

LNF - 69/65
20 Ottobre 1969

B. D'Ettore Piazzoli e R. Visentin: DISCRIMINAZIONE FRA
e, π , μ , IN ADONE CON UN TELESCOPIO DI CONTATORI
A SCINTILLAZIONE. -

Nota interna: n. 455
20 Ottobre 1969

B. D'Ettorre Piazzoli e R. Visentin: DISCRIMINAZIONE FRA e^+e^- , $\pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$, IN ADONE CON UN TELESCOPIO DI CONTATORI A SCINTILLAZIONE. -

Nello studio delle reazioni $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$, e^+e^- che eseguiremo con Adone è necessario distinguere le coppie di elettroni dalle altre coppie di particelle prodotte. Gli elettroni vengono identificati studiando lo sviluppo dello sciame prodotto nelle camere a scintilla ed eseguendo una analisi di ampiezza su alcuni contatori a scintillazione posti tra esse. Per ogni evento saranno registrate le ampiezze dei contatori elaborate come appresso descritto. La logica, che abbiamo realizzato, permetterà inoltre di selezionare un comando che consente di fotografare eventi da elettroni, o di poter escludere questo canale. Pertanto l'analisi di ampiezza deve soddisfare i seguenti requisiti:

- a) essere sufficientemente selettiva,
- b) essere eseguita in un tempo sufficientemente breve in modo da non introdurre ulteriore ritardo per il comando delle camere a scintilla, ovvero, nel caso si voglia escludere il canale elettroni, da non occupare con lunghi tempi morti l'elettronica (massima efficienza di raccolta degli eventi).

L'impiego di contatori di area $\sim 1 \text{ m}^2$, quale avviene nel nostro apparato (v. bibl. (1) e Fig. 1), pone alcuni problemi per soddisfare i punti a) e b). Per il punto a) si deve tener conto della (relativamente) scarsa uniformità e risoluzione di contatori di grande area. Inoltre, essendo l'analisi eseguita su più di due contatori (nel nostro caso 4 o 6) appartenenti a due rami simmetrici, (F, G in Fig. 1) è ne

cessario valutare le possibili combinazioni logiche che permettono di correlare i segnali tra contatori di uno stesso ramo, tra i due rami del telescopio, e scegliere tra esse la più efficiente per la discriminazione e - π, μ .

Relativamente al punto b) poichè viene eseguita una analisi sulla carica (ogni scintillatore è visto da 4 f. m. 56 AVP i cui segnali di dinodo sono sommati in un mescolatore resistivo) si pone il problema di eseguire l'integrale di un impulso di corrente con un circuito (GATE + INTEGRATORE) che fornisca in uscita un impulso di breve durata (~ 50 ns) di ampiezza proporzionale all'integrale della corrente di ingresso, ed il cui tempo morto sia breve (~ 20 ns) in modo da garantire che l'analisi di ampiezza sia eseguita in un tempo inferiore all'intervallo tra due incroci successivi (~ 100 ns).

Nell'esposizione che segue riporteremo alcuni risultati di misure ed eseguiremo una discussione sulle logiche più convenienti per elaborare la discriminazione e - π, μ facendo esplicito riferimento al nostro attuale apparato sperimentale. Saranno riportati i risultati sperimentali relativi alle misure che abbiamo eseguito con elettroni da 300 e 600 MeV ed infine discuteremo gli schemi della elettronica di cui ci siamo serviti per l'analisi di ampiezza.

I. - IL DISPOSITIVO SPERIMENTALE. -

La Fig. 1 mostra schematicamente la disposizione dei contatori in una veduta parziale del nostro apparato sperimentale in Adone. I due rami F e G sono simmetrici ed i contatori sono posti nel

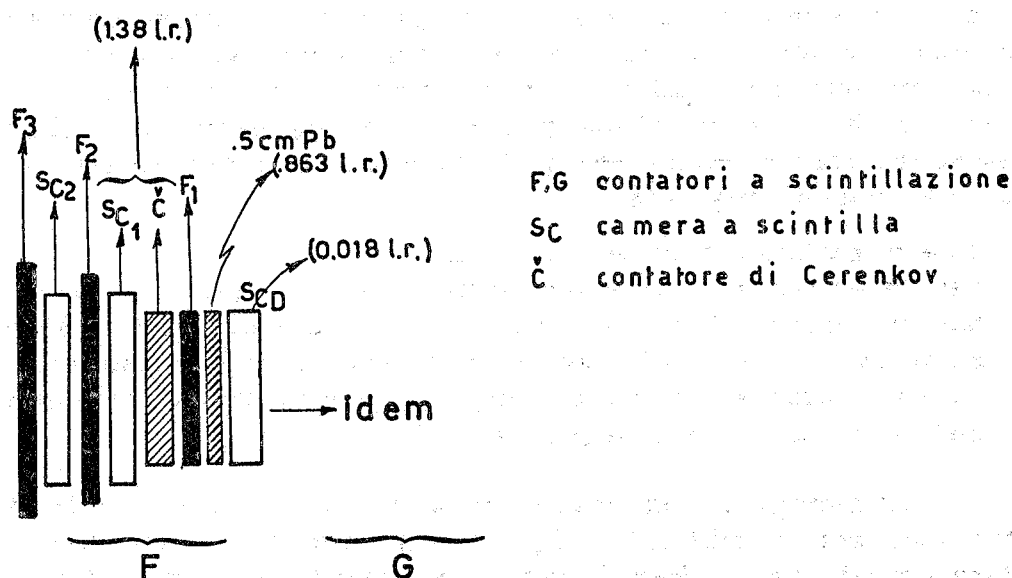


FIG. 1 - Schema parziale dell'apparato sperimentale per lo studio delle reazioni $e^+e^- \rightarrow 2$ bosoni.

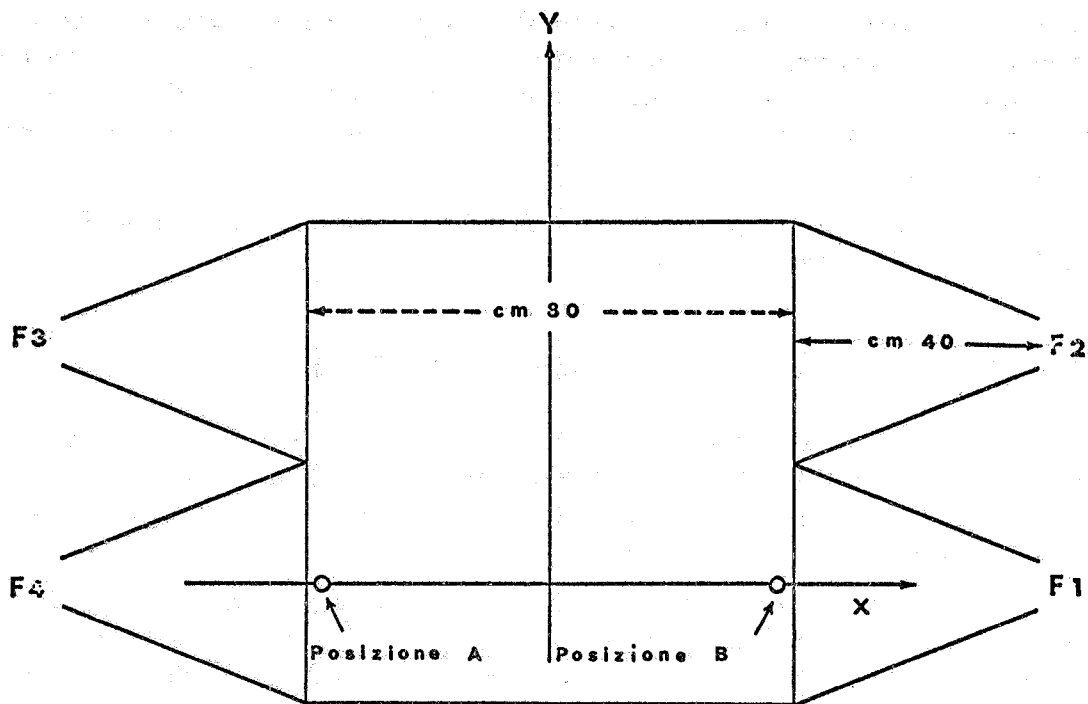


Fig. 2a

Posizione del picco
dello spettro di carica
[in canali del
multicanale]

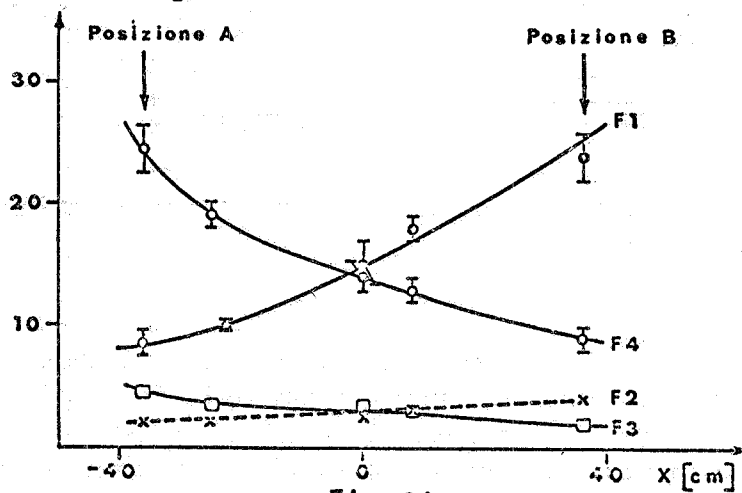


Fig. 2b

FIG. 2 - a) schema di un contatore a scintillazione $80 \times 80 \times 2$ cm³; b) risposta di ciascuno dei 4 f. m. in funzione della posizione lungo l'asse x di fig. 2a). La scala in ordinata è arbitraria.

4.

piano verticale; le camere a scintilla vengono schematizzate con lo spessore di assorbitore equivalente in l. r. Nella Fig. 2 è rappresentato schematicamente uno dei contatori: i quattro f. m. 56 AVP sono collegati otticamente al plastico a mezzo di guide di luce in perspex di tipo triangolare ($L \cong 40$ cm).

Gli spessori del plastico (NE 102 A) sono, nell'ordine $F_1 F_2 F_3 (G_1 G_2 G_3)$ 1 cm, 2 cm, 2 cm.

II. - ANALISI DI AMPIEZZA E RISOLUZIONE DELLO SPETTRO. -

Per ogni contatore si analizza il segnale ottenuto mescolando i segnali positivi di corrente dai dinodi dei 4 f. m. L'analisi di ampiezza viene eseguita sulla quantità di carica totale del segnale (spettri di carica) (v. Fig. 3).

La carica totale infatti è direttamente legata all'energia persa nello scintillatore attraverso fattori di angolo solido ed attenuazione, mentre l'ampiezza max. del segnale di corrente dipende an-

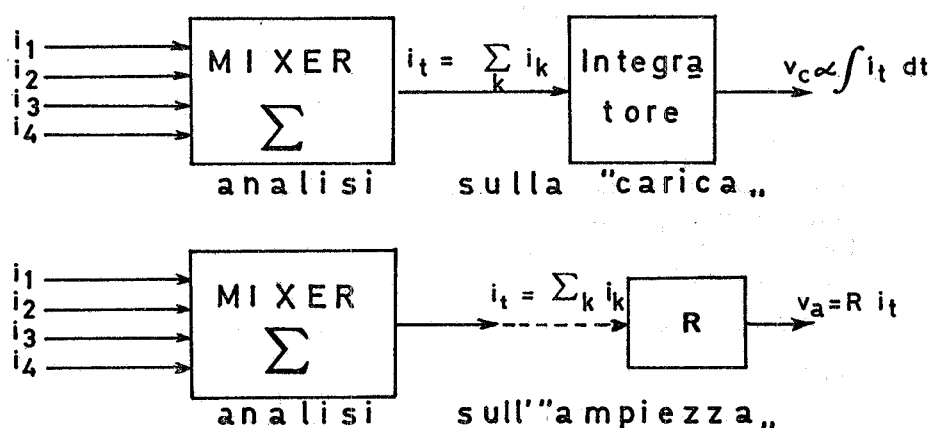


FIG. 3 - Schemi operativi delle analisi sulla carica e sull'ampiezza.

che dal tempo di transito delle singole frazioni di luce che giungono su ogni fotomoltiplicatore. Questa proprietà, i cui effetti sono trascurabili in contatori di piccole dimensioni, condiziona il modo di eseguire l'analisi di ampiezza con contatori di grande area.

La risoluzione R dello spettro di carica (definita dal rapporto $\Gamma_{1/2}/V_p$, larghezza totale a mezza altezza/posizione del max.) per un singolo f. m. del contatore di Fig. 2 è stata misurata con particelle al minimo di ionizzazione ed è risultata

$$(1) \quad R_{\text{exp}} \approx 70 \div 80 \% \text{ (v. Fig. 4).}$$

Questa risoluzione è sostanzialmente il risultato di due effetti⁽²⁾ :

- a) fluttuazioni di Landau-Symon sulla perdita di energia $R_{\text{La}} \approx 20\%$ ⁽³⁾;
- b) fluttuazioni intrinseche dell'efficienza di conversione e del guadagno del f. m. = R_{in} ⁽⁴⁾.

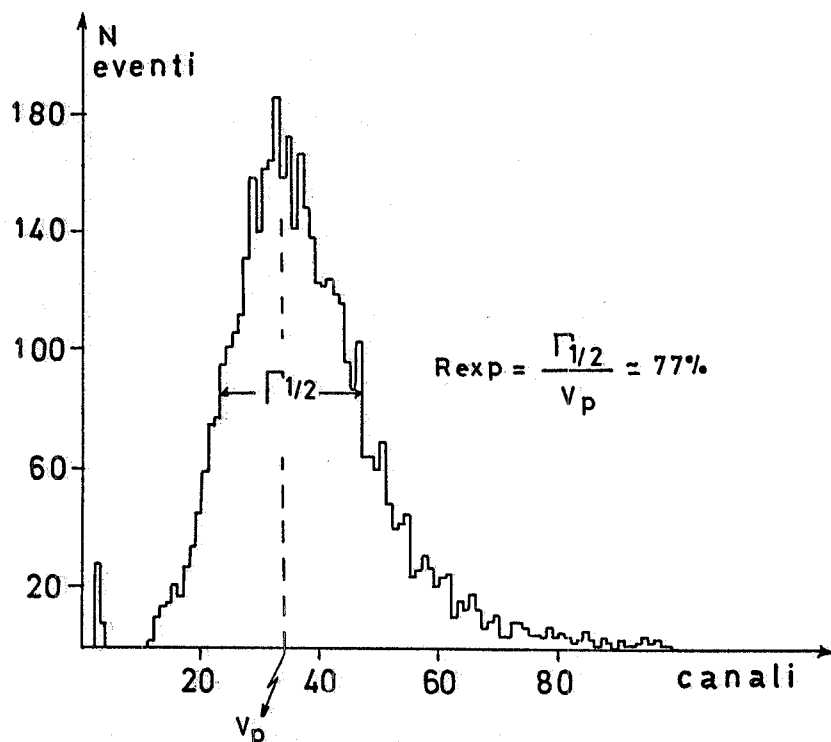


FIG. 4 - Spettro di carica per un singolo f. m. del contatore di fig. 2. In ascissa è il numero di canali, in ordinata il numero di eventi per ogni canale. Il piedistallo di gate, all'inizio dell'asse delle ascisse, definisce lo zero sull'asse stesso.

Pertanto

$$(2) \quad R_{\text{exp}}^2 \approx R_{\text{La}}^2 + R_{\text{in}}^2.$$

I quattro f. m. venivano "equilibrati" regolando le relative A. T. in modo che fornissero lo stesso spettro di carica per particelle al minimo passanti al centro del contatore. La risoluzione dello spettro di carica del contatore misurata nelle stesse condizioni e sommando gli impulsi dei 4 f. m. è risultata

6.

$$(3) \quad R_t \approx 40 \div 45 \% \quad (\text{v. Fig. 5 a, b})^{(x)}$$

Dalle (1) e (2) si può valutare l'efficienza media totale di raccolta della luce ($\bar{\eta}$) del contatore di Fig. 2. Infatti la relazione tra il numero dei fotoelettroni emessi dal fotocatodo N_F e la risoluzione misurata R_{in} di un f. m. è⁽²⁾:

$$(4) \quad \frac{m}{m-1} \cdot \frac{(2.36)^2}{(R_{in})^2} = N_F.$$

Nella (4) m è il coefficiente di moltiplicazione del primo dinodo di un f. m. Assumendo $m=4$ e con $R_{in} \sim 0.65$ si ottiene $N_F \sim \sim 17$ fotoelettroni. Assumendo un'efficienza media di conversione di un fotocatodo del 10% abbiamo $N_0 \sim 680$ fotoni, che complessivamente giungono sui 4 fotocatodi. L'energia media perduta da una particella al minimo di ionizzazione in 2 cm di NE 102 A (spessore del contatore di Fig. 2) è ~ 3.5 MeV⁽³⁾, corrispondente a $\sim 3.5 \times 10^4$ fotoni prodotti. Pertanto l'efficienza di raccolta della luce è:

$$\bar{\eta} = \frac{6.8 \times 10^2}{3.5 \times 10^4} \sim 2 \%.$$

III. - MISURE CON ELETTRONI. -

Per stabilire sperimentalmente le migliori condizioni per separare nel nostro apparato π, μ (particelle al minimo di ionizzazione) dagli elettroni, abbiamo eseguito alcune misure dietro allo spettrometro a coppie dell'elettrosincrotrone adottando il dispositivo sperimentale di Fig. 6. I segnali dei dinodi dei due contatori F_1 e F_2 venivano sommati in un mescolatore resistivo. Lo spettro di carica con particelle al minimo (elettroni di energia $E_e = 350$ MeV, assorbitore di Pb rimosso) forniva una risoluzione $R \sim 31 \%$ (v. Fig. 7a). Naturalmente lo schema di Fig. 6 è stato adottato per migliorare la risoluzione degli spettri di carica adoperando uno spessore di plastico di 3 cm.

(x) - Si ha $R_t^2 = R_{La}^2 + \sum_i P_i^2 R_{in,i}^2$, ove $P_i = V_{P_i} / \sum_i V_{P_i}$. Per f. m. "equilibrati" ($P_i = 1/4$), e quando le risoluzioni degli spettri dei singoli f. m. sono praticamente uguali si ha: $R_t^2 \approx (3/4)(R_{La})^2 + (R_{exp}^2/4)$. Da questa formula si riottiene il valore di R_t dato dalla (3) quando $R_{La} \approx \approx 0.2 R_{exp} \approx 0.7 \div 0.8$.

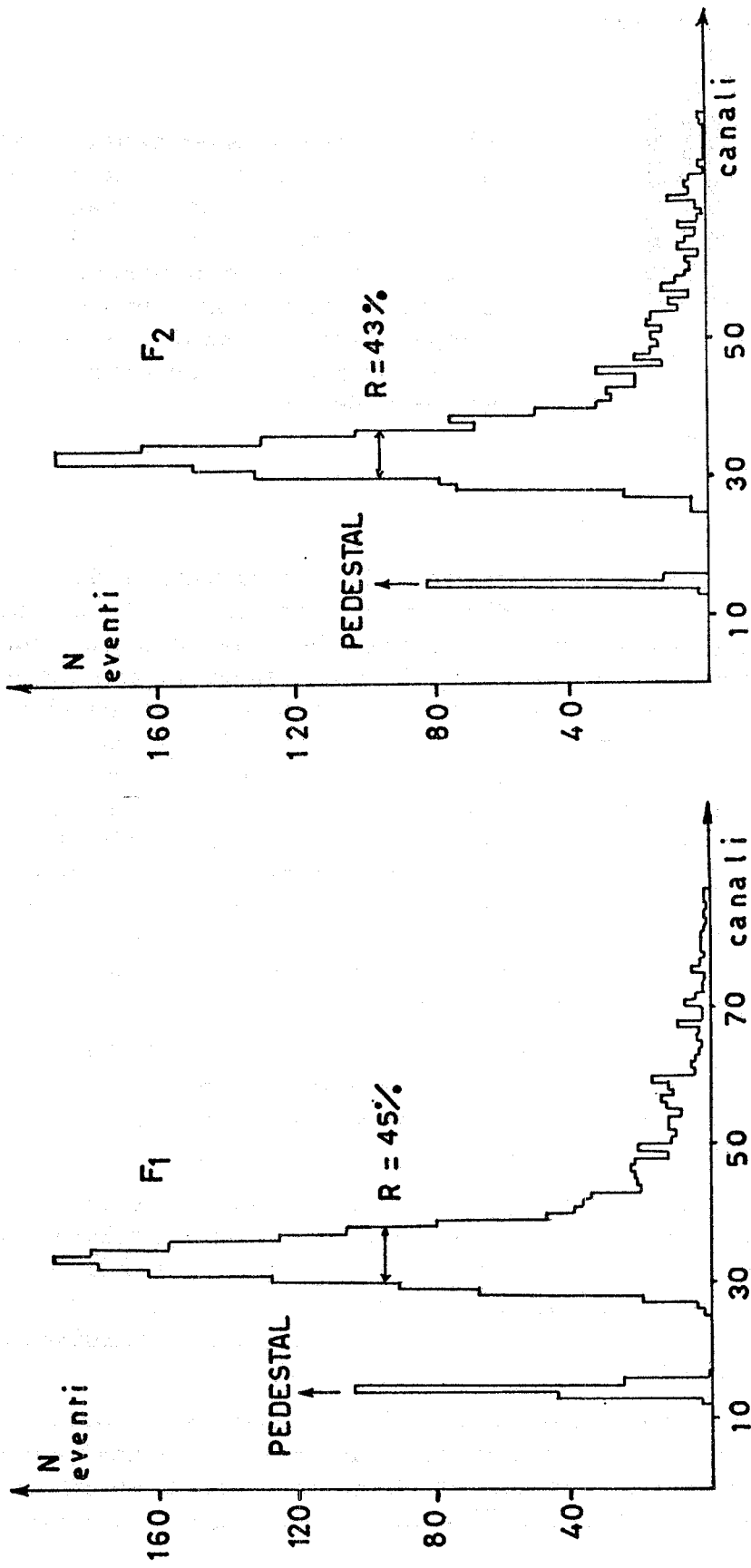


FIG. 5 a

FIG. 5 b

FIG. 5 - a) spettro di carica di F_1 i 4 f. m. sono "equilibrati" e i segnali positivi di corrente sono sommati in un mescolatore resistivo; b) idem per F_2 .

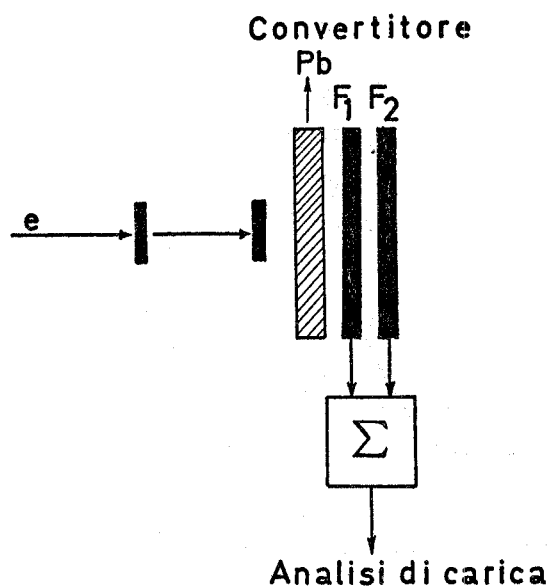


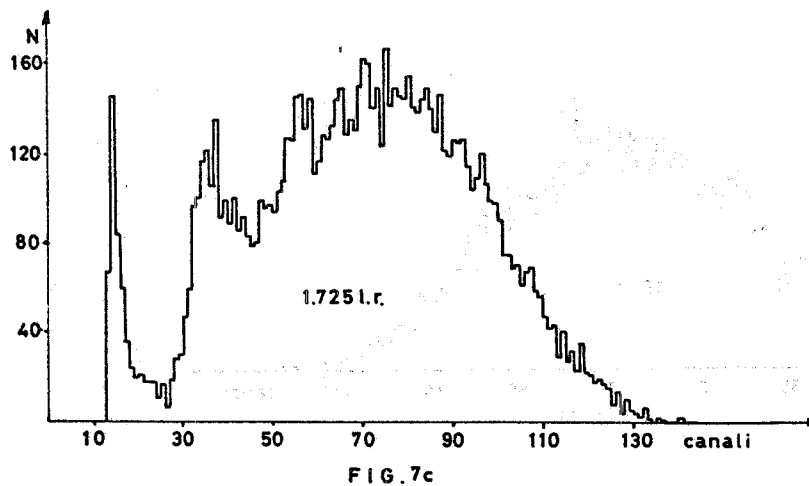
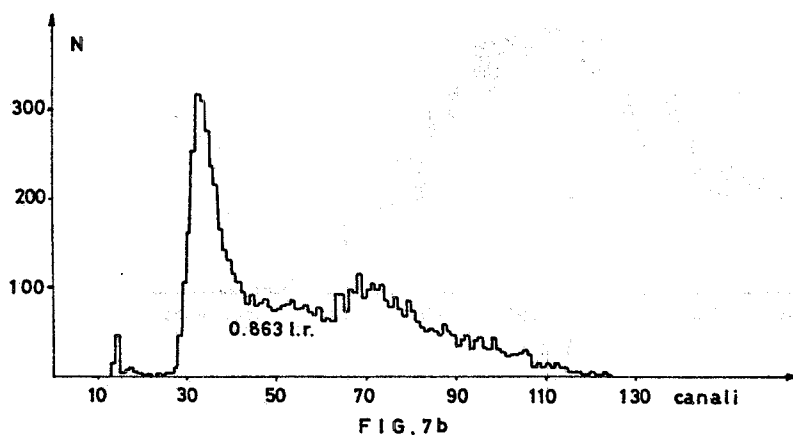
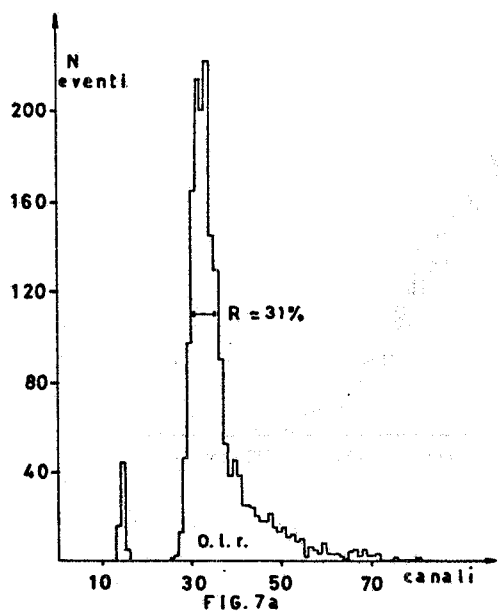
FIG. 6 - Schema sperimentale per le misure con elettroni. Lo spessore di F_1 e F_2 è, rispettivamente, di 1 cm e 2 cm. I segnali di F_1 e F_2 sono sommati in un mescolatore resistivo. I due piccoli contatori di trigger davanti al convertitore, posti in coincidenza, comandano la apertura del gate.

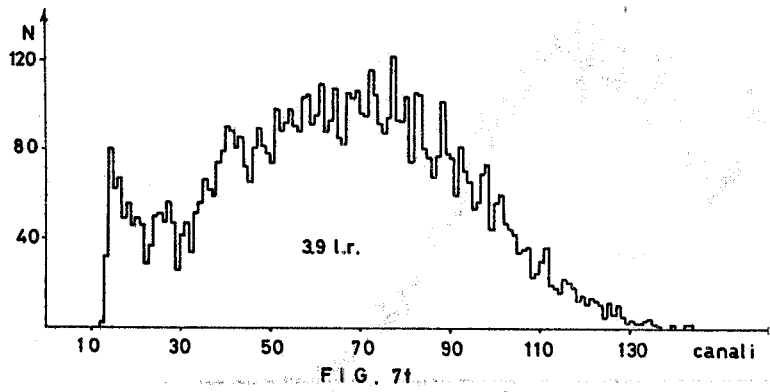
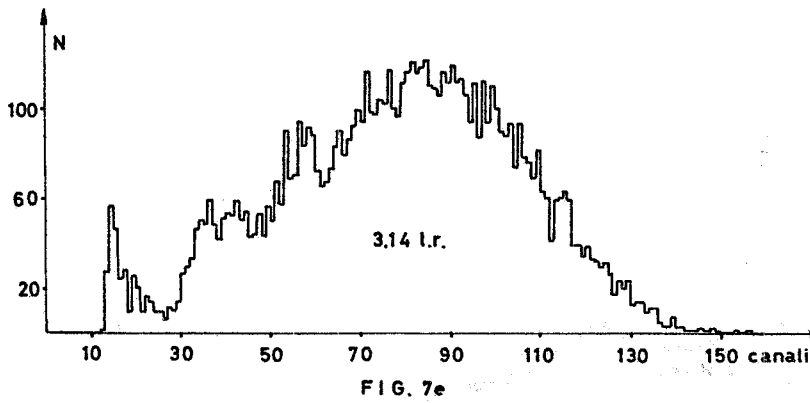
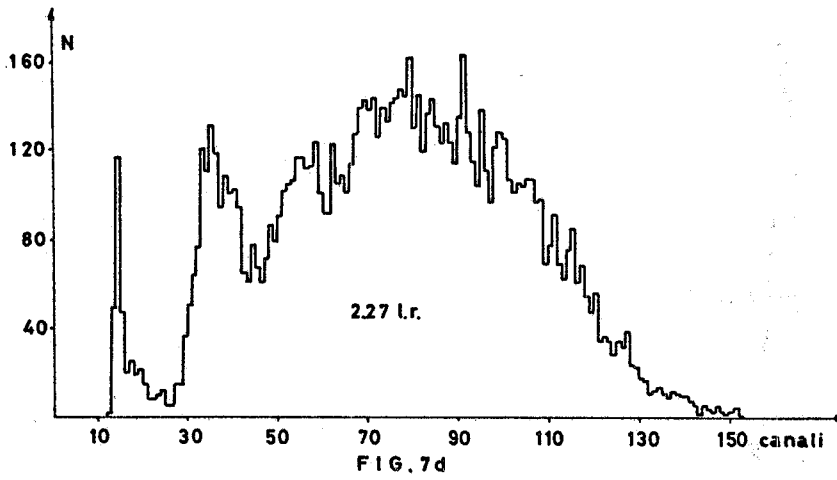
Lo spessore del convertitore di Pb è stato variato da 0 a 8.63 l. r. ottenendo spettri del tipo di quelli riportati in Fig. 7, nei quali si vede progressivamente sparire il picco degli elettroni che non hanno subito interazioni e comparire quelli corrispondenti alle molteplicità di conversione che il nostro apparato risolveva. Le distribuzioni di Fig. 7 sono dello stesso tipo di quelle ottenute in analoghe misure ma con tecnica diversa da A. Heusch e C. Y. Prescott⁽⁸⁾. Al lavoro di questi autori rimandiamo per un esame più completo delle proprietà di queste distribuzioni. Le curve di Fig. 8 e Fig. 9 sintetizzano i risultati delle misure; in Fig. 8, assumendo a parametro lo spessore di convertitore, è riportata la percentuale dei casi P_e % in cui ad un elettrone, che attraversa il dispositivo di Fig. 6, corrisponde un'ampiezza d'impulso superiore ad un livello x (normalizzato a V_m , ampiezza relativa al minimo di ionizzazione).

Nella Fig. 9 sono le curve, ricavate da quelle di Fig. 8, che stabiliscono come varia il livello in funzione dello spessore di convertitore, quando viene prefissata la percentuale dei casi in cui a un elettrone deve corrispondere un segnale di ampiezza $>x$.

Le curve analoghe per particelle al minimo e che non producono sciame nel convertitore (π, μ) sono delle rette parallele alle asse delle ascisse e ricavabili dallo spettro di Fig. 7 e dalla curva a di Fig. 8. Ad esempio in Fig. 9 con 2.8 l. r. e soglia $x \approx 2.9 V_m$ si ottiene una separazione del 70% di elettroni con una contaminazione di 1% di particelle tipo π e μ .

Per il caso che queste siano i π , che subiscono interazione nucleare, in Fig. 9, a tratteggio, sono riportate curve analoghe che hanno a parametro la percentuale di π perduti anche per interazione nucleare con il radiatore di Pb (si è assunto $L_{coll} = 13.8$ cm).





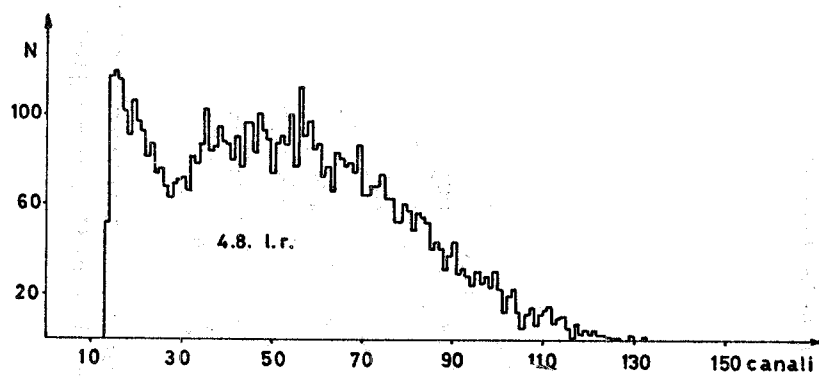


FIG. 7g

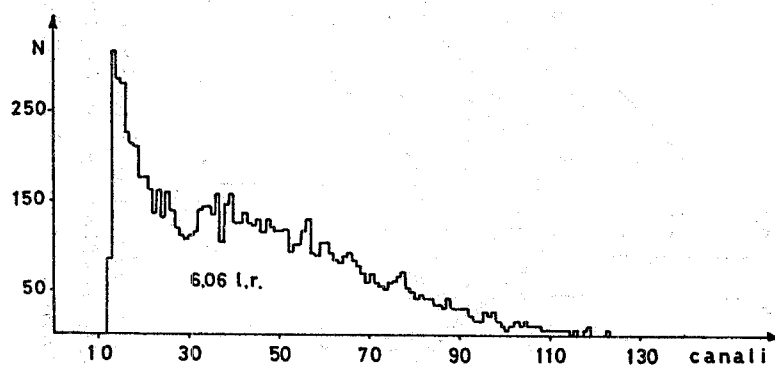


FIG. 7h

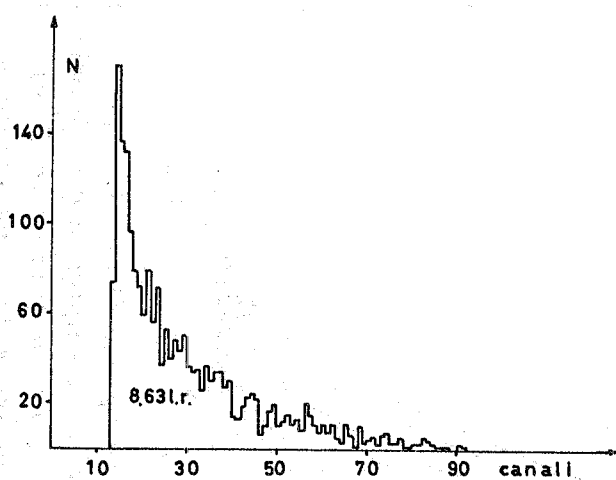


FIG. 7i

FIG. 7 - Spettri di carica ottenuti col dispositivo di Fig. 6 al variare dello spessore del convertitore di Pb da 0 a 8.63 l. r.

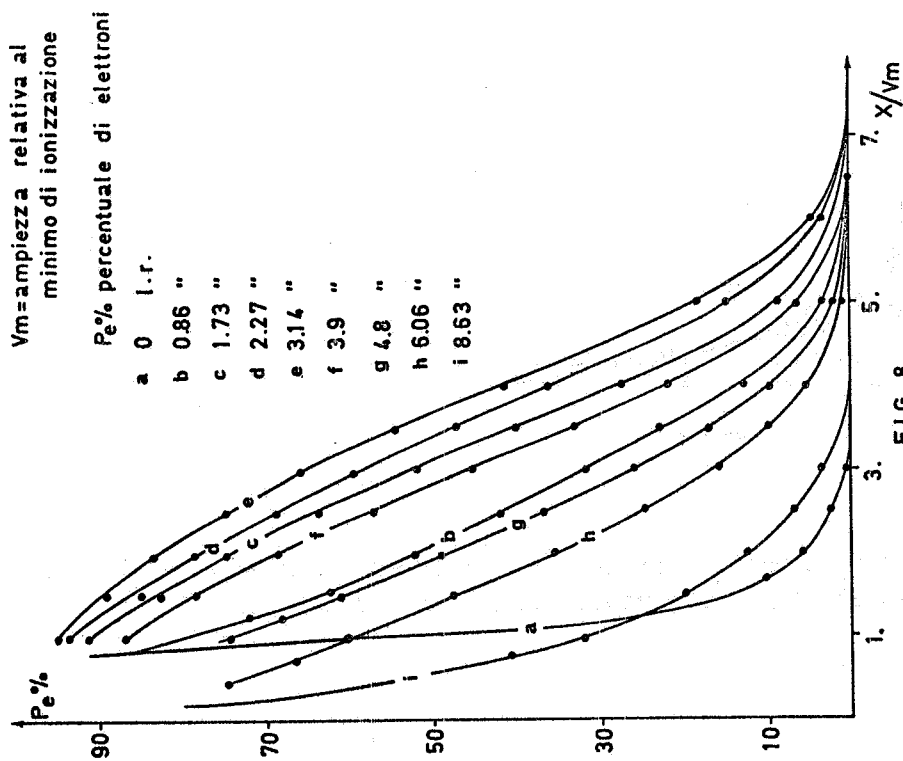


FIG. 8

FIG. 8 - Distribuzione integrale di eventi sopra soglia: in ascissa, X/V_m è l'ampiezza d'impulso normalizzata a quella relativa a particelle di minimo; in ordinata $P_e\%$ rappresenta la percentuale di eventi cui corrisponde una ampiezza di impulso maggiore di X .

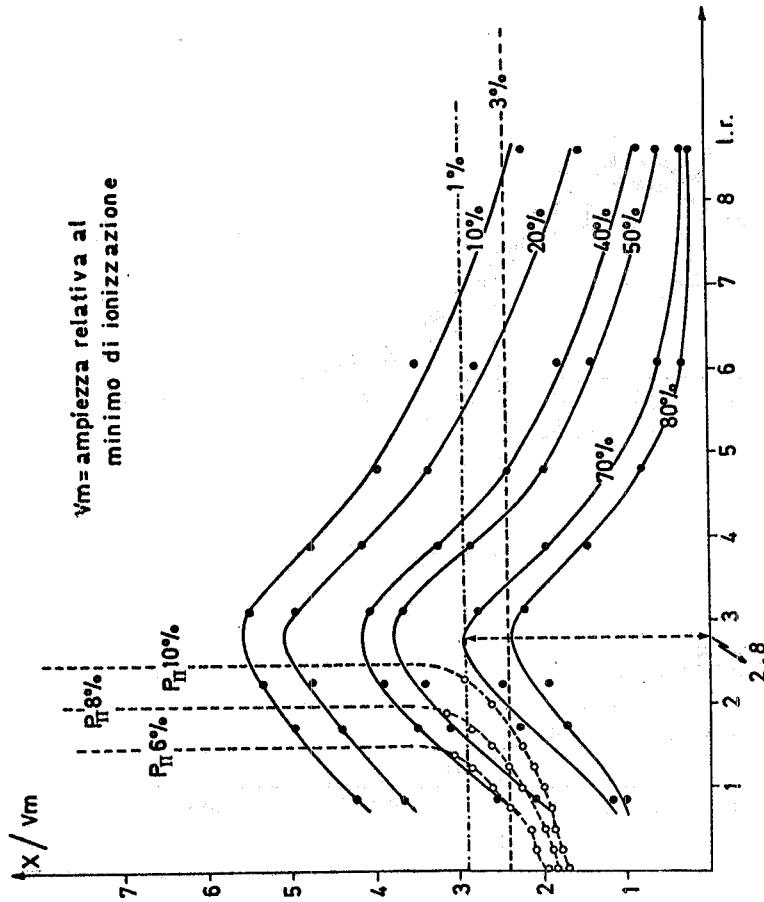


FIG. 9 - X/V_m in funzione della l. r., parametrizzata per una prefissata percentuale di eventi con ampiezza d'impulso maggiore di X .

La Tabella I riporta a titolo di esempio, la banda di spessori di radiatore per cui si ha una fissata perdita di π e la corrispondente max. separazione di elettroni.

TABELLA I

π perduti	max. sep. elettroni	l. r.
6%	40%	0.8 - 1.4
8%	50%	1.0 - 1.9
10%	65%	1.5 - 2.3

IV. - DISCUSSIONE. -

Misure di molteplicità degli sciami prodotti da elettroni interagenti con un radiatore sono state eseguite da molti autori^(5,6,7,8), i quali hanno usato come rivelatore la camera a scintilla^(5,6,7) o il contatore di Cerenkov⁽⁸⁾. Essi ottengono curve analoghe a quelle di Fig. 9 in cui il rapporto x/V_m assume significato diverso nel caso di misura con camera a scintilla, e precisamente rappresenta un numero di scintille, normalizzato a quello corrispondente ad una particella al minimo di ionizzazione.

Nella Tabella II riportiamo i risultati delle nostre misure per elettroni con energia $E = 350$ MeV (v. Fig. 9) e, per confronto, quelli ottenuti con elettroni della stessa energia dagli autori citati.

TABELLA II

	massimo della molteplicità	metodo
Augustin ⁽⁶⁾	1.9 l. r.	camera a scintilla
Kajikawa ⁽⁷⁾	2.4 l. r.	camera a scintilla
Faissner ⁽⁵⁾	1.2 l. r.	camera a scintilla
Heusch, Prescott ⁽⁸⁾	2.2 l. r.	contatore Cerenkov
Nostre misure	2.8 l. r.	contatore a scintillazione

In effetti le misure con camere a scintille sono difficilmente confrontabili a causa dei diversi tagli inferiori in energia, E_{\min} .

che i vari dispositivi offrono agli elettroni di uno sciame, ed alle diverse efficienze per più tracce dei differenti dispositivi sperimentali. Anche nella misura eseguita a mezzo dell'effetto Cerenkov gli autori dichiarano un taglio in energia del loro dispositivo $E_{\min} \sim \sim 10$ MeV.

Nel caso delle nostre misure, ed in generale delle misure con sandwiches scintillatore plastico-convertitore, anche gli elettroni dello sciame e. m. con energia $E \leq 10$ MeV contribuiscono alla scintillazione nel plastico (v. Fig. 10). Ciò può spiegare lo spessore di irradiatore più grande, che corrisponde, a parità di energia del primario, al max. della ionizzazione misurata con contatori a scintillazione, rispetto a misure analoghe eseguite con gli altri dispositivi.

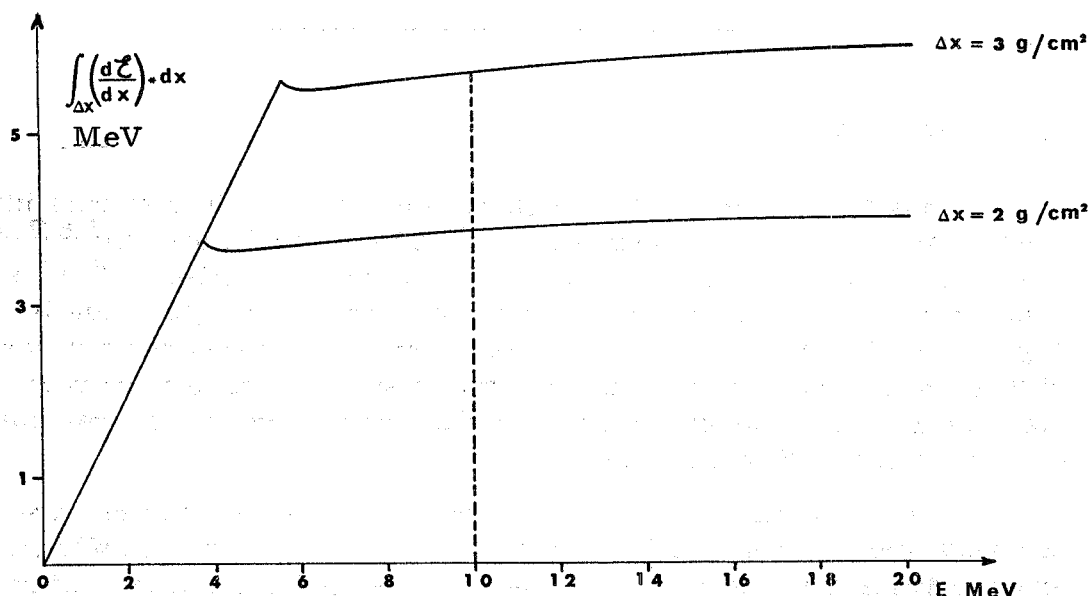


FIG. 10 - Energia perduta $-\int_{\Delta X} \left(\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right) dx$ (in ordinata) da elettroni di energia E (in ascissa) in polistirene, ΔX è lo spessore in g/cm^2 attraversato. Nel calcolo si è assunto un percorso rettilineo.

V. - MISURE CON SANDWICH CONTATORI A SCINTILLAZIONE + CONVERTITORE Pb (Elettroni di energia 300 - 600 MeV). -

Abbiamo eseguito misure con elettroni a 300 a 600 MeV adoperando il dispositivo sperimentale adottato nei due rami del nostro apparato (v. Fig. 1). Il radiatore di Pb era di 0.86 l. r. davanti a F_1 e 1.72 l. r. tra F_1 ed F_2 ; ciò corrisponde ad una perdita di π per interazione nucleare di $\sim 10\%$ ($L_{\text{coll}} = 13.8$ cm). Scopo di queste mi

sure era di stabilire l'elaborazione logica più efficiente dei segnali dei contatori F_1 F_2 (G_1 , G_2) per separare gli elettroni dai mesoni π e μ .

Elettroni, π e μ sono particelle che il dispositivo di Fig. 1 distribuisce in due classi A e B.

Nella classe A cadono essenzialmente gli elettroni che interagendo con il radiatore producono uno sciame, nella classe B sono essenzialmente π e μ che, alle energie da noi considerate, hanno una probabilità molto bassa di produrre una cascata nel radiatore. L'elaborazione con analisi di ampiezza dei segnali di F_1 e F_2 (G_1 e G_2) distingue le particelle delle due classi, in quanto quelle della classe A forniscono segnali di ampiezza maggiore che quelle della classe B.

Per estrarre questa informazione, l'ampiezza dei segnali di F_1 ed F_2 viene confrontata con assegnati livelli che indichiamo con τ_1 e τ_2 .

Le logiche possibili per selezionare eventi delle due classi sono elencate in Tabella III.

TABELLA III

Classe A	Classe B	logica
1) $F_1 > \tau_1$ AND $F_2 > \tau_2$	— $F_1 < \tau_1$ OR $F_2 < \tau_2$	AND
2) $F_1 > \tau_1$ OR $F_2 > \tau_2$	— $F_1 < \tau_1$ AND $F_2 < \tau_2$	OR
3) $F_1 + F_2 > \tau_{12}$	— $F_1 + F_2 < \tau_{12}$	Σ

Come si vede dalla Tabella III assumere la logica AND (OR) per individuare gli elettroni comporta automaticamente la logica complementare OR (AND) per l'individuazione dei π e μ .

Da un punto di vista sperimentale le 1), 2) e 3) della Tabella corrispondono ad una analisi bidimensionale di ampiezza, imponendo sulle distribuzioni che così si ottengono i "tagli" come indicano le Fig. 11. Lo schema a blocchi della logica elettronica che realizza operativamente le selezioni indicate nelle Fig. 11 è riportata nelle Fig. 12. Nella misure con l'elettrosincrotrone, sfruttando la doppia uscita del gate-integratore⁽¹¹⁾, sono stati analizzati gli spettri di F_1 ed F_2 mediante una analisi bidimensionale con il multicanale Laben mod. 4096, e contemporaneamente sono state eseguite misure con gli schemi operativi di Fig. 12.

I risultati delle analisi con le varie logiche di Tabella III sono sintetizzati nelle Fig. 13 ($E_e = 300$ MeV). Le curve forniscono la

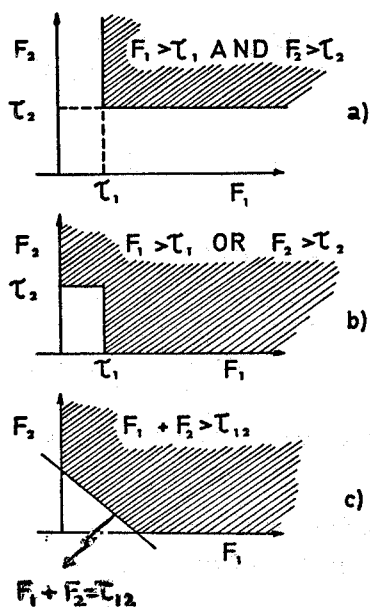


FIG. 11

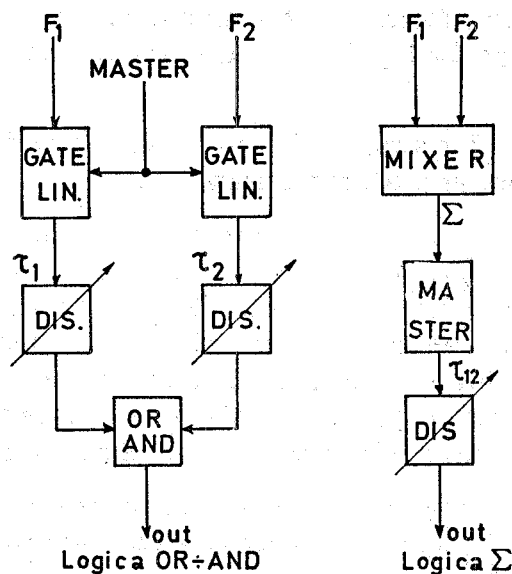


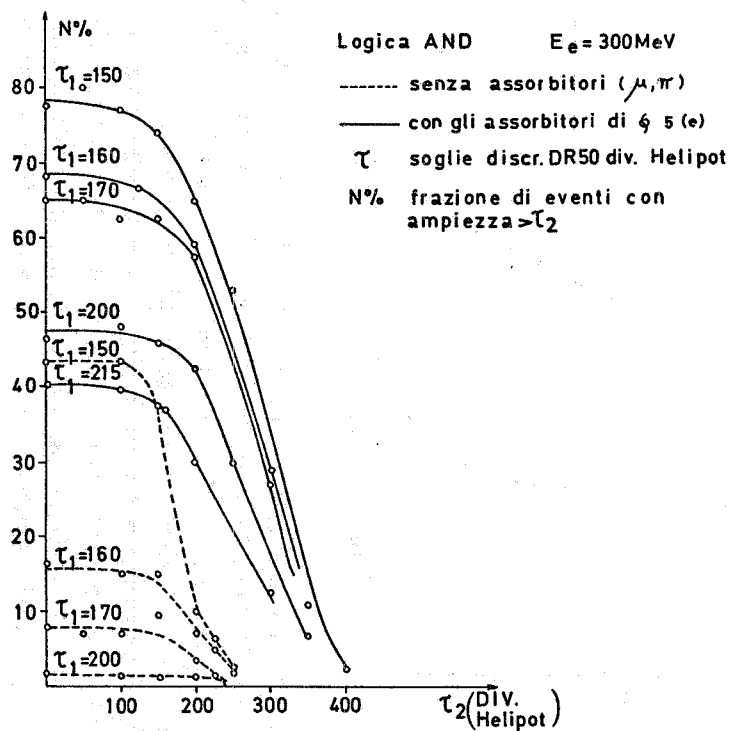
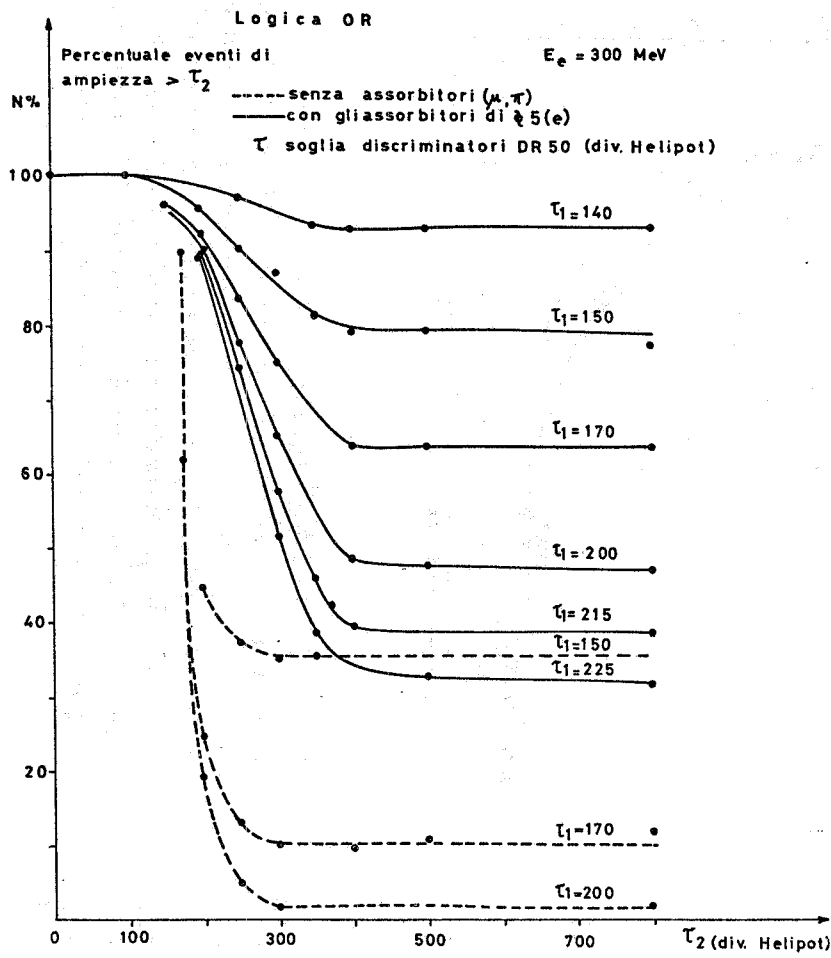
FIG. 12

FIG. 11 - Schema dell'analisi bidimensionale in ampiezza su F_1 e F_2 . a) logica AND; b) logica OR; c) logica Σ . A tratteggio è la regione del piano (F_1, F_2) i cui eventi corrispondenti superano le soglie secondo le diverse logiche.

FIG. 12 - Schema a blocchi dell'elettronica che realizza operativamente le diverse logiche.

percentuale di eventi la cui ampiezza corrispondente supera le soglie τ_1 OR τ_2 (nelle figure τ_1 è a parametro) per le logiche OR e AND, ovvero τ_{12} per la logica Σ ; esse sono state ottenute sia analizzando gli spettri di ampiezza bidimensionali (F_1, F_2) in logica OR e AND e monodimensionale $F_1 + F_2$ per la logica Σ , sia direttamente dalle misure con gli schemi operativi di Fig. 12. In tal modo è stata controllata la consistenza dei dati e il funzionamento della logica elettronica. Le curve continue si riferiscono a misure col radiatore, quelle tratteggiate a misure senza radiatore che abbiamo assunto rappresentare π e μ al minimo^(x). E' possibile così ricavare la frazione di eventi da elettroni $P_e\%$ e da $\pi, \mu - P_\pi\%$ - che cadono nella classe A per tagli prefissati.

(x) - In effetti le distribuzioni d'ampiezza di elettroni o pioni al minimo non sono esattamente uguali, ma tali possono essere considerati in prima approssimazione. Per dettagli rimandiamo alle misure di C. A. Heusch e C. Y. Prescott⁽⁸⁾.



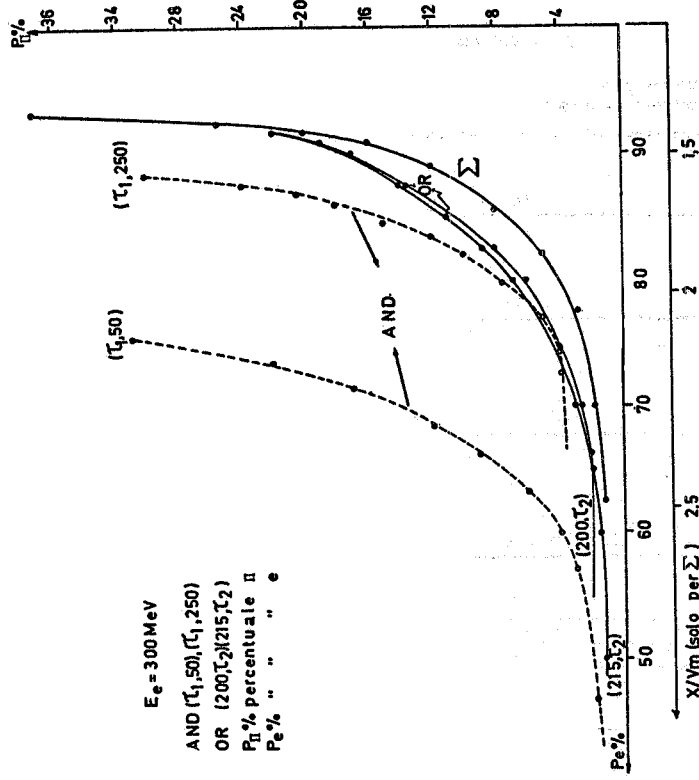


FIG. 14 - P_{π} % in funzione di P_e %, ovvero τ , μ attribuiti alla classe A in funzione degli elettroni messi nella stessa classe. Le curve sono tratte da quelle delle Fig. 13 eliminando i "parametri" $\tau_1, \tau_2, \tau_{12}$. Relativamente alla logica Σ è riportata in ascissa anche la scala dei valori di soglia normalizzati al minimo di ionizzazione.

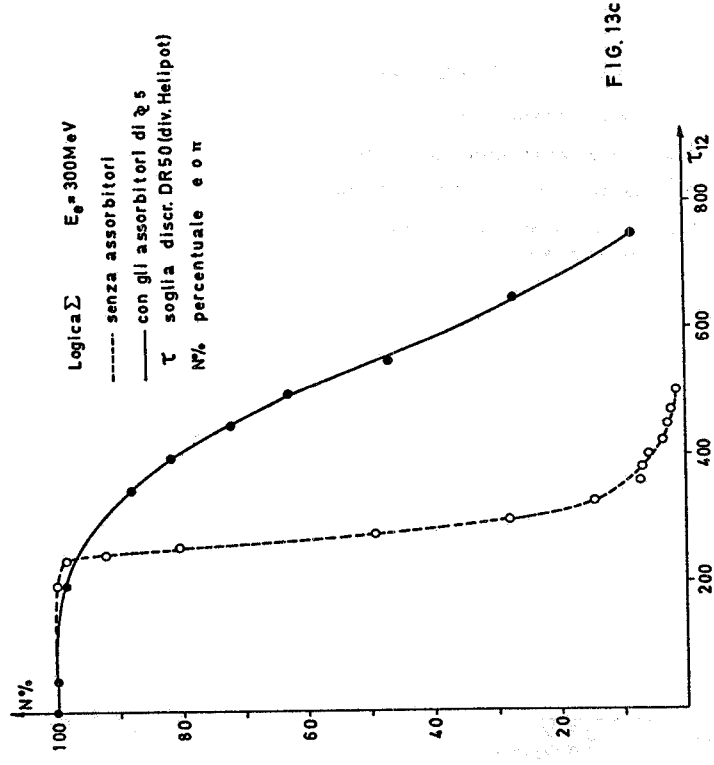


FIG. 13c

FIG. 13 - Misure con elettroni di 300 MeV. In ordinata la frazione di eventi la cui ampiezza supera a seconda delle diverse logiche le soglie τ_1 OR τ_2 AND τ_{12} . Nella rappresentazione grafica τ_1 è assunto a parametro, τ_2 è in ascissa; la scala si riferisce alle divisioni Helipot dei discriminatori. Le curve continue si riferiscono a misure col radiatore, quelle tratteggiate a misure senza radiatore che si assume rappresentino τ e μ al minimo.

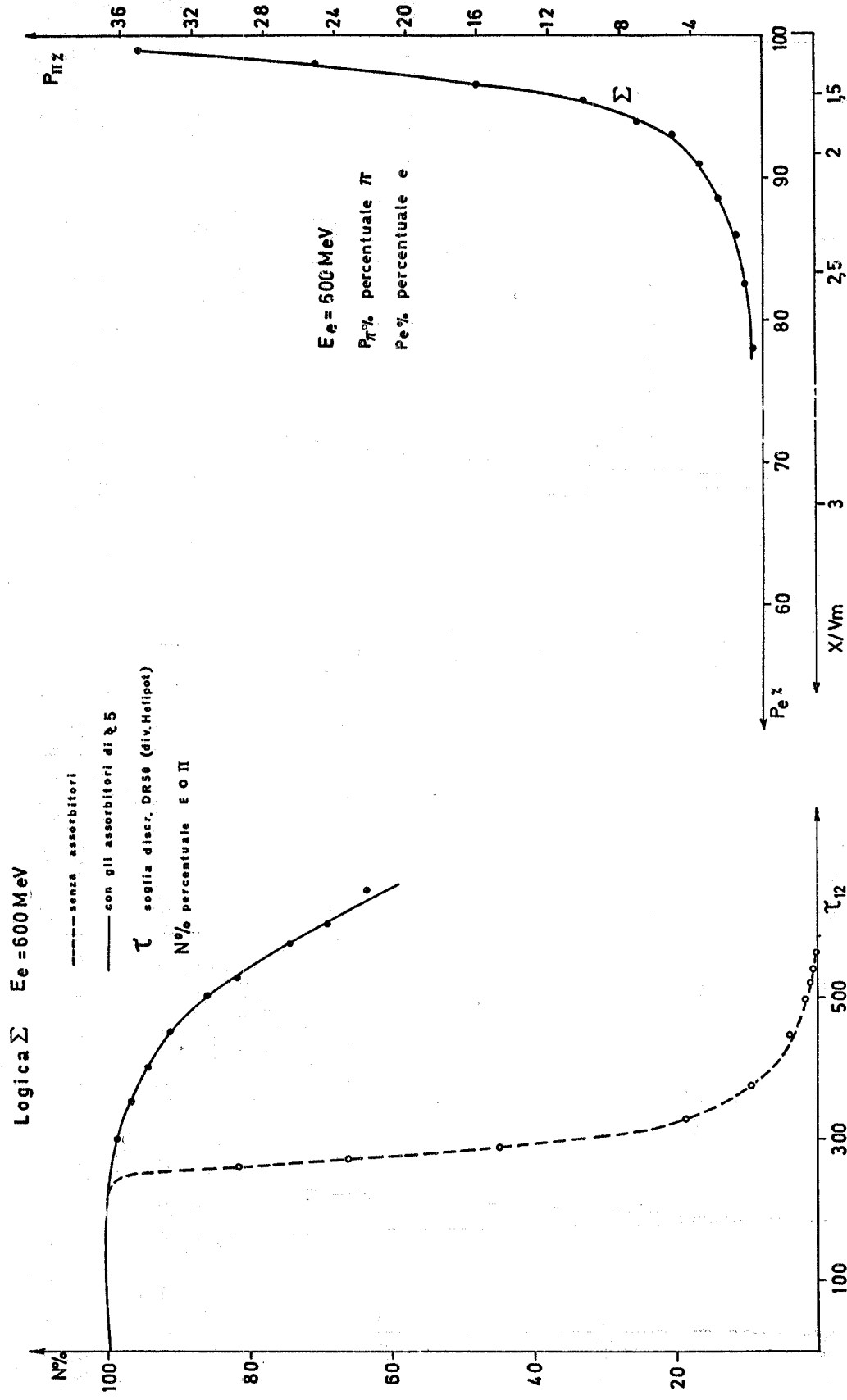


FIG. 15 - Misure con elettroni di 600 MeV in logica Σ , cfr. fig. 13.

FIG. 16 - $P_{\Sigma}\%$ in funzione di $P_e\%$, cfr. fig. 14.

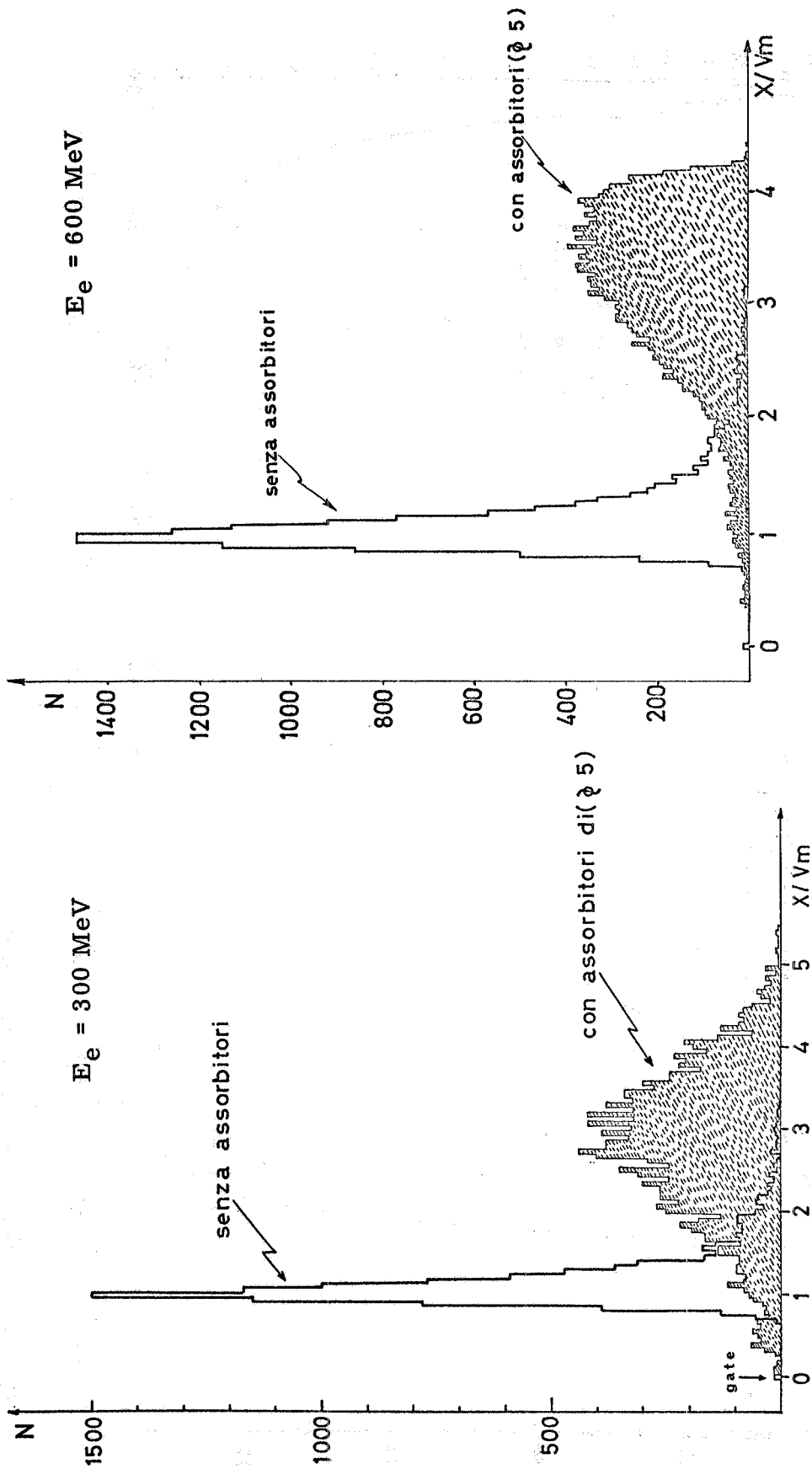


FIG. 18 - Misure con elettroni di 600 MeV, cfr. fig. 17. La distribuzione con assorbitore è deformata per grandi ampiezze dalla saturazione del gate lineare.

FIG. 17 - Misure con elettroni di 300 MeV: spettri di ampiezza, con e senza assorbitore, di $F_1 + F_2$ (logica Σ).

Riportiamo nella Fig. 14 le curve che permettono di confrontare l'efficacia delle varie logiche con riferimento alla selezione π , μ ed e. Dal nostro punto di vista la logica più efficace è quella che a parità di π , μ attribuiti alla classe A, mette nella stessa classe la maggior frazione di elettroni. Le curve relative alle logiche OR, AND rappresentano i casi più favorevoli, secondo il criterio ora detto, estraibili dalle Fig. 13 a) b), assegnando ai tagli τ_1 e τ_2 valori opportuni.

Riportiamo solamente in logica Σ i risultati delle analoghe misure con elettroni da 600 MeV (v. Figg. 15 e 16).

Nelle successive Figg. 17 e 18 sono gli spettri di ampiezza di $F_1 + F_2$ con e senza radiatore per $E_e = 300$ e 600 MeV.

VI. - DISCUSSIONE. -

I risultati ora presentati consentono di scartare la logica di tipo AND per individuare e separare gli "e" da π e μ . In effetti essa presenta una efficienza di rivelazione degli "e" molto scarsa rispetto a quella che, in identiche condizioni (energia degli elettroni, distribuzione degli spessori di radiatore), si ottiene con logiche del tipo OR o Σ .

Le considerazioni che seguono valgono per stabilire un criterio di confronto tra queste due logiche; se indichiamo con E_{OR} , E_{Σ} , π_{OR} , π_{Σ} il numero di elettroni e π , μ che le logiche OR, Σ pongono nella classe A si hanno, con riferimento alla Fig. 19, le seguenti relazioni:

$$E_{OR} = E_{\Sigma} + E_3 + E'_3 - E_2$$

$$\pi_{OR} = \pi_{\Sigma} + \pi_3 + \pi'_3 - \pi_2$$

ove E_3 , E'_3 , E_2 ; π_3 , π'_3 , π_2 sono gli elettroni e π , μ che cadono nelle aree A_3 , A'_3 , A_2 .

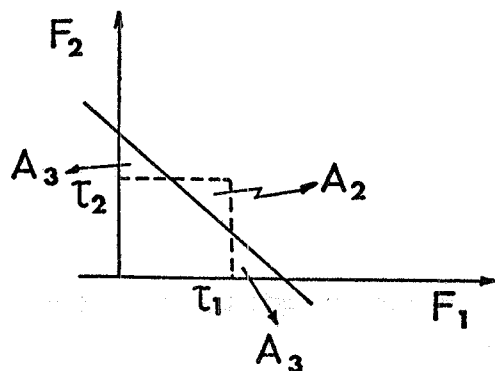


FIG. 19 - Schema per il confronto delle diverse logiche.

Per una fissata perdita di π, μ - P_{π} % (π, μ nella classe A) si ha $\pi_{OR} = \pi_{\Sigma}$ quando i tagli τ_1 e τ_2 e τ_{12} nel piano $F_1 F_2$ (v. Fig. 19) sono tali che

$$\pi_3 + \pi'_3 = \pi_2$$

in queste condizioni sarà:

$$E_{\Sigma} \gtrless E_{OR} \text{ quando } E_2 \gtrless E_3 + E'_3 \text{ rispettivamente.}$$

Il verificarsi di $E_{\Sigma} \gtrless E_{OR}$, per un assegnato valore di $\pi_{OR} = \pi_{\Sigma}$, dipende dal tipo di correlazione esistente tra gli spettri dei contatori F_1 ed F_2 , quando gli elettroni incidono sul sandwich contatori radiatore^(x). La correlazione, in generale, varierà con la distribuzione degli spessori di radiatore e con l'energia degli elettroni.

Nelle nostre condizioni sperimentali e per le energie 300 e 600 MeV la logica di tipo Σ è risultata più conveniente delle altre, come si può constatare dalla analisi delle curve di Fig. 14.

In Tabella IV riportiamo infine alcuni valori per la separazione $e/\pi, \mu$ ottenibili con l'apparato di Fig. 1 e con elettroni da 300 e 600 MeV (elaborazione in logica Σ).

TABELLA IV

	P_{π} %	P_e %
$E_e = 300 \text{ MeV}$	3	77
	5	82
	12	89
$E_e = 600 \text{ MeV}$	3	90
	5	92
	10	95

(x) - Gli spettri di F_1 ed F_2 sono invece incorrelati per particelle che nel radiatore non producono sciami.

VII. - SELEZIONE $e/\pi, \mu$ CON DUE TELESCOPI SIMMETRICI. -

Con i dati ora discussi sulla risposta del telescopio di due contatori + radiatore (assorbitore + camera a scintilla) abbiamo studiato la "risposta" che si ottiene correlando i due rami, supposti simmetrici, del dispositivo sperimentale di Fig. 1.

Le logiche più semplici di correlazione tra i due rami sono: AND, OR, Σ . Abbiamo analizzato le seguenti possibili logiche: (OR, OR), (OR, AND), (AND, OR), (AND, AND), (Σ , OR), (Σ , AND), (Σ , Σ), ove nelle parentesi il primo termine si riferisce alla logica usata in ogni ramo ed il secondo a quella di correlazione tra i due rami. I risultati di questa analisi sono sintetizzati nelle Figg. 20 e 21.

P_e % è la percentuale di elettroni posti nella classe A (vedi per la definizione § V) e P_π % la percentuale di π o di $\mu(x)$ posti nella stessa classe A con l'analisi di ampiezza. Le curve attuali sono direttamente ottenibili da quelle di Figg. 14 e 16. Infatti indicando con P^S il valore di P_e % o P_π % per il singolo ramo, si avrà per la corrispondente percentuale relativa ai due rami:

$$P^{OR} = 1 - (1 - P^S)^2 = 2 P^S - (P^S)^2$$

$$P^{AND} = P^S P^S = (P^S)^2.$$

Per la logica (Σ , Σ), che operativamente si realizza analizzando la somma delle correnti di tutti i contatori dei due rami interessati all'analisi, occorre invece eseguire la convoluzione con se stesse delle distribuzioni di ampiezza relative ad un ramo ed ottenute nelle due condizioni sperimentali: 1) spessore di radiatore $\neq 0$ (elettroni); 2) spessore di radiatore = 0 (π, μ) (v. Figg. 17 e 18).

Le logiche (Σ , OR) (Σ , Σ) realizzano la migliore discriminazione $e/\pi, \mu$. Naturalmente queste considerazioni sull'efficienza delle diverse logiche sono relative alla particolare struttura delle distribuzioni di ampiezza che il nostro particolare dispositivo di misura ha registrato nell'intervallo di energia esplorato. I criteri di elaborazione esposti sono invece del tutto generali.

(x) - In questa analisi non abbiamo tenuto conto degli effetti di interazione nucleare che differenziano essenzialmente i π dai μ alle nostre energie.

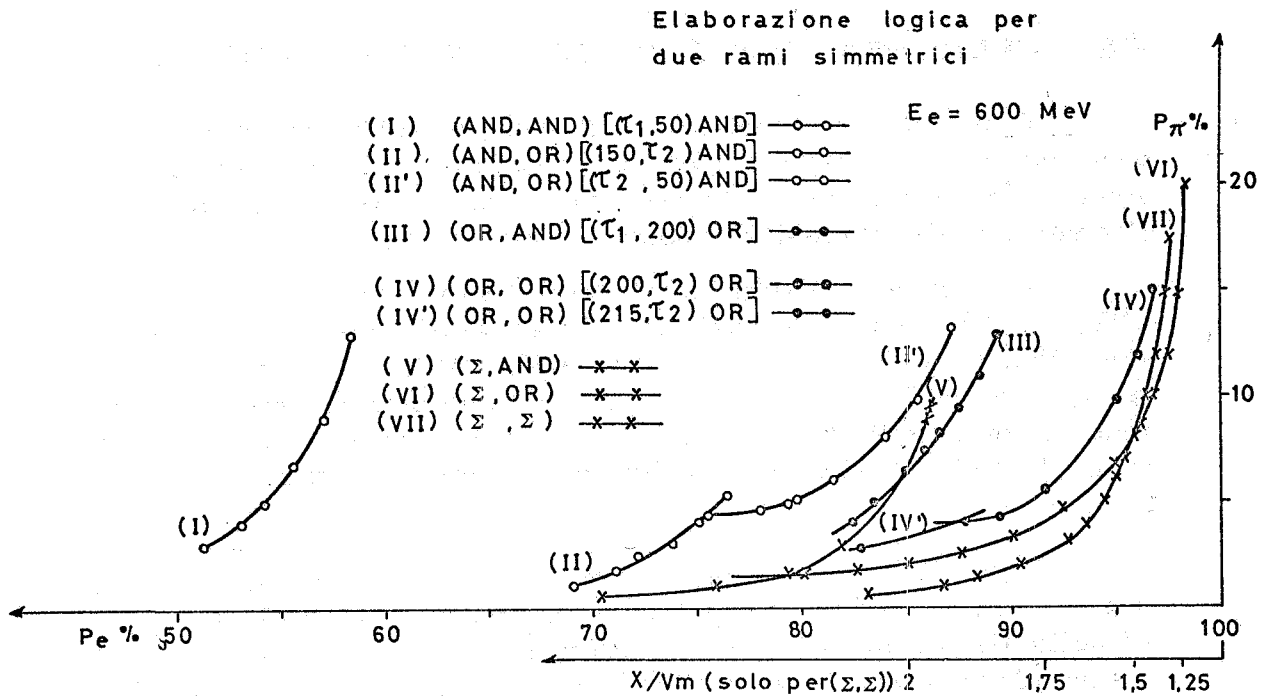


FIG. 20 - $P_{\pi} \%$ in funzione di $P_e \%$: Elaborazione logica per due rami simmetrici, $E_e = 300 \text{ MeV}$. Le curve sono tratte da quelle di fig. 14. Per la sola logica (Σ, Σ) è riportata la scala dei valori di soglia normalizzati al minimo di ionizzazione.

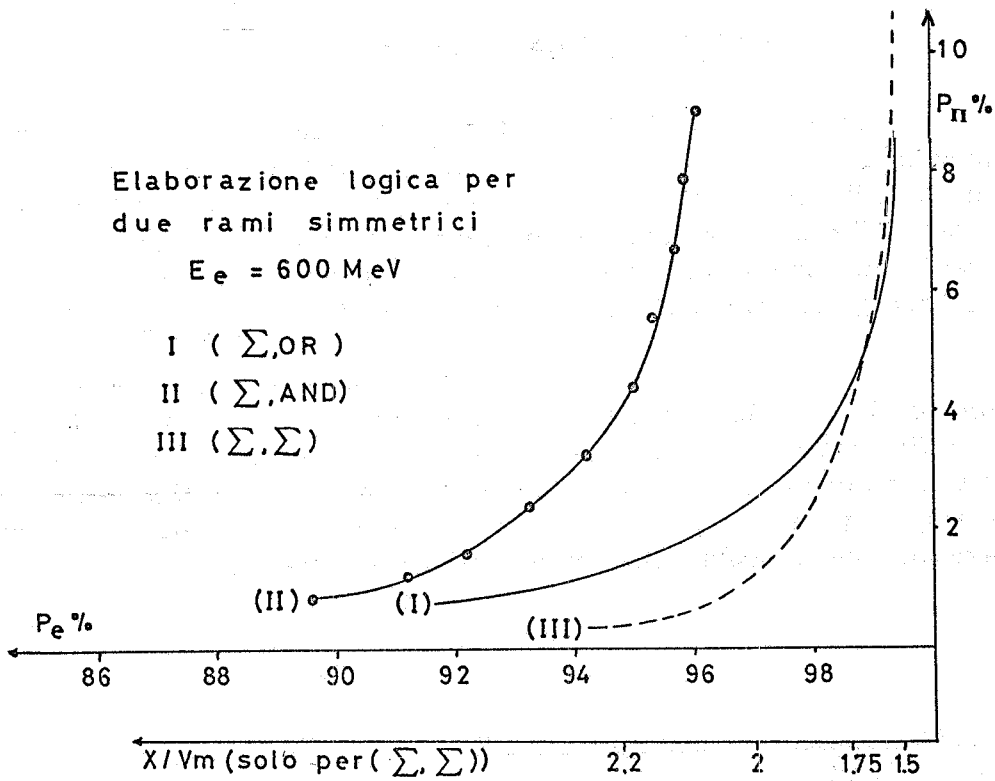


FIG. 21 - Come in fig. 20, per $E_e = 600 \text{ MeV}$.

Riportiamo in Tabella V alcuni dati significativi relativi alle logiche (Σ, Σ) e (Σ, OR) per le energie 300 e 600 MeV e nelle condizioni sperimentali indicate.

TABELLA V

Energia	Logica	X/Vm	P_{π} %		P_e %	
300 MeV	(Σ, Σ)	1.6	5	9.6 2.2	94.3	96.3 91.0
	(Σ, OR)	2.1	5	8.1 2.6	93.1	96.0 88.6
600 MeV	(Σ, Σ)	1.9	2	4.7 0.7	97.8	98.7 96.2
	(Σ, OR)	2.5	2	3.6 0.9	96.3	98.2 92.4

I valori max. e min. relativi ad ogni percentuale hanno un carattere indicativo e rappresentano gli effetti computati, che si avrebbero per una variazione del 10% (valutazione pessimistica) di tutti i parametri da cui dipende la stabilità dei tagli imposti, per ottenere operativamente con l'elettronica di Fig. 12 le percentuali indicate.

VIII. - CONCLUSIONI. -

La selezione $e/\pi, \mu$, di cui abbiamo in questa sede descritto il metodo elettronico, si avvarrà nell'esperimento anche dell'informazione della fotografia delle camere a scintilla, che nel nostro apparato sperimentale realizzano complessivamente uno spessore di convertitore di ~ 8 l. r. (1).

In questo metodo, già da altri usato⁽¹⁰⁾, si potrebbe affinare la preselezione elettronica inserendo nella catena di analisi di ampiezza anche altri contatori del nostro apparato (p. es. F_3 e G_3 in Fig. 1), certamente interessati dallo sviluppo dello sciame da elettroni.

Tuttavia si deve tener conto che l'ingigantirsi delle dimensioni dei contatori più distanti dalla regione di incrocio ha come conseguenza una scarsa uniformità di risposta, ed anche una risoluzione degli spettri di ampiezza assai povera. Questi fattori stiamo considerando a proposito dei citati contatori F_3 e G_3 e le misure di uniformità che su essi stiamo eseguendo ci suggeriranno il loro inserimento o meno nel sandwich descritto.

RINGRAZIAMENTI. -

Ringraziamo il Dott. V. Piroddi per la sua collaborazione alle misure sperimentali ed i Proff. M. Grilli ed L. Paoluzi per gli utili suggerimenti che ci hanno fornito.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - M. Grilli et al. , Project of an experiment on e^+e^- annihilation in two bosons, Intern. Symp. on Electron and Positron Storage Rings, Saclay (1966).
- (2) - C.F. Barnaby and J. C. Barton, Proc. Phys. Soc. 76, 745 (1960); 77, 1149 (1960); D. G. Crabb et al. , Nuclear Instr. and Meth. 45, 301 (1966).
- (3) - B. Rossi, High Energy Particles (Prentice Hall, 1952).
- (4) - J. B. Birks, Theory and Practice of Scintillation Counting (Pergamon Press, 1966).
- (5) - H. Faissner, Electron Shower Measurements in the CERN Neutrino Chambers, XII Intern. Conf. on High Energy Physics, Dubna (1964), vol. 2, p. 352.
- (6) - J. E. Augustin et al. , Nuclear Instr. and Meth. 36, 213 (1965).
- (7) - R. Kajikawa, J. Phys. Soc. Japan 18, 1365 (1963).
- (8) - C. A. Heusch and C. Y. Prescott, Phys. Rev. 135B, 772 (1964); Report CT SL-41 (1964); Nuclear Instr. and Meth. 28, 205 (1964); C. A. Heusch, Detection of High Energy Photons and Electrons, Proc. of the Intern. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Hamburg, 1965), Vol. II, p. 408.
- (9) - R. Visentin, Nuclear Instr. and Meth. 64, 21 (1968); 69, 357 (1969).
- (10) - T. Massam et al. , Nuovo Cimento 39, 464 (1965).