

LNF-72/99

17 Novembre 1972

G. P. Capitani, E. De Sanctis, S. Faini, C. Guaraldo, R. Malvano,
R. Ricco, M. Sanzone e R. Scrimaglio: STATO DI AVANZAMENTO
DEL PROGETTO GAMMA MONOCROMATICI E PROGRAMMA
SPERIMENTALE PRELIMINARE. -

G. P. Capitani, E. De Sanctis, S. Faini, C. Guaraldo, R. Malvano^(*), R. Ricco^(*), M. Sanzone^(*)
e R. Scrimaglio: STATO DI AVANZAMENTO DEL PROGETTO GAMMA MONOCROMATICI
E PROGRAMMA SPERIMENTALE PRELIMINARE.

INTRODUZIONE. -

Il progetto "gamma monocromatici" si propone la realizzazione di un fascio di fotoni, nell'intervallo di energia $60 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 300 \text{ MeV}$, ottenuti dall'annichilazione in volo dei positroni del LINAC di Frascati in un bersaglio di Idrogeno liquido. E' opportuno sottolineare che attualmente nessun altro Laboratorio dispone di un fascio di gamma monocromatici aventi caratteristiche confrontabili con quelle previste in questo caso.

Il progetto è stato sviluppato in collaborazione da un gruppo dell'Università di Genova e dei Laboratori Nazionali di Frascati nell'ambito del LEALE (Laboratorio Esperienze Acceleratore Lineare Elettroni) ed utilizza perciò parte delle strutture ed apparecchiature esistenti per il fascio pioni.

Scopo di questa relazione è la presentazione della situazione attuale del progetto e del programma sperimentale preliminare proposto. Pertanto nel I Capitolo descriviamo l'ottica del canale di trasporto del fascio di positroni; nel II Capitolo illustriamo singolarmente i vari elementi del canale magnetico; nel III Capitolo riportiamo le caratteristiche del fascio gamma ed i relativi sistemi di monitoraggio; nel IV Capitolo affrontiamo la problematica fisica associata con il fascio e presentiamo proposte preliminari di sperimentazione.

1. - OTTICA DI TRASPORTO DEL FASCIO DI POSITRONI. -

Il problema affrontato è stato il trasporto di un fascio di positroni di emittanza pari a $\sim 10^{-5} \text{ m. rad}$ (cioè ~ 10 volte più grande di quella degli elettroni), con la richiesta di avere sul bersaglio di annichilazione un fascio di semidimensioni radiali non superiori $5 \div 6 \text{ mm}$ e di semidimensioni verticali non superiori a $12 \div 13 \text{ mm}$ (come imposto dalla successiva conversione dei positroni in fotoni).

La prima parte del sistema di trasporto, dalla fine del LINAC alla cella calda pioni, è vincolata all'uso del canale magnetico utilizzato per la produzione del fascio di pioni e costituito dai tre doppietti di quadrupoli, Q_1-Q_2, Q_3-Q_4 (in comune con il canale ADONE), Q_5-Q_6 (canale pioni), e dai quattro collimatori $C_1(\phi=25 \text{ mm}), C_2(\phi=15 \text{ mm}), C_3(\phi=25 \text{ mm})$ e

(*) - INFN- Sezione di Genova.

2.

C_4 ($\phi=45$ mm), come mostrato in Fig. 1. Per comodità in seguito chiameremo Q_1, Q_2, Q_3 e Q_4 "quadrupoli LINAC" e Q_5, Q_6 "quadrupoli LEALE".

Pertanto lo studio è stato diviso in due parti:

1. - verifica della compatibilità del sistema di trasporto già esistente;
2. - progetto della successiva parte del sistema di trasporto dalla cella calda pioni al bersaglio di annichilazione.

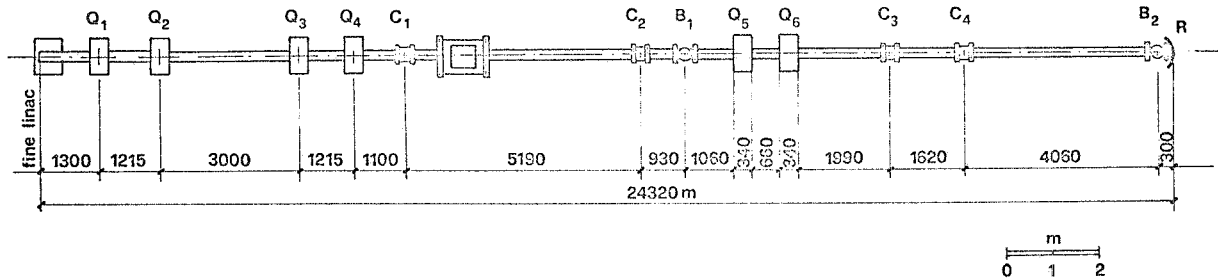


FIG. 1

1.1. - Utilizzazione del sistema di trasporto preesistente ("canale pioni"). -

Lo studio della compatibilità del sistema di trasporto esistente è stato diviso in due parti: trasporto attraverso i "quadrupoli LINAC" e i primi due collimatori (cioè attraverso la parte del sistema magnetico in comune con il canale ADONE più il collimatore C_2) e trasportato da C_2 al radiatore R nella cella calda. Tutti i calcoli di questa parte di trasporto sono stati fatti solo al I° ordine, in quanto si trattava di verificare le condizioni di adattezza di un sistema magnetico già esistente.

Poichè per il fascio di elettroni i quattro quadrupoli LINAC sono usati nella configurazione convergente, divergente, convergente, divergente nel piano radiale (cdcd) e lavorano contemporaneamente allo stesso gradiente, si è innanzitutto valutato se tale configurazione fosse adattabile alle caratteristiche del fascio di positroni. Nella Fig. 2 sono riportate, in questa ipotesi, le dimensioni massime orizzontali e verticali del fascio sui collimatori C_1 e C_2 al variare del parametro $K^{(x)}$ dei quadrupoli, assumendo i valori iniziali $|x_{0max}| = |y_{0max}| = 10$ mm e $|\theta_{0max}| = |\phi_{0max}| = 10^{-3}$ rad corrispondenti a un'emittanza di 10^{-5} mrad. Dalla figura appare che:

- tale tipo di soluzione è instabile soprattutto in C_2 , nel senso che piccole variazioni del gradiente dei quadrupoli o della quantità di moto dei positroni danno luogo a forti variazioni delle dimensioni del fascio, infatti per $\Delta p/p=2\%$ si ha $\Delta y/y=30\%$ nel piano verticale;
- nella condizione di dimensioni minime su entrambi i collimatori ($|x_{max}| = |y_{max}| = 10$ mm in C_1 e $|x_{max}| = |y_{max}| = 10.5$ mm in C_2), corrispondente a $K = 1.58$ m $^{-1}$, il fascio viene tagliato dal collimatore C_2 ;
- aumentando il valore di K a 1.61 m $^{-1}$ le dimensioni del fascio si riducono a $|x_{max}| = |y_{max}| = 7.5$ mm in C_2 , ma raggiungono il limite in C_1 nel piano verticale, sempre rimanendo in condizioni di instabilità.

Una soluzione stabile e a maggiore trasmissione si può ottenere variando le condizioni di lavoro nel modo seguente: stessa configurazione cdcd nel piano radiale con uguali valori $K = K_1$ per Q_1 e Q_4 e $K = K_2$ per Q_2 e Q_3 .

Le dimensioni del fascio in queste condizioni sul primo o sul secondo collimatore

(x) - $K^2 = eG/p$, dove e è la carica dell'elettrone, G è il gradiente di campo del quadrupolo e p è la quantità di moto delle particelle.

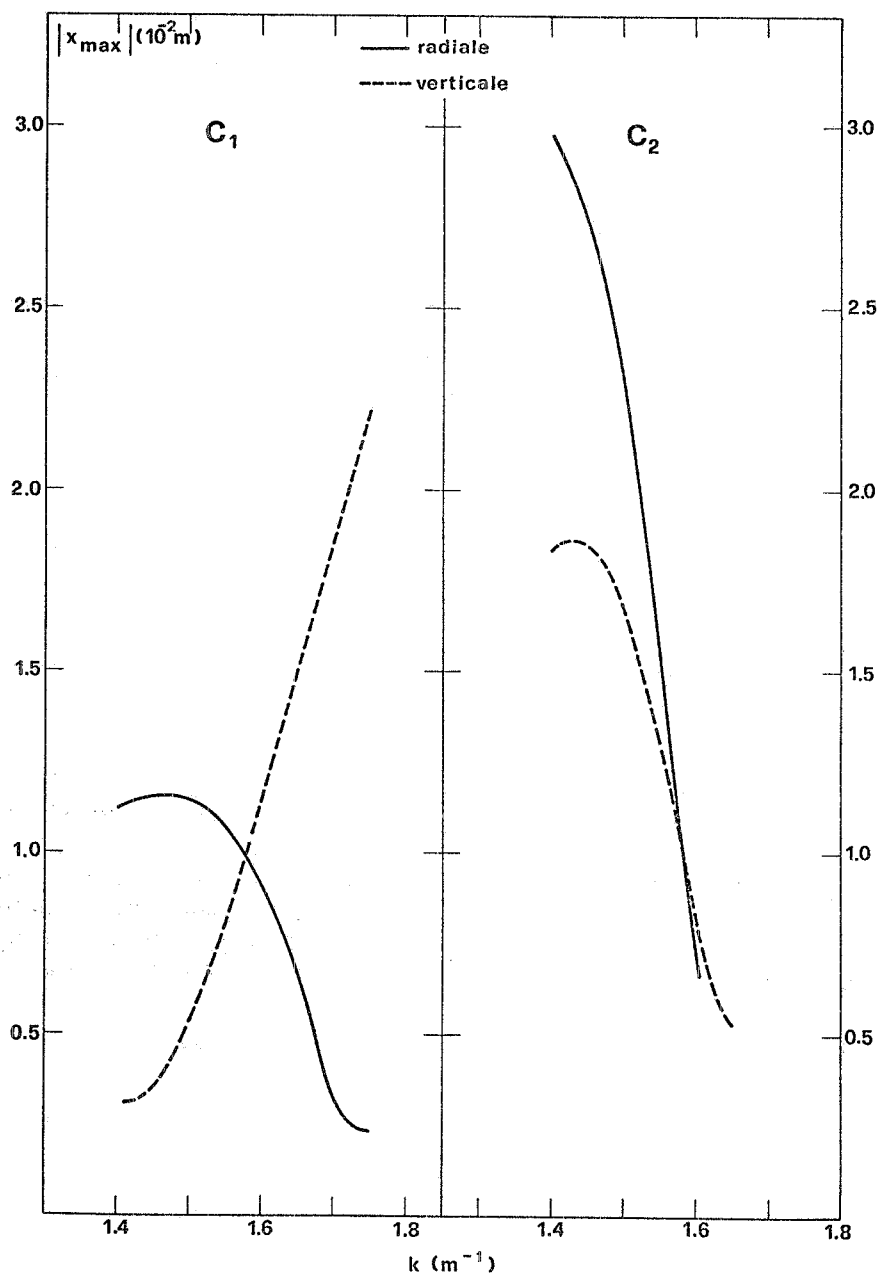


FIG. 2

in funzione di K_1 e K_2 sono riportate in Fig. 3 e 4 per i due piani. Come risulta dalla figura tale soluzione appare da preferirsi alla precedente in quanto più stabile: infatti per $\Delta p/p = 2\%$ si ha sui due collimatori una variazione $\Delta x/x < 2\%$ in entrambi i piani. Anche in questo caso, tuttavia, nella condizione di dimensioni minime su entrambi i collimatori ($|x_{\max}| = |y_{\max}| = 8.5$ mm in C_1 e $|x_{\max}| = |y_{\max}| = 9.4$ mm in C_2), corrispondente a $K_1 = 0.77$ m^{-1} e $K_2 = 1.00$ m^{-1} , il fascio è tagliato da C_2 .

Per la seconda parte del sistema di trasporto la condizione più stringente è che il fascio abbia sul radiatore R le stesse dimensioni previste sul bersaglio di annichilazione, essendo il successivo trasporto realizzato con un sistema acromatico e totalmente simmetrico (vedi par. 1.2).

La soluzione adottata è la seguente: Q_5 divergente nel piano radiale, con $K_5 = 1.04$ m, e Q_6 convergente (nello stesso piano) con $K_6 = 1.11$ m^{-1} . In queste condizioni il fascio risulta ampiamente contenuto nei collimatori C_3 e C_4 e la soluzione è stabile nei limiti più sopra

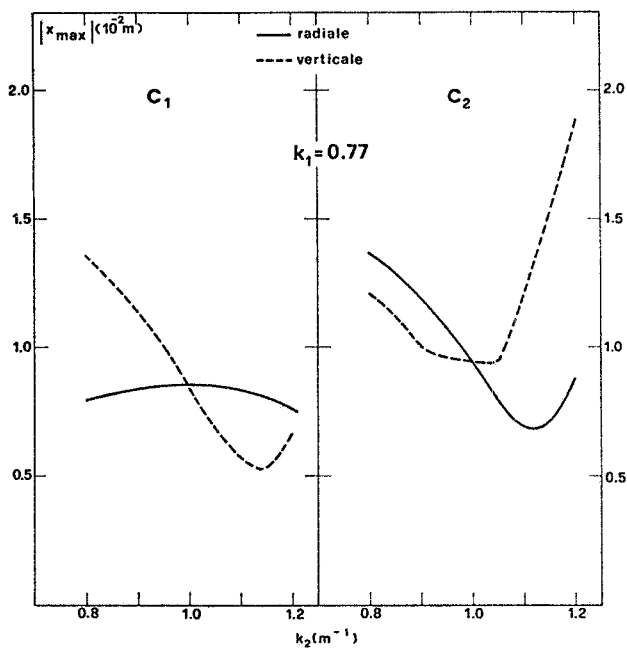


FIG. 3

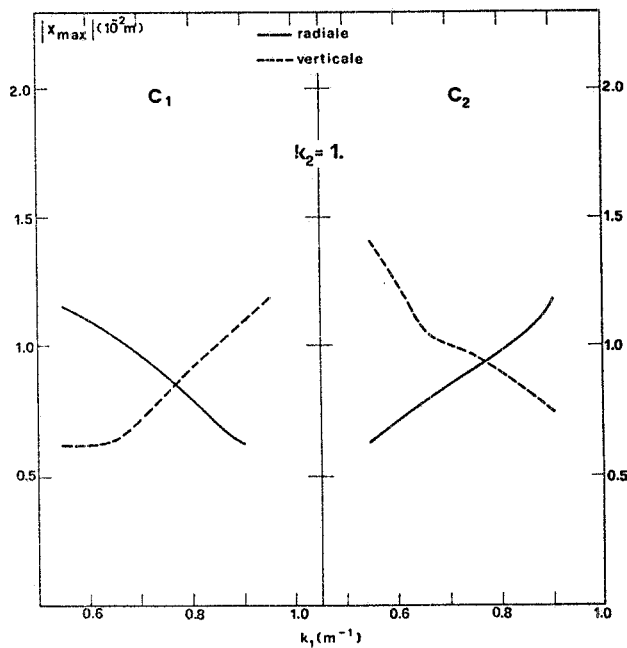


FIG. 4

chiariti. Nelle Fig. 5 e 6 è riportata per i suddetti valori di K la dipendenza della corrente dei quadrupoli dall'energia dei positroni, calcolata in base alle caratteristiche dei quadrupoli stessi.

Si può pertanto concludere che il canale già esistente può essere reso compatibile con le esigenze di trasporto del fascio di positroni, anche se è opportuno sostituire il collimatore C_2 con un altro di tipo mobile (che possa essere aperto durante il trasporto dei positroni) o quanto meno assicurarsi che la riduzione di intensità che esso comporta sia tollerabile.

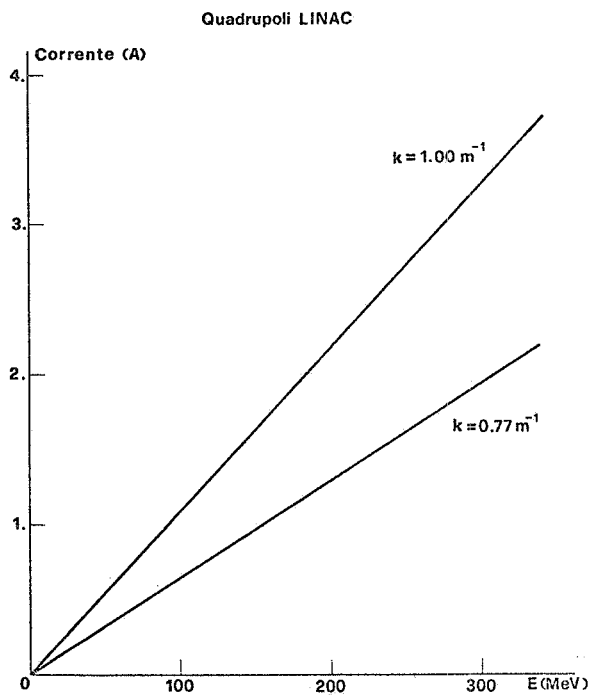


FIG. 5

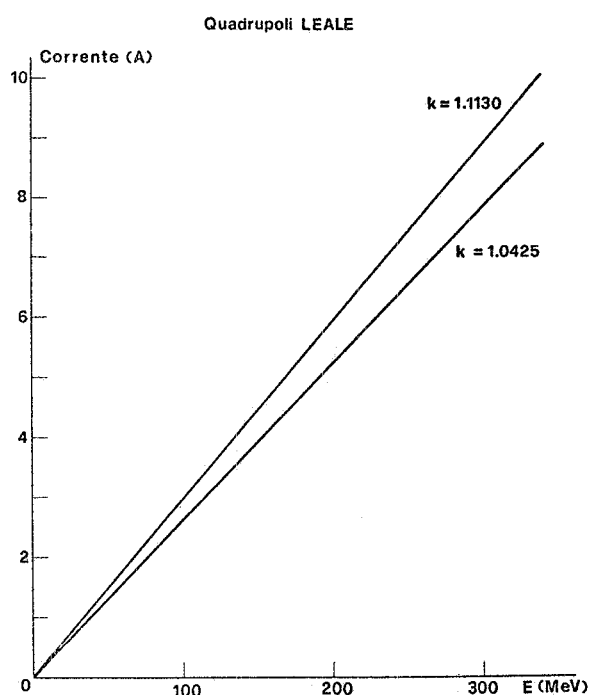


FIG. 6

1.2. - Progettazione della seconda parte di trasporto (canale gamma).-

Riportiamo in questo paragrafo soltanto le caratteristiche e i dati aggiornati del sistema, rimandando per una esposizione più completa al progetto iniziale già pubblicato⁽¹⁾.

Il sistema magnetico adottato è acromatico e simmetrico del tipo Penner⁽²⁾ (cioè schematicamente costituito da due deflettori e un quadrupolo centrale), modificato nel nostro caso, per la necessità di contenere la lunghezza totale del canale in uno spazio limitato, ricorrendo ad un sistema a quattro magneti deflettori (v. Fig. 7). I calcoli sono stati effettuati al I° e al II° ordine e alcune verifiche particolari, come quelle relative alla stabilità del sistema per variazione dei parametri, sono state fatte usando programmi di ricostruzione di traiettorie.

Si riportano in Tabella I i valori dei parametri del sistema di trasporto realizzato.

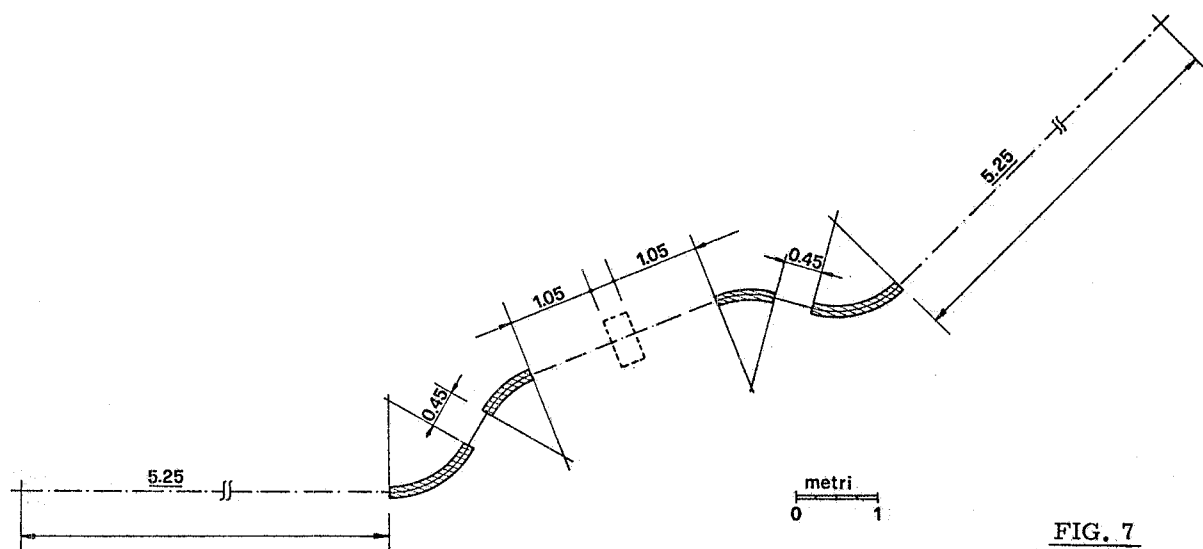


FIG. 7

TABELLA I

Magneti deflettori (tipo H e a campo uniforme)	$B_1 B_4$	$B_2 B_3$
Angolo di deflessione	60°	$37^\circ 30'$
Raggio di curvatura	1.1 m	1.1 m
Angoli di entrata e uscita	$16^\circ 40'$	12°
Traferro	7 cm	7 cm
Campo massimo	13 kgs	13 kgs
Uniformità di campo (15 cm radiale)	5‰	5‰
Quadrupoli		
Lunghezza geometrica	0.30 m	
Raggio di apertura	5 cm	
Gradiente di campo massimo	900 G/cm	
Distanza punto oggetto bordo magnetico B_1	5.25 m	
Distanza bordi magnetici (bordo magnetico B_4 punto immagine) $B_1 B_2 (B_3 B_4)$	0.45 m	
Distanza bordi magnetici $B_2 Q (Q B_3)$	1.05 m	

In Tabella II vengono riportati gli elementi di matrice al secondo ordine del sistema magnetico nel punto immagine (bersaglio di annichilazione) calcolati usando i valori del fringing field misurato e in parentesi, per confronto, i valori (solo al primo ordine) inizialmente calcolati con un fringing field teorico ricavato dalla forma dei poli (Rogowsky). Se si tiene conto che le dimensioni massime del fascio nel punto oggetto: $|x_{\max}| \simeq 6 \text{ mm}$, $|y_{\max}| \simeq 14 \text{ mm}$, $|\theta_{\max}| \simeq 1.7 \text{ mrad}$ e $|\varphi_{\max}| \simeq 1.3 \text{ mrad}$, appare chiaro che la deviazione da zero degli elementi di matrice (x, θ) e (y, φ) non influisce sensibilmente sulle condizioni di focalizzazione del sistema.

In Fig. 8 e 9 sono riportati gli involucri al I° ordine del fascio di positroni dalla fine del LINAC al punto R ed al bersaglio di annichilazione per un'indeterminazione energetica $\Delta p/p = 1.25\%$ (linea continua) e $\Delta p/p = 1\%$ (linea tratteggiata).

Infine in Tabella III si riportano i valori degli elementi di matrice al secondo ordine prima del quadrupolo centrale, posizione in cui è particolarmente conveniente porre la fenditura di definizione energetica del fascio (vedi § 2.4).

E' importante, infine, ricordare che calcoli di verifica della stabilità e della sensibilità del sistema magnetico per cambiamenti realistici dei parametri hanno mostrato che la conseguente variazione delle traiettorie è un effetto del secondo ordine. Sono stati, inoltre, eseguiti calcoli^(3a) di verifica della stabilità del sistema rispetto ad errori di posizionamento (traslazioni e rotazioni) degli elementi magnetici. Sono risultati particolarmente critici i quadrupoli LEALE (Q_5 e Q_6), il cui posizionamento dovrà perciò essere verificato con particolare cura. Per quanto riguarda gli elementi nuovi risulta, invece, che la sensibilità e la precisione delle tecniche usate per l'allineamento e il posizionamento sono tali da garantire un corretto funzionamento del canale di trasporto.

Si è ritenuto, infine, opportuno inserire, alla fine del canale e prima del bersaglio di annichilazione, un doppietto di quadrupoli (Q_8 e Q_9) con lo scopo di facilitare la focalizzazione del fascio sul bersaglio. La posizione e la distanza relativa di questi quadrupoli sono state calcolate (al I ordine) in modo che le dimensioni minime ottenibili sul bersaglio siano $|x_{\max}| \simeq 1.5 \text{ mm}$ e $|y_{\max}| \simeq 3 \text{ mm}$ (in questo caso le divergenze angolari del fascio sono $|\theta_{\max}| \simeq 8 \text{ mrad}$ e $|\varphi_{\max}| \simeq 5 \text{ mrad}$).

2. - CANALE GAMMA. -

La struttura del canale completo utilizzato per la produzione del fascio di fotoni monocromatici si presenta piuttosto complessa. Infatti oltre gli elementi magnetici compaiono apparecchiature ed elementi di controllo indispensabili ad una corretta utilizzazione del trasporto dei positroni e del fascio gamma.

Una visione schematica di tutti gli elementi del canale è riportata nella Fig. 10; in Fig. 11 è presentato il particolare del bersaglio di H_2 , del magnete pulitore e dei sistemi di montaggio.

Descriviamo gli apparati più significativi della linea e della produzione dei gamma, tralasciando la descrizione di quegli elementi, la cui funzione è evidente di per sé stessa (essenzialmente il sistema di vuoto).

2.1. - Realizzazione e posizionamento elementi magnetici. -

I magneti deflettori sono stati realizzati dalla Spectromagnetic Industries in base alle caratteristiche riportate in Tab. I. Il quadrupolo centrale ed il doppietto finale di focalizzazione sono stati realizzati presso i Laboratori di Frascati e sono del tipo utilizzato per il canale pioni del LEALE.

Sui magneti deflettori abbiamo eseguito prima del posizionamento definitivo le seguenti prove di controllo.

a) campo massimo $\simeq 13 \text{ kgs}$ al valore massimo della corrente di alimentazione (3200 A);

b) uniformità di campo nella zona richiesta (5% in 15 cm radiali);

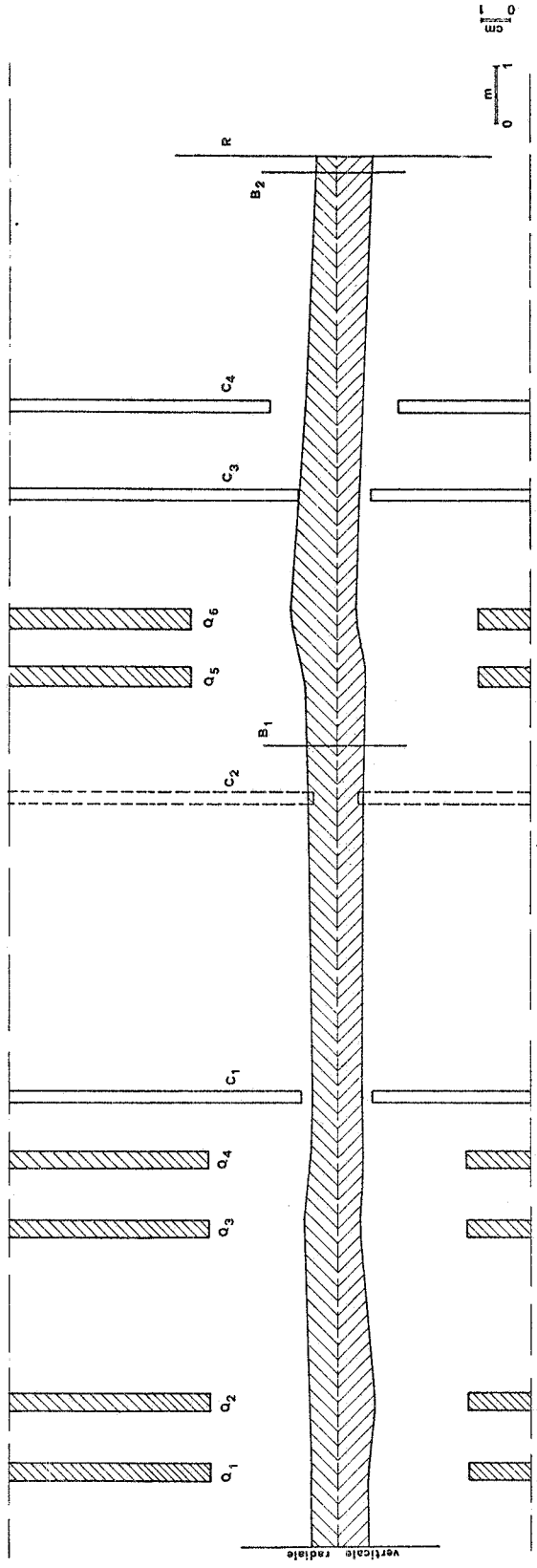


FIG. 8

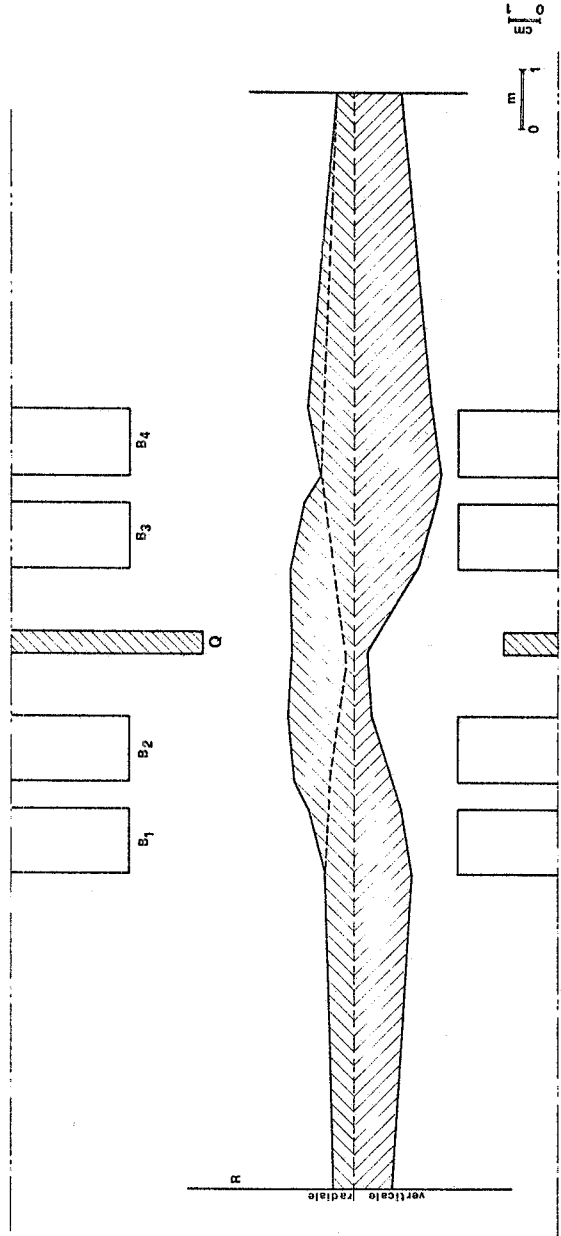


FIG. 9

TABELLA II

Vengono riportati soltanto gli elementi non nulli.

x	θ	$\frac{\Delta p}{p}$	x^2	$x\theta$	$x \frac{\Delta p}{p}$	θ^2	$\theta \frac{\Delta p}{p}$	$(\frac{\Delta p}{p})^2$	y^2	$y\theta$	φ^2
(x)	0.96 (1)	-0.20 (0)	0.008	0.04	-0.09	-0.002	-0.004	-0.02	-0.02	-0.09	-0.77
(θ)	0.39 (0.40)	0.96 (1.00)	0.007	-0.001	-0.01	-0.02	-0.09	-0.95	-0.49	-0.02	-0.58
(y)	1.04 (1)	0.20 (0)	$x\theta$	θy	$\theta\theta$	$y \frac{\Delta p}{p}$	$\varphi \frac{\Delta p}{p}$				
(φ)	0.46 (0.46)	1.04 (1)	0.02	0.0003	0.09	-0.06	-0.003				

TABELLA III

x	θ	$\frac{\Delta p}{p}$	x^2	$x\theta$	θ^2	$\theta \frac{\Delta p}{p}$
-0.31	0.46	1.44	0.003	0.47	1.37	8.78
$(\frac{\Delta p}{p})^2$	y^2	$y\theta$	φ^2			
(x)	-1.35	-0.41	-4.88	14.8		

**SCHEMA A BLOCCHI NEL
CANALE DI TRASPORTO DI
FASCI DI e^- L.F.A.L.E.
LABORATORIO SPERIMENTALE
ACCELERATORE LINEARE PER ELETTRONI**

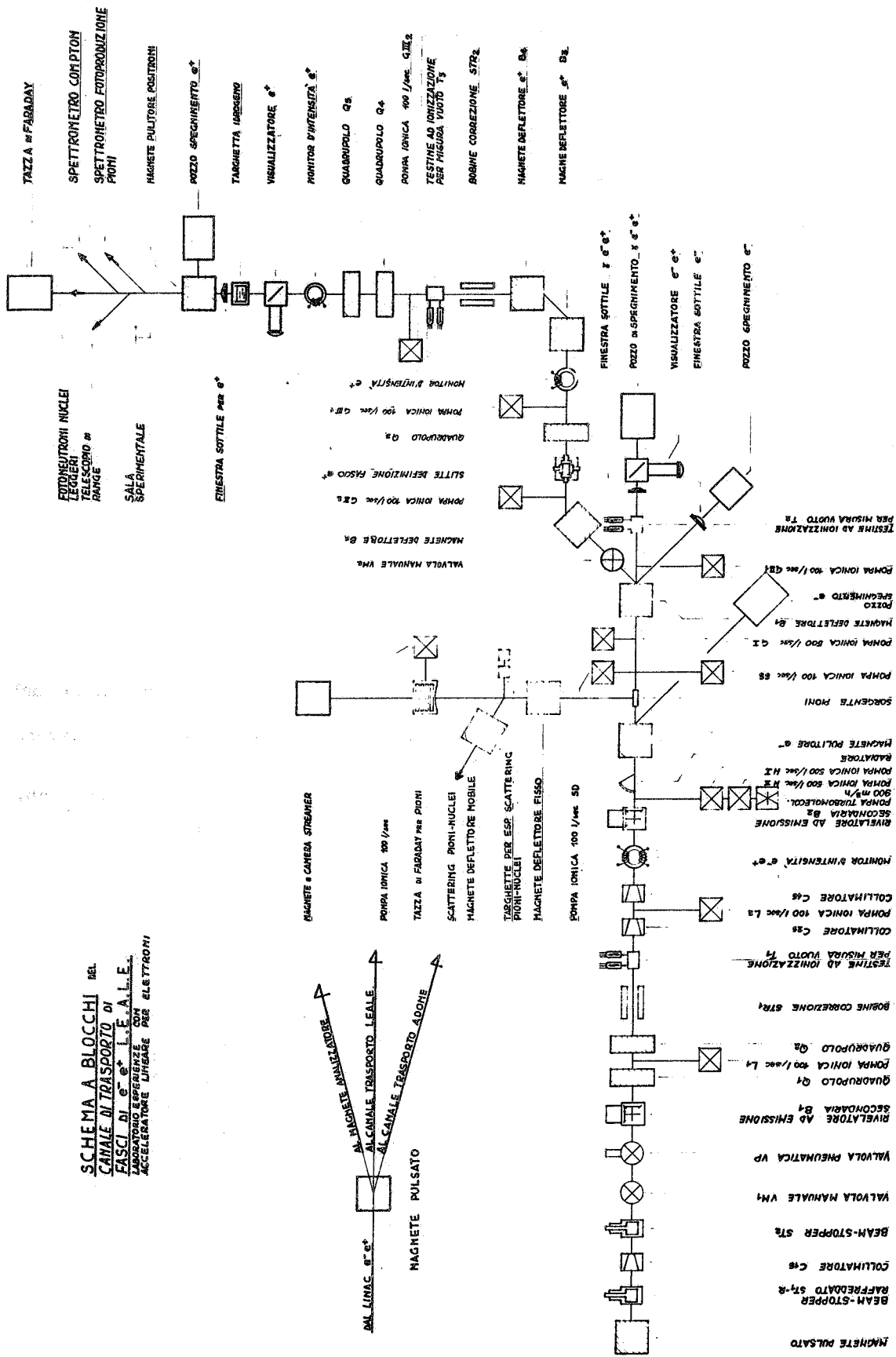


FIG. 10

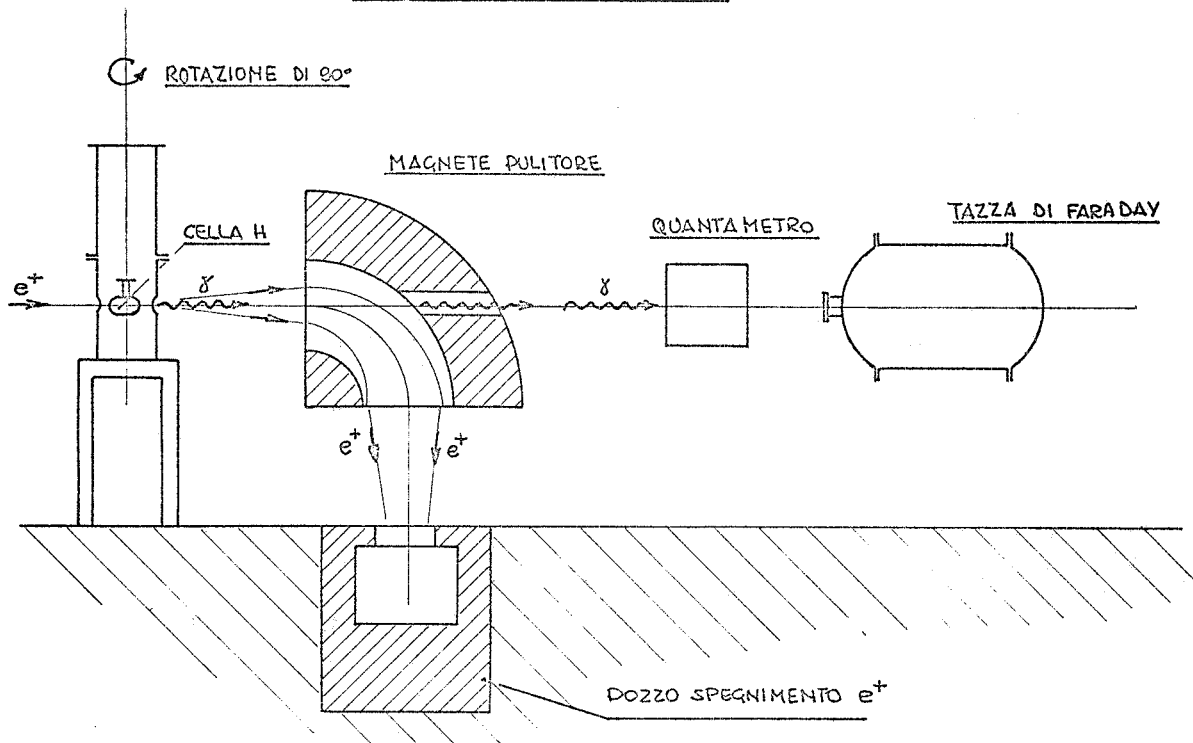
PARTICOLARE MAGNETE PULITORE

FIG. 11

- c) verifica della riproducibilità delle curve di fringing field per diversi valori del campo;
 d) uguaglianza del campo nei 4 magneti, connessi^(x) secondo le condizioni di lavoro, entro $1 \div 2\%$.

Per quanto riguarda i punti a), b) e c) le Fig. 12, 13, 14 e la Tabella IV mostrano che i magneti rispondono alle caratteristiche richieste.

TABELLA IV

Distanza dal bordo del magnete in unità di gap	B/B ₀		
	(B ₀ = 10.597 Kgs)	(B ₀ = 7.141 Kgs)	(B ₀ = 3.582)
-2	1.0	1.0	1.0
-1.82	0.9997	0.9997	0.9999
-1.5	0.997	0.997	0.997
-1	0.947	0.947	0.948
-0.5	0.725	0.725	0.725
0	0.464	0.464	0.464
0.5	0.295	0.294	0.294
1.0	0.188	0.188	0.187
1.5	0.114	0.114	0.115
2.0	0.065	0.065	0.065
2.25	0.048	0.048	0.049
2.47	0.036	0.037	0.037

(x) - Il gruppo di alimentazione è unico (Marelli da 250 KW, 3200 A) ed i magneti sono alimentati in serie.

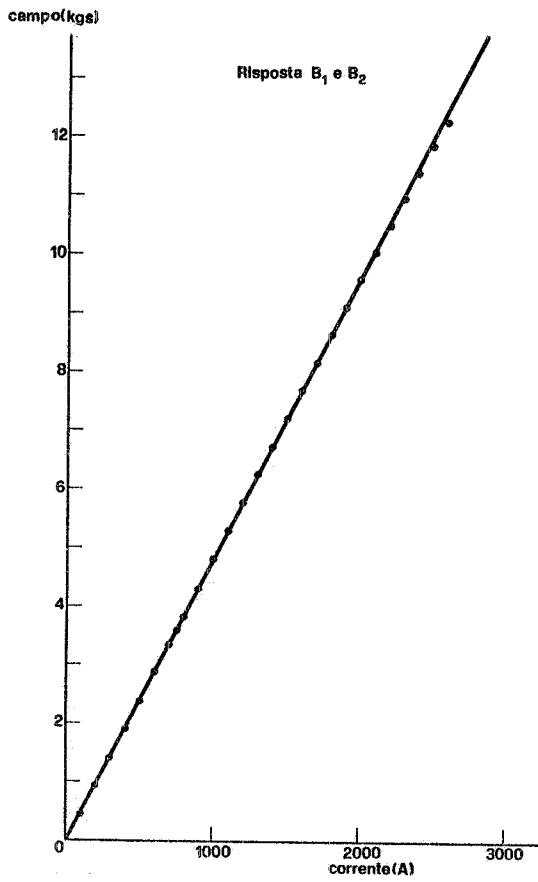


FIG. 12

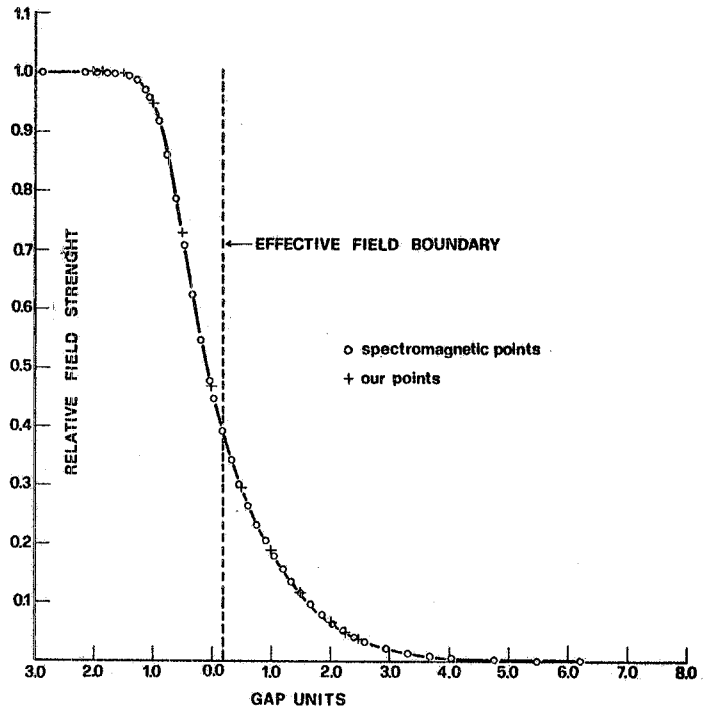


FIG. 14

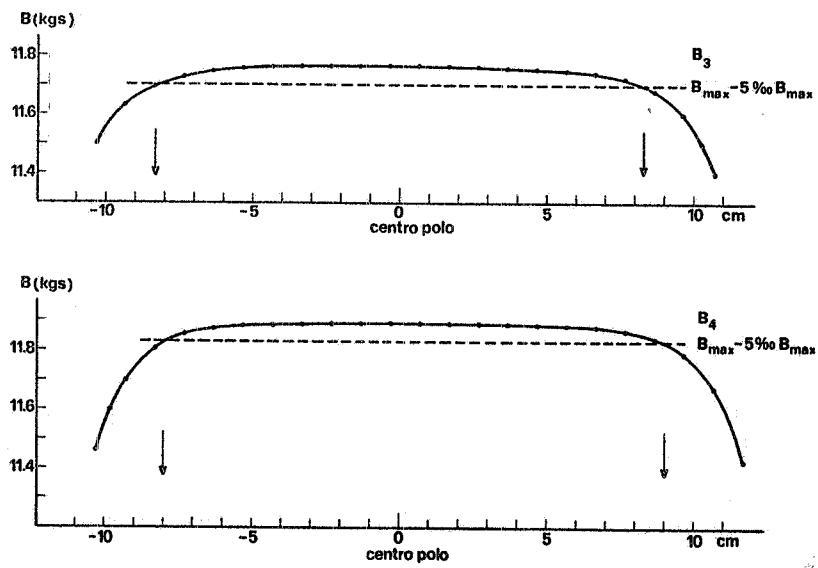
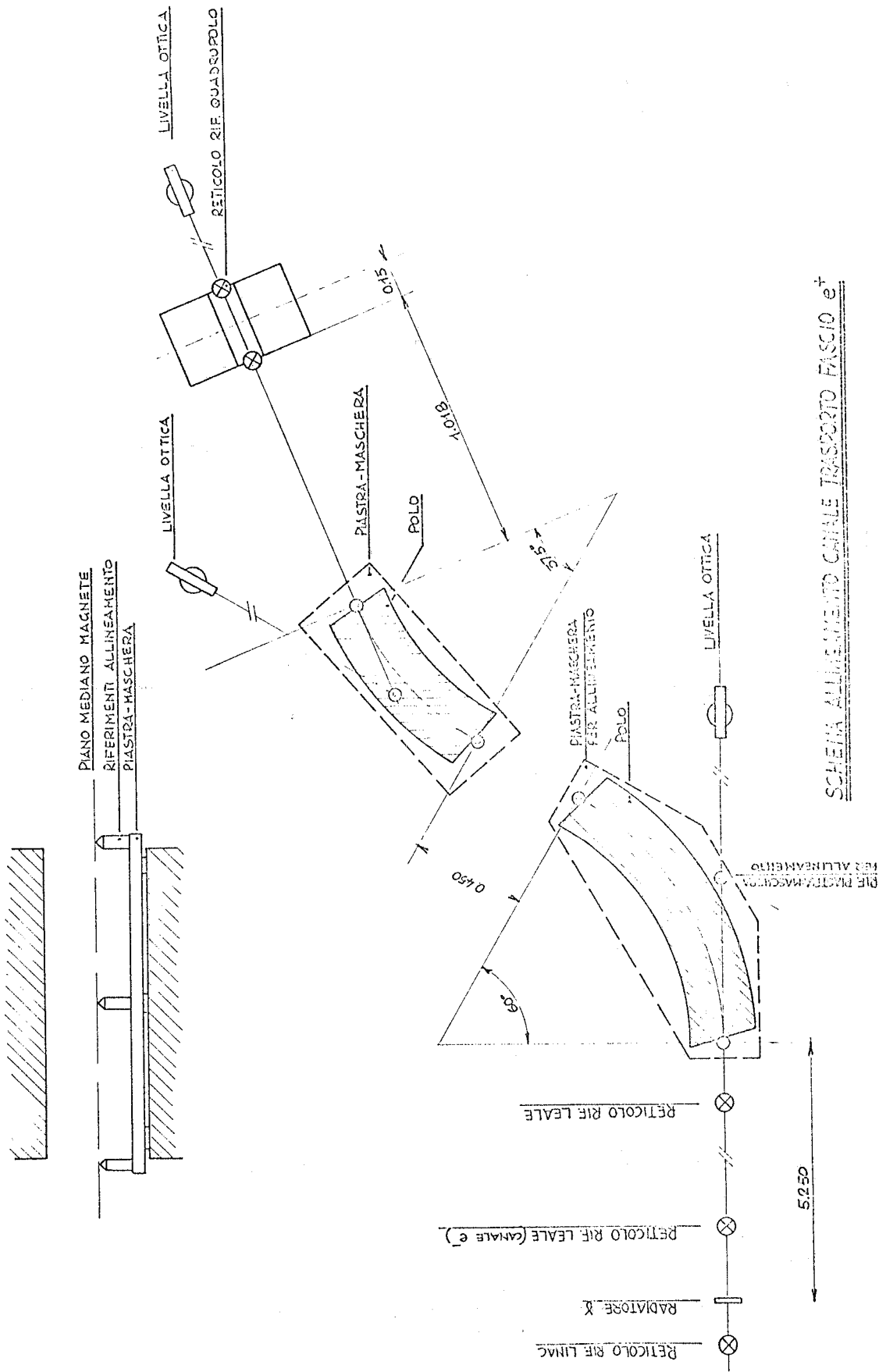


FIG. 13



SCHEMA ALLINEAMENTO CANALE TRASPORTO FASCIO e'

FIG. 15

Per quanto riguarda il punto d) le misurè eseguite hanno dato una differenza massima rispetto al valore medio del 2,5‰ nel magnete B_4 a 9 Kgs (corrispondente a 300 MeV in energia dei positroni). E' stato quindi necessario variare, utilizzando degli spessori previsti per questo scopo, il traferro per riportare la disomegenità di campo entro i limiti dell'1‰. L'allineamento degli elementi magnetici è stato eseguito con un particolare procedimento riportato schematicamente nella Fig. 15. Questo metodo permette una precisione di posizionamento di $\pm 0,2$ mm e di allineamento entro $\pm 4 \cdot 10^{-4}$ rad.

2.2.- Rivelatori di fascio.-

Per realizzare un trasporto efficace del fascio di e^+ occorre controllare le caratteristiche in vari punti del canale magnetico ed in particolare prima che esso incida sul bersaglio di produzione dei gamma.

Si sono studiate, perciò, due soluzioni in grado di fornire il profilo e la posizione del fascio. La prima, identica a quella utilizzata per il fascio di elettroni nel canale pioni⁽⁴⁾, impiega due fili di tungsteno mobili che rivelano il fascio attraverso il fenomeno di emissione secondaria. Tale dispositivo è stato opportunamente adattato per tenere conto delle caratteristiche del fascio di positroni⁽⁵⁾.

La seconda impiega un sistema visualizzante basato sulla eccitazione di fluorescenza in sostanze particolari. Nel nostro caso viene utilizzato un disco di Al (spesso 4 mm), su cui è depositata sotto vuoto uno strato di 0,1 mm di ZnS (o Tungstato di Ca) attivato con Ag. Il disco può essere inserito sul fascio ad un angolo di 45° , per mezzo di un meccanismo, che garantisce la richiesta ripetibilità di posizionamento, telecomandato dalla sala controllo. La deposizione di ZnS risulta sensibile a qualche decina di nA per cm^2 .

L'immagine luminosa, data dal passaggio delle particelle, è vista da una telecamera, con un sistema di specchi metallici (per limitare i danni da radiazione) attraverso una finestra di vetro al quarzo lavorata otticamente (vedi Fig. 16).

In Fig. 17 è riportata una fotografia del sistema assemblato. Due visualizzatori ed un rivelatore a fili sono posti lungo il canale di trasporto, mentre un altro visualizzatore è posizionato immediatamente prima del bersaglio di H_2 liquido.

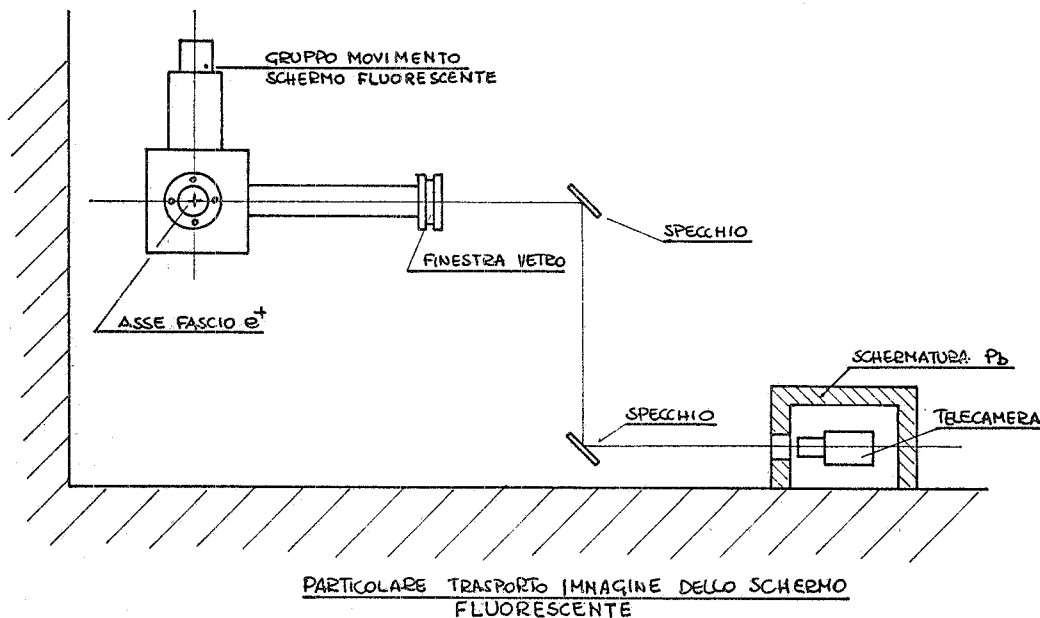


FIG. 16

2.3.- Monitors d'intensità.-

L'intensità del fascio di positroni (e di elettroni per le ragioni che illustreremo successivamente) viene misurata lungo il canale di trasporto ed, in particolare, prima del bersaglio, per mezzo di monitors toroidali.

Monitors toroidali sono usati per osservare l'intensità e la forma di fasci pulsati senza intercettare il fascio di particelle che deve essere misurato. Tali monitors, il cui "core" può essere costituito da ferrite o μ -metal, posti sul cammino del fascio agiscono come trasformatori di corrente, in cui il primario è rappresentato dal fascio stesso ed il secondario da un avvolgimento di n spire sul toroide.

Partendo dall'esperienza dei monitor di tale tipo realizzati per gli elettroni del Linac di Frascati⁽⁶⁾ di moderata precisione ($\geq 1\%$) e della più recente letteratura^(7,8), si sono definiti due metodi di misure della carica con una accuratezza $\leq 0.5\%$ ⁽⁹⁾

- a) sistema risonante (tipo SLAC⁽⁷⁾)
- b) sistema ad integrazione.

Riportiamo qui con qualche dettaglio solamente il secondo che verrà utilizzato nella prima fase di lavoro con il fascio, poichè è di più semplice realizzazione.

b) Sistema ad integrazione (NBS, Amsterdam, Glasgow).

In tale sistema l'avvolgimento del toroide viene terminato su di un carico resistivo noto (R_o) ai cui capi si origina una tensione proporzionale alla intensità istantanea del fascio. Lo schema equivalente del circuito è il seguente⁽⁸⁾:

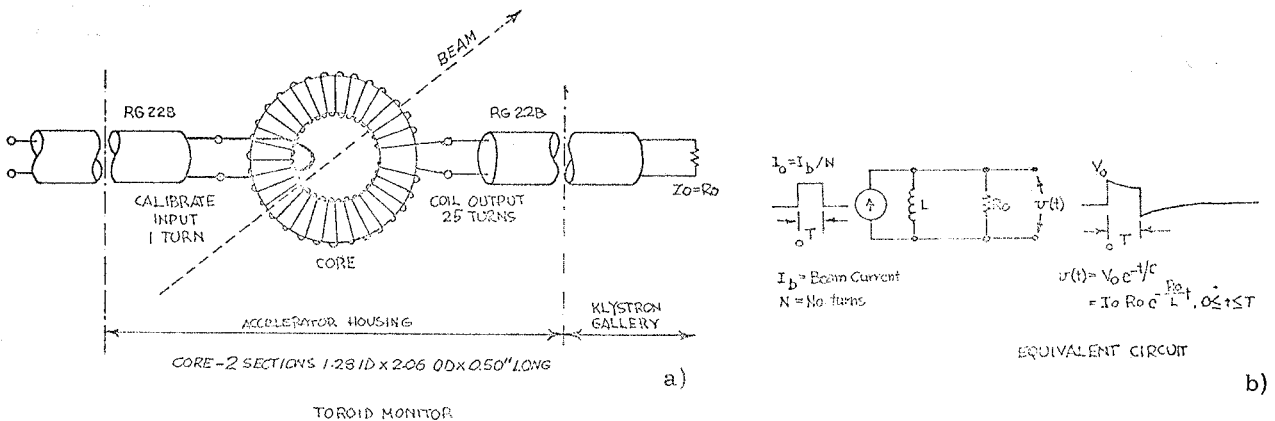


FIG. 18

L'esponenziale nella espressione della $V(t)$ definisce una caduta nell'impulso di uscita che non può essere trascurata se si vuole effettuare un'accurata integrazione.

Il segnale che si ottiene in tal modo entra in un preamplificatore lineare a bassa impedenza d'ingresso posto vicino al monitor che rende minima la differenziazione del segnale e ne mantiene la proporzionalità con l'impulso del fascio. Nella catena elettronica che segue, l'"undershoot" introdotto dalla differenziazione, che ha un'area pari a quella dell'impulso principale, viene rimosso da un gate lineare aperto per un intervallo di tempo che contiene l'impulso del fascio.

L'uscita del gate lineare è accoppiata in DC ad un integratore convenzionale di corrente la cui risposta è così proporzionale alla carica trasportata dal fascio. Il problema principale è quello di individuare un metodo convenzionale per eliminare sia i rumori di fondo del sistema sia l'undershoot che può causare errori piuttosto grossi nella integrazione limitando così la precisione del sistema ($\approx 1\%$). Diviene, cioè, importante la scelta del gate lineare. Seguendo le indicazioni di B. Smith⁽¹⁰⁾ è possibile utilizzare una versione modificata di una unità commerciale (Linear Gate Model Fe 281/B SEN). Tale gate seleziona

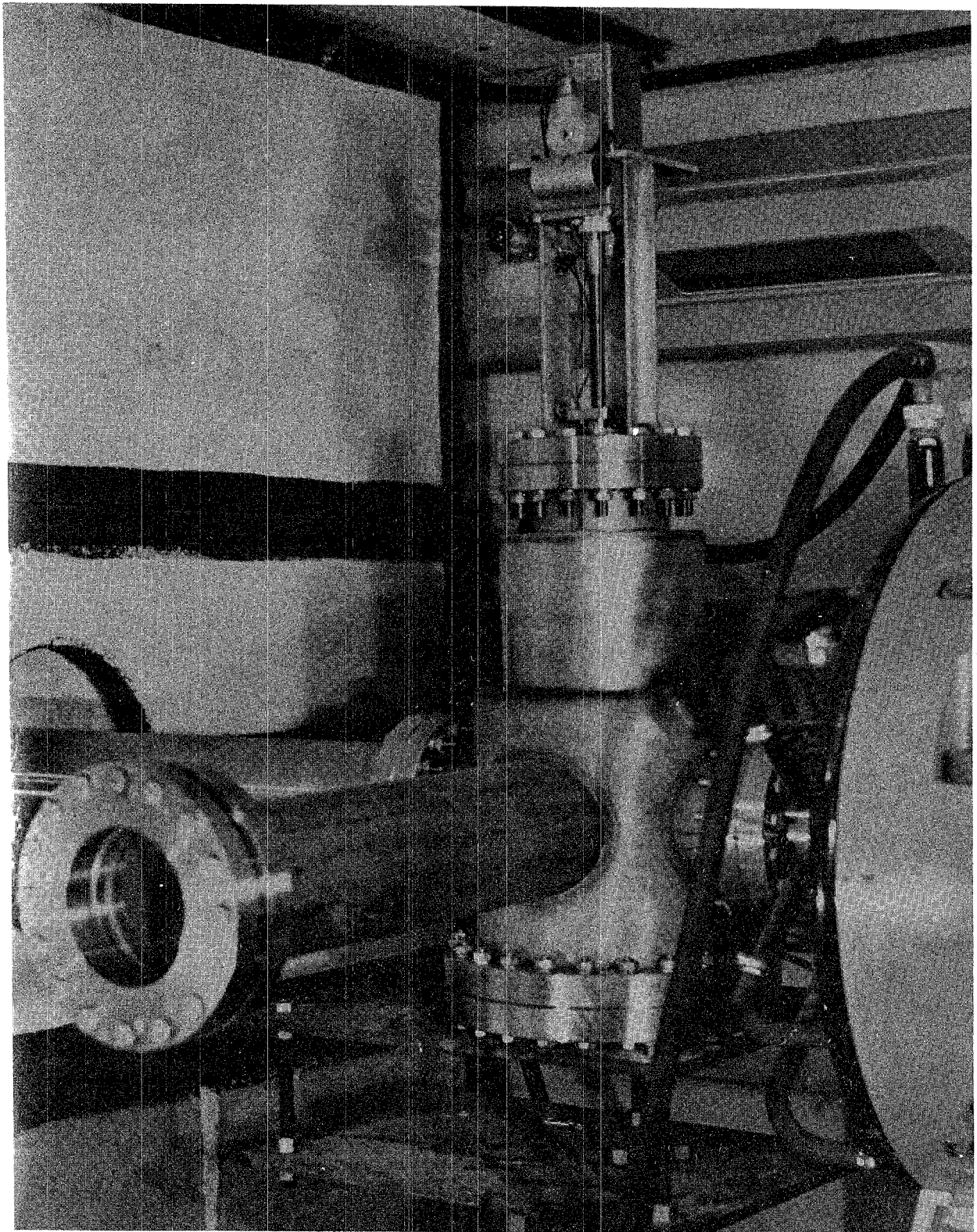


FIG. 17

le integrazioni del rumore dell'amplificatore tra gli impulsi. Introduce inoltre un piedistallo (stabile entro lo 0,1%) per il segnale consecutivo e consente la sottrazione del rumore medio per impulso, misurato a parte in una prova senza fascio.

Il segnale medio di rumore può essere reso trascurabile se la durata del gate è tale da includere tutta la regione temporale attorno all'impulso di fascio in cui si abbia un pick-up di alta frequenza (per es. se l'impulso di fascio dura $3 \mu\text{sec.}$, l'intervallo del gate deve essere di $4 + 5 \mu\text{sec.}$).

Il monitor che verrà usato è costituito da un toroide di nastro di μ -metal ($\mu_r = 1,5 \times 10^4$) di spessore 0,07 cm, su di cui sono avvolte^(x) 5 spire di Cu per la misura ed una spira per la calibrazione.

La Fig. 19 riproduce il disegno costruttivo di tale dispositivo. Il segnale del toroide viene amplificato e trasmesso con un cavo a 50Ω alla sala controllo, integrato e successivamente misurato. La Fig. 20 è uno schema a blocchi del sistema descritto.

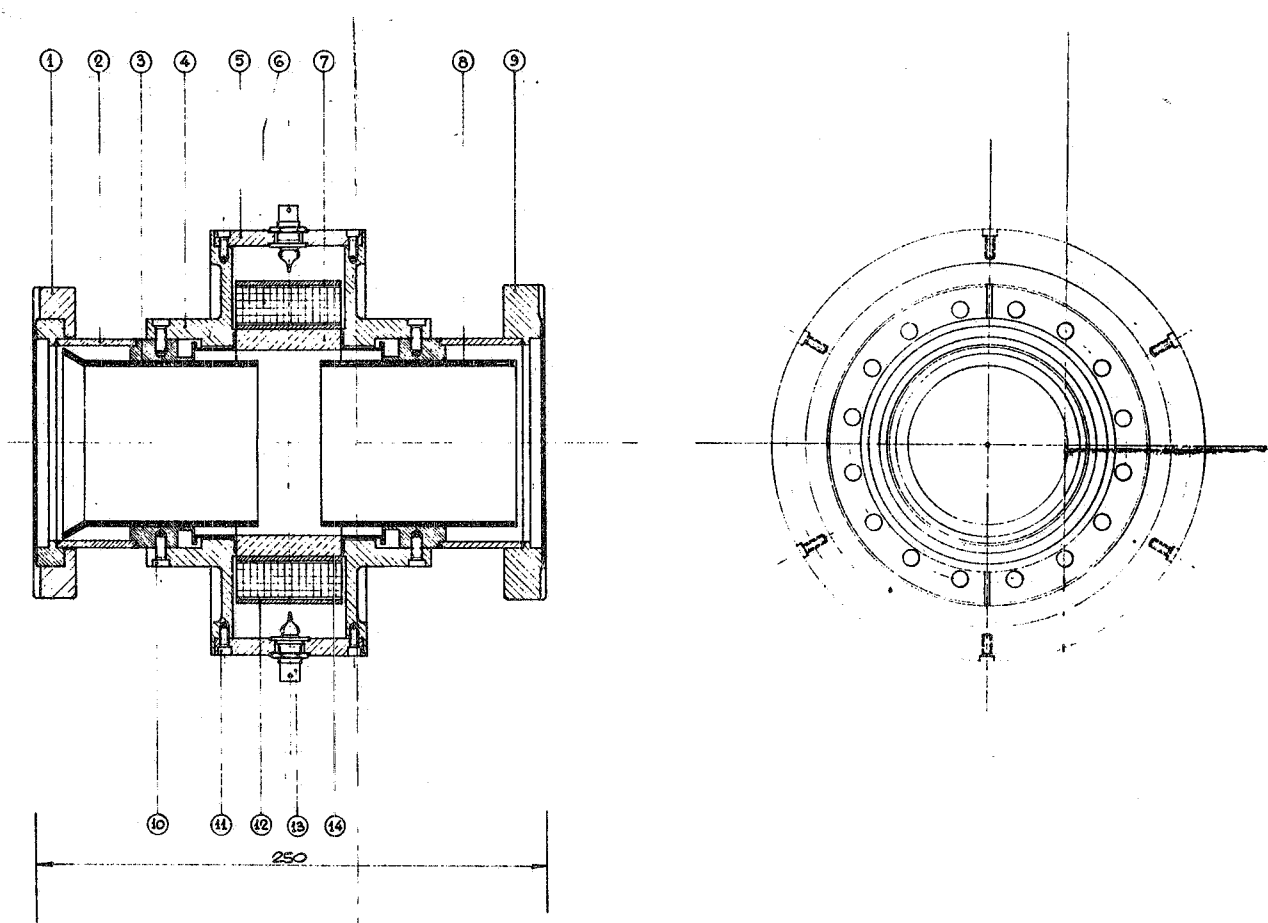


FIG. 19

2.4.- Fenditure di definizione dell'energia.-

Lo spettro energetico del fascio di e^+ del Linac di Frascati si presenta piuttosto largo come si può vedere in Fig. 21. Occorre quindi limitare la banda di energia del fascio che incide sul bersaglio di annichilazione se si vuole ottenere una buona definizione sulla energia dei gamma.

(x) - Sullo stesso toroide vi è un avvolgimento di 16 spire che consente l'uso dello strumento anche sul fascio di elettroni del Linac.

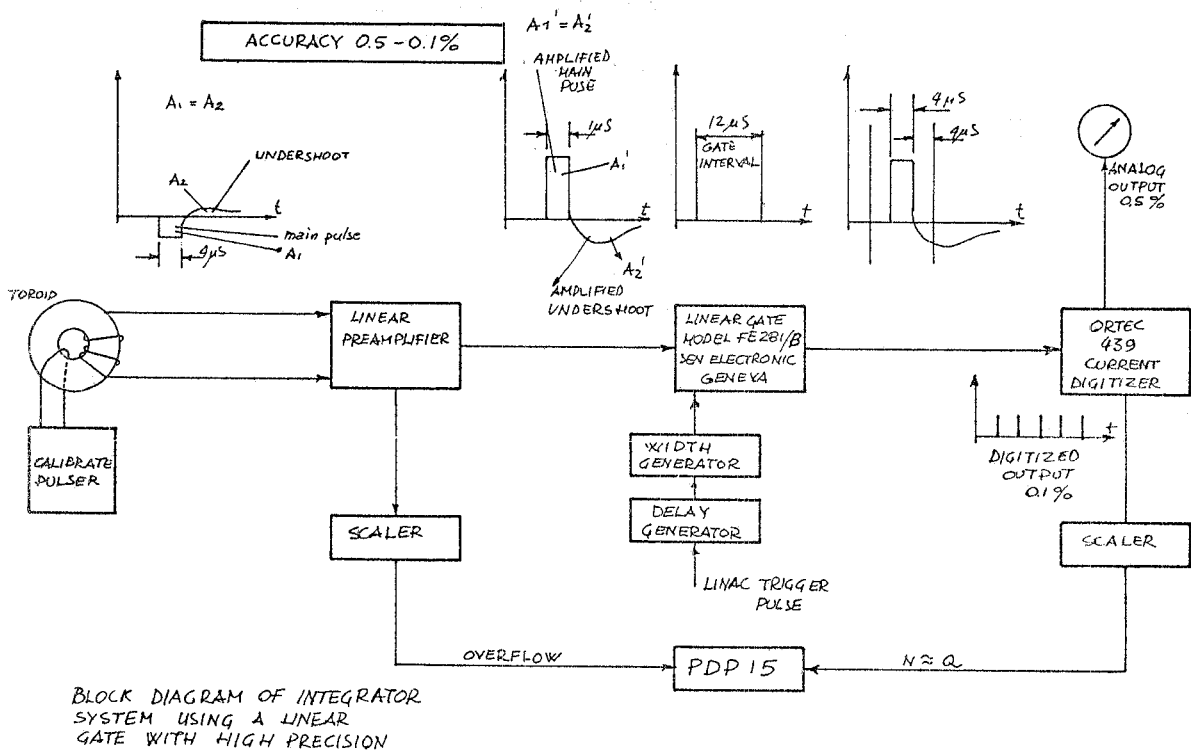


FIG. 20

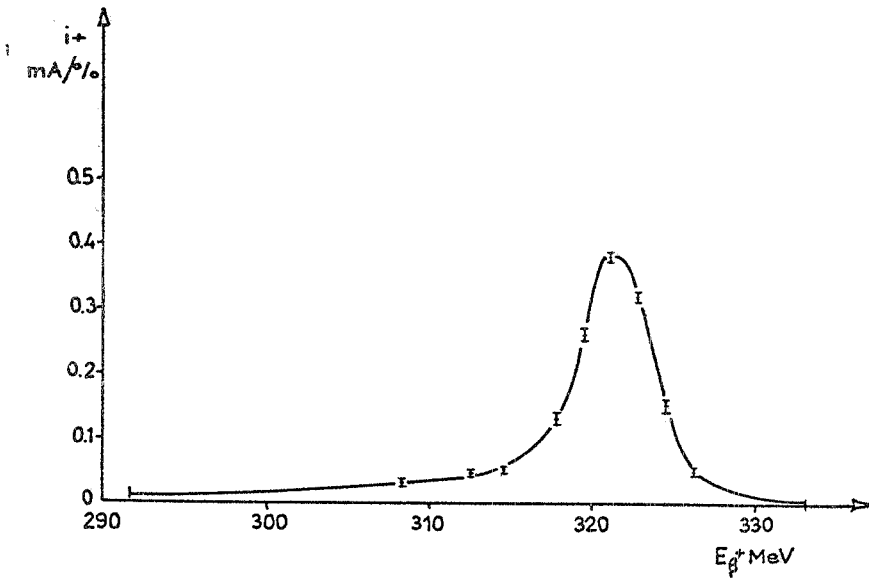


FIG. 21

A tale scopo si è pensato di inserire un dispositivo di selezione d'energia del fascio nel punto intermedio del sistema magnetico di deflessione, prima del quadrupolo, poiché qui il fascio di e^+ risulta maggiormente disperso e quindi da una distribuzione spaziale più larga come risulta dalla Fig. 9 e Tabella III del cap. 1. Il dispositivo (v. Fig. 22) è costituito essenzialmente da 4 blocchi di tantalio (spessore 15 mm), raffreddati, mobili sotto vuoto e comandati a distanza con una ripetibilità nel posizionamento migliore di 0.1 mm. La massima potenza dissipata dal fascio di e^+ sui blocchi di tantalio quando questi sono a contatto è di 0.5 KW. In Fig. 22bis è riportata la fotografia del dispositivo realizzato.

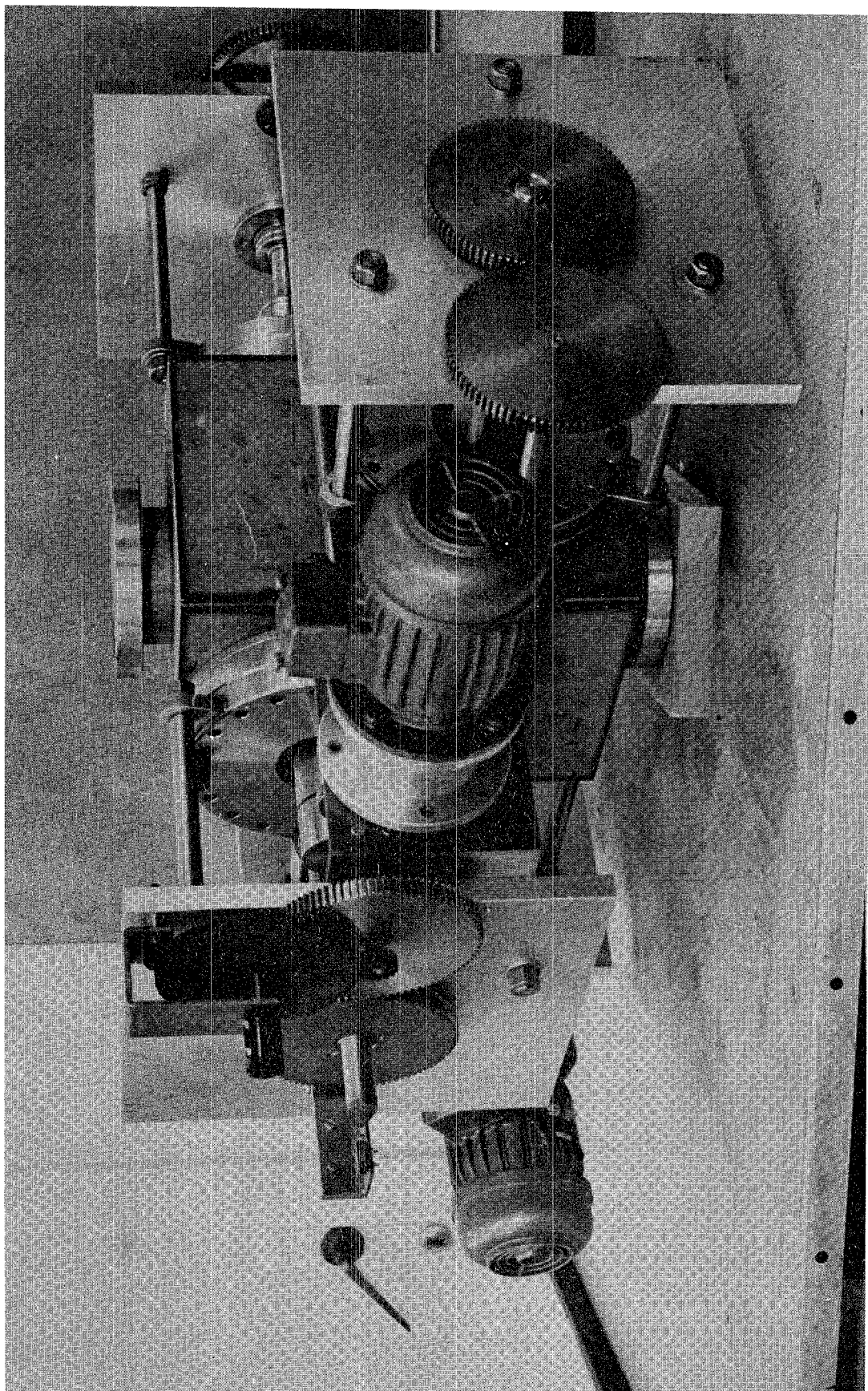


FIG. 22

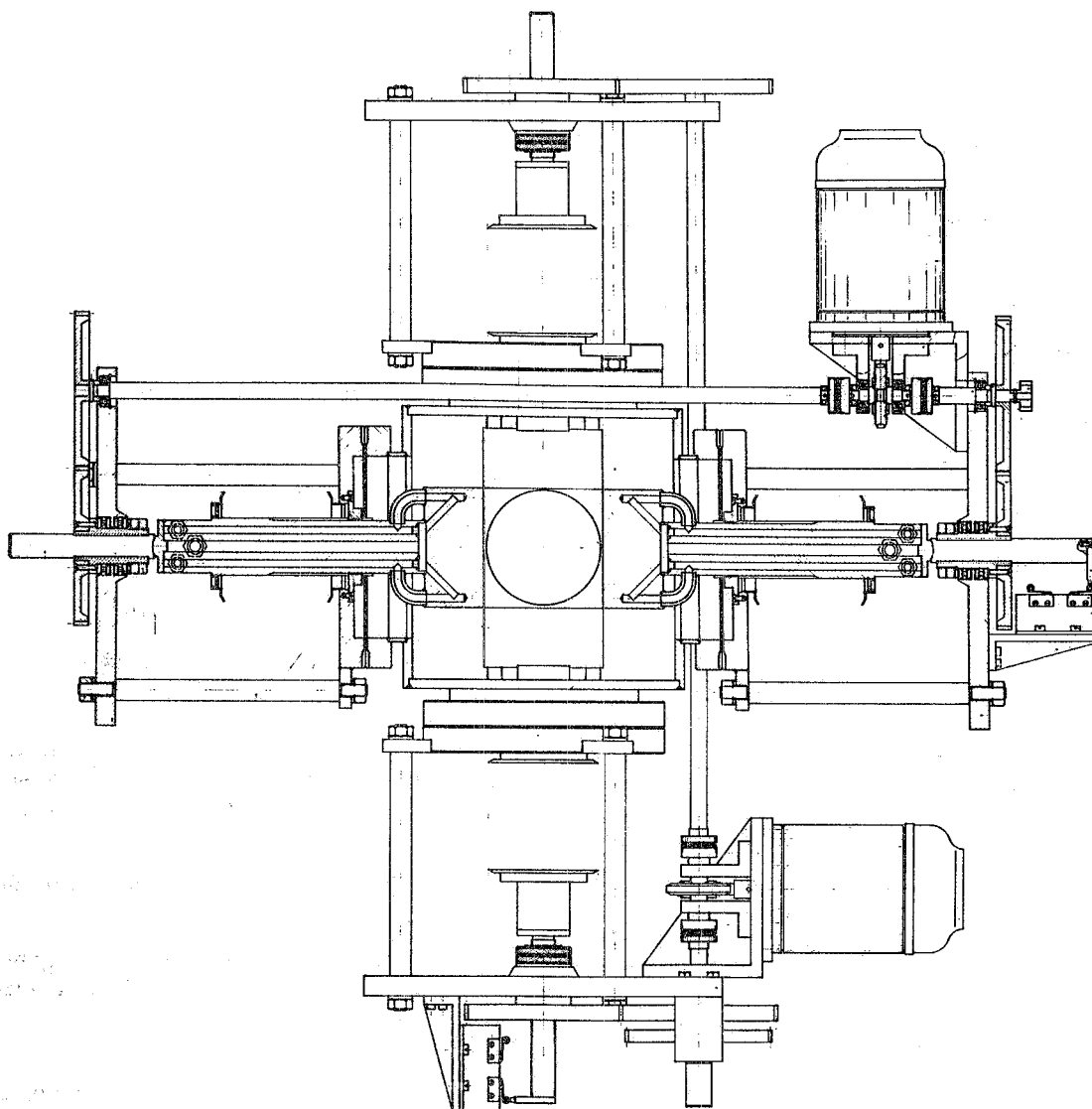


FIG. 22 bis

2.5. - Bersaglio di H_2 liquido. -

Il sistema da noi utilizzato prevede l'impiego di un liquefattore locale, posto immediatamente sopra la cella, capace di liquefare soltanto la quantità di idrogeno necessaria al bersaglio di esperienza^(*).

Tale sistema in uso ora anche in altri Laboratori (Niba, Desy) presenta un grado di sicurezza più elevato rispetto agli impianti di liquefazione tradizionali, una minor complessità costruttiva e possibilità di controlli più diluiti nel tempo.

L'idrogeno gassoso proveniente da un serbatoio alla pressione di 1,6 atm. ed alla temperatura ambiente, passa attraverso due stadi di un refrigeratore (capace di un carico di 5÷7 Watts a 20°K), si raffredda e si condensa riempiendo la cella. L'impianto (vedi Fig. 23) è costituito da un circuito chiuso, termodinamicamente efficiente, un compressore per elio, una trappola ad assorbimento ed un rigeneratore.

(*) - Cryodyne Helium Refrigerator. Il sistema descritto è stato costruito e collaudato dal Gruppo Criogenico dei LNF.

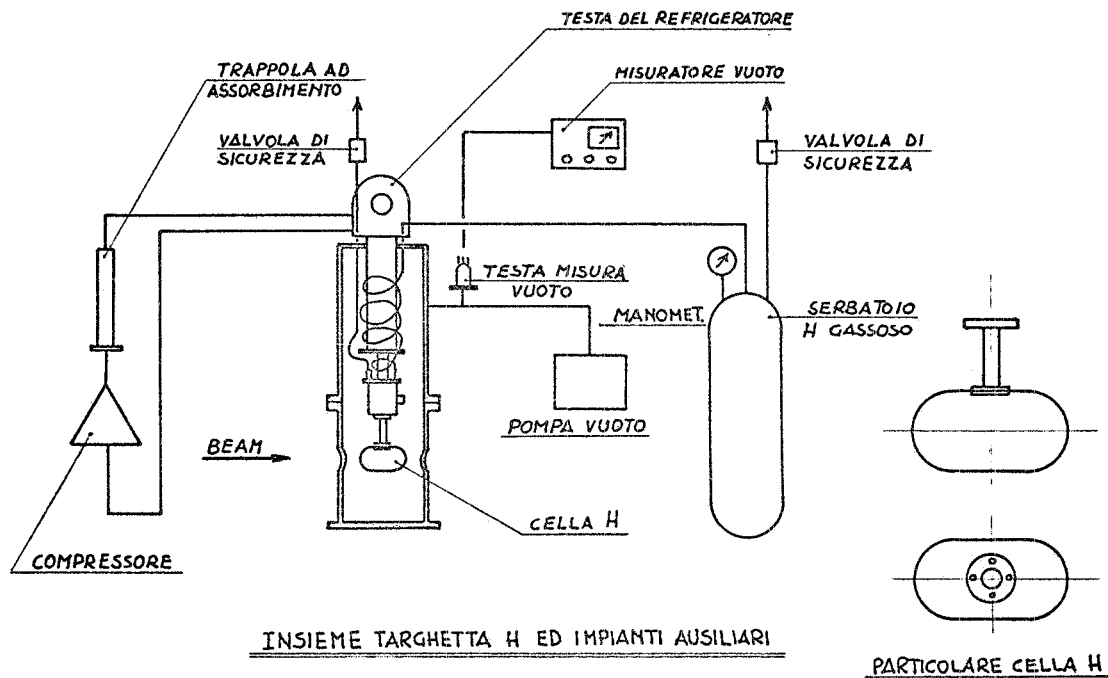


FIG. 23

La cella per l'idrogeno è un cilindro, di lunghezza 105 mm e di diametro 55 mm, con pareti sottili realizzate in capton da 0,125 mm. Il cilindro, fissato nel punto più basso del refrigeratore, è posto in un recipiente di acciaio inox sotto vuoto. Due finestre sottili di capton da 0,1 mm, in corrispondenza della cella permettono il passaggio dei fasci.

L'insieme del bersaglio e del gruppo refrigeratore è fissato su un supporto con due possibilità di movimenti telecomandati:

- a) rotazione del 90° attorno all'asse verticale per variare lo spessore di idrogeno liquido esposto al fascio di e^+ da 105 mm (asse cella coincidente con la direzione del fascio di e^+) a 55 mm (asse cella normale alla direzione del fascio e^+);
- b) traslazione laterale per l'estrazione del bersaglio dal fascio.

Una serie di termoresistori posti nella cella e nell'interno del refrigeratore permettono il controllo del livello di idrogeno liquido e garantiscono il funzionamento automatico di tutto il sistema.

Le Figg. 24 e 25 mostrano rispettivamente il sistema realizzato ed il particolare della cella.

2.6. - Magnete pulitore. -

E' necessario eliminare dal fascio di fotoni i positroni che non si sono annichilati nel bersaglio di H_2 .

A tale scopo è stato studiato⁽¹¹⁾ un magnete pulitore, posizionato immediatamente dopo il bersaglio di annichilazione a 0,525 m da esso, e avente le seguenti caratteristiche:

raggio di curvatura	: 0,583 m
angolo di deflessione	: 90°
traferro	: 60 mm
indice di campo	: 0
angolo di ingresso	: $23^\circ 30'$
angolo di uscita	: $23^\circ 30'$
campo massimo	: 20 KG (350 MeV)
intensità	: 1150 A
potenza	: 72 KW
peso	: 3400 Kg
resistenza (80°)	: $5,42 \times 10^{-2} \Omega$

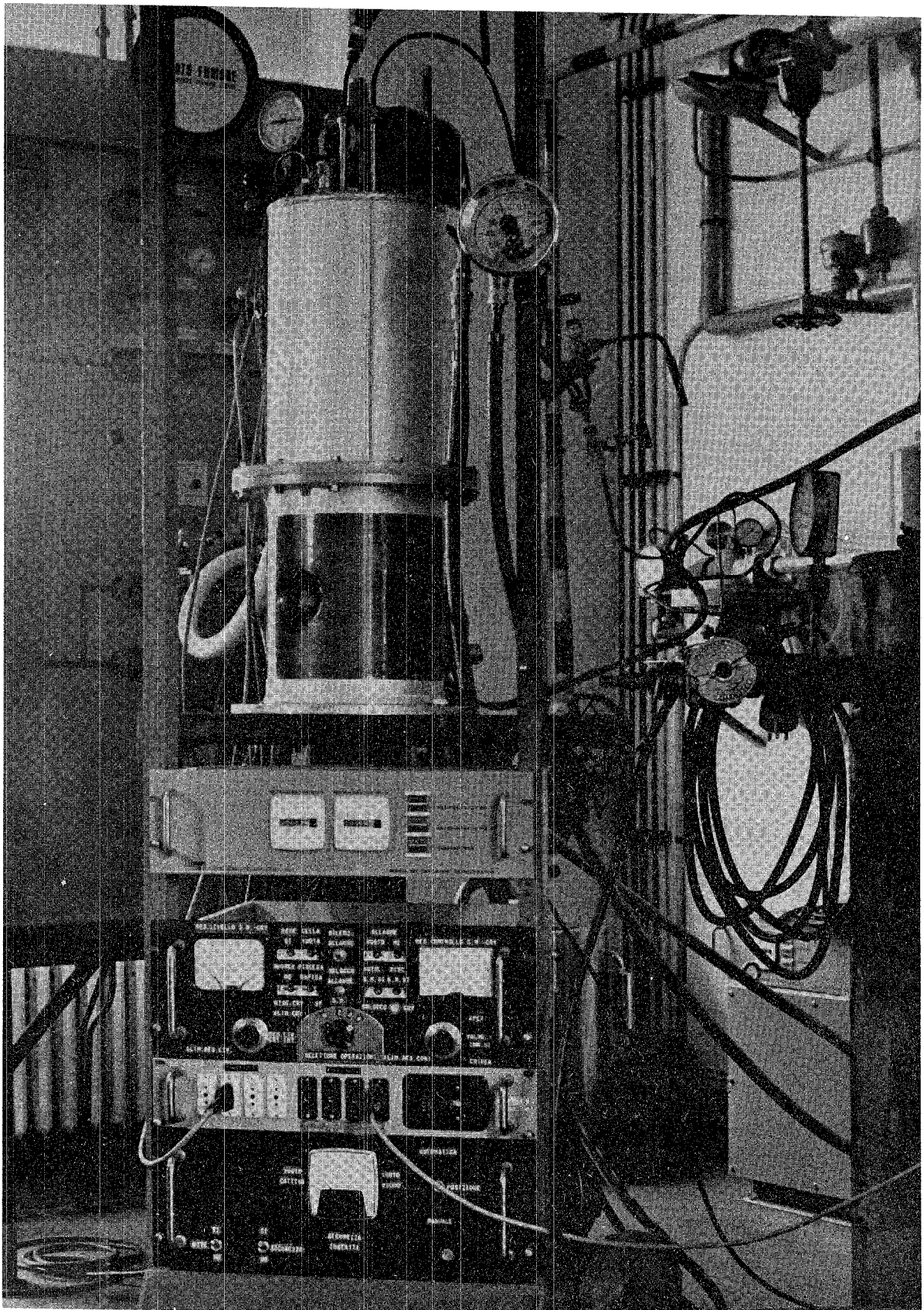


FIG. 24

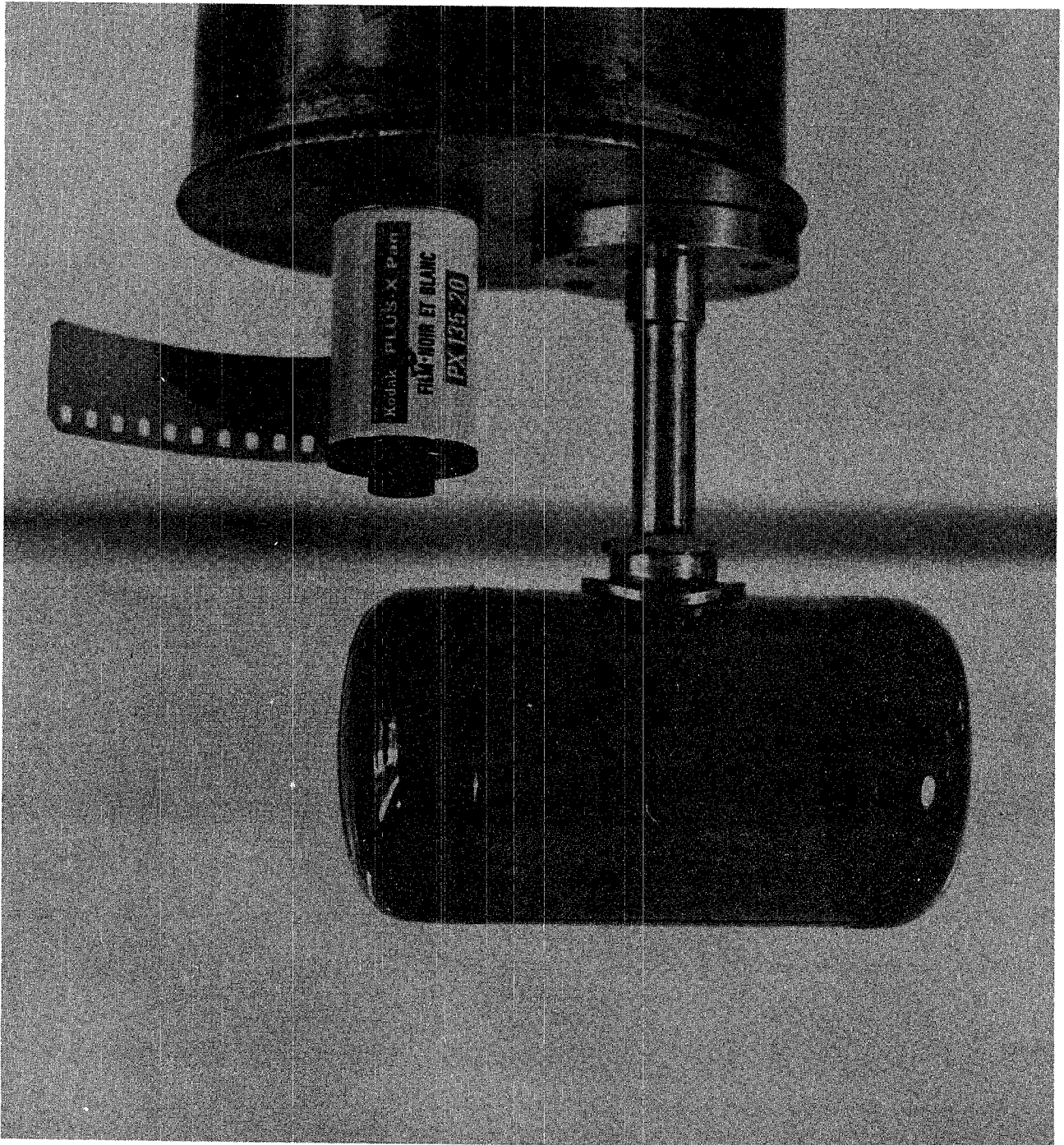


FIG. 25

le dimensioni del traferro sono state fissate tenendo conto delle dimensioni massime del fascio determinate dallo scattering multiplo nel bersaglio dei positroni alla minima energia (60 MeV); sulla culatta è praticato un foro cilindrico di 60 mm di diametro che permette il passaggio del fascio di fotoni.

Il magnete è stato progettato per una doppia focalizzazione introducendo angoli di ingresso ed uscita (β_1, β_2). Tale soluzione consente di disaccoppiare in modo efficace l'allargamento geometrico del fascio in uscita dalla dispersione cromatica che, fra l'altro, in questa configurazione, viene notevolmente aumentata.

I positroni che emergono dalla targhetta vengono quindi raccolti dal magnete e deflessi di 90° verso il basso in un pozzo di spegnimento.

La dispersione cromatica aumenta nel piano radiale del magnete l'allargamento spaziale del fascio, già grande dopo il bersaglio, cosicchè all'interno del pozzo di spegnimento la potenza del fascio stesso si distribuisce su di una superficie maggiore. Il doppio focheggiamento consente inoltre di avere una trasmissione migliore del fascio nel piano trasverso. La scelta degli angoli di ingresso ed uscita è stata fatta in modo da avere le distanze focali sui due piani ragionevolmente coincidenti e la massima accettazione in quantità di moto. Tale accettazione risulta essere di $\sim 25\%$.

Il magnete è del tipo a H' , i gioghi ed i poli sono in acciaio dolce fucinato e ricotto (c 10 uni) a basso contenuto di carbonio, con le seguenti caratteristiche magnetiche: $H = 300 \text{ A-sp}$; disuniformità $\leq 0,08 \text{ Wb/m}^2$ alla massima induzione. I poli hanno una larghezza di 200 mm e la regione di omogeneità è di 100 mm.

Tuttavia la stabilità del campo nella regione del fascio non è particolarmente elevata, poichè il gruppo di alimentazione non è stabilizzato meglio dello 0,5%. Questo fatto però non è critico dal momento che si tratta di un magnete pulitore.

In Fig. 26 è riportata la curva di eccitazione del magnete misurata con Gaussimetro ad effetto Hall.

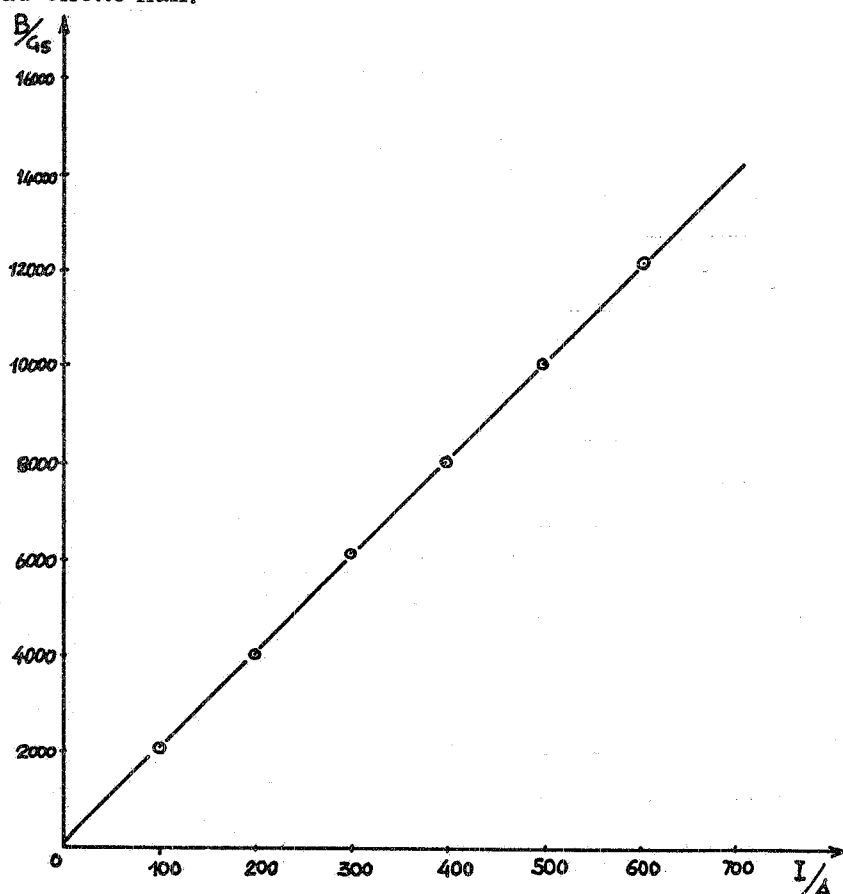


FIG. 26

CURVA $B = f(I)$ - MAGNETE PULITORE e^+

La Fig. 27 è invece la fotografia del magnete pulitore assemblato.

Il pozzo di spegnimento sotto il magnete è profondo 2 m ed è realizzato da un insieme di Pb e calcestruzzo studiato appositamente per contenere al massimo la produzione all'indietro di particelle.

2.7.- Sicurezze e controlli.-

La realizzazione del sistema di sicurezze e controlli lungo il canale gamma ha comportato l'unificazione con il sistema adottato per il canale pioni, per l'esistenza di tratti di linea e di apparecchiature in comune ai due canali magnetici. Per queste ragioni e per motivi di maggior efficienza, si è ritenuto inoltre opportuno ristrutturare completamente il sistema delle sicurezze. Lo schema è mostrato in Fig. 28. Gli alimentatori dei magneti possono essere inibiti dalle pompe degli impianti di raffreddamento delle bobine, dai circuiti di allarme della temperatura delle bobine, dai flussimetri sui circuiti di raffreddamento e dai sezionatori inseriti sulle linee di alimentazione. I segnali di temperatura delle bobine, per la cui misura sono impiegati termoresistori NI 100 della SIS, inviati a circuiti di comparazione, che selezionano il valore massimo di temperatura per ogni singolo magnete, pilotano circuiti di soglia di preallarme e allarme. Si ha una segnalazione di preallarme quando la temperatura supera un certo livello, una segnalazione di allarme quando

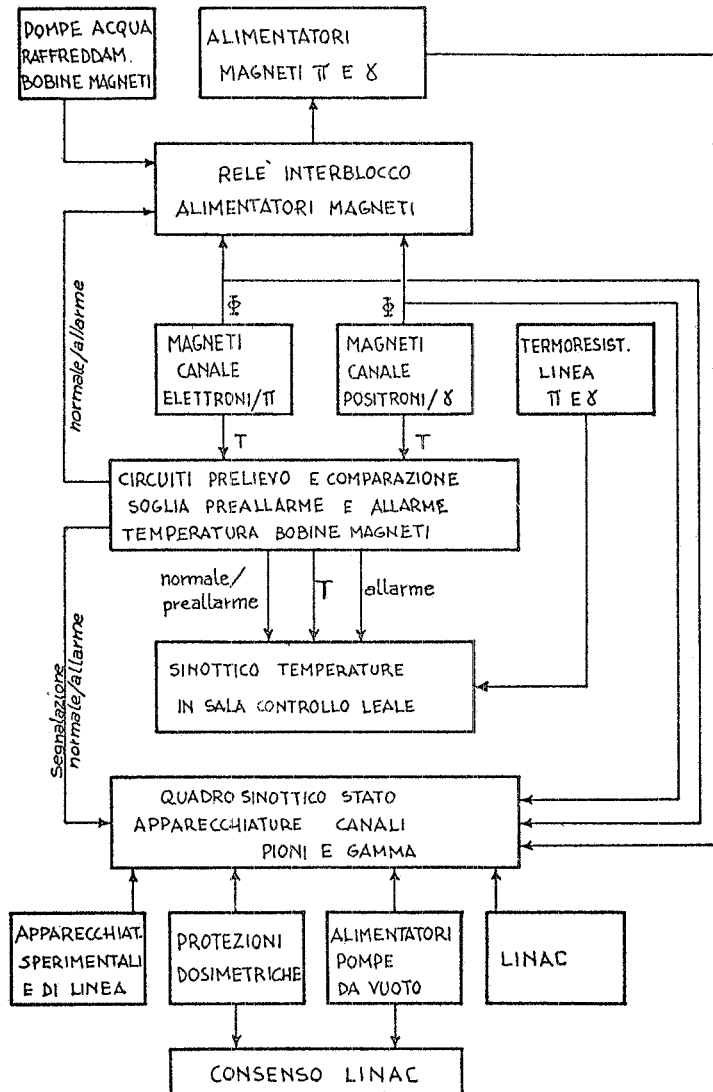


FIG. 28

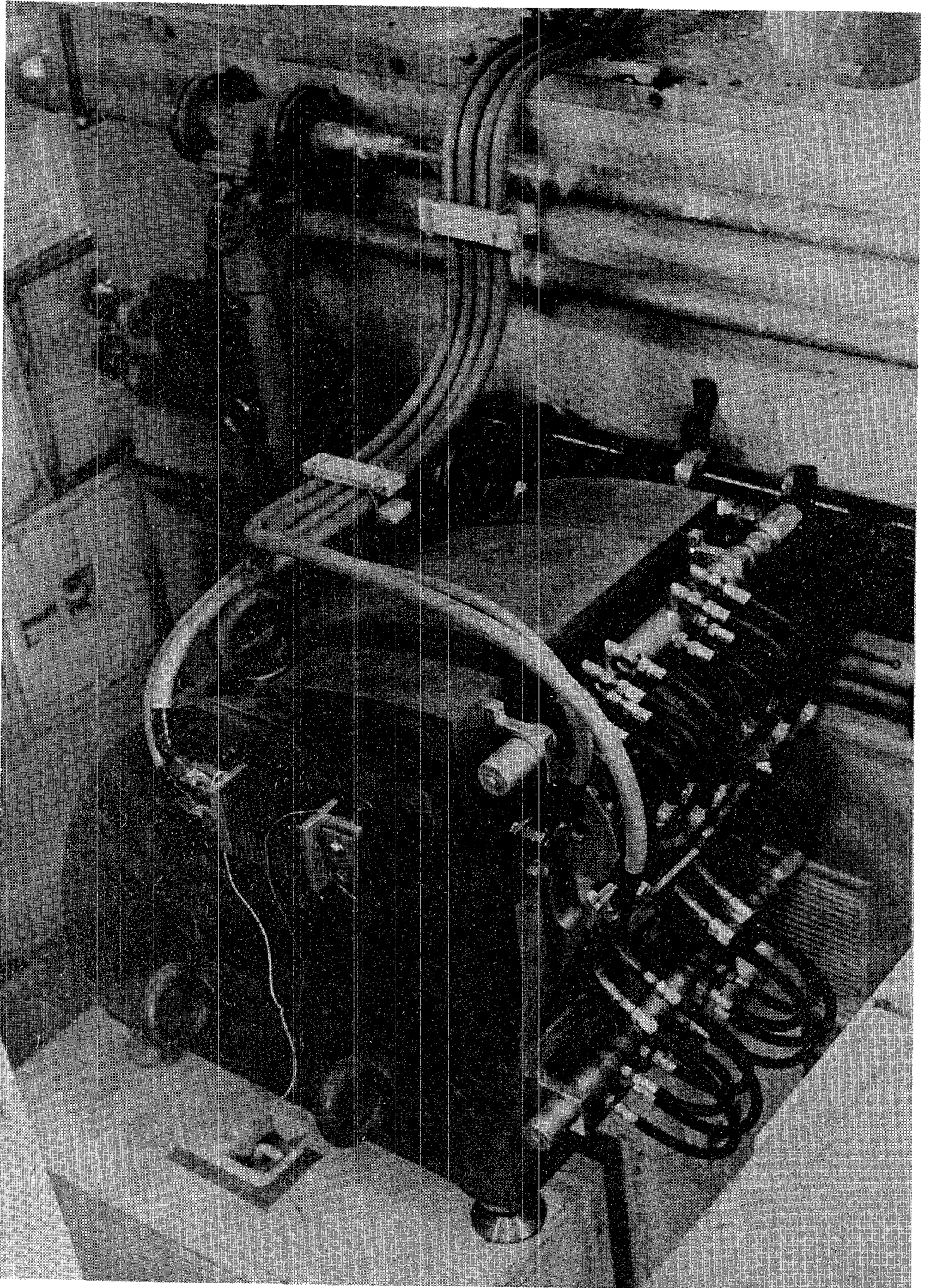


FIG. 27

viene superata la massima temperatura di lavoro consentita. L'entrata in funzione del dispositivo di preallarme produce solo la segnalazione del guasto, mentre l'entrata in funzione del circuito di allarme oltre la segnalazione del guasto, inibisce il consenso alla alimentazione delle bobine del magnete.

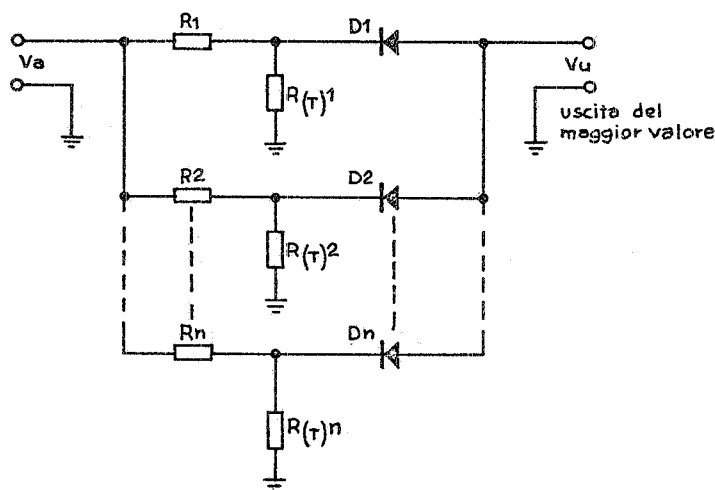


FIG. 29

In ogni circuito di comparazione i termoresistori, (al massimo 8 per ogni magnete), sono collegati secondo lo schema di Fig. 29. I diodi permettono di isolare nel punto U il valore di tensione più alto e quindi la temperatura maggiore tra gli 8 trasduttori. Per ciascuna maglia, \$R, R(T), D\$ della rete, vale la relazione:

$$V_u = \frac{V_a}{R + R(T)} R(T) - V_D$$

dove \$V_D\$ è la caduta diretta su ogni diodo, \$R\$ è la resistenza in serie al generatore di tensione \$V_a\$.

L'eccitazione del termoresistore viene fatta con un generatore di tensione e 500 \$\Omega\$ in serie, cioè in modo misto tensione-corrente, al fine di correggere la non linearità intrinseca del trasduttore NI 100. Nella Fig. 30 sono riportate sia la curva \$R(T)\$ del termoresistore, sia l'andamento con \$T\$ della tensione di uscita "e" con \$V_a = 12\$ Volt e \$R = 500\$.

Il segnale di maggior valore che compare all'uscita del circuito di comparazione viene inviato al circuito di soglia, riportato in Fig. 31, che deve segnalare lo stato di anomalia nel caso che \$V_u\$ superi i limiti prefissati delle tensioni di preallarme e allarme (\$V_{rPA}, V_{rA}\$). Sono pure controllati, con termoresistori, particolari punti dei canali magnetici come (collimatori, zone di deflessione, ecc.). Tutte le informazioni relative alle temperature sono visualizzate in Sala Controllo su un pannello sinottico per mezzo di segnali luminosi che seguono codice prestabilito. Un voltmetro digitale per mezzo di pulsantiere e commutatori, può essere inserito su uno qualunque dei punti controllati in temperatura e rivelarne quantitativamente i valori, con una precisione complessiva di qualche grado centigrado.

Per il controllo della circolazione dell'acqua nei circuiti di raffreddamento dei magneti ogni flussimetro dispone di contatti di scambio che segnalano eventuali guasti, escludono la alimentazione del magnete. Un'altra serie di interblocchi che controllano le protezioni dosimetriche delle varie zone (cancelli, birilli, cellule fotoelettriche, ecc.) e lo stato del vuoto lungo i canali, inibiscono direttamente il funzionamento del Linac secondo lo schema mostrato in Fig. 28.

Tutte le informazioni concernenti i canali di trasporto relative a: temperature, alimentatori ed impianti di raffreddamento, apparecchiature di linea (bersagli, monitor), protezioni dosimetriche, (cancelli, interblocchi manuali ecc.) vuoto, funzionamento del Linac, sono visualizzati, secondo un codice prestabilito, su un quadro sinottico generale situato sopra la consolle di comando della Sala Controllo LEALE.

2.8. - Tazza di Faraday. -

L'intensità assoluta del fascio di positroni trasportati lungo il canale sino al bersaglio di annichilazione è fornita da una tazza Faraday.

Tale monitor è stato appositamente studiato⁽¹²⁾ per gli \$e^\pm\$ del LINAC di Frascati, e quindi le sue caratteristiche sono state previste per una energia massima di elettroni \$E = 450\$ MeV. L'insieme schematico è riportato in Fig. 31b. La tazza è costituita essenzialmente da un "core" cilindrico in Pb, le cui dimensioni sono state calcolate in modo che la

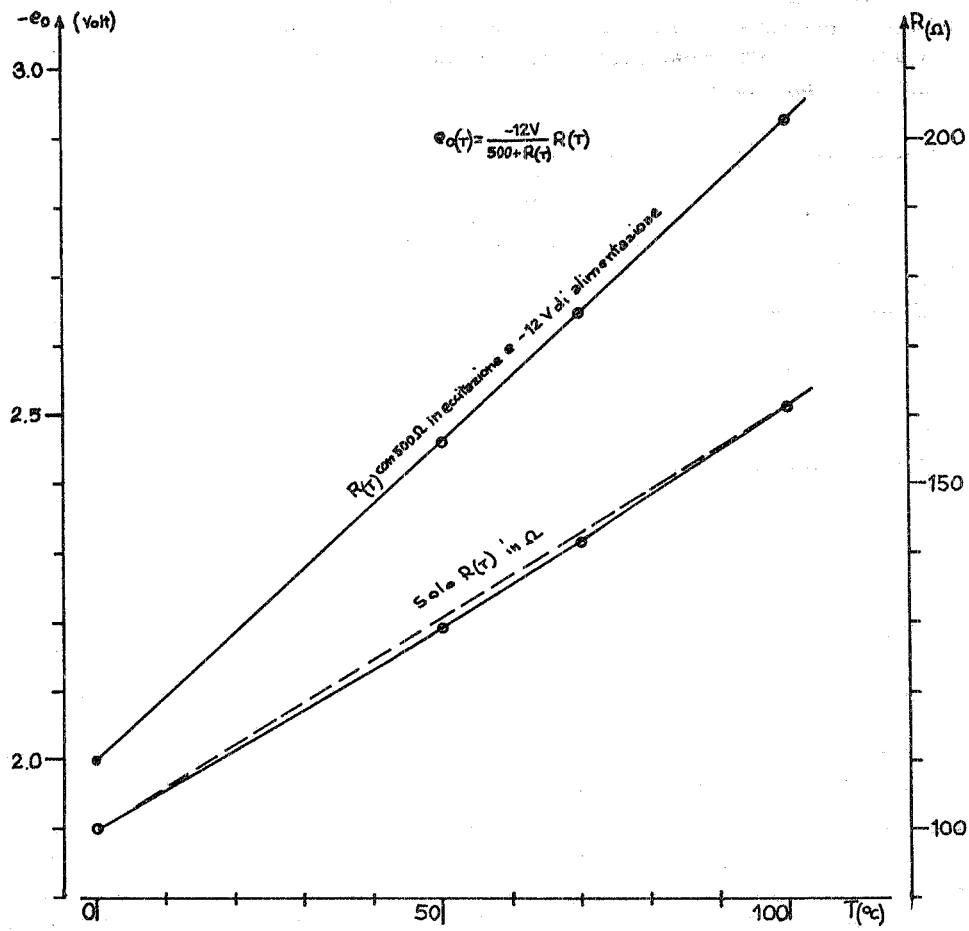


FIG. 30

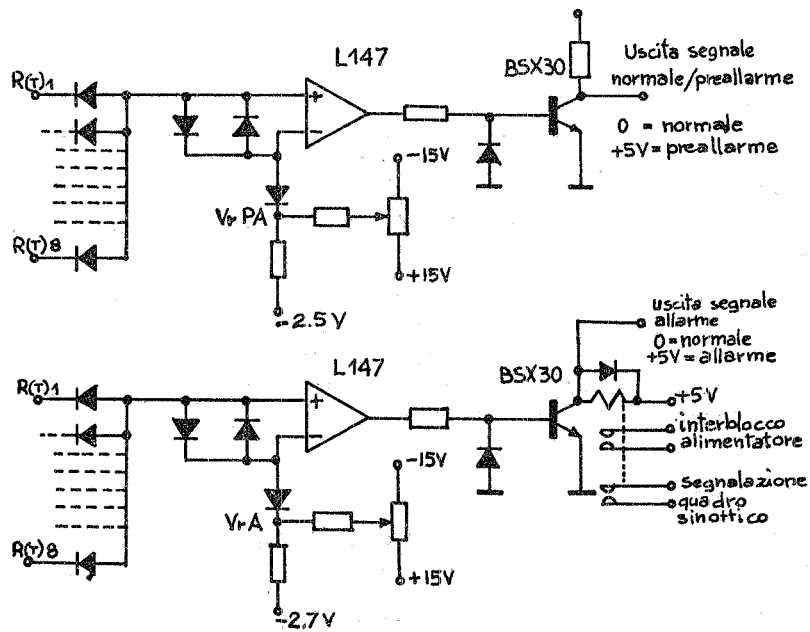


FIG. 31

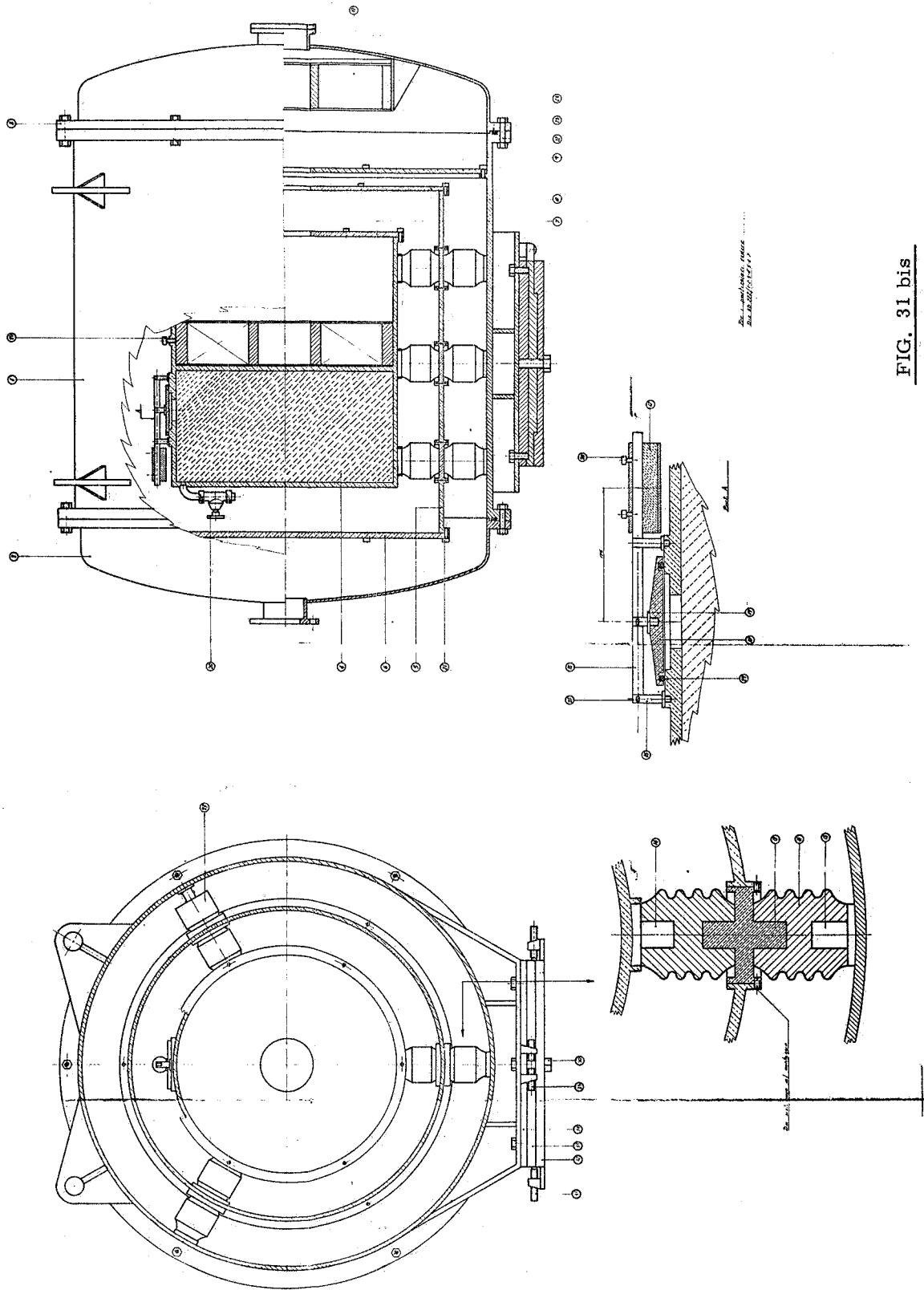


FIG. 31 bis

perdita di particelle cariche con la penetrazione dello sciame sia $\approx 0.1\%$.

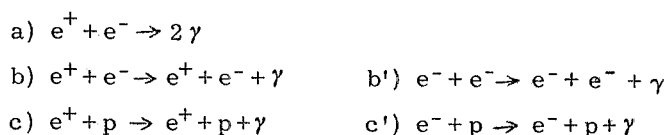
L'assorbitore in Pb è contenuto in un involucro di Al (collettore), che limita (in assenza di campo magnetico) a meno del 10% la perdita degli elettroni diffusi all'indietro. Tale perdita viene, ulteriormente ridotta per mezzo di una "rosa" di magneti permanenti posti prima del "core" (vedi Fig. 31b). Il tutto è circondato da un involucro di guardia in acciaio, separato da isolatori sia dal collettore di Al, che dallo involucro esterno di ferro (massa). All'interno del sistema è praticato il vuoto

Immediatamente dietro la finestra di ingresso in Capton sono posti da magneti permanenti che impediscono agli elettroni di bassa energia (1 MeV) qui creati di raggiungere il collettore. La corrente di fuga del sistema è $\sim 5 \times 10^{-14}$ A (isolamento verso massa $\sim 2 \cdot 10^{14} \Omega$). La carica raccolta viene misurata con un elettrometro di precisione a lamina vibrante ed a grandissima sensibilità (rumore di fondo 10^{-16} A)(x). La tazza Faraday viene naturalmente usata per la taratura periodica dei sistemi ad induzione descritti al § 2.3, ed utilizzabili on line.

3. - FASCIO GAMMA E QUANTAMETRIA. -

3.1. - I fotoni di conversione. -

Poichè questo argomento è già stato oggetto di pubblicazione⁽¹⁾ ci limiteremo soltanto a riassumere i criteri seguiti e le approssimazioni adottate nel calcolo riportando le caratteristiche più importanti dello spettro dei fotoni. I processi principali che intervengono quando un fascio di positroni o elettroni di energia dell'ordine del centinaio di MeV urta con un materiale sono rispettivamente:



Essendo l'annichilazione dei positroni un processo a due corpi, esiste una corrispondenza biunivoca tra l'energia e l'angolo del fotone emesso, per cui, selezionando opportunamente in angolo, è possibile un fascio monocromatico di fotoni.

La bremsstrahlung invece, il cui spettro in energia è continuo ad ogni angolo, costituisce un fondo indesiderabile da ridurre e comunque da sottrarre, effettuando alternativamente misure con fasci di positroni e di elettroni nelle stesse condizioni. Le sezioni d'urto di bremsstrahlung per i processi b) b') e c) c') possono infatti essere considerate identiche alle energie che qui interessano⁽¹⁾.

Per ridurre il fondo di bremsstrahlung in corrispondenza del picco si sono adottati i seguenti accorgimenti:

- uso di un convertitore di idrogeno, essendo la sezione d'urto di bremsstrahlung proporzionale in prima approssimazione a Z^2 e quella di annichilazione a Z ;
- selezione del fascio ad un angolo diverso da 0 (v. Fig. 32) essendo diversa la dipendenza angolare delle sezioni d'urto dei due processi e fortemente pronunciata in avanti quella di bremsstrahlung.

Per calcolare la sezione d'urto differenziale nell'energia e nell'angolo del fotone per il processo c) e c') si è usata la formula di Sommerfeld⁽¹³⁾ che è particolarmente accurata per piccoli valori dell'angolo di emissione del fotone. La sezione d'urto differenziale per i processi b) e b') è quella data da Swanson⁽¹⁴⁾ il quale mostra altresì come un calcolo rigoroso della sezione d'urto del processo per positroni ed elettroni modifica esclusivamente la parte dello spettro compreso tra $0.999 \cdot E_{\max}$ ed E_{\max} .

(x) - Cary 301, Varian (Vibrating reed electrometer).

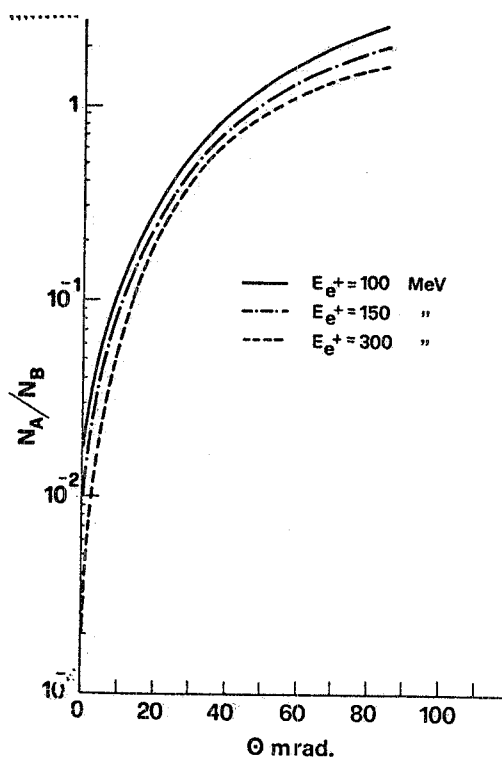


FIG. 32

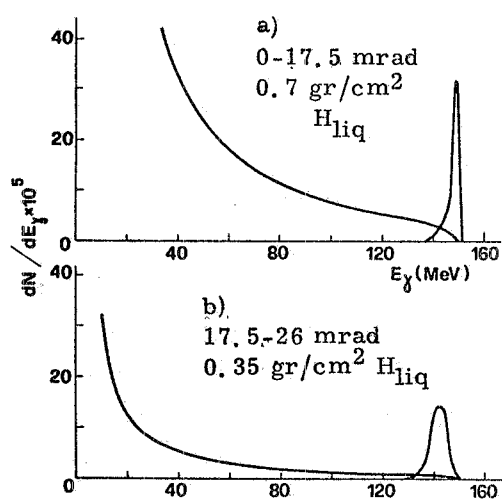


FIG. 33

3.2. - Dosimetria dei fasci. -

La misura delle sezioni d'urto fotonucleari con gamma monocromatici consiste essenzialmente nel conteggio degli eventi del tipo studiato associati con i soli fotoni di picco. Poichè, come si è già detto le sezioni di urto di bremsstrahlung per elettroni e positroni si possono considerare praticamente identiche, il contributo al conteggio dovuto alla parte continua dello spettro può essere valutato con una tecnica di sottrazione effettuando alternativamente misure con fasci di elettroni e positroni di uguale energia normalizzati alla medesima intensità.

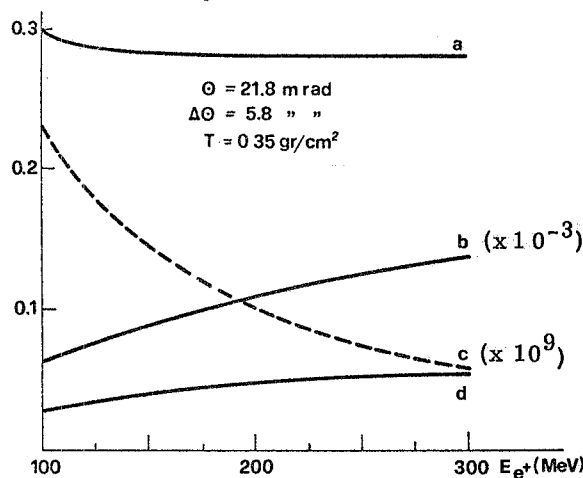
Se indichiamo con A il numero di fotoni sotto il picco di annichilazione e con N^+ e N^- il numero di conteggi registrati rispettivamente per una certa energia incidente del

Tale differenza, che è di per sè molto piccola (dell'ordine del %) non influisce nel suddetto metodo di sottrazione degli spettri in quanto nella zona di interesse la sezione d'urto di annichilazione è molto più grande di quella di bremsstrahlung, usando la sezione d'urto differenziale di Heitler⁽¹⁵⁾ nell'approssimazione $Ee^+/2 \gg 1$.

Lo spettro di fotoni ottenibile a diversi angoli di emissione e per diversi spessori del bersaglio di Idrogeno, è stato calcolato tenendo conto sia dello scattering multiplo che della perdita di energia dei positroni nel bersaglio.

In Fig. 33 vengono riportati come esempi due spettri di fotoni ottenibili in due diverse condizioni sperimentali. Da esso risulta che per angoli diversi da zero migliora il rapporto annichilazione bremsstrahlung come già detto, ma peggiora la risoluzione e si riduce l'area del picco di fotoni.

Nella Fig. 34 vengono riportate le caratteristiche del fascio da 100 a 300 MeV per una particolare condizione sperimentale. L'intensità di fotoni è stata valutata per una corrente di positroni⁽¹⁶⁾ di $i \approx 1,3 \times 10^6 \gamma^2 \Delta E$ positroni/sec, dove γ è l'energia del positrone in unità $m_0 c^2$ e ΔE è la indeterminazione energetica del fascio di MeV.



a) rapporto fra i fotoni di annichilazione ed i fotoni di bremsstrahlung; b) numero di fotoni per positrone incidente; c) numero di fotoni di annichilazione per un positrone incidente; d) larghezza (FWHM) del picco di annichilazione.

FIG. 34

fascio di positroni e elettroni, il numero di eventi per fotone di annichilazione è dato da:

$$(1) \quad \frac{N}{A} = \frac{Q^+}{A} \left[\left(\frac{N^+}{Q^+} \right)_{in} - \left(\frac{N^+}{Q^+} \right)_{out} - K \left\{ \left(\frac{N^-}{Q^+} \right)_{in} - \left(\frac{N^-}{Q^+} \right)_{out} \right\} \right]$$

$Q^+(Q^-)$ denota la risposta di un monitor integrale ad un fascio prodotto da positroni (elettroni) di energia E_0 dove $K=Q^+/Q^-$. Gli indici in e out corrispondono a conteggi con il bersaglio dentro (segnale) o fuori (fondo) del fascio γ . La sezione d'urto è infine data dall'espressione

$$(2) \quad \sigma(E^+) = \frac{N}{A} \times \frac{1}{N_a} \times \frac{1}{\epsilon}$$

dove N_a è il numero di nuclei bersaglio per unità di superficie e ϵ l'efficienza totale del rivelatore dei prodotti di reazione.

La valutazione della sezione d'urto, facendo uso di un determinato sistema di monitoraggio, comporta quindi una misura accurata:

- della dose integrale Q registrata dal monitor;
- della risposta relativa $K=Q^+/Q^-$ del monitor a fasci prodotti da positroni e elettroni di uguale energia e intensità;
- del rapporto Q^+/A tra la risposta integrale Q^+ del monitor al fascio incidente e il numero A dei fotoni di annichilazione.

Il miglior monitor integrale per misure di sezioni d'urto fotonucleari a energie elevate è il quantometro di Wilson. L'efficienza di questo strumento è infatti nota e costante su un intervallo energetico da 300 MeV a 1.5 GeV. Con una semplice modifica del sistema di integrazione si può estendere la costante della risposta dello strumento fino ad energie di qualche MeV come recentemente proposto da Komar et al. (17) ed illustrato in Fig. 35.

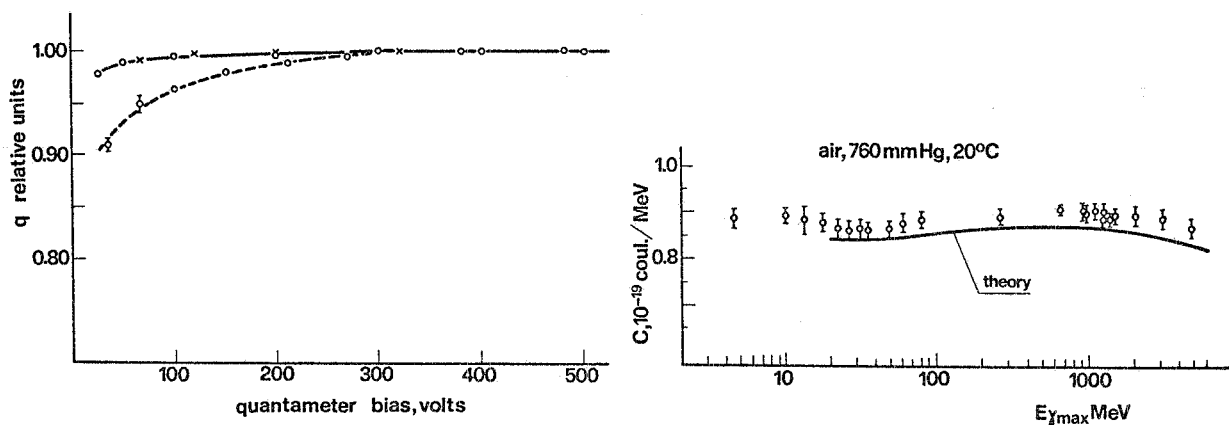


FIG. 35

Un quantometro di questo tipo è stato costruito a Frascati per il fascio gamma-monocromatico ed in Fig. 36 è riportato il disegno costruttivo.

La dose Q così misurata è proporzionale all'energia totale del fascio e scarsamente sensibile alla forma dello spettro, e quindi non è molto diversa, specialmente ad energie dell'ordine di 200-300 MeV, per fasci γ prodotti da elettroni e positroni di pari intensità. La determinazione del rapporto $K=Q^+/Q^-$ con una precisione dell'1-2% è sufficiente alle attuali esigenze sperimentali. Tale misura può essere realizzata confrontando la risposta del quantometro a spettri γ alternativamente prodotti da fasci e^+ ed e^- di uguale energia e intensità. L'intensità dei fasci primari viene controllata tramite i toroidi descritti nel § 2.3.

Più complicato si presenta il problema della misura del rapporto Q/A perchè comporta la conoscenza dello spettro γ prodotto dal fascio di positroni. Tale spettro può

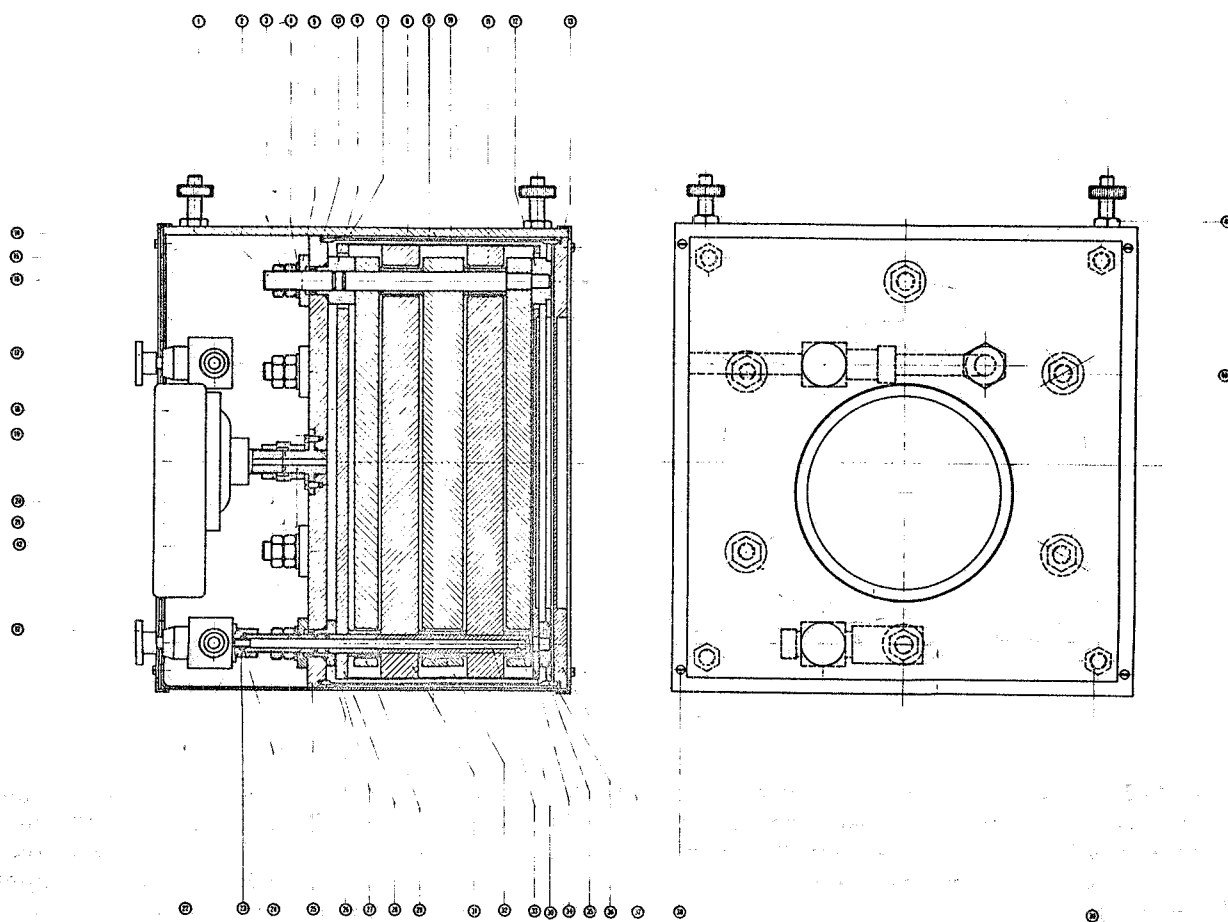


FIG. 36

essere in prima approssimazione calcolato come descritto precedentemente o dedotto dalla misura della sezione d'urto di reazioni a due corpi note, quali la fotodisintegrazione del deuterio. La disponibilità di uno spettrometro a buona risoluzione è comunque condizione necessaria per lo sviluppo di esperienze accurate nel campo di questo tipo di fisica dei nuclei, e soprattutto nel nostro caso in cui lo spettro energetico varia con l'angolo di collimazione dei fotoni.

Gli spettrometri generalmente utilizzati per energie comprese tra 50-300 MeV sono di tre tipi

- Compton
- a coppie
- a scintillazione.

La risoluzione energetica e il fattore di utilizzazione del fascio γ portano ad escludere a priori l'uso di scintillatori. I rimanenti due spettrometri, ambedue magnetici, sono invece confrontabili sia come prestazioni che come costo. Lo spettrometro Compton presenta però alcune caratteristiche che meglio si adattano alle esigenze del fascio descritto: esso infatti non richiede coincidenze, può essere utilizzato per la spettrometria sia del fascio γ che dei fasci primari e^+ ed e^- , permette misure assolute di intensità, essendo la sezione d'urto Compton conosciuta con notevole accuratezza;

In Fig. 37 è mostrato lo spettro Compton, da un convertitore di Berillio in funzione dell'angolo (o energia) dell'elettrone emesso. Su tutto l'intervallo energetico di interesse (100-300 MeV) lo spettro degli elettroni per angoli compresi tra 0 e 25 mrad riproduce la energia del fotone incidente, con una indeterminazione (FWHM) costantemente uguale a

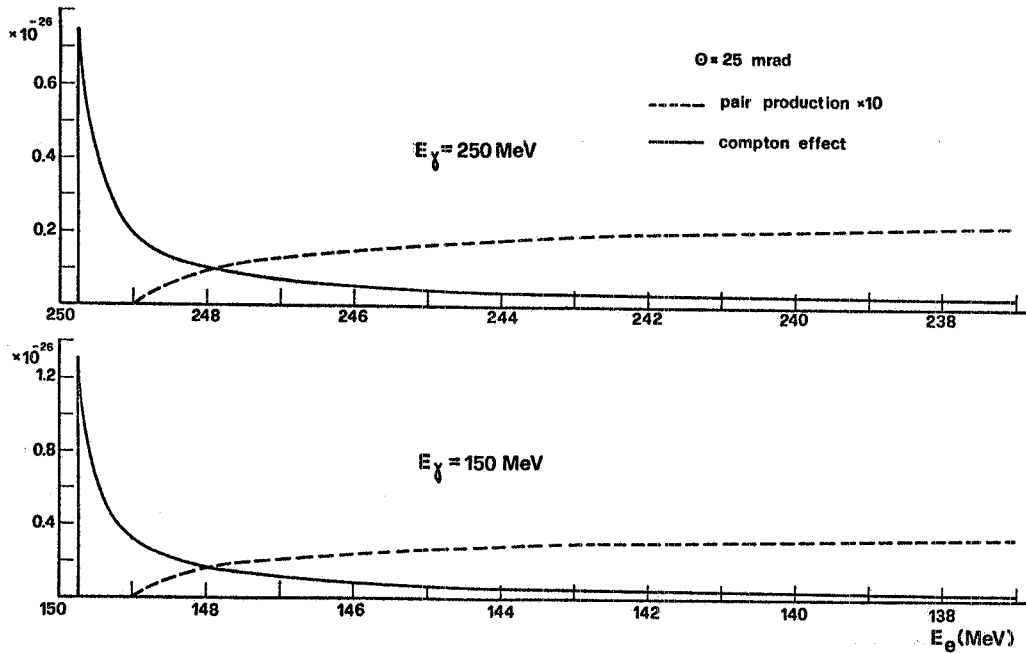
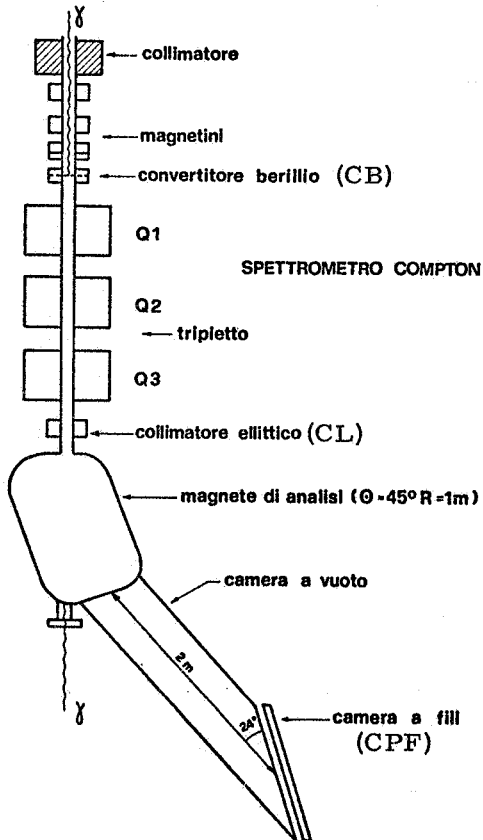


FIG. 37

0.25 MeV. Nella medesima figura è riportata per confronto anche la distribuzione energetica degli elettroni da produzione di coppie sul medesimo convertitore integrata entro un angolo solido di semiapertura 25 mrad; il contributo di questi elettroni è chiaramente trascurabile nella zona del picco Compton, diventa però importante quando si utilizzano spettri continui come verrà discusso più avanti. Per le ragioni esposte ci è sembrato opportuno procedere alla progettazione dello spettrometro Compton mostrato in Fig. 38, e basato su prototipi già funzionanti^(18, 19).



Gli elettroni Compton, prodotti sul convertitore CB di 80 mg/cm^2 di Berillio, vengono raccolti tra 0 e $+10 \text{ mrad}$ ad una distanza di circa 25 cm dal convertitore tramite il tripletto simmetrico di quadrupoli Q_1 (focalizz. radiale) Q_2 (focalizz. verticale) Q_3 (focalizz. radiale); il tripletto ha la duplice funzione di produrre una doppia focalizzazione con aberrazione minima e di rendere l'angolo θ di raccolta degli elettroni indipendente dal punto di conversione nel bersaglio.

L'angolo θ è definito dal collimatore ellittico CL posto sul piano di ingresso al magnete deflettore: i semiassi di apertura C_x e C_y del collimatore sono legati all'angolo dalle relazioni

$$C_x \text{ (cm)} = 200 \times \theta \quad C_y \text{ (cm)} = 75 \times \theta$$

per $\theta = 10 \text{ mrad}$ si ottiene $C_x = 2 \text{ cm}$ e $C_y = 0.75 \text{ cm}$.

Dopo la collimazione gli elettroni sono dispersi in energia tramite il magnete M. Una immagine del bersaglio viene creata sul piano focale F ad una distanza di circa 2 m dall'uscita del magnete con ingrandimento $M_x = 1.7$ e $M_y = 0.82$. La posizione

FIG. 38

dell'elettrone sul piano focale viene identificata con risoluzione pari a circa 2 mm tramite la camera proporzionale a fili CPF.

I parametri del sistema ottenuti da un calcolo di ottica al 1° ordine sono i seguenti (tutte le distanze sono misurate dai bordi effettivi dei quadrupoli e del magnete):

- 1) Distanza convertitore -Q 1 = 25 cm
- 2) Distanza Q 1-Q 2 e Q 2-Q 3 = 18 cm
- 3) Lunghezza magnetica di ciascun quadrupolo = 38 cm
- 4) Semiapertura quadrupolo = 7 cm
- 5) Gradiente di Q 1 e Q 3 = 0.925 P₀, gradiente Q 2 = 1.170 P₀ (gauss/cm)
- 6) Distanza Q 3 - collimatore = 25 cm
- 7) Magnete deflettore: raggio = 1 m angolo di deflessione 45° campo massimo B = 11 Kgauss, angoli di ingresso e uscita $\beta_1 = 0$ $\beta_2 = 0.4611$ (rad.)
- 8) Campo disperso del tipo "short tail" (20)
- 9) Distanza media magnete-camera a fili = 2 m.

La funzione di risposta è determinata sia dalla forma dello spettro Compton entro l'angolo θ sia dagli elementi di matrice di trasferimento ottico da bersaglio al piano focale. La posizione radiale sul piano focale è data al 1° ordine dalla relazione

$$x_F = a x_0 + b \frac{p - p_0}{p_0} \quad a = -1.41$$

$$b = 2$$

dove x_0 è la coordinata del punto di conversione del fotone, p e p_0 sono rispettivamente la quantità di moto dell'elettrone e della traiettoria principale. Elettroni prodotti con diverso valore di P in punti diversi del convertitore di Berillio possono quindi venire focalizzati nello stesso punto x_F : la risoluzione è tanto peggiore quanto maggiore è la dimensione radiale del fascio.

In Fig. 39 è mostrata ad energia $E = 100$ e 250 MeV la funzione di risposta dello

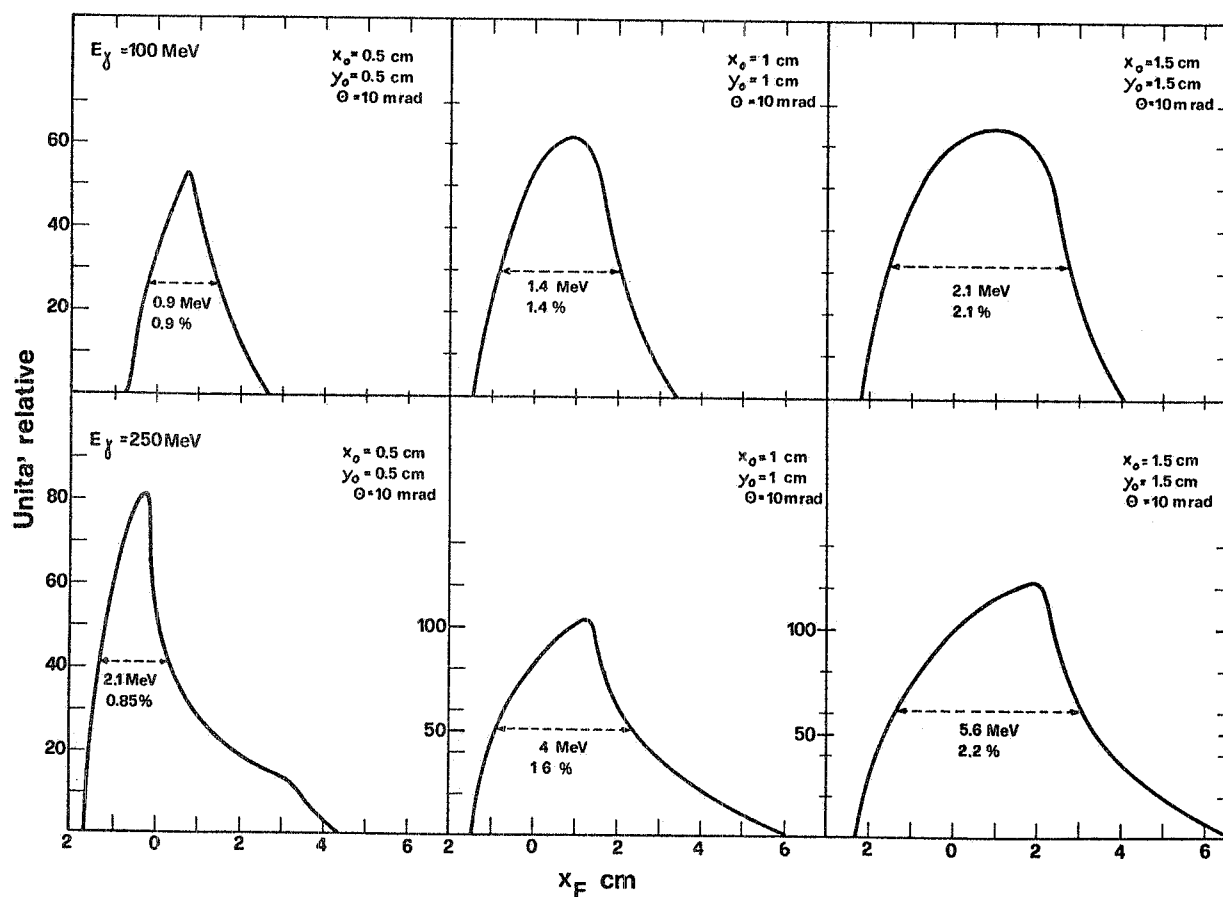


FIG. 39

spettrometro valutata per dimensioni radiali del fascio sul convertitore, $2x_0 = 1$ cm, 2 cm e 3 cm. La risoluzione a metà altezza in funzione dell'energia del fotone è riportata, per le medesime dimensioni di fascio, in Fig. 40. Le rette tratteggiate rappresentano il contributo dovuto al solo trasporto ottico. $(\Delta p/p)_{1/2} = 1.4 x_0$.

In Fig. 41 è infine riportata la risposta dello spettrometro allo spettro calcolato

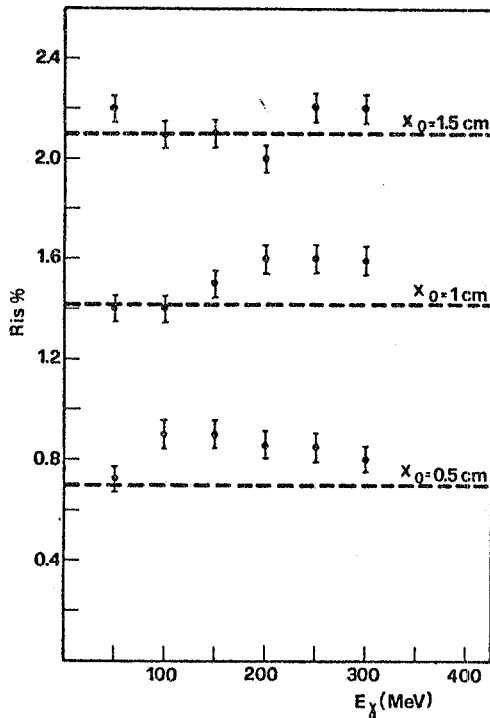


FIG. 40

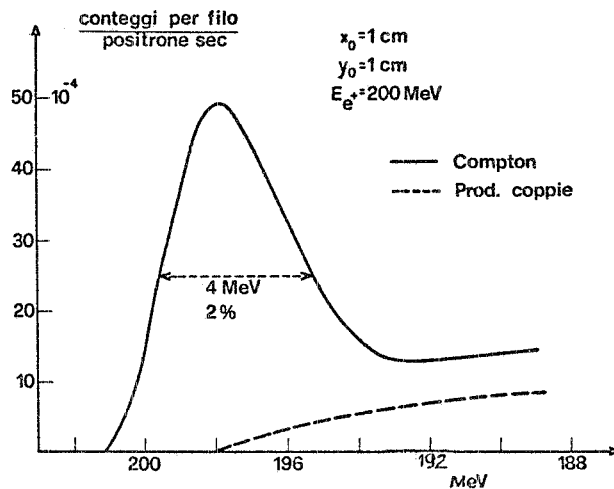


FIG. 41

a $E_\gamma = 200$ MeV di Fig. 34. Dall'esame delle due figure si può concludere che:

- la risoluzione intrinseca dello spettrometro altera di poco il picco di annichilazione;
- il contributo degli elettroni da produzione di coppie è trascurabile alle energie del picco, ma diventa rilevante alle energie più basse. Questo risultato è facilmente prevedibile se si tiene conto del maggior spazio delle fasi disponibile per il processo di produzione di coppie; i fotoni di energia più elevata nello spettro continuo producono infatti elettroni nella zona di energia Compton dei fotoni più molli. Questo "fondo" di coppie può comunque sottratto invertendo le correnti nei magneti in modo da determinare il corrispondente spettro simmetrico dei positroni.

Rimane ancora da valutare l'influenza degli effetti di ordine ^{superiore} al primo sulle traiettorie e sulla risoluzione dello spettrometro (e quindi sulla funzione di risposta).

4. - PROGRAMMA SPERIMENTALE. -

4.1. - Premessa. -

Per meglio illustrare il programma sperimentale di seguito esposto premettiamo una breve introduzione sulla problematica fisica delle fotoreazioni ed una discussione schematica sulle caratteristiche fisiche e tecniche del fascio con particolare riguardo alla possibile sperimentazione.

L'interazione fotone-nucleo è come è noto di natura elettromagnetica e quindi l'Hamiltoniana di interazione è calcolabile con buona precisione facendo uso dell'elettrodinamica quantistica. La misura degli elementi di matrice di transizione fornisce quindi

informazioni dirette sulle funzioni d'onda degli stati del nucleo. Questa proprietà è stata da tempo utilizzata per lo studio degli stati collettivi ad energie di eccitazione 10-20 MeV (Risonanza Gigante).

Disponendo di un fascio γ monocromatico fino ad energie di 300 MeV si può estendere questo studio sia agli stati a pochi nucleoni sia a stati collettivi di struttura assai simile alla Risonanza Gigante (stati analoghi).

a) Stati di particella singola. - Ad energie E_γ di circa 100 MeV la lunghezza d'onda del fotone ($\sim 1,2$ fm) è dell'ordine della distanza media di due nucleoni in materia nucleare. La interazione avverrà quindi preferibilmente con un solo nucleone o con un gruppo di pochi nucleoni. L'energia trasferita E_x a ciascun nucleone può essere, se la reazione è diretta, relativamente elevata mentre la quantità di moto trasferita E_x/c è generalmente bassa rispetto a quella finale del nucleone. L'assorbimento ha quindi luogo da parte di nucleoni che si trovano in stato iniziale di elevata quantità di moto. Sono di questo tipo le reazioni $(\gamma p)(\gamma n)(\gamma d)$ e (γnp) più avanti discusse.

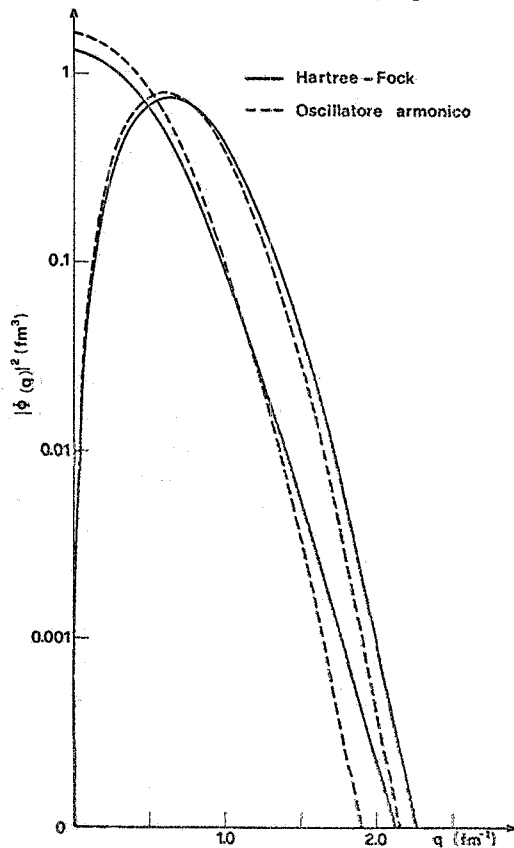


FIG. 42

lung comporta un errore tanto maggiore quanto più ampio è il picco dei fotoni di annichilazione usato (v. Fig. 43). Sono pertanto particolarmente adatte a questo fascio le esperienze sopra citate di fotoproduzione di pioni o di particelle di alta energia, perchè in entrambi i casi la soglia elevata esclude il contributo della componente più molle dello spettro continuo;

2) il basso "duty ratio" del linac ($\sim 1\%$) comporta un cattivo rapporto fondo-singolare in esperienze di coincidenza e limita l'uso di questa tecnica ai soli casi nei quali esista una ben definita correlazione spazio temporale tra gli eventi rivelati. La minima lunghezza attualmente ottenibile per l'impulso di fascio (~ 100 ns) rende praticamente irrealizzabile la spettrometria con tempi di volo. Tra le reazioni sopra elencate uno studio a cinematica completa delle sezioni d'urto (γn) e (γnp) è pertanto da escludere.

Uno studio sistematico di questa problematica riveste un notevole interesse fisico in quanto la distribuzione di quantità di moto per valori di $2-3$ fm $^{-1}$ è una funzione sensibile al potenziale nucleare medio (v. Fig. 42) e alle eventuali interazioni residue nucleone-nucleone a corto raggio.

b) Stati collettivi. - La distribuzione energetica delle particelle emesse in una reazione a due corpi con γ monocromatici è direttamente legata allo spettro degli stati del nucleo residuo. La fotoproduzione di pioni da nucleo complesso in vicinanza della soglia è una reazione di questo tipo che avviene tramite eccitazione di stati collettivi analoghi della Risonanza Gigante. La misura della distribuzione energetica e angolare dei pioni emessi può identificare sia l'energia che la molteplicità delle transizioni osservate.

La sperimentazione effettuabile con il fascio di Frascati è pertanto assai vasta; anche se non ci sono alcune limitazioni connesse con le caratteristiche intrinseche del fascio. (Si possono a priori stabilire alcuni requisiti utili a delineare almeno in parte il tipo di esperimenti che meglio si adattano al fascio precedentemente descritto). Infatti:

1) la sottrazione del contributo della coda dovuta allo spettro continuo di bremsstrahlung

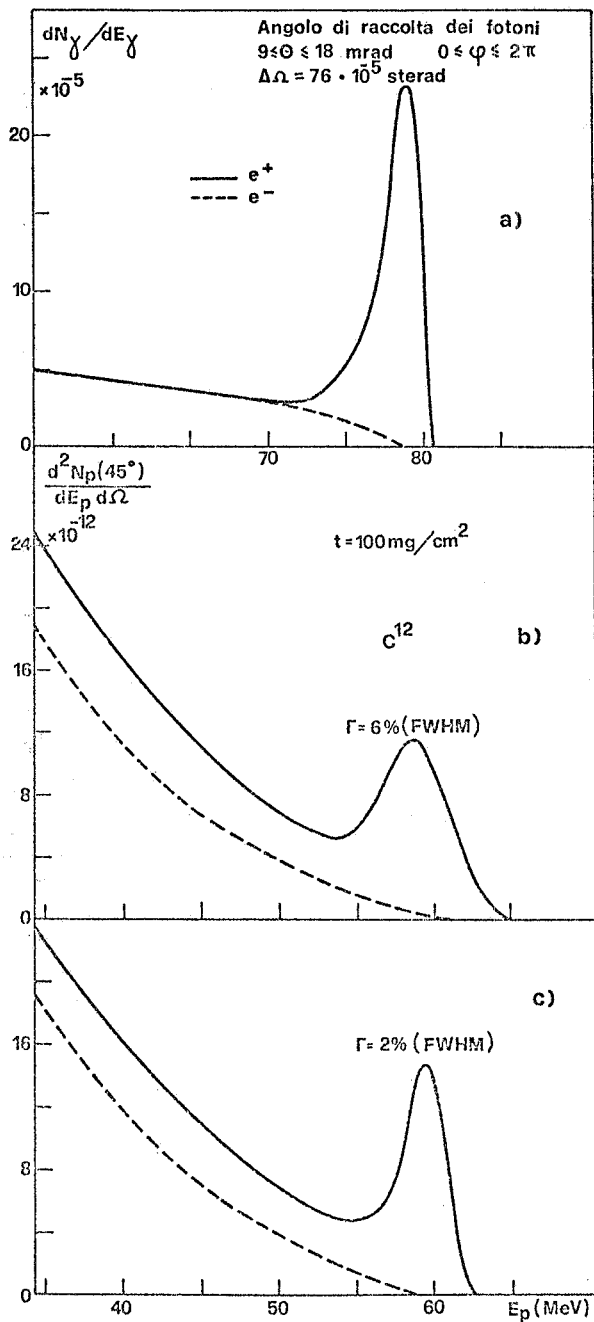


FIG. 43

per le shell più esterne dei nuclei leggeri e recentemente confermato anche per le shell più profonde dal gruppo di Glasgow⁽²²⁾. Questi esperimenti, realizzati con fasci γ a spettro continuo nell'intervallo $50 < E_\gamma, \max < 80$ MeV forniscono dati ancora solo semiquantitativi a causa dei grossi errori sistematici inevitabili nei metodi di analisi o monocromatizzazione dello spettro di bremsstrahlung. Si tratta in definitiva di un processo assai simile alla nota reazione di diffusione quasi elastica di elettroni ($e e' p$) studiata presso l'Eletrosincrotrone di Frascati⁽²³⁾. La differenza consiste nelle diverse caratteristiche cinematiche del fotone e dell'elettrone.

3) L'emittanza del fascio di positroni è superiore di circa un ordine di grandezza e l'intensità inferiore di circa tre ordini di grandezza rispetto a quella del fascio primario di elettroni. Questi fattori unitamente al basso valore delle sezioni di urto in questa regione di energia, rendono necessaria l'utilizzazione di fasci di notevoli dimensioni ($\phi \approx 3$ cm) e di sistemi di rivelazione a grande angolo solido.

Sulla base delle considerazioni esposte le prime esperienze progettate dal nostro gruppo sul fascio consistono essenzialmente nella rivelazione a vari angoli delle componenti di più alta energia nello spettro di particelle cariche pesanti e dello spettro completo dei pioni dalla reazione $\gamma + N = N^* + \pi$. Verranno inoltre dati alcuni cenni sulla possibilità di una futura utilizzazione diretta del fascio di positroni per esperienze di diffusioni elastica ed anelastica.

4.2. - Fotoproduzione di particelle cariche pesanti. -

Le reazioni che maggiormente contribuiscono alla emissione di particelle cariche pesanti di alta energia sono tutte le reazioni a due corpi cioè del tipo (γp) (γd) ($\gamma \alpha$) ecc. e, tra quelle a più corpi, la ($\gamma n p$) che, come vedremo, riveste particolare importanza nel fotoeffetto ad alta energia. Tali reazioni verranno discusse separatamente dal punto di vista fisico e strumentale.

1) La reazione (γp) consiste essenzialmente nella interazione diretta del fotone incidente con protoni in stati di singola particella. L'identificazione di questo processo è relativamente semplice usando γ monocromatici in quanto la distribuzione energetica dei fotoprotoni presenta ben definiti picchi in corrispondenza delle energie di legame degli stati occupati (v. Figura 43). Questo effetto è già stato messo in evidenza dai gruppi di Genova e Torino⁽²¹⁾

In conclusione la misura dello spettro energetico e della distribuzione angolare dei fotoprotoni a varie energie del picco γ monocromatico costituisce da un lato un valido metodo sperimentale per lo studio della distribuzione di quantità di moto degli stati a singola particella oltre il livello di Fermi e completa dall'altro il "fattore di forma" della diffusione ($e e' p$) a quadrimomento trasferito nullo.

2) Notevole interesse rivestono anche le altre reazioni a due corpi (γd), ($\gamma \alpha$) ecc. sia come studio dell'esistenza e dell'energia di legame di aggregati alla superficie del nucleo sia dal punto di vista del possibile contributo di tali aggregati alle reazioni (γp) e soprattutto (γn), (quasi deutoni, quasi alfa, ecc.). L'identificazione delle reazioni a due corpi può essere ottenuta esattamente come nella (γp) tramite l'osservazione di picchi (cinematici) nello spettro energetico delle particelle emesse.

Vediamo ora, nelle linee generali, l'apparato sperimentale progettato per la misura delle sezioni d'urto delle reazioni sopra elencate ad energie E fino alla soglia mesonica. Per la realizzazione di un esperimento di questo tipo occorre che:

a) le misure dello spettro energetico dei protoni nel range 50+130 MeV e della distribuzione angolare siano simultanee, in caso contrario i tempi di misura necessari renderebbero irrealizzabile una completa raccolta di dati;

b) si disponga di un potere risolutivo migliore di $\sim 4\%$ per poter distinguere le transizioni allo stato fondamentale da quelle ai primi stati eccitati nei nuclei leggeri;

c) i sistemi di analisi e rivelazione usati siano sufficientemente rapidi da evitare effetti di affollamento sugli impulsi di fascio;

d) si effettuino non solo l'analisi energetica ma anche l'identificazione in massa delle particelle cariche rivelate per distinguere le varie reazioni.

3) Un sistema sperimentale che può soddisfare queste esigenze mantenendo nello stesso tempo una ragionevole velocità di conteggio è illustrato in Fig. 44.

I contatori 1-5 costituiscono cinque identici sistemi di rivelazione, posti ad angoli diversi, ciascuno costituito da un telescopio di contatori a scintillazione. Il telescopio è composto da uno scintillatore plastico sottile piano dE/dx ($10 \times 10 \times 0,3 \text{ cm}^3$) visto da due fototubi 56 AVP e da uno scintillatore E cilindrico di spessore pari al range di protoni da 130 MeV. Per quest'ultimo si sono prospettate due diverse soluzioni: a) plastico: la risoluzione è in questo caso dell'ordine del 3-4% e l'impulso decade in circa 2 ns. b) NaI(Tl): la risoluzione è dell'ordine dell'1% e il tempo di decadimento $\tau = 250 \text{ ns}$.

La risoluzione energetica ottenibile in condizione di fondi elevati dipende dal potere risolutivo e dal tempo risolutivo intrinseco del cristallo. Nella fase iniziale ambedue i sistemi verranno provati per selezionare il più adatto alle condizioni di misura.

La catena elettronica di elaborazione dei segnali è riportata in Fig. 45 nel caso del contatore E a ioduro di sodio. Per il plastico la logica è identica, è sufficiente sostituire l'amplificatore e il gate sul ramo E con moduli più rapidi. Il sistema è standard⁽²¹⁾: i segnali amplificati dei due rami vengono inviati a due gate lineari abilitati dalla coincidenza veloce. Il segnale di uscita è opportunamente formato e analizzato con i moduli CAMAC interfacciati con il PDP 15 in dotazione al LEALE. Dalla misura dell'energia perduta nel $\Delta E/\Delta x$ e nell'E si può ricavare tramite analisi "on line" lo spettro energetico delle particelle a diversa massa (elettroni protoni deutoni ecc.). Allo scopo di ridurre il fondo elettromagnetico presente, e quindi l'affollamento sui rivelatori, tra il bersaglio e i contatori verrà inserito il magnete a ventaglio illustrato in Fig. 46. Il bersaglio viene posizionato nello spazio vuoto tra il giogo e le espansioni polari in modo che il grosso fondo di elettroni e positroni prodotti ad angoli minori è 25° prosegue indeviato. Il raggio di curvatura del magnete (29 cm) corrisponde ad una quantità di moto di circa 50 MeV/c al campo massimo (15 Kgauss), la deviazione sulle traiettorie dei protoni e delle particelle pesanti ($\sim 300 \text{ MeV/c}$) è quindi piccola e facilmente calcolabile in una geometria di questo tipo (v. Fig. 47 e 48).

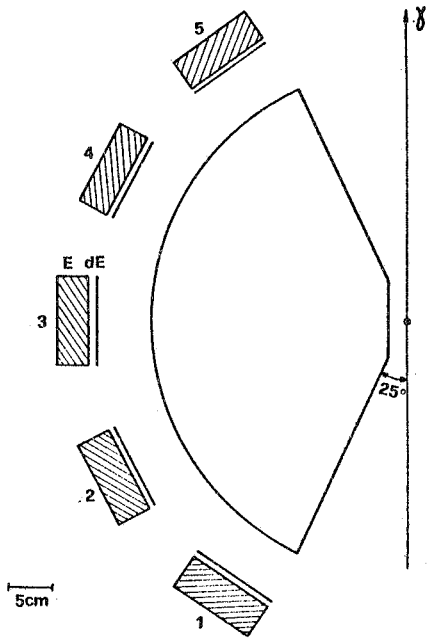


FIG. 44

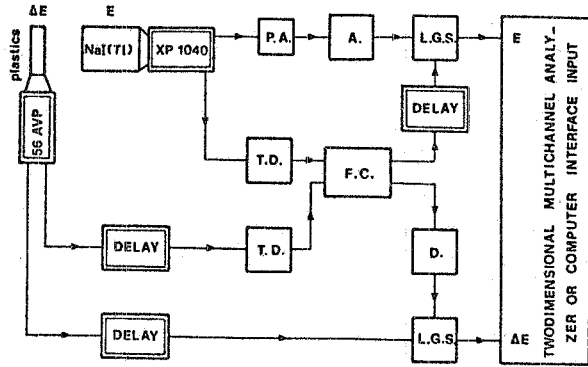


FIG. 45

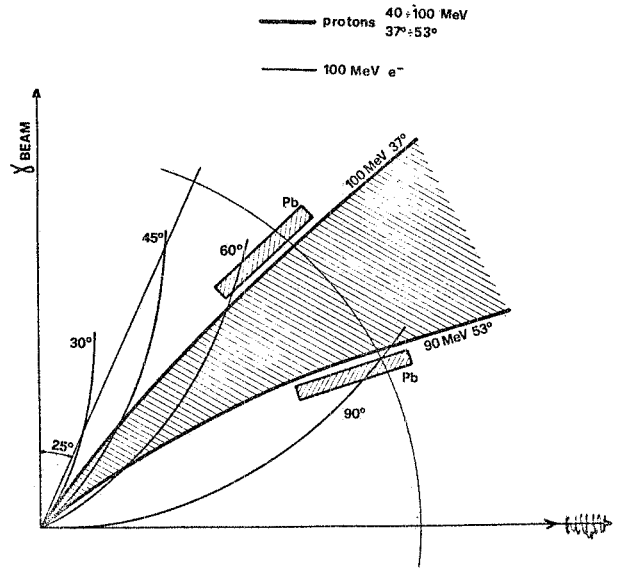
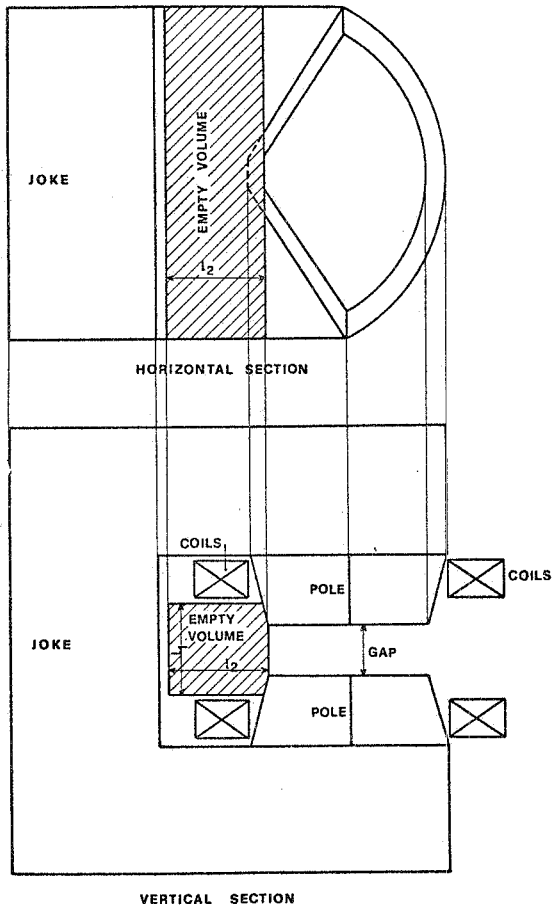


FIG. 47

FIG. 46

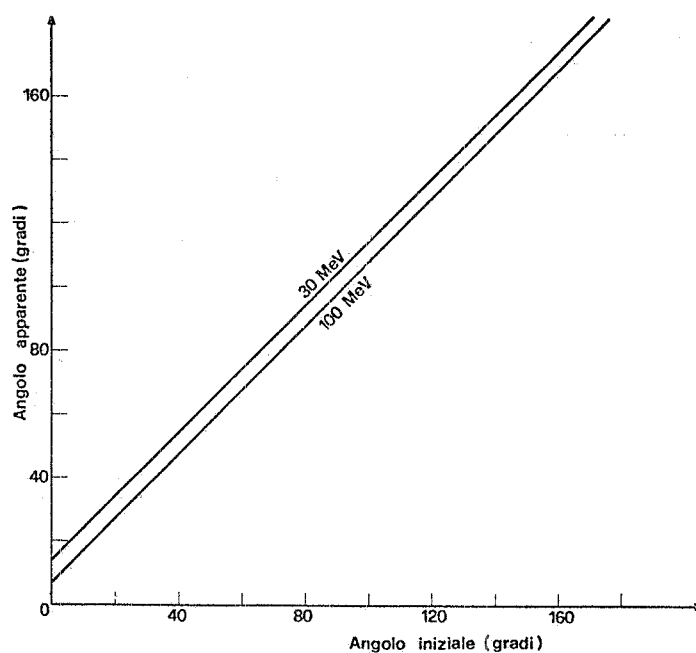


FIG. 48

Le dimensioni del magnete illustrato in figura non sono geometriche ma corrispondono alla estensione media del campo magnetico e i bordi sono sagomati in modo da ridurre al massimo il campo disperso. Una valutazione del conteggio e della distribuzione energetica previsti è stata effettuata utilizzando lo spettro γ calcolato come descritto precedentemente, e le sezioni d'urto della reazione $C^{12}(\gamma p)$ misurate a 45° dai gruppi di Genova e Torino⁽²¹⁾. In Fig. 49 a), b), c), sono mostrati rispettivamente lo spettro γ di annichilazione di positroni da 80 MeV, collimato tra 0 a 4,36 mrad e il corrispondente spettro energetico di protoni per valori della risoluzione totale del 2% e del 6%. Nella figura le curve tratteggiate rappresentano il contributo dello spettro di bremsstrahlung ottenuto con un fascio di elettroni della medesima energia e intensità. In Fig. 43 sono riportati gli spettri calcolati utilizzando invece un fascio γ collimato tra 9 e 18 mrad in modo da migliorare il rapporto annichilazione/bremsstrahlung. Negli spettri presentati non appare alcun contributo dei protoni appartenenti alla shell 1S in quanto nelle misure utilizzate per il calcolo questa transizione non è stata osservata; tuttavia con l'apparato descritto dovrebbe essere possibile mettere in evidenza, anche questo tipo di transizioni.

La velocità di conteggio su tutto il picco di emissione diretta è valutata, nella geometria di Fig. 44, dell'ordine di $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ eventi/sec positrone.

4) Di notevole interesse è anche la reazione (γnp) ⁽²⁴⁾ che costituisce, secondo le opinioni correnti il meccanismo più probabile di assorbimento di γ per energie superiori a 100 MeV. Sfortunatamente lo studio cinematico completo di questa reazione comporta, anche con γ monocromatici, l'analisi della distribuzione energetica del protone e del neutrone in coincidenza; solo in questo modo si può infatti identificare sicuramente lo spettro di eccitazione degli stati del nucleo residuo. Poiché la correlazione angolare e energetica dei due nucleoni è, a causa della distribuzione della quantità di moto della coppia n-p nel nucleo, più debole che nel deutone libero, questo tipo di esperimento è difficilmente realizzabile con un basso duty cycle. Ciononostante il contributo di questa reazione è, almeno in taluni casi, identificabile e interpretabile anche senza l'uso di coincidenze. Infatti ad energie γ superiori alla soglia mesonica, dove la sezione d'urto (γp) è verosimilmente trascurabile, il quasi deutone resta l'unico meccanismo conosciuto che possa produrre nucleoni di energia simile a quella del fotone assorbito. A causa dell'elevata soglia nei processi pionici e dello spazio delle fasi disponibile nelle reazioni a molti nucleoni, questi processi contribuiscono infatti solo alle componenti di più bassa energia nello spettro dei fotoprotoni. La rivelazione di protoni di energia superiore a 100 MeV con γ monocromatici tra 150 e 200 MeV fornisce quindi una indicazione sulla entità della sezione d'urto $\sigma(\gamma np)$

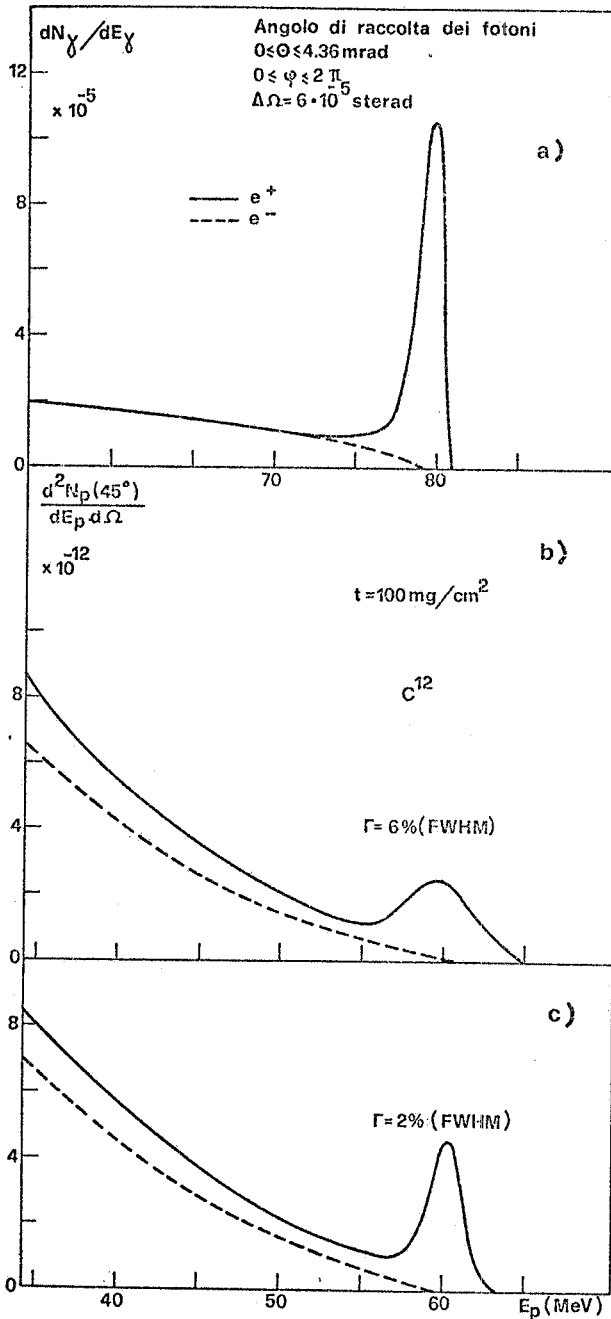


FIG. 49

canale 1 = (0 \overline{C} 1 2 3 $\overline{4}$)
 canale 2 = (0 \overline{C} 1 2 3 4 $\overline{5}$)
 canale 3 = (0 \overline{C} 1 2 3 4 5 $\overline{6}$)
 canale 4 = (0 \overline{C} 1 2 3 4 5 6 $\overline{7}$)
 canale 5 = (0 \overline{C} 1 2 3 4 5 6 7 $\overline{8}$)
 canale 6 = (0 \overline{C} 1 2 3 4 5 6 7 8 $\overline{9}$)

Utilizzato un calcolo di Monte Carlo⁽²⁵⁾ è stata valutata la funzione di risposta del telescopio tenendo conto delle interazioni nucleari nel telescopio stesso. In Fig. 53 è riportato, a titolo di esempio, lo spettro energetico calcolato con il metodo suddetto confrontato con lo spettro energetico delle particelle all'ingresso del telescopio.

e in generale sui processi puramente nucleari sopra la soglia mesonica. La misura verrà effettuata nella geometria di Fig. 44 utilizzando come rivelatore un telescopio di range. Il telescopio progettato è costituito da 10 scintillatori plastici NE102A e da un Cerenkov di dimensioni $30 \times 30 \text{ cm}^2$, disposti come in Fig. 50.

Il contatore O di spessore 0.3 gr/cm^2 è usato per ridurre il fondo di particelle neutre; il Cerenkov (4 gr/cm^2) serve ad eliminare gli elettroni, i contatori 1, 2 (0.5 gr/cm^2) vengono usati per la analisi in ampiezza degli impulsi che discrimina le particelle cariche in base alla perdita di energia, ed i rimanenti 8 scintillatori (0.22 gr/cm^2) definiscono i vari canali del telescopio. Gli assorbitori sono in Cu ed Al; di essi quello di Cu, che definisce l'energia minima accettata dal telescopio, è diviso in due parti, poste immediatamente prima e dopo il contatore O, raggiungendo un compromesso tra la saturazione di tale contatore e la probabilità di conversione di particelle neutre.

Gli assorbitori di Al sono opportunamente sagomati per mantenere costante la larghezza in energia dei canali al variare dell'angolo di incidenza della particella sul telescopio.

La Fig. 51 riproduce il telescopio assemblato. Il sistema risulta piuttosto compatto, grazie all'uso di guide di luce opportunamente sfalsate tra loro, e, per questa ragione, consente l'effettuazione di misure con un grande angolo solido e minime deformazioni dello spettro energetico (misurato) dovute a scattering a grandi angoli.

In Fig. 52 è riportato lo schema dell'elettronica del telescopio, prevista per l'inserimento on line sul PDP-15.

L'evento registrato in ogni canale è definito dalla seguente logica:

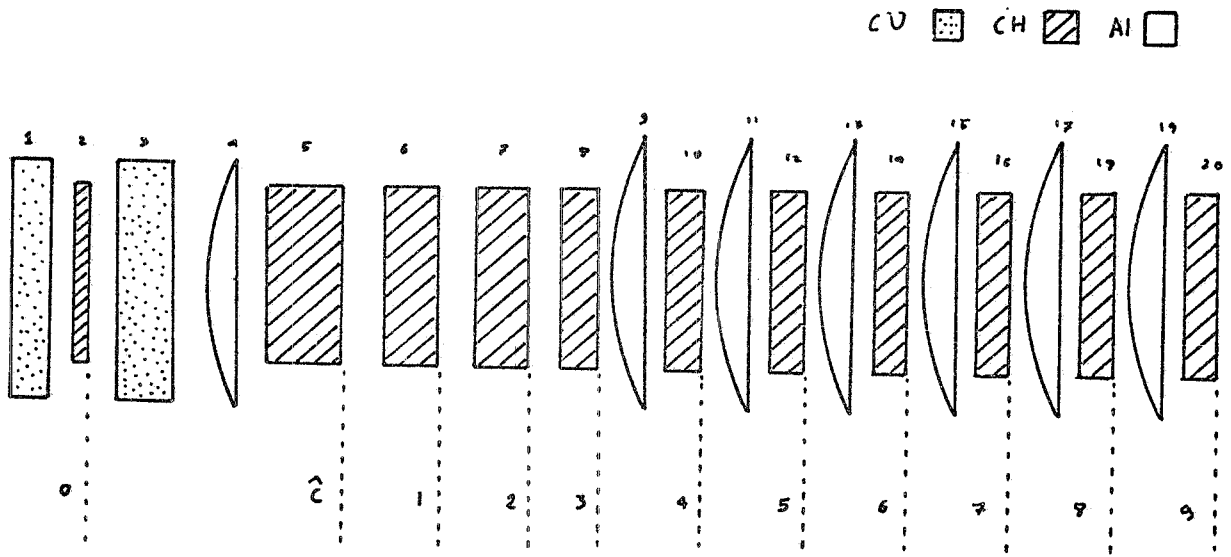


FIG. 50

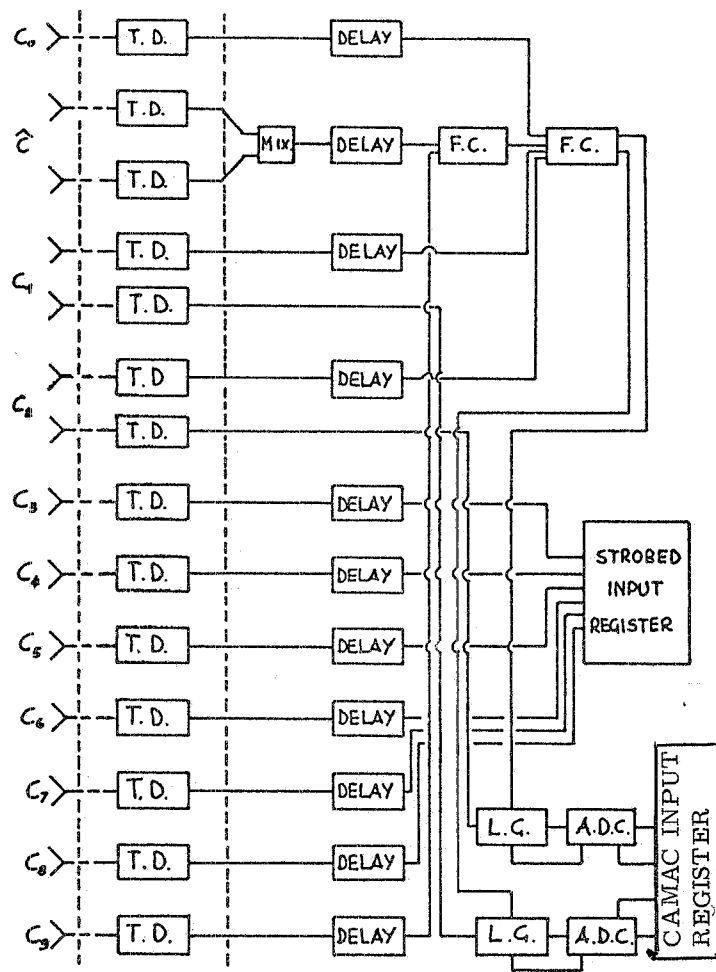


FIG. 52

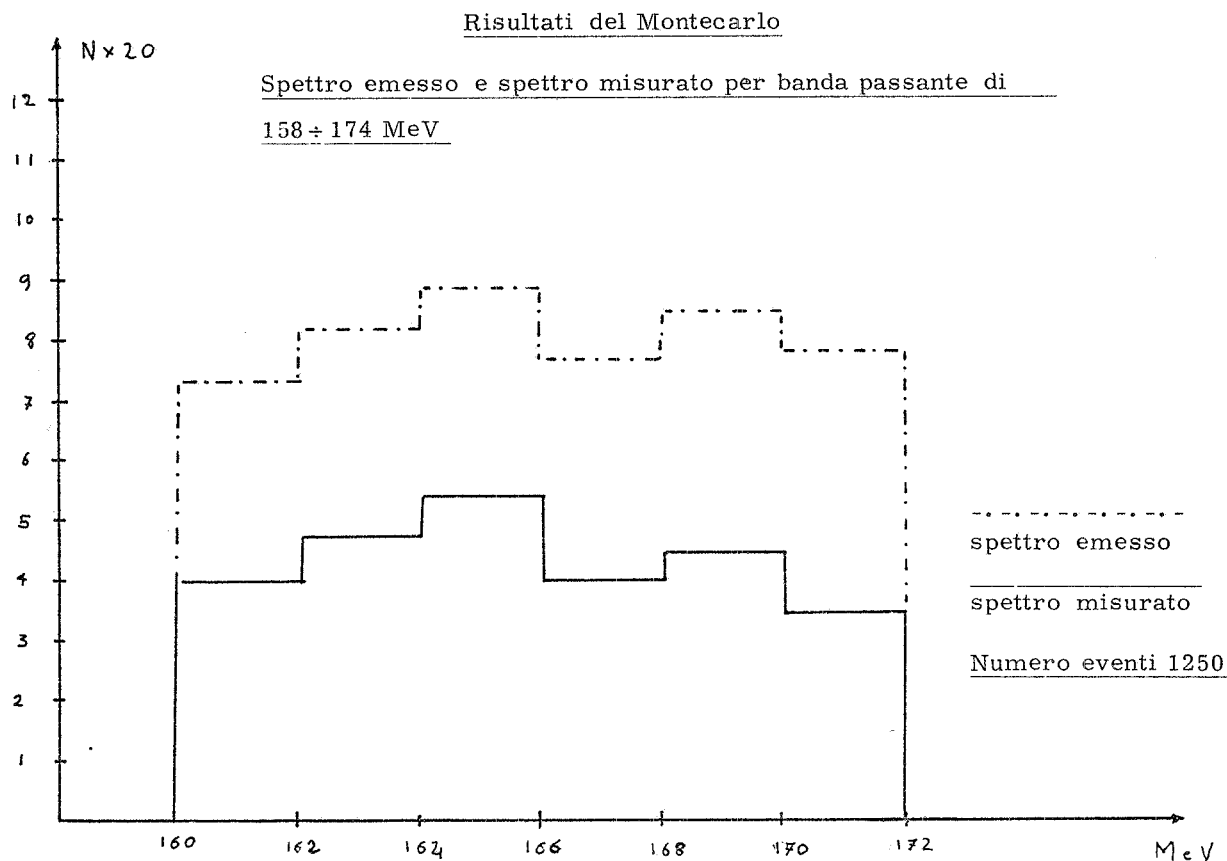


FIG. 53

4.3.- Fotoproduzione di pioni.-

I processi di fotoproduzione di pioni, largamente studiati nell'idrogeno e nel deuterio, investono anche per nuclei complessi un interesse fisico preminente. Per nuclei leggeri e nella zona della prima risonanza ($3/2, 3/2$) due diversi meccanismi di assorbimento sono stati proposti.

a) Produzione "incoerente"⁽²⁶⁾: i singoli nucleoni contribuiscono cioè indipendentemente alla fotoproduzione, la sezione d'urto su bersaglio nucleare è quindi direttamente esprimibile in termini della sezione d'urto su protone o neutrone libero, integrata sulla distribuzione di quantità di moto del nucleone e corretta per effetti di riassorbimento del pione. Questo meccanismo di interazione è certamente prevalente ad energie dell'ordine di 300 MeV, quando diventa energeticamente accessibile tutta la regione di quantità di moto occupata dai nucleoni nel nucleo. La misura delle sezioni d'urto di fotoproduzione di pioni alle energie più elevate costituisce quindi un ulteriore metodo di studio della distribuzione di momento dei nucleoni nel nucleo.

b) Produzione "coerente"⁽²⁷⁾: in questo processo, meglio rivelabile alle energie più vicine alla soglia (150-250 MeV), la produzione del pione avviene tramite eccitazione collettiva del nucleo a stati nella zona della Risonanza Gigante. Nei nuclei speculari la Risonanza Gigante, costituita da transizioni collettive di isospin (Goldhaber-Teller) $\Delta S = 0$ $\Delta T = 1$ tipiche del fotoassorbimento a bassa energia e dalle transizioni di spin-isospin $\Delta S = 1$ $\Delta T = 1$ osservabili nella diffusione anelastica di elettroni, è considerata il membro con $\Delta T_3 = 0$ di un supermultipletto i cui analoghi con $\Delta T_3 = \pm 1$ sono attualmente oggetto di studio teorico e sperimentale.

Un esperimento molto significativo è stato recentemente effettuato da Bistizlich e collaboratori osservando lo spettro dei γ emessi nella cattura radiativa di π^- dal C^{12} ⁽²⁸⁾.

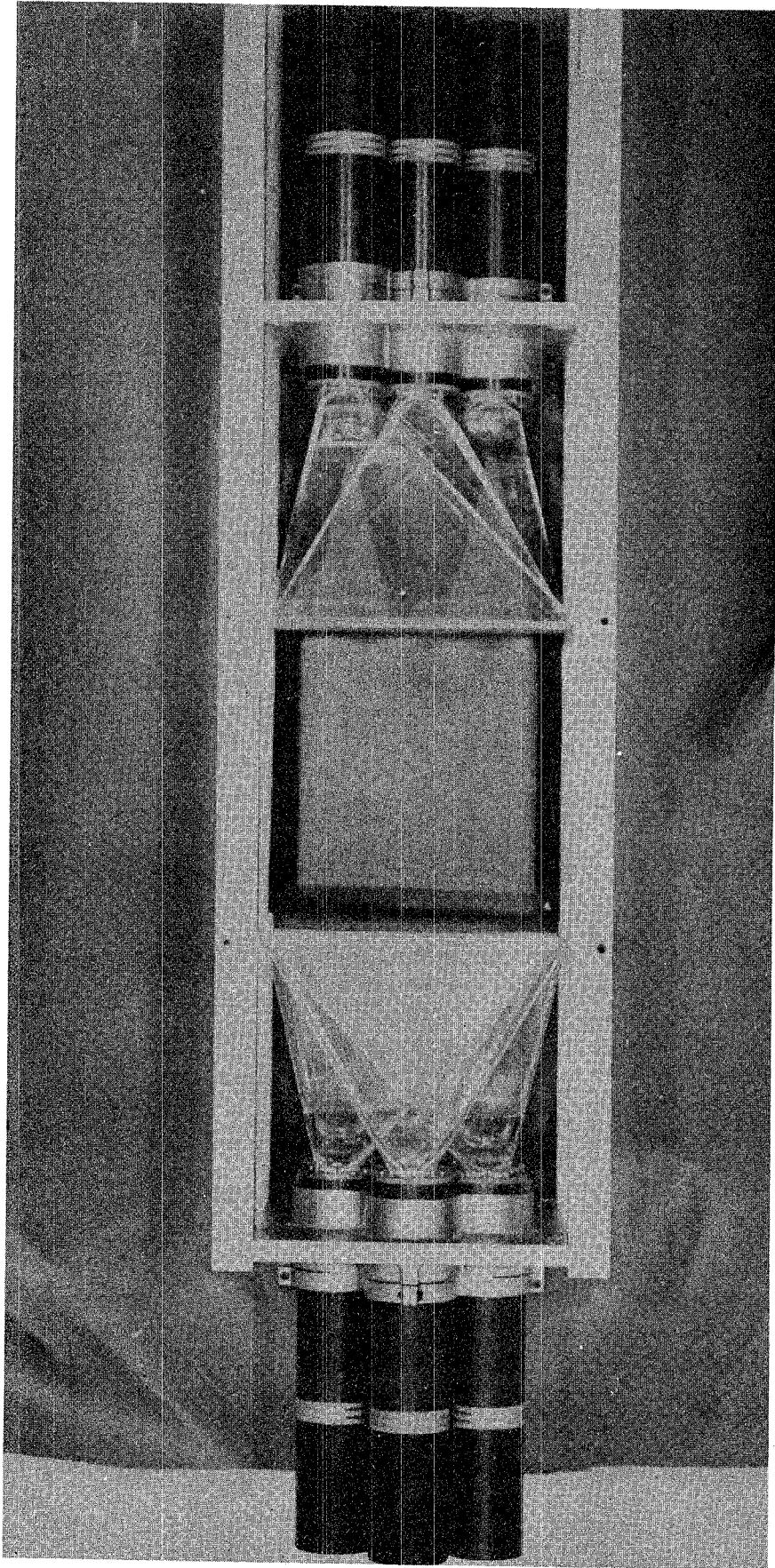


FIG. 51

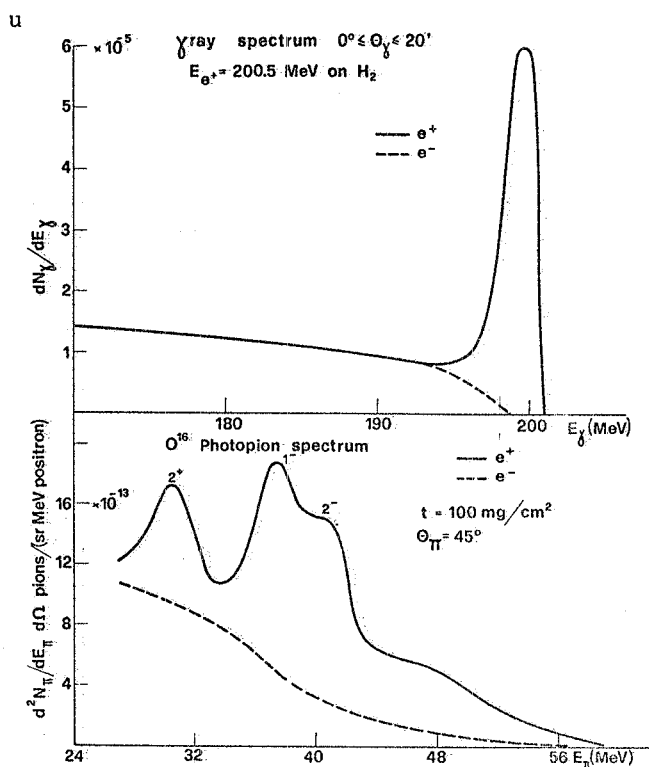


FIG. 54

distribuzione energetica a vari angoli dei pioni con monocromatici è quindi, in un certo senso equivalente la diffusione anelastica di elettroni e permette sia di identificare la molteplicità della transizione sia di studiare con un certo dettaglio la funzione d'onda dello stato collettivo eccitato.

In Fig. 55 è mostrata una possibile soluzione per la rivelazione e l'analisi in energia dei pioni utilizzando il medesimo magnete circolare di Fig. 46 con la aggiunta di un quadrupolo focalizzante nel piano verticale, in modo da ottenere doppia focalizzazione. Le particelle vengono identificate in energia mediante una camera a fili proporzionale posta nel piano focale. Sono allo studio opportuni assorbitori ed un contatore Cerenkov per eliminare rispettivamente le particelle nucleari ed il fondo elettromagnetico prodotto nel bersaglio. I parametri dello spettrometro, calcolati al 1° ordine, sono per un fascio di circa 2 cm di diametro sul bersaglio:

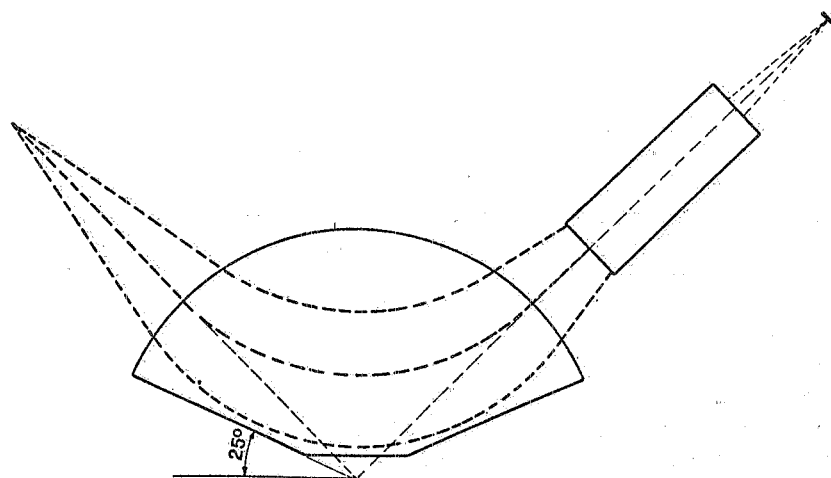
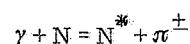


FIG. 55

La distribuzione energetica dei fotoni mostra chiaramente tre picchi alle energie di 15 MeV, 19.5 MeV e 22.5 MeV, corrispondenti rispettivamente agli stati analoghi 1^+ , 2^- (Ris. Gig. di spin-isospin) e 1^- (Ris. Gig. di isospin) del C^{12} . L'identificazione completa degli stati osservati è però in questo tipo di esperimenti ancora problematica perché nella cattura radiativa la quantità di moto trasferita è fissata ed è quindi difficile la misura della molteplicità delle transizioni osservate. Da questo punto di vista la reazione inversa



ha il vantaggio che la quantità di moto trasferita può essere variata entro limiti abbastanza larghi cambiando o l'energia del fotone o l'angolo di rivelazione del pione. Gli stati eccitati del nucleo residuo sono osservabili, purché si disponga di γ monocromatici con risoluzione inferiore a circa 3 MeV, come larghe risonanze nello spettro dei pioni (v. Fig. 54). La misura della

Angolo solido 20 msr
 Risoluzione $\approx 1\%$
 Ingrandimento radiale: 0.34
 Ingrandimento verticale: 3.4
 Lunghezza di volo bersaglio rivelatore 1.22 m.

La risoluzione può essere ovviamente migliorata diminuendo le dimensioni del fascio, valutazioni più accurate delle aberrazioni e degli effetti al 2° ordine sono attualmente in corso. In Fig. 54 è mostrato lo spettro di pioni a $E = 200$ MeV prevedibile con uno spettrometro del tipo sopra descritto. Tale valutazione è stata fatta utilizzando le sezioni d'urto teoriche per produzione coerente(27) e incoerente(26) e lo spettro di annichilazione riportato in figura. La curva tratteggiata rappresenta al solito il contributo dello spettro di bremsstrahlung. Il conteggio medio previsto per un bersaglio di C^{12} di spessore 100 mg/cm^2 è dell'ordine di 10^{-13} pioni/positrone per MeV.

4.4. - Diffusione di elettroni e positroni. -

Ci limiteremo qui ad un breve cenno sulla possibilità di utilizzare i fasci primari di elettroni e positroni per esperimenti di diffusione elastica e anelastica da nuclei leggeri. Nella diffusione di e^+ ed e^- gli effetti di struttura del nucleo, cioè sostanzialmente la densità di carica di transizione, sono i medesimi. Intuitivamente la dipendenza della sezione d'urto della carica si può considerare dovuta alle diverse distorsioni indotte dal campo coulombiano del nucleo sulle onde entranti o uscenti dell'elettrone o positrone. La misura del rapporto $R = (\sigma_+ - \sigma_-) / (\sigma_+ + \sigma_-)$ può fornire perciò un controllo della validità della approssimazione di Born e delle correzioni che ad esse generalmente si apportano (correzioni radiative, fenomeni dispersi, etc.). È stato suggerito, inoltre(28), che l'analisi combinata dei dati sperimentali ottenuti con elettroni e positroni può dare più precise informazioni sulle densità di carica nucleari. Fasci di elettroni e positroni di intensità, spettro e emittanza confrontabili si possono ottenere dal Linac di Frascati con relativa facilità invertendo il campo nelle sezioni dell'acceleratore poste dopo il convertitore. Lo spettro degli elettroni diffusi si può misurare utilizzando per esempio lo stesso spettrometro Compton sopra descritto: in questo caso la risoluzione risulta dell'ordine del 7% per fasci di ~ 1 cm sul bersaglio. Esperimenti di questo tipo per cui si richiede una notevole precisione e riproducibilità delle misure, vanno però considerati come esperimenti di seconda generazione nel senso che non se ne può intraprendere una seria progettazione fin quando non siano ben noti e ottimizzati tutti i parametri del fascio.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - E. Mancini and M. Sansone, Nuclear Instr. and Meth. 66, 87 (1968).
- (2) - S. Penner, Rev. Sci. Instr. 32, 150 (1961).
- (3a) - M. Bassetti and R.M. Buonanni, Frascati Report LNF-66/29 (1966)
- (3b) - M. Bassetti, R.M. Buonanni and M. Placidi, Frascati Report LNF-65/45 (1965); Nuclear Instr. and Meth. 45, 93 (1966).
- (3c) - M. Bassetti, R.M. Buonanni e M. Placidi, Comunicazione privata.
- (4) - E. Balsamo, C. Guaraldo and R. Scrimaglio, Nuclear Instr. and Meth. 55, 339 (1967).
- (5) - C. Guaraldo and C. Marchetti, In corso di pubblicazione (Report LNF).
- (6) - G. Renzler, Frascati Report LNF-66/37 (1966).
- (7) - R.S. Larsen, SLAC Pub 947 (1971).
- (8) - R.S. Larsen, SLAC Rep 63 (1966).
- (9) - D. Martin, In corso di pubblicazione (Report LNF).
- (10) - B. Smith, Nuclear Instr. and Meth. 55, 138 (1967).
- (11) - S. Faini and R. Scrimaglio, In corso di pubblicazione (Report LNF).
- (12) - S. Tazzari, Comunicazione privata.
- (13) - L.I. Schiff, Phys. Rev. 83, 252 (1951).
- (14) - A. Dufner, S. Swanson and Y. Tsai, SLAC Report 67 (1966); G.B. Chadwick, SLAC

- Conference on Electr. Interaction, Stanford (1967).
- (15) - W.H. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation* (Oxford University Press, 1964).
 - (16) - F. Amman and R. Andreani, *Frascati Report LNF-63/46* (1963); F. Amman, R. Andreani, J. Haimson and C. Nunan, *Frascati Report LNF-66/69* (1966).
 - (17) - A. P. Komar, S. P. Kruglov and I. V. Lopatin, *Nuclear Instr. and Meth.* 82, 125 (1970).
 - (18) - H. Borchert, *Tesi di laurea*, Max Plank Institut (1970).
 - (19) - U. Miklavzic, *Nuclear Phys.* 31, 570 (1962).
 - (20) - H. Enge in: *Focusing of charged particles*, A. Septier Editor (Academic Press, 1967); H. Enge, *Rev. Sci. Instr.* 35, 278 (1964).
 - (21) - L. Ferrero, G. Manuzio, G. Ricco and M. Sanzone, *Nuclear Phys.* A133, 225 (1969); M. Sanzone, G. Ricco, S. Costa and L. Ferrero, *Nuclear Phys.* A153, 401 (1970).
 - (22) - S. Gardiner, J.L. Mathews and R. Onens, *Comunicazione presentata alla Nuclear and Particle Physics Conference di Oxford, 22-24 Settembre 1971*.
 - (23) - G. Campos Venuti, G. P. Capitani, G. Cortellessa, E. De Sanctis, G. Farchi, S. Frullani, R. Giodano, P. Salvadori and K. Takamatsu, *Int. Rep. ISS-72/9* (1972); *Nuclear Phys.*, in corso di pubblicazione.
 - (24) - J. Levinger, *Phys. Rev.* 84, 43 (1955).
 - (25) - A. Mancuso, *Tesi di laurea*, in corso di pubblicazione.
 - (26) - M. Lax and H. Feshbach, *Phys. Rev.* 81, 189 (1951).
 - (27) - F. Kelly, L. Mc Donald and H. Uberall, *Nuclear Phys.* A139, 329 (1969).
 - (28) - C. Fischer and G. Rawitscher, *Phys. Rev.* B135, 377 (1964); A. Browman, B. Grosse tête and D. Yount, *Phys. Rev.* 899, 143 (1966).