Rev. 100, 1522 (1955).
- (29) - R. R. Wilson, Phys. Rev. 104, 218 (1956).
- (30) - M. Davier, D. Benaksas, D. Drickey and P. Lehman, Phys. Rev. 137, B119 (1965).
- (31) - S. Benschay, Phys. Letters 17, 78 (1965).
- (32) - J. Bernstein, G. Feinberg and T. D. Lee, Phys. Rev. 139, 1650 (1965).

- (33) - S. Barshay, Phys. Rev. Letters 17, 49 (1966).
- (34) - M. Longo, Bull. Am. Phys. Soc. 14, 598 (1969).
- (35) - D. Bachelier, M. Bernas, I. Brisand, C. Detraz, J. P. Didelez, H. Longevin-Joliot, J. K. Lee and P. Radvanji, Phys. Letters 21, 697 (1966).
- (36) - D. F. Bartlett, C. E. Friedberg, K. Goulianos, I. S. Hammerman and D. P. Hutchinson, Phys. Rev. Letters 23, 893 (1969).