

COMITATO NAZIONALE PER L'ENERGIA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF - 71/27
7 Giugno 1971

B. Fabbri e G. Zanella: PROPRIETA' CARATTERISTICHE E
IMPIEGO DI CAMERE A FILI PROPORZIONALI. -

LNF-71/27
7 Giugno 1971

B. Fabbri e G. Zanella: PROPRIETA' CARATTERISTICHE E IMPIEGO
DI CAMERE A FILI PROPORZIONALI. -

1. - INTRODUZIONE. -

Presso questi Laboratori è iniziato un lavoro che ha lo scopo di impiegare sfruttando le loro particolari caratteristiche, le camere a fili proporzionali (CFP) ad Adone. Di queste sono stati costruiti alcuni prototipi e se ne sono studiate le proprietà.

Tra i possibili impieghi è stato in particolare studiato quello che permette la selezione di particelle provenienti da una sorgente estesa (zona di incrocio dei fasci di Adone).

La presente nota riassume il contenuto delle tesi di laurea degli autori svolte presso questi Laboratori.

2. - FUNZIONAMENTO DI UNA CFP. -

Una CFP è costituita essenzialmente da un piano di fili conduttori distanziati tra loro con un passo p , posti tra due elettrodi piani e a tensione negativa (rispetto ai fili).

Se a è il raggio dei fili e $2d$ la distanza tra gli elettrodi esterni (Fig. 1), in pratica si ha:

$$(1) \quad a \ll p \lesssim d/2$$

La CFP è riempita con un'opportuna miscela di gas, alla pressione atmosferica.

Applicando una differenza di potenziale V_e tra elettrodi esterni

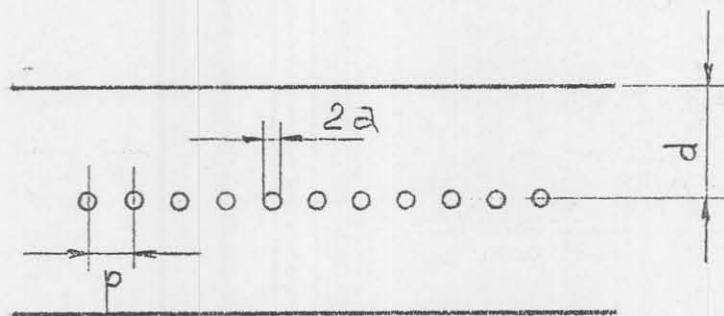


FIG. 1 - Struttura schematica di una CFP
(Il disegno non è in scala).

e fili, l'andamento delle superfici equipotenziali nella CFP è quello riportato in Fig. 2.

Per opportuni valori di V_e , un elettrone presente nella CFP migra secondo le linee di forza verso un filo, e in prossimità di questo (campo elettrico elevato) si moltiplica formando una valanga che viene raccolta dal filo stesso. Se q è una carica elettronica localizzata inizialmente presente nella CFP, la quantità di carica raccolta Q è data da:

$$(2) \quad Q = M q$$

ove M è il fattore di moltiplicazione che dipende dal campo elettrico, dalla natura del gas e dalla sua pressione.

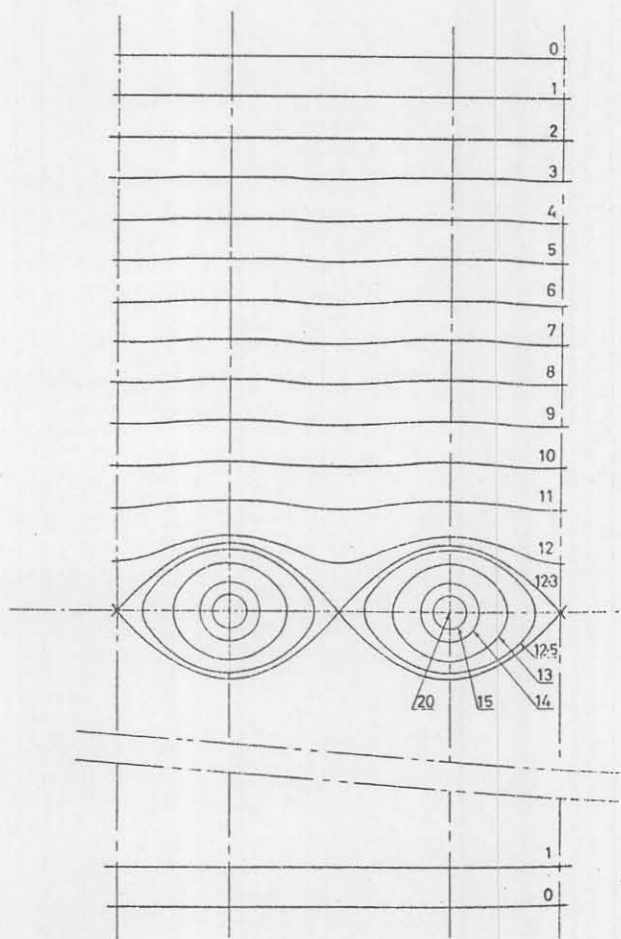


FIG. 2 - Andamento delle superfici equipotenziali in una CFP⁽¹⁾:
 $2a = 40 \mu\text{m}^{(x)}$; $p = 3 \text{ mm}$; $d = 7.5 \text{ mm}$
 $V_e = 20 \text{ V}$.

(x) - Se non diversamente indicato i parametri caratteristici $2a, p, d$ s'intendono nel seguito sempre uguali a quelli suindicati.

La nube di ioni positivi rilasciata dalla valanga elettronica si può considerare ferma nel tempo di formazione di quest'ultima a causa della ridotta mobilità degli ioni rispetto agli elettroni. Inoltre all'istante di raccolta della valanga sul filo, il baricentro della nube ionica, a causa dell'andamento iperbolico del campo e del rapido aumento di M con quest'ultimo, è molto vicino al filo (circa $10 \mu\text{m}$), per cui all'istante suddetto il filo praticamente non varia il suo potenziale. Agli istanti successivi, gli ioni scoprono gradualmente sul filo la carica Mq e il potenziale di questo (supposto riferito a massa attraverso una resistenza $R \rightarrow \infty$) aumenta nel tempo fino a che gli ioni raggiungono gli elettrodi esterni. In questo modo l'impulso di tensione sul filo ha una grande durata (circa $100 \mu\text{s}$) che può essere limitata riferendo il filo a massa attraverso una resistenza finita R , cioè differenziando l'impulso stesso.

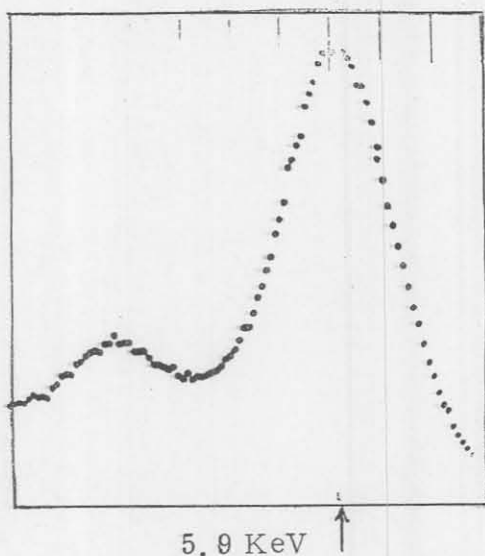
3. - IMPULSO DI TENSIONE DOVUTO A UNA IONIZZAZIONE LOCALIZZATA (Rivelazione di raggi X). -

Per compiere questo studio si è usata una sorgente di raggi X da 5.9 KeV (Fe^{55}).

L'assorbimento di un fotone da 5.9 KeV in Ar (componente principale delle miscele usate) è caratterizzato da (2, 3):

a) Produzione di un elettrone da 2.7 KeV e un fotone da 2.9 KeV (diseccitazione elettromagnetica). In seguito l'elettrone, producendo altre coppie ione-elettrone, perde la sua energia in un percorso $\approx 0.25 \text{ mm}$; il fotone, invece, ha grande probabilità di essere assorbito in una regione lontana dall'evento di ionizzazione primaria.

b) Produzione di un elettrone da 2.7 KeV e uno da 2.6 KeV (effetto Auger). Gli elettroni vengono entrambi assorbiti in una regione sferica di raggio $\approx 0.25 \text{ mm}$.



La concomitanza dei processi a) e b) spiega la presenza dei due picchi nello spettro degli impulsi di rivelazione dei raggi X del Fe^{55} assorbiti in Ar (Fig. 3).

FIG. 3 - Spettro X (Fe^{55}) da un solo filo della CFP ($V_e = 2100 \text{ V}$, gas = Ar + 3% propano, sorgente non collimata).

4.

Le Figg. 4 e 5 mostrano come varia con R l'ampiezza A degli impulsi. La Fig. 6 mostra uno di questi impulsi per $R = 1\text{ K}$.

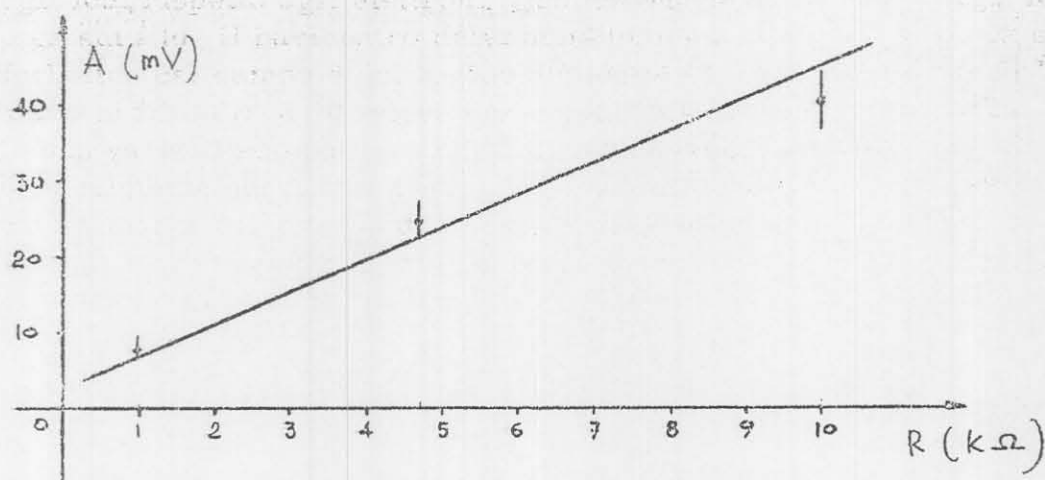


FIG. 4 - Andamento dell'ampiezza A degli impulsi per piccoli valori di R (condizioni di misura come in Fig. 3).

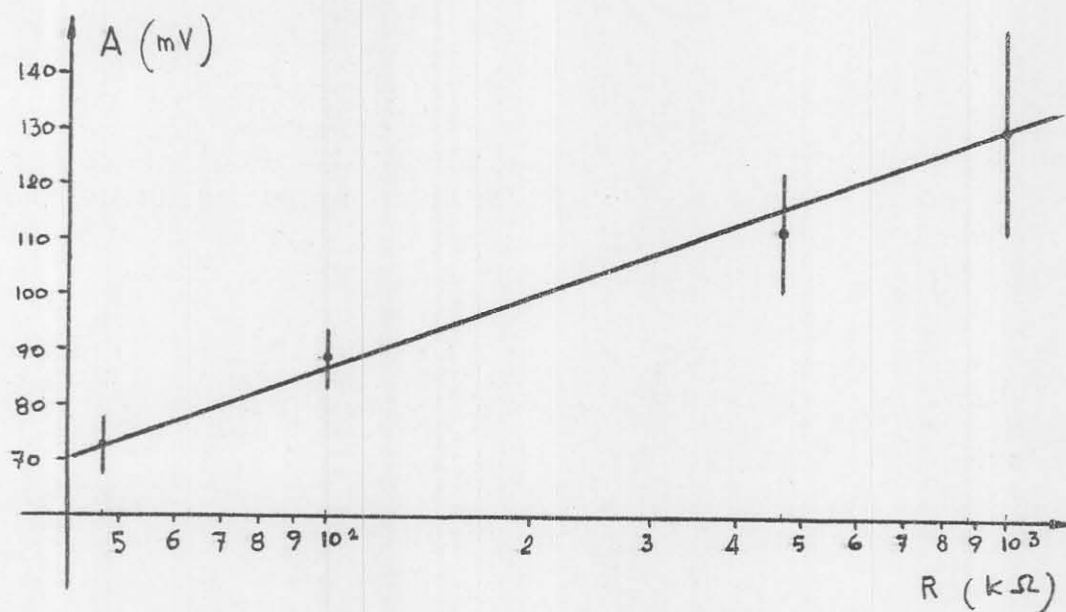
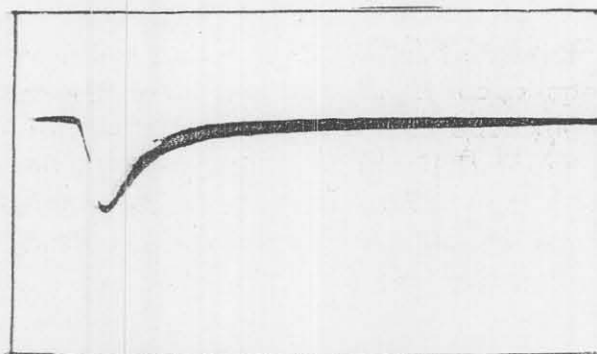


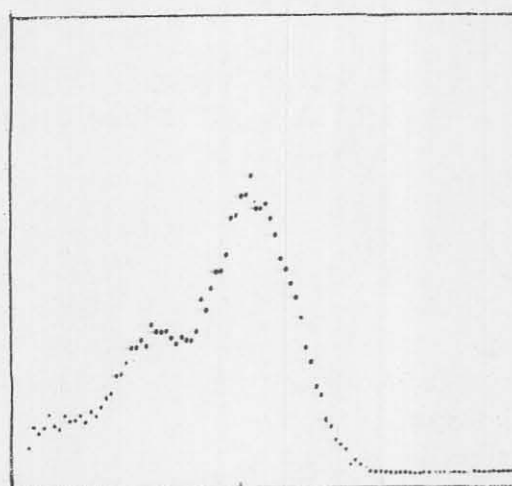
FIG. 5 - Andamento dell'ampiezza A degli impulsi per grandi valori di R (condizioni di misura come in Fig. 3).

In accordo al teorema di Gauss, contemporaneamente all'impulso negativo sul filo di raccolta compaiono su tutti gli altri elettrodi (Fig. 7), impulsi positivi di ampiezza più piccola di quella dell'impulso negativo ($\approx 12\%$ per gli impulsi sui fili adiacenti a quello di raccolta).



100 ns/cm, 5 mV/cm

FIG. 6 - Impulso di rivelazione di un fotone da 5.9 KeV. $R = 1 \text{ K}\Omega$ (condizioni di misura come in Fig. 3).



↑ 0.7 KeV

FIG. 7 - Spettro X (Fe^{55}) degli impulsi indotti positivi sui fili adiacenti a quello di raccolta (condizioni di misura come in Fig. 3).

In Fig. 8 sono riportate le curve di amplificazione degli impulsi dalla CFP in funzione di V_e per tre diverse miscele di gas. Nel caso delle impurezze allo stato liquido (alcool etilico ed eptano) la percentuale d'impurità è quella che si ottiene facendo gorgogliare il gas nel liquido a 0°C . Le curve sperimentali indicate giungono fino al limite della zona di proporzionalità. Al di sopra di questa zona iniziano processi di scarica. Attualmente viene indicata come miscela ottimale l'Ar + isobutano + freon - 13 B1⁽⁴⁾.

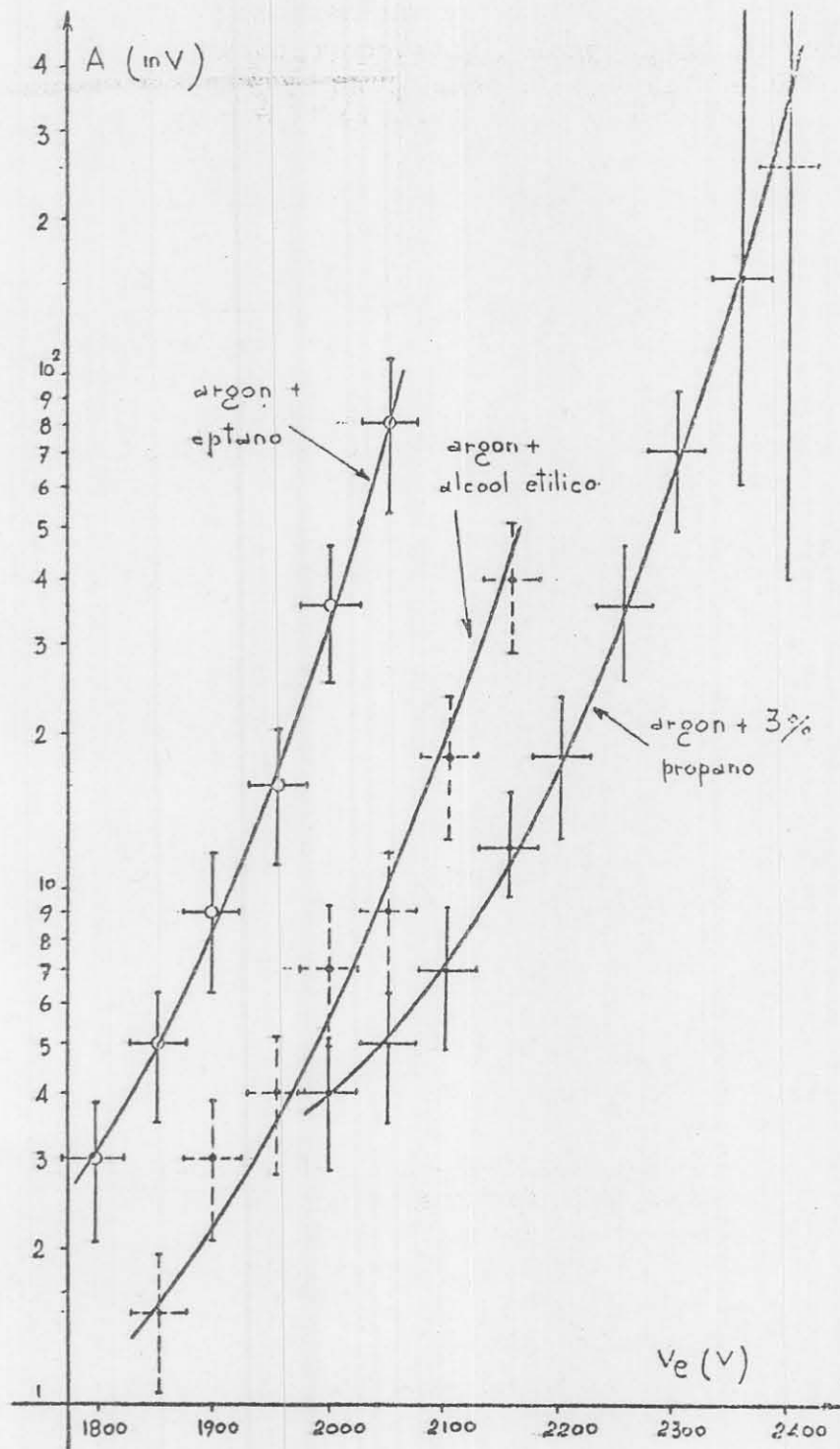


FIG. 8 - Curve di amplificazione degli impulsi per tre miscele di gas ($R = 1 \text{ K}\Omega$, rivelazione di X da Fe^{55}).

4. - RIVELAZIONE DI UNA TRACCIA IONIZZATA E SUA DEFINIZIONE GEOMETRICA CON GLI IMPULSI INDOTTI POSITIVI. -

L'impulso proveniente da una traccia ionizzata è dato dalla somma dei singoli impulsi prodotti dagli elettroni presenti.

Nel caso di particelle ionizzanti al minimo in Ar, la traccia ionizzata è costituita da circa 110 coppie ione-elettrone/cm statisticamente distribuite lungo il percorso.

Utilizzando elettroni emessi da Sr^{90} (energia massima ≈ 2.27 MeV) si sono ottenuti impulsi con un tempo di salita ≈ 200 ns (gas = Ar+3% propano, $V_e \approx 2400$ V). Il tempo di salita degli impulsi dipende ora dal tempo di migrazione degli elettroni attraverso la gap.

Anche facendo uso degli elettroni poco energetici emessi da Sr^{90} (angolo medio di scattering $\approx 15^\circ$ nell'attraversare $80 \mu\text{m}$ di mylar) è stato possibile definire tracce entro la CFP in posizione ed angolo. La presenza contemporanea di impulsi positivi sui fili con indice i tale che $|i| \geq 1$ (Fig. 9) ci assicura che la quantità di elettroni da essi raccolta è trascurabile rispetto a quella raccolta dal filo 0. Infatti i fili +1 e -1 raccolgono, in queste condizioni, una frazione di carica $\ll 10\%$ rispetto a quella raccolta dal filo 0 e così si possono definire, con buona approssimazione, tracce tra 0° e 11° . In modo analogo, si selezionano tracce comprese tra 31° e 45° (Fig. 9) quando vi sono impulsi positivi sui fili con $|i| \geq 3$ e impulsi negativi sui fili con $|i| \leq 2$; e così via.

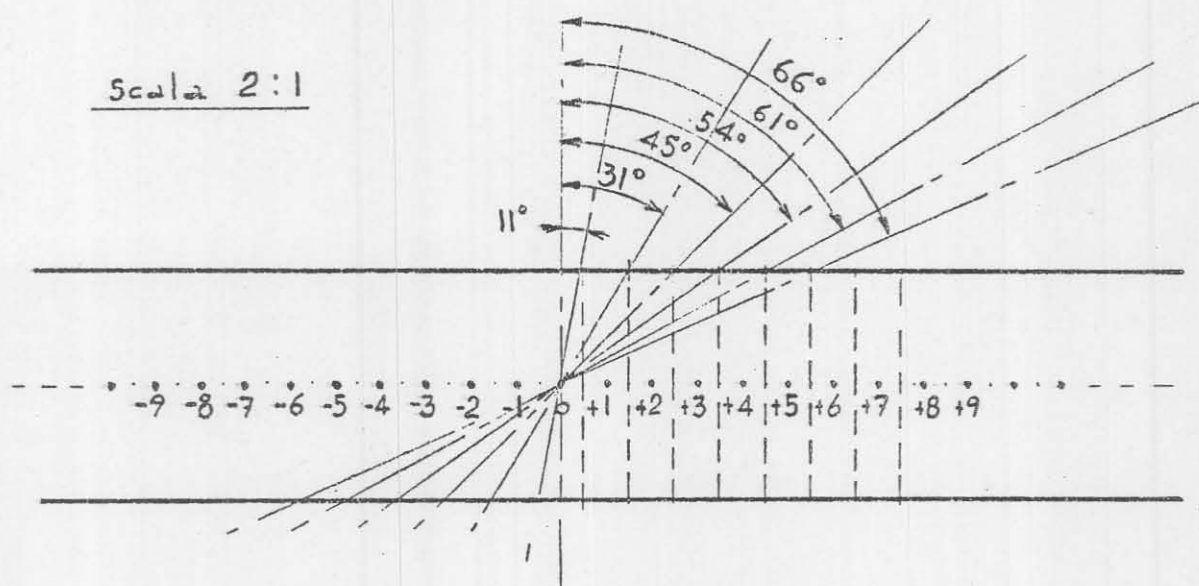


FIG. 9 - Disegno schematico che mostra come più fili possano raccogliere gli elettroni di una traccia ionizzata.

8.

5. - RISOLUZIONE ENERGETICA E ANALISI D'AMPIEZZA DEGLI IMPULSI DA UNA TRACCIA IONIZZATA. -

Analizzando gli impulsi prodotti da fotoni X da 5.9 KeV (Fe^{55}) da un filo della CFP e senza alcuna collimazione (Fig. 3) la risoluzione energetica è $\approx 36\%$ (FWHM). Collimando, invece, gli stessi fotoni X su un filo della CFP, tramite gli impulsi positivi sui fili adiacenti, e assicurando la rivelazione solo su una zona centrale del filo, la risoluzione energetica è $\approx 20\%$ (FWHM), in accordo con il limite teorico (Fig. 10).

L'uniformità d'amplificazione della CFP, escludendo la zona interessata dall'effetto di bordo, è $\approx \pm 4\%$.

La Fig. 11 mostra la distribuzione dell'ampiezza degli impulsi di rivelazione (spettro di perdita d'energia) degli elettroni da Sr^{90} , selezionati con gli impulsi positivi in modo da rivelare le tracce che interessano un solo filo. Questo spettro, chiaramente non tagliato in corrispondenza dei bassi impulsi, porta a concludere che tutti gli impulsi così selezionati sono rivelati.

Al crescere dell'inclinazione della traccia, l'ampiezza del segnale sul filo interessato decresce (Fig. 9 e Fig. 14) poiché decresce la lunghezza della traccia che interessa il volume sensibile che compete al filo stesso.

Lo spettro di perdita d'energia degli elettroni da Sr^{90} e con inclinazione, selezionata con gli impulsi positivi, tra 31° e 45° sul filo interessato è (Fig. 13 e Fig. 11) in buon accordo con la curva d'attenuazione di Fig. 14.

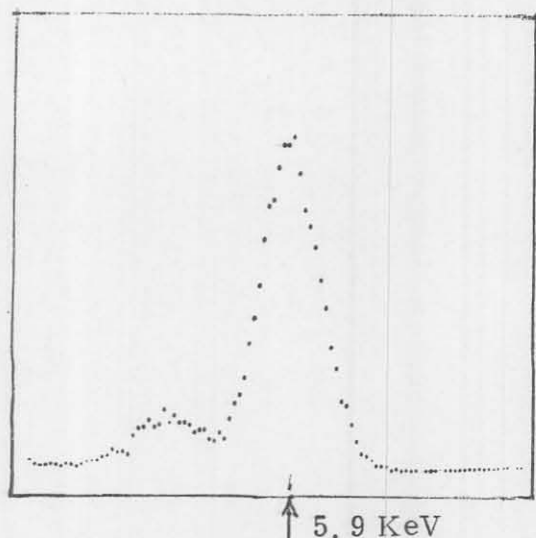


FIG. 10 - Spettro X (Fe^{55}) con fotoni collimati sulla zona centrale di un solo filo della CFP.

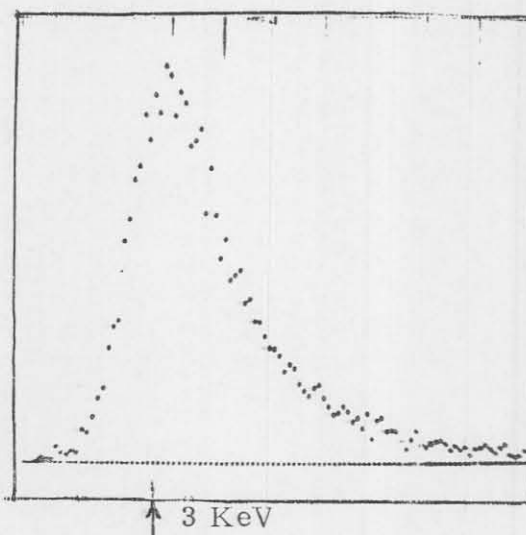


FIG. 11 - Spettro di perdita di energia degli elettroni da Sr^{90} , la cui traccia interessa sempre lo stesso filo di raccolta.

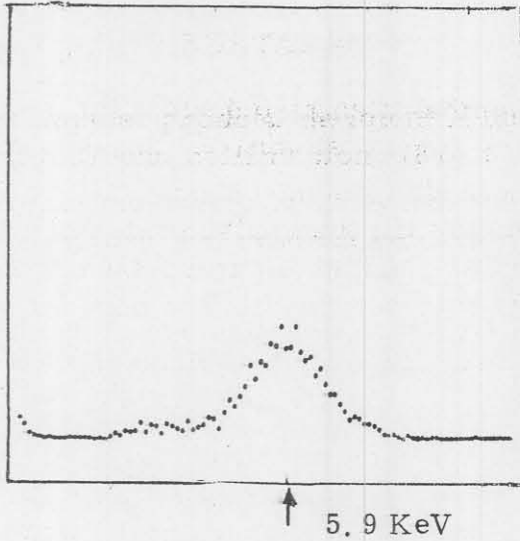


FIG. 12 - Spettro X (Fe^{55}) di riferimento ottenuto nelle stesse condizioni di quello di Fig. 10.

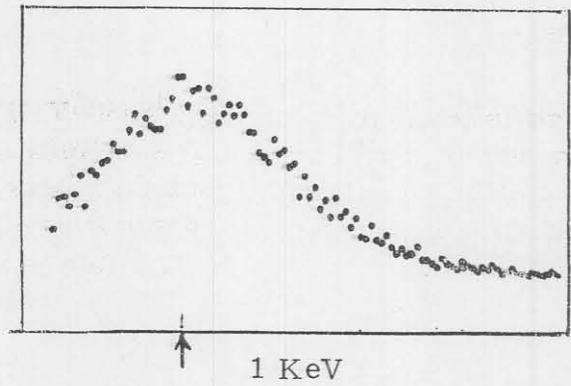


FIG. 13 - Spettro di perdita d'energia degli elettroni da Sr^{90} incidenti sul filo con un angolo medio $\approx 38^\circ$.

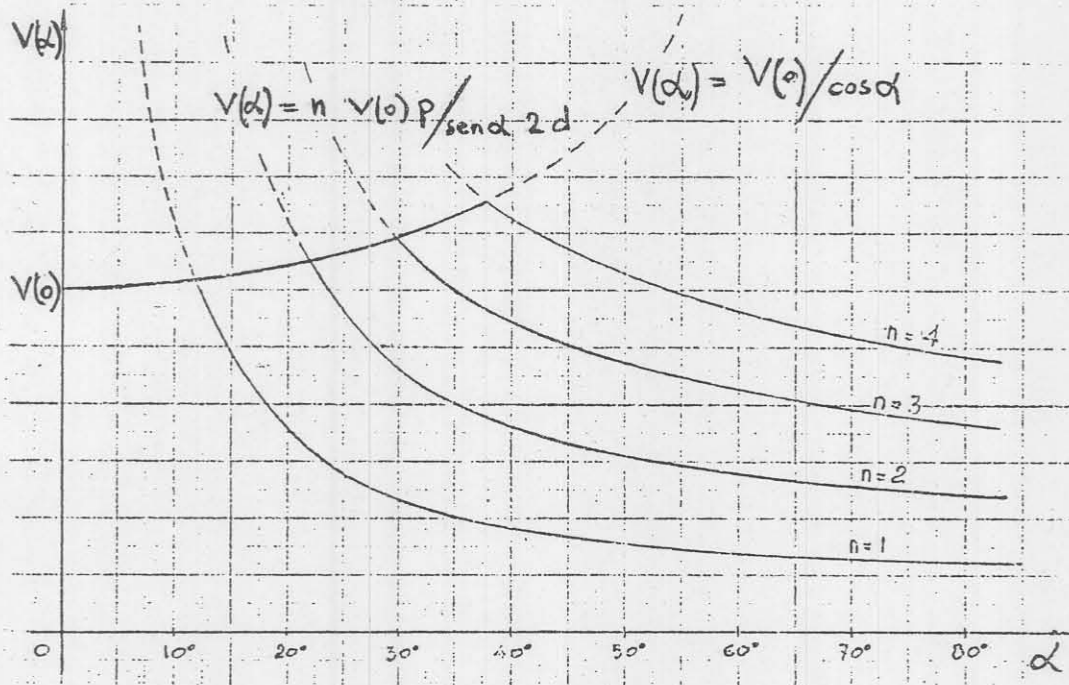


FIG. 14 - Andamento dell'ampiezza media $V(\alpha)$ dell'impulso al variare dell'inclinazione α della traccia e del numero n dei fili di raccolta^(x).

(x) - Per $n > 1$ le curve andrebbero corrette per l'aumento di capacità quando ci sono più fili elettricamente connessi.

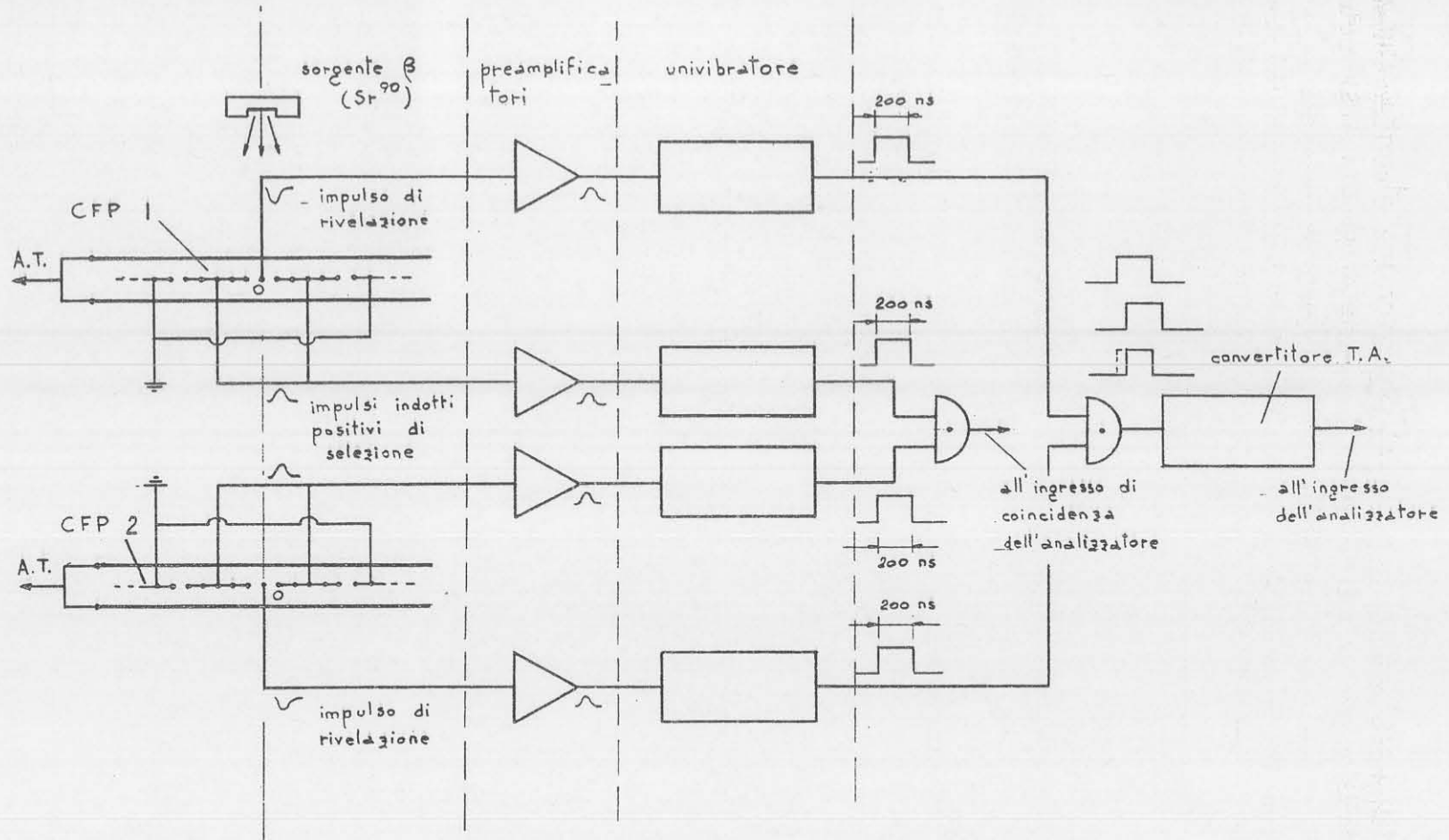


FIG. 15 - Dispositivo sperimentale per il rilevamento della distribuzione del ritardo relativo tra due CFP.

Nello spettro di Fig. 13 ci sono elettroni ($\approx 1\%$) che forniscono impulsi di ampiezza tale da non superare la soglia di rivelazione del multicanale; però, a causa delle fluttuazioni nella perdita d'energia questi elettroni possono dar luogo ad un impulso rivelabile sugli altri fili interessati. Nel caso di tracce ortogonali al piano di raccolta e intermedie tra due fili la rivelazione è sempre assicurata da almeno un filo. Questo è stato provato confrontando lo spettro raccolto da un filo con quello raccolto da tre fili elettricamente connessi (il filo interessato più i due adiacenti).

6. - RISOLUZIONE TEMPORALE. -

Con il dispositivo sperimentale di Fig. 15 è stata effettuata la misura della distribuzione del ritardo relativo tra due CFP, da cui si può risalire alla risoluzione temporale per una singola CFP.

La distribuzione di Fig. 16 è stata ottenuta analizzando il ritardo relativo tra gli impulsi provenienti da tracce passanti a

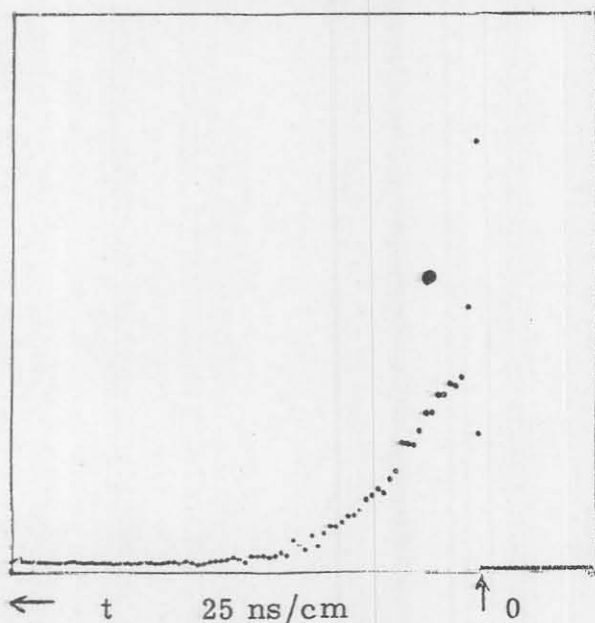


FIG. 16 - Distribuzione del ritardo relativo tra due CFP per tracce passanti a distanza $\leq p/2$ dai fili di lettura.

stanzia $> p/2$ da un filo e intersecante il piano di raccolta esiste sempre un altro filo che dista meno di $p/2$ dalla traccia stessa.

do relativo tra gli impulsi provenienti da tracce passanti a distanza $\leq p/2$ dai fili 0 delle CFP (Fig. 16)^(x). In questo caso si ottiene un FWHM ≈ 75 ns che corrisponde ad una risoluzione temporale per una singola CFP ≈ 50 ns (FWHM).

La distribuzione di Fig. 17 è stata ottenuta senza imporre alcuna restrizione alle tracce. Essa si può spiegare con la sovrapposizione della distribuzione gaussiana di Fig. 16 (tracce a distanza $\leq p/2$ dai fili 0 delle CFP) e di una distribuzione piatta dovuta a tracce distanti dai fili 0 più di $p/2$. Nelle applicazioni pratiche l'influenza della distribuzione piatta è nulla, in quanto per una traccia con di-

(x) - Selezione ottenuta tramite gli impulsi indotti positivi.

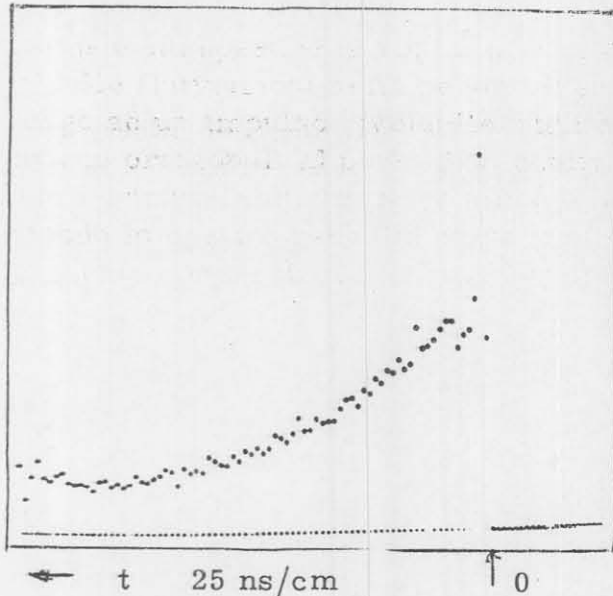


FIG. 17 - Distribuzione del ritardo relativo tra due CFP per tracce comunque distanti dai fili di lettura.

Il risultato ottenuto è sostanzialmente in accordo con quelli ottenuti da altri autori che hanno usato CFP aventi lo stesso passo, pur con miscele diverse di gas^(1, 5, 6, 7). Si comprende, allora, come la risoluzione temporale dipenda dal passo p e non da d , a parità delle altre condizioni con $p = 2 \text{ mm}$ la risoluzione temporale scende a 30 ns (FWHM) ⁽⁸⁾ e con $p = 0.27 \text{ mm}$ si sono raggiunti i 10 ns (FWHM) ⁽⁹⁾.

7. - RISOLUZIONE SPAZIALE. -

Per una fissata distanza $2d$ tra gli elettrodi esterni la risoluzione spaziale delle CFP è limitata dal moto di diffusione degli elettroni. Infatti se r_a è il raggio massimo di diffusione degli elettroni non ha senso fare $p \leq 2r_a$. Per $p \gg 2r_a$ l'indeterminazione nella posizione di passaggio della particella è $\pm p/2$.

Nel caso di tracce che danno luogo ad impulsi su due fili adiacenti si assume come posizione di passaggio della particella il punto medio tra i fili.

Per d/p troppo grande ci sono delle "zone morte" tra filo e filo ai fini della rivelazione e ciò conduce alla scelta di un valore ottimo di d/p compreso tra 2 e 3.

Nel caso di tracce molto inclinate, l'impiego in fase di memorizzazione di segnali di "strobe" sufficientemente brevi, evita la rivelazione su più di 2 fili.

8. - COSTRUZIONE. -

La Fig. 18 mostra la struttura di una CFP da noi costruita. Le varie cornici e strisce di circuito stampato sono tra loro incollate in modo da ottenere l'assemblaggio della CFP e la tenuta del gas. E' possibile rendere la CFP smontabile in corrispondenza del piano di fili di raccolta e realizzare la tenuta del gas, su questo piano, con "O-rings".

I fili del piano di raccolta ($\phi = 25 \div 40 \text{ n}$) sono di Molibdeno dorato mentre gli altri sono di Rame-Berillio ($\phi = 0.1 \text{ mm}$).

I conduttori di diametro più grande (0.5 mm) all'estremità dei piani a tensione e del piano di raccolta impediscono che si realizzino condizioni di scarica su questi fili esterni.

La costruzione di CFP di grandi dimensioni (es. $2 \times 0.5 \text{ m}^2$) richiede la soluzione di più complicati problemi di natura meccanica ed elettrostatica⁽¹⁰⁾.

L'elettronica di amplificazione ed elaborazione degli impulsi è la parte più costosa di un sistema di rivelazione CFP. Per una stima grossolana si può tener conto di una spesa di 10^4 lire per ogni filo o gruppo di fili utilizzato. La ricerca nel senso di minimizzare il costo è essenzialmente legata al progresso nel campo dei circuiti integrati ed ha impegnato noi come altri sperimentatori. Nella bibliografia ci limitiamo a riportare due esempi^(11, 12) di questa elettronica.

9. - SELEZIONE DI PARTICELLE PROVENIENTI DA UNA SORGENTE ESTESA.

Ad Adone è previsto l'impiego di CFP per comandare le camere a scintilla solo in presenza di particelle provenienti dalla zona d'incrocio dei fasci di e^+ ed e^- , imponendo eventualmente ulteriori vincoli (rivelazioni di eventi a due corpi o multicorpi). Vediamo ora un esempio di questo impiego.

Consideriamo due CFP (Fig. 19) i cui piani di lettura siano uno a distanza L (misurata dall'asse longitudinale) della sorgente e l'altro a $L + h$. Sia d una dimensione trasversale della sorgente e i fili di raccolta delle CFP siano paralleli all'asse longitudinale. Scelto un gruppo di n_1 fili sulla CFP 1 resta individuato, ai fini della rivelazione da parte di questi fili elettricamente connessi, un intervallo $I_1 = n_1 p_1$ ($p_1 =$ passo dei fili della CFP 1) centrato sul gruppo.

La proiezione ottica, dalla sorgente, dell'intervallo I_1 stacca sul piano di lettura della CFP 2 un intervallo I_2 (Fig. 19). Ripetendo il ragionamento per l'intervallo I_1' successivo a I_1 resta determinato sulla CFP 2 l'intervallo $I_2' = I_2$ che si sovrappone a I_2 per la quantità δ .

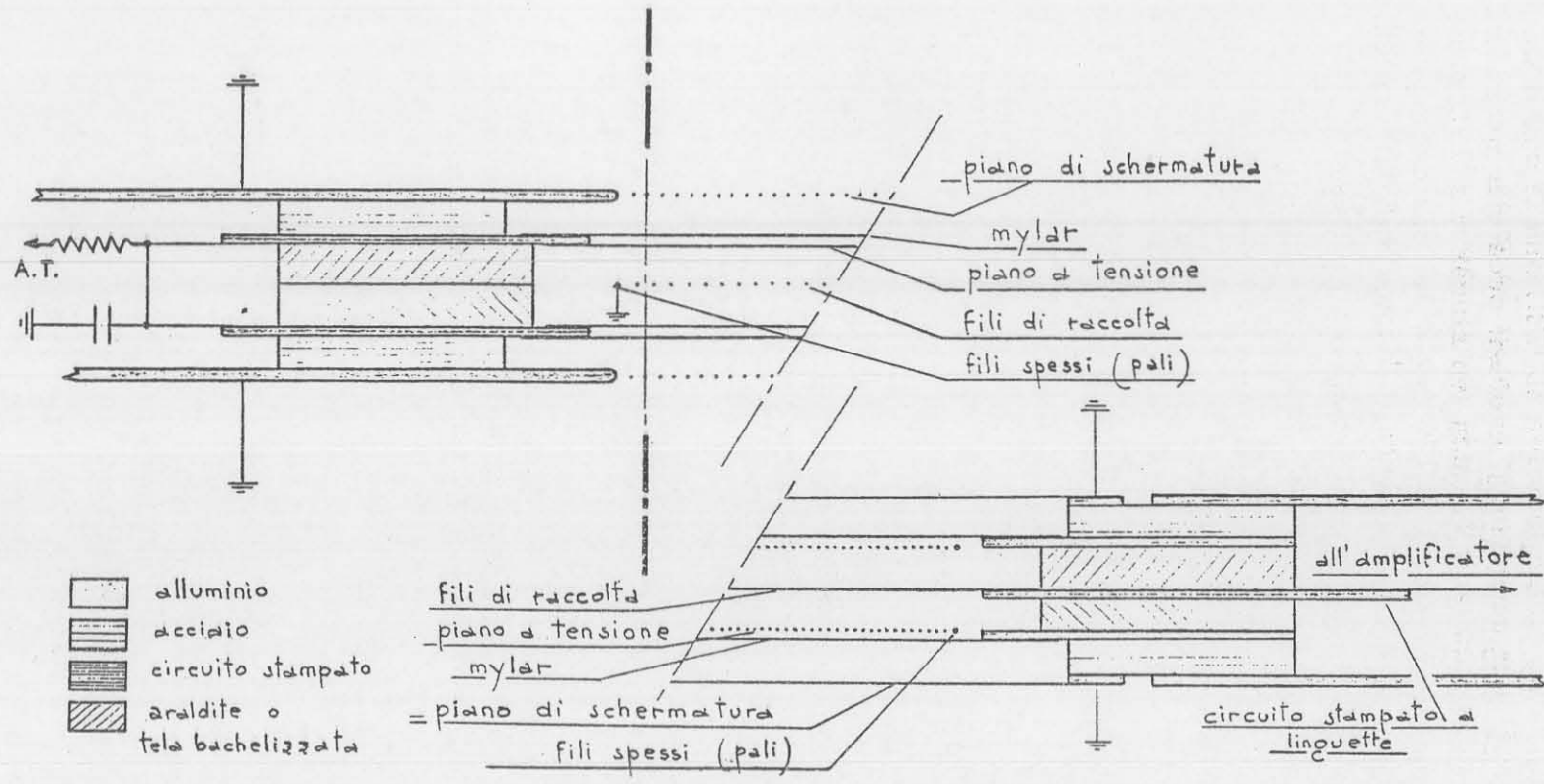


FIG. 18 - Prototipo di area utile 50 x 50 cm².

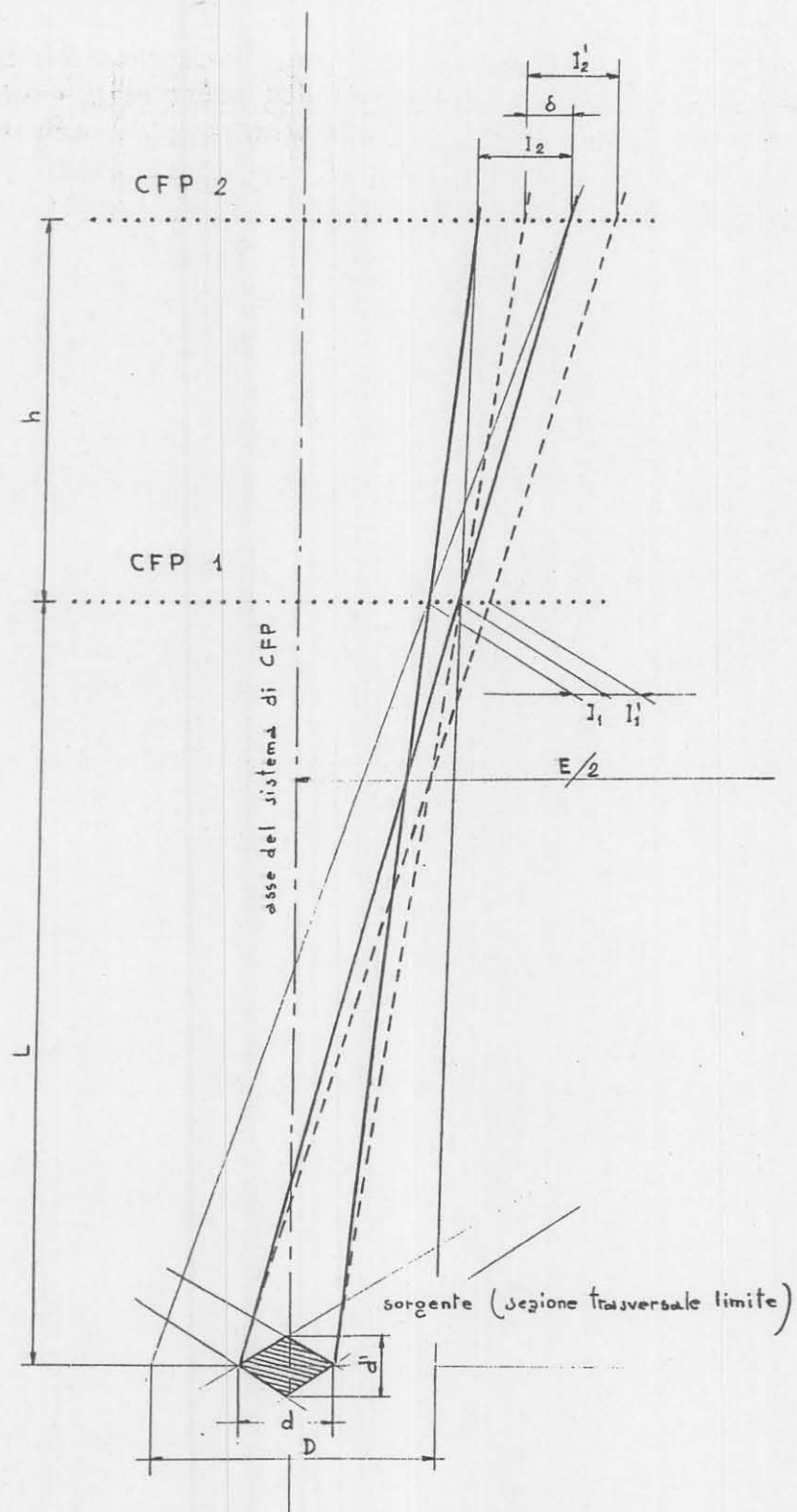


FIG. 19 - Impiego di CFP nella selezione di particelle provenienti da una sorgente estesa (parte geometrica).

16.

Ora perchè sia possibile connettere elettricamente in gruppi uguali tutti i fili della CFP 2 (v. Fig. 21) bisogna imporre:

$$(10.1) \quad \delta = I_2/2 \text{ (x)}, \quad \delta = n_2 p_2$$

ove n_2 è un numero intero e p_2 il passo dei fili della CFP 2.

Inoltre da considerazioni geometriche risulta:

$$(10.2) \quad I_2 = I_1 + \frac{h}{L} (d + I_1),$$

$$(10.3) \quad \delta = d \frac{h}{L}.$$

In pratica si possono presentare i seguenti casi:

a) I passi p_1 e p_2 della CFP sono scelti a posteriori.

Da (10.1), (10.2) e (10.3), per un fissato d , si trova che deve essere rispettata la relazione:

$$(10.4) \quad \frac{h}{L} = \frac{I_1}{d - I_1}.$$

b) Il passo p_1 è imposto e il passo p_2 è scelto a posteriori.

Da (10.1), (10.2), (10.3) e un fissato d , segue che deve valere la relazione:

$$(10.5) \quad \frac{h}{L} = \frac{n_1 p_1}{d - n_1 p_1}.$$

c) Il passo p_1 e p_2 sono imposti e $p_1 = p_2 = p$.

Si perviene ora tramite le (10.1), (10.2) e (10.3) al sistema:

$$(10.6) \quad \begin{aligned} n_1 p \frac{L}{h} - d + n_1 p &= 0 \\ n_2 p \frac{L}{h} - d &= 0. \end{aligned}$$

Le equazioni (10.6), in una rappresentazione cartesiana (L/h , d), danno luogo a due famiglie di rette al variare rispettivamente di n_1

(x) - E' anche possibile imporre $\delta = I_2/N$ (N è un intero > 2), ma questo determina nella CFP 2 la presenza di due tipi diversi di gruppi di fili.

e n_2 e per un fissato p (Fig. 20). I punti d'intersezione tra le rette delle due famiglie danno le possibili soluzioni.

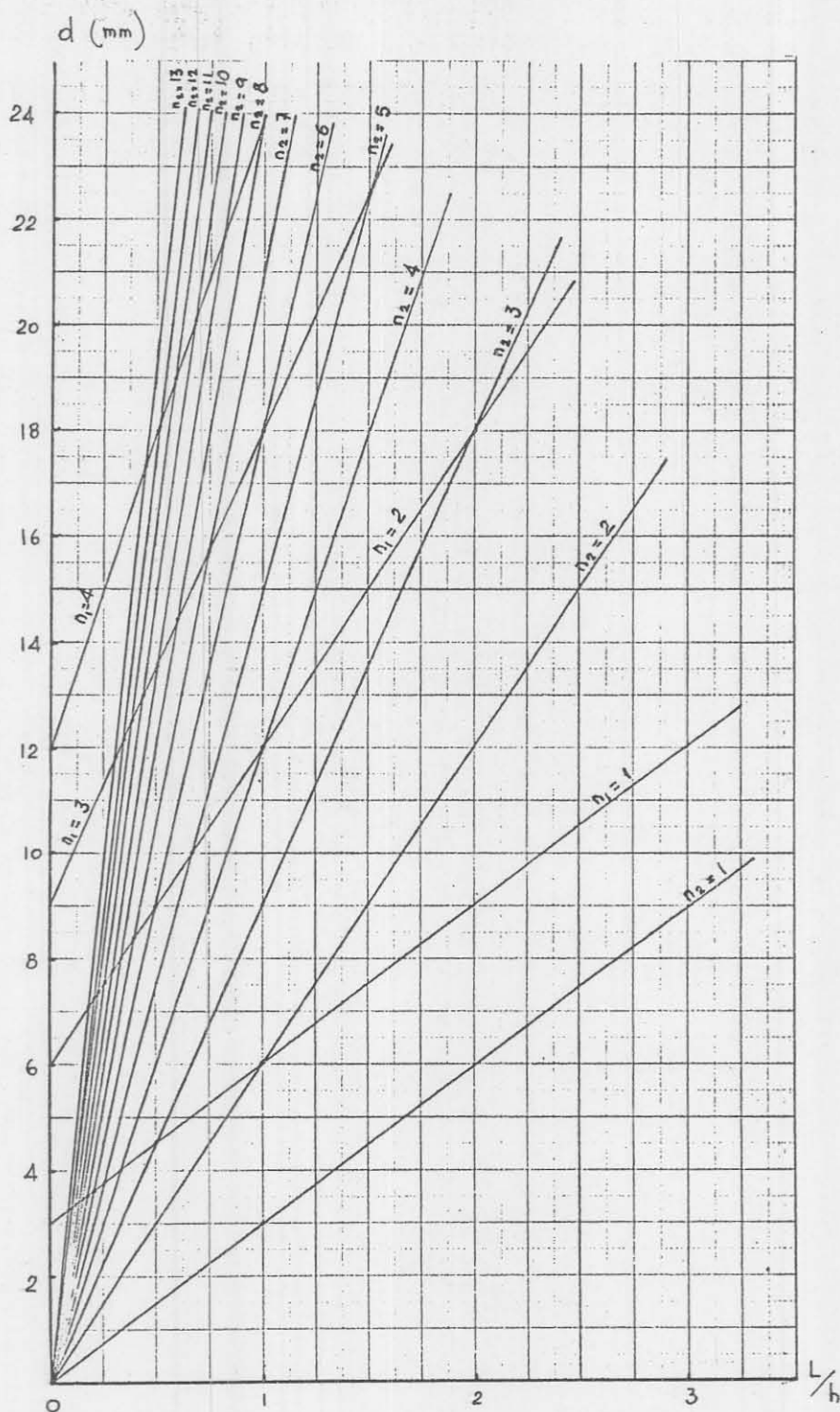


FIG. 20 - Soluzioni (punti d'intersezione delle rette) per $p_1 = p_2 = p = 3$ mm del sistema di selezione con CFP di cui alla Fig. 19.

La selezione delle particelle che provengono dalla sorgente si ottiene, ovviamente, tramite la coincidenza del segnale proveniente da un intervallo tipo I_1 e quello proveniente dal suo corrispondente intervallo tipo I_2 . In questo modo vengono pure accettati, in parte, eventi che provengono da una zona confinante con la sorgente e avente estensione D (zona di penombra), come si vede in Fig. 19. Da considerazioni geometriche si trova che :

$$(10.7) \quad D = 2I_1 \left(1 + \frac{L}{h}\right) + d .$$

L'estensione limite d' della sorgente (Fig. 19) è legata alla larghezza E della CFP dalla relazione :

$$(10.8) \quad d' = \frac{2dL}{E+d} .$$

La Fig. 21 mostra lo schema a blocchi della logica che permette di eseguire la selezione descritta.

Con CFP cilindriche coassiali alla sorgente si possono utilizzare gli stessi risultati ottenuti con le CFP piane. L'impiego delle CFP cilindriche offre il vantaggio di una miglior copertura di un angolo solido vicino a 4π e poichè mancano le tracce inclinate su un piano ortogonale ai fili di raccolta è possibile migliorare la logica di selezione secondo lo schema a blocchi di Fig. 22. Nel caso delle CFP cilindriche la sezione trasversale limite della sorgente è circolare (Fig. 22).

Desideriamo ringraziare il dr. E. Iarocci per l'indispensabile e continua assistenza, il prof. P. Waloschek, del DESY, per le utili discussioni avute, il prof. G. T. Zorn, dell'Università di Maryland, per il contributo iniziale a questo lavoro, e il prof. M. Grilli per il suo incoraggiamento.

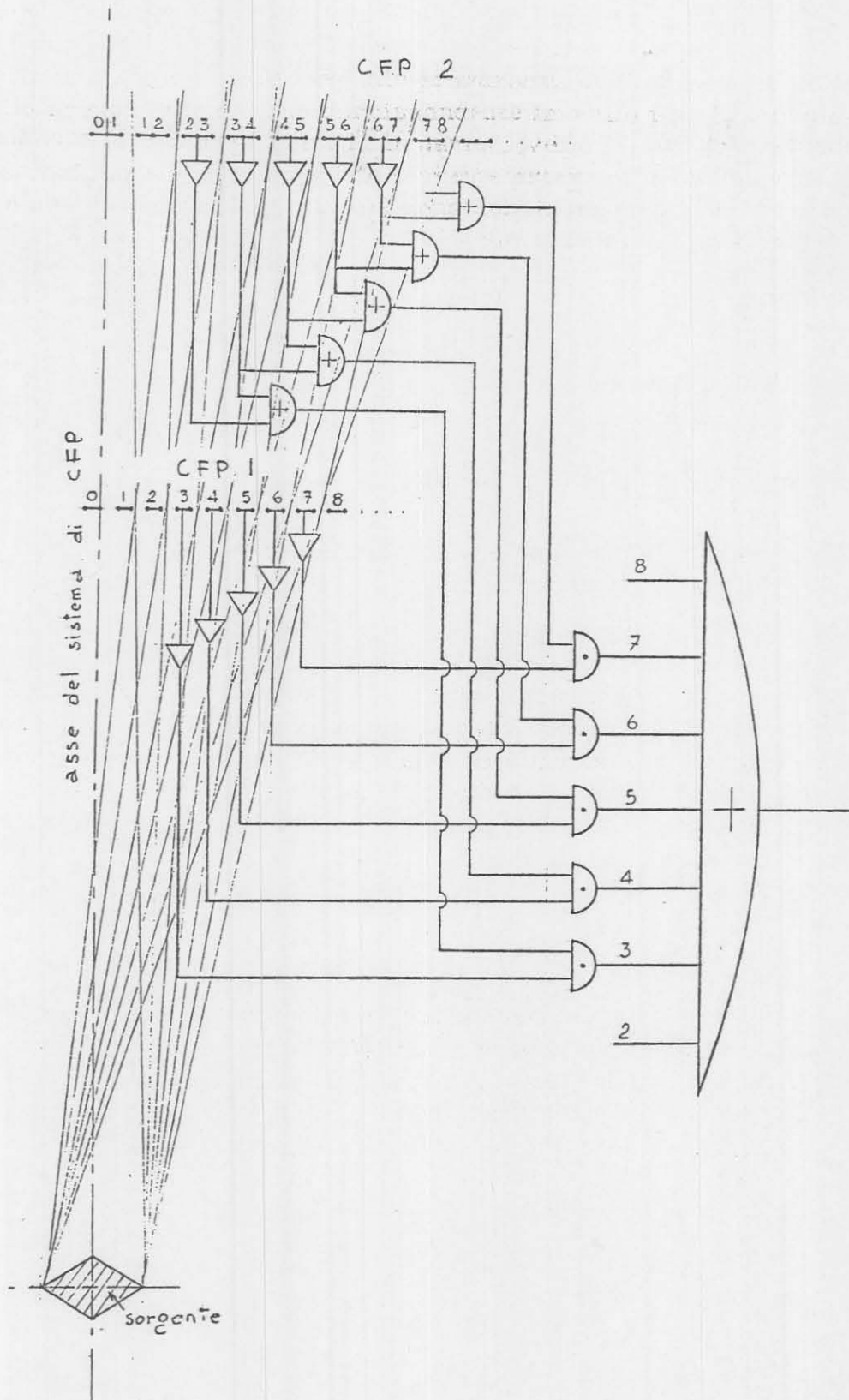


FIG. 21 - Schema a blocchi della logica di selezione delle particelle provenienti da una sorgente estesa (CFP piane).

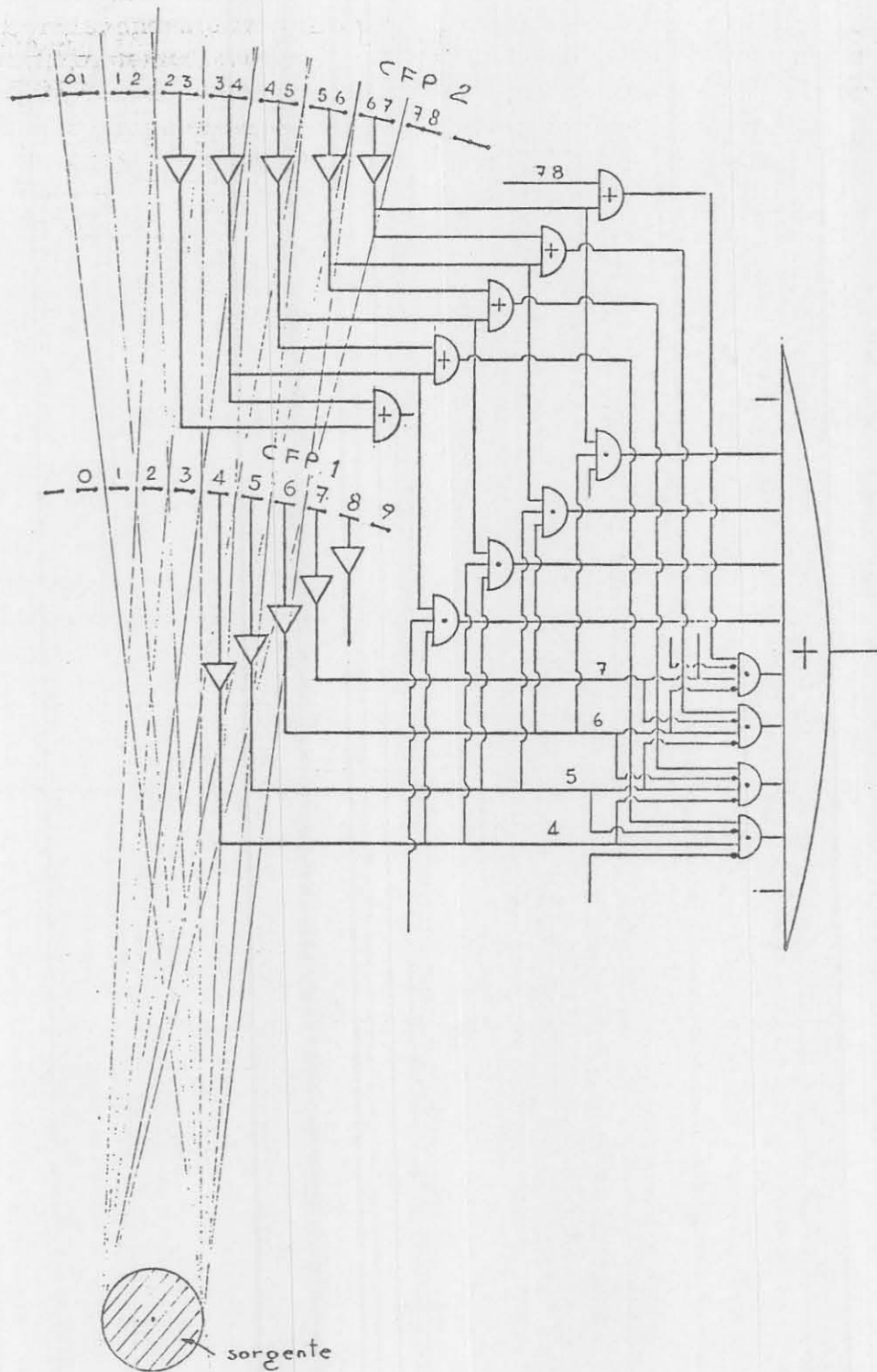


FIG. 22 - Schema a blocchi della logica di selezione delle particelle provenienti da una sorgente estesa (CFP cilindriche).

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier and C. Zupancic, Nuclear Instr. and Meth. 65, 217 (1968).
- (2) - C. M. Lederer et al., Tables of isotopes (Wiley, 1967), p. 567.
- (3) - J. Sharpe at D. Taylor, Mesure et d etection des rayonnements nucl aires (Dunod, 1958).
- (4) - R. Bouclier, G. Charpak, Z. Dimcovski, G. Fischer, F. Sauli, G. Coignet and G. Flugge, Nuclear Instr. and Meth. 88, 149 (1970).
- (5) - G. Charpak, Proc. Intern. Symp. on Nuclear Electronics, Versailles (1968), vol. 3, p. 1.
- (6) - C. Bemporad, W. Beusch, A. C. Melissinas, E. Schuller, P. Astbury and J. G. Lee, Nuclear Instr. and Meth. 80, 205 (1970).
- (7) - L. J. Koester, U. Koetz and S. Segler, Nuclear Instr. and Meth. 82, 67 (1970).
- (8) - P. Steffen and F. Vannucci, Report CERN 69-29 (1969).
- (9) - J. Fischer and S. Shibata, Proc. Intern. Symp. on Nuclear Electronics, Versailles (1968); Report BNL-12804 (1968).
- (10) - P. Schilley, P. Steffen, J. Steinberger, T. Trippe, F. Vannucci, H. Wahl, K. Kleinknecht and V. Luth, Nuclear Instr. and Meth. 91, 221 (1970).
- (11) - J. R. Simantan, K. R. Bourkland and R. F. Marquardt, Nuclear Instr. and Meth. 81, 13 (1970).
- (12) - J. C. Tarl e and H. Verweij, Nuclear Instr. and Meth. 78, 93 (1970).