

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-79/59(R)
31 Agosto 1979

A. La Monaca: CAMERE A DRIFT PER LA RIVELAZIONE
DI e^- E RAGGI X IN ESPERIENZE DI STRUTTURA DELLA
MATERIA.

A. La Monaca: CAMERE A DRIFT PER LA RIVELAZIONE DI e^- E RAGGI X IN ESPERIENZE DI STRUTTURA DELLA MATERIA.

INDICE

| | | |
|--|------|----|
| INTRODUZIONE: | pag. | 2 |
| 1. - CAMERA A DRIFT PER ELETTRONI | | |
| 1. 1. - Principio di Funzionamento | pag. | 3 |
| 1. 2. - Prototipo di camera ad una dimensione: costruzione meccanica e collaudo | pag. | 4 |
| 1. 3. - Camera con collimazione sull'anodo | pag. | 6 |
| 1. 4. - Nuovo prototipo di camera | pag. | 7 |
| 2. - CAMERA A DRIFT PER RAGGI X | | |
| 2. 1. - Problema del riferimento temporale | pag. | 8 |
| 2. 2. - Fluorescenza K dell'Argon | pag. | 9 |
| 2. 3. - Range dei fotoelettroni | pag. | 10 |
| 2. 4. - Efficienza del sistema di rivelazione della fluorescenza e collaudo della camera | pag. | 11 |
| 3. - CAMERA A DRIFT BIDIMENSIONALE | | |
| 3. 1. - Linea di ritardo | pag. | 12 |
| 3. 2. - Caratteristiche elettriche e costruttive della linea: collaudo | pag. | 12 |
| 3. 3. - Collaudo della camera a drift bidimensionale | pag. | 13 |
| CONCLUSIONI | pag. | 14 |
| APPENDICE: | | |
| 1. - IONIZZAZIONE PRIMARIA E SECONDARIA: TERMALIZZAZIONE | pag. | 15 |
| 2. - VELOCITA' DI DRIFT DEGLI IONI E TRASFERIMENTO DI CARICA | pag. | 16 |
| 3. - VELOCITA' DI DRIFT DEGLI ELETTRONI ED USO DI MOLECOLE ORGANICHE | pag. | 17 |
| 4. - DIFFUSIONE DEGLI ELETTRONI E RISOLUZIONE SPAZIALE DELLA CAMERA | pag. | 19 |
| 5. - LA REGIONE II DI ANODO | pag. | 20 |
| 6. - SVILUPPO IN TEMPO DEL SEGNALE | pag. | 22 |
| 7. - LA MISCELA ARGON-ISOBUTANO-METHYLAL | pag. | 24 |
| 8. - VARIAZIONI DI GUADAGNO E FORZA ELETTROSTATICA | pag. | 25 |
| BIBLIOGRAFIA | | |

INTRODUZIONE.

Esistono vari tipi di rivelatori per identificare e registrare particelle cariche e fotoni: cristalli di ioduri di sodio e scintillatori plastici accoppiati a tubi fotomoltiplicatori, dispositivi a channeltron e a channelplate, rivelatori a stato solido al germanio e al silicio, camere a ionizzazione, contatori proporzionali. Ma nessuno di questi dispositivi è adatto a registrare immagini a due dimensioni, come quelle ottenute ad esempio dalla diffrazione da un singolo cristallo. Si ricorre, in tal caso, e ormai da decenni, alle lastre fotografiche, che tuttavia presentano forti limitazioni. Ne citiamo alcune.

La risposta alla radiazione non è lineare sopra la densità ottica^(*) di 1,5. Non è possibile ridurre il "fog" di background teorico^(o) sotto lo 0,05 della densità ottica e in pratica sotto lo 0,1; ciò comporta un limite assoluto sul minimo numero di fotoni che possono essere rivelati. Non si possono fare misure con un'alta precisione statistica come si richiederebbe, ad esempio, nelle misure di fase di riflessioni difratte per scattering anomalo a lunghezza d'onda multiple, dove è necessaria una precisione statistica dello 0,1% per ogni singola misura (la lastra fotografica invece offre una statistica limitata al numero di grani esposti). È impossibile trasferire dati direttamente da una lastra ad un calcolatore, cosa di solito necessaria per la vastità dei dati raccolti e per la loro elaborazione in presenza di spettri complessi. Pertanto alcuni gruppi di ricerca, ad Orsay (LURE) e a Stanford-S. Diego (SSRL), hanno sviluppato, per la rivelazione bidimensionale di raggi X, camere proporzionali a multifili in versioni derivate da quelle usate in fisica delle alte energie. Proprio a S. Diego con una tale camera sono state raccolte 500.000 riflessioni su quattro diffrattometri cristalli, con una velocità di raccolta di ben 30 volte più grande di quella di un diffrattometro usuale⁽¹⁾. L'alta velocità di raccolta è una caratteristica peculiare delle camere proporzionali, che le rende estremamente adatte a studiare sia speciali campioni fisici sensibili al tempo di esposizione della radiazione (tempi lunghi danneggerebbero il campione) sia campioni biologici di vita breve. Studi in tal senso verranno fatti a Frascati, dove si è preferito alle camere proporzionali le camere a "drift", più vantaggiose per i seguenti motivi: facilità di costruzione meccanica, minor costo dell'elettronica di rivelazione, miglior precisione nella misura spaziale (almeno lungo una coordinata).

Descriviamo qui la tecnica che noi abbiamo sviluppato su piccole camere a drift unimodulari, le cui dimensioni, superficie utile 9 cm², sono state scelte in base alle più tipiche applicazioni (diffrazione, scattering, etc. . .) nelle esperienze di struttura della Materia.

Le prime camere descritte sono a rivelazione spaziale unidimensionale e sono state sviluppate per misure di diffrazione con elettroni di qualche MeV di energia su campioni molto spessi⁽²⁾.

Nel corso dei collaudi effettuati abbiamo dovuto affrontare il problema di eliminare un vistoso effetto di modulazione spaziale dello spettro osservato, dovuto alla struttura geometrica della camera stessa.

Una nuova camera, di geometria diversa, ci ha permesso di eliminare completamente la modulazione spaziale e di raggiungere una migliore risoluzione spaziale. La stessa camera con un opportuno accorgimento è stata usata poi per la rivelazione dei raggi X, i cui spettri spaziali bidimensionali vengono riportati alla fine di questa nota.

(*) Si definisce densità ottica: $D = \lg_{10}(1/T) = \lg_{10}(I_0/I_1)$ dove T è la trasparenza della lastra fotografica mentre I_0 e I_1 sono le intensità della luce incidente e trasmessa; le curve che legano la densità ottica al \lg dell'esposizione fotografica, dette "curve H e D" (Hunter e Driffield) rappresentano la risposta della lastra fotografica (per dettagliate informazioni tecniche si veda ad es.: W. G. Hyzer, Engineering and Scientific High-speed Photography (Macmillan, 1962).

(o) Si definisce "fog" di background la densità di grani sviluppati sulla lastra in assenza di esposizione.

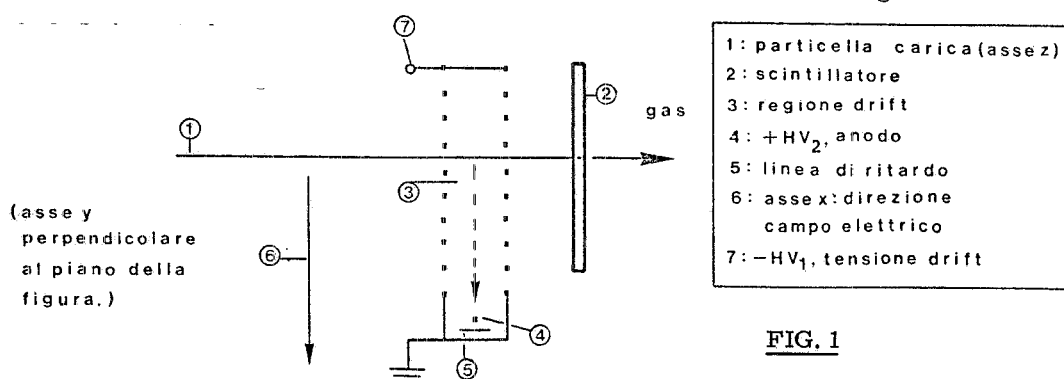
In appendice infine descriviamo i vari e complessi meccanismi fisici di funzionamento delle camere a drift comunemente adoperate in Fisica delle Alte Energie, e da noi applicate alle tematiche sopra menzionate.

La realizzazione della strumentazione sperimentale descritta in questo rapporto non sarebbe stata possibile senza la preziosa ed attiva collaborazione tecnica del Sig. Campolungo. La particolare linea di ritardo descritta nel Cap. 3 è stata sviluppata dal Sig. R. Di Stefano sui disegni del Sig. M. Brolatti.

1. - CAMERA A DRIFT PER ELETTRONI.

1. 1. - Principio di Funzionamento.

Una camera a drift a flusso di gas può essere rappresentata come in Fig. 1^{(3), (4)}:



Consiste di una regione in cui agisce un moderato campo elettrico e di un contatore proporzionale, il tutto operante in opportuna miscela di gas in condizioni normali. La successione di fili a potenziale crescente delimita la regione di drift. Gli elettroni prodotti dalla particella incidente nella miscela di gas al tempo t_0 , misurato dallo scintillatore, migrano nella direzione del campo elettrico con velocità w e, raggiunto il filo di anodo, innescano la moltiplicazione a valanga al tempo t_1 . La coordinata x della traccia nella regione di drift è data da:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w dt$$

che con una velocità di drift costante si riduce a:

$$x = w (t_1 - t_0) \quad (1)$$

La coordinata y invece può essere misurata dal tempo di preparazione lungo l'anodo della scarica a valanga localizzata in qualche centinaio di μm . In pratica però a causa del piccolo ritardo per unità di lunghezza, che l'anodo offre, è preferibile misurare il tempo di propagazione del segnale indotto elettromagneticamente dalla scarica su un'opportuna linea di ritardo collocata dietro l'anodo. Pertanto con due misure temporali è possibile avere una immagine bidimensionale del punto di conversione della particella incidente.

Descriviamo più in là la tecnica della linea di ritardo. Per il momento ci occuperemo della camera a drift per la rivelazione della sola coordinata x .

1, 2. - Prototipo di Camera ad un Dimensione: Costruzione Meccanica e Collaudo.

Sulla base dello schema di Fig. 1, abbiamo costruito un prototipo di camera a drift unidimensionale per eseguire misure di elettroni diffratti da un campione cristallino secondo il dispositivo sperimentale di Fig. 2.

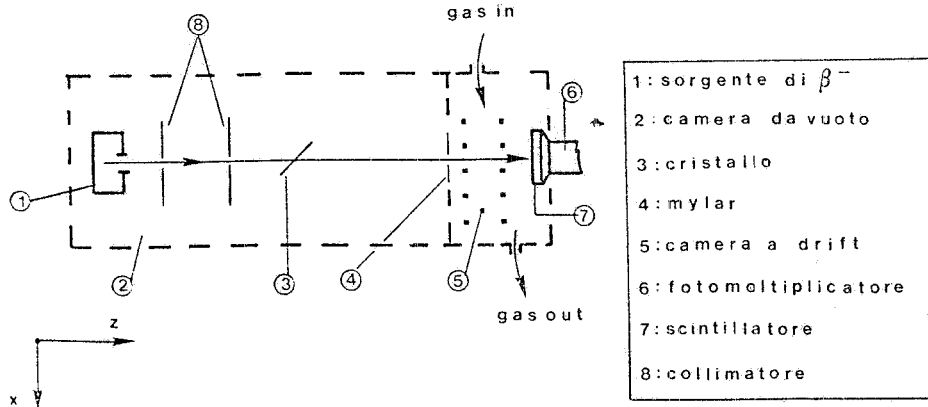


FIG. 2

La radiazione β^- di energia 2,27 MeV emessa dallo Sr^{90} veniva collimata per 40 cm sul cristallo. Il fascio diffratto sotto un angolo del mrad veniva raccolto in trasmissione dalla camera di superficie $32 \times 32 \text{ mm}^2$ posta normalmente al fascio a 50 cm dal cristallo. Una finestra circolare di diametro $\phi=26 \text{ mm}$ di mylar, alluminato dalla parte della camera a drift e di spessore $12 \mu\text{m}$, separava il vuoto dal gas. Una miscela di gas di argon al 66%, isobutano al 30% e methyl al 4% fluiva nel contenitore metallico della camera opportunamente miscelata da un miscelatore a gas costruito al CERN.

La camera stessa consisteva di un telaio rigido di forma quadrata di vetronite, sul quale venivano sistemati i fili della regione di drift in successione di 2 mm (con un errore di allineamento di 0,1 mm) in modo da formare due piani paralleli distanti 6 mm (gap della camera). L'anodo con un catodo circolare metallico veniva sistemato su un fianco del telaio in modo che potesse guardare il piano mediano della gap (Fig. 3).

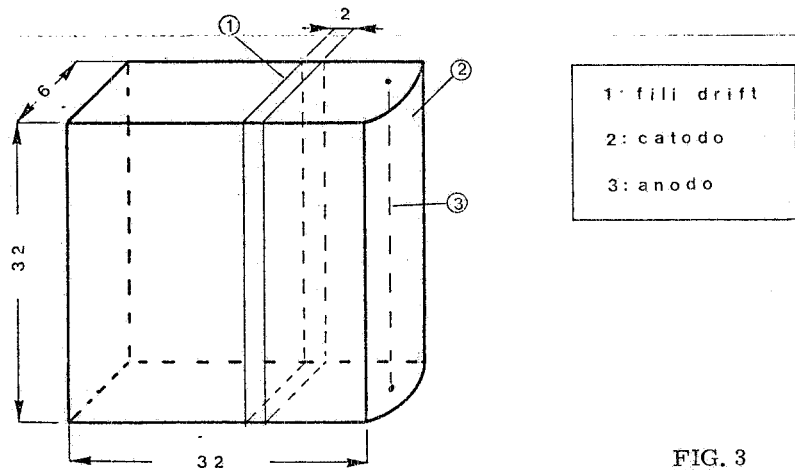


FIG. 3

Il filo di anodo era scelto di tungsteno dorato di diametro $20 \mu\text{m}$. Gli altri fili erano di Cu-Be di $100 \mu\text{m}$ di diametro. Tutti poi venivano tesi prima di essere saldati al supporto con pochi grammi di peso per assicurare la stabilità elettrostatica. Un partitore di tensione, con resistenze di precisione del valore totale di $\sim 12 \text{ M}\Omega$, assicurava una caduta di potenziale di $\sim 240 \text{ V}$ tra filo e filo, mentre il filo più lontano all'anodo era alimentato con $HV_1 = -3600 \text{ V}$. In tal modo un campo di drift di 1200 V/cm (superiore al campo critico, (ginocchio della curva di Fig. A4, $E_c = 1100 \text{ (V/cm)}$) della miscela usata) ci assicurava che la camera lavorava nella zona di velocità di drift costante. Per eliminare effetti di perturbazioni sulle linee di campo, che potevano sfuggire verso l'esterno della struttura a

fili, abbiamo sistemato un piano di mylar alluminato, circuitato a massa, parallelamente dietro il secondo piano di fili a 10 mm, mentre il primo piano era schermato dalla stessa finestra di mylar che superava il vuoto del gas. L'anodo veniva alimentato con una tensione positiva che al massimo era $HV_2=2000V$, inizio della scarica Müller. Gli impulsi elettrici amplificati e formati da un ibrido Le Croy LD604 L, con soglia di discriminazione di $200 \mu V$, comandavano lo stop di un convertitore tempo-ampiezza, TAC mod. 601 della Laben. Il segnale di start veniva da un fotomoltiplicatore veloce 56 AVP della Philips, che registrava il passaggio del β^- nella camera, con una precisione temporale limitata allo "spread" elettronico, $0,8 \text{ nsec}$, del tubo stesso. Un multicanale Laben registrava gli impulsi di tensioni variabili dell'uscita del TAC (vedere Fig. 4).

Con tale logica abbiamo registrato lo spettro in frequenza della Fig. 5, variando la tensione di anodo.

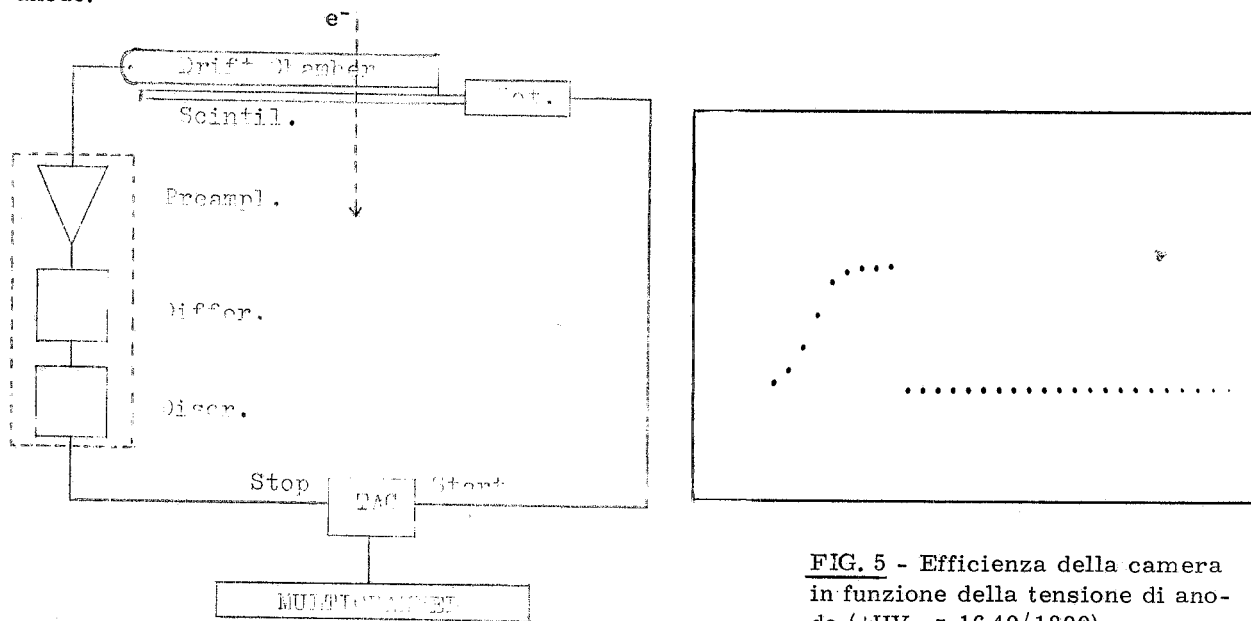


FIG. 4

FIG. 5 - Efficienza della camera in funzione della tensione di anodo ($+HV_2 = 1640/1800$).

In tal modo il valore $+HV_2=1750$ sull'anodo veniva scelto per avere la massima efficienza di raccolta (100%) e di stabilità di operazione della camera. La risposta spaziale della camera nella coordinata x della geometria di Fig. 2 (senza cristallo) è data in Fig. 6a). Il collimatore faceva passare un fascio di elettroni di sezione trasversa 2 mm che si allargava a 6 mm sulla camera. Senza collimazione, con la radiazione limitata solo dal foro circolare che teneva la finestra di mylar, la camera rispondeva come in Fig. 6b). In ogni caso una modulazione spaziale dello spettro con un passo uguale alla spaziatura dei fili del campo di drift era chiaramente visibile.

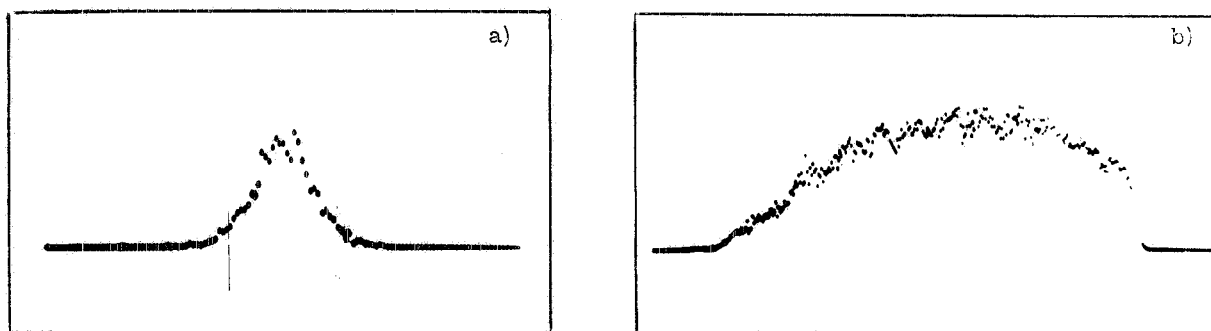
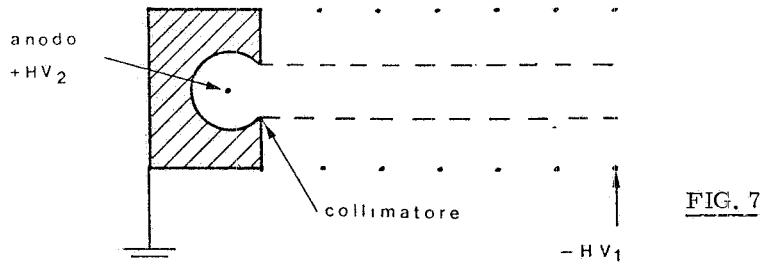


FIG. 6 - a) Spettro spaziale della camera con sorgente di elettroni collimati. La modulazione corrisponde alla spaziatura dei fili della camera. b) Spettro modulato con sorgente di elettroni non collimati.

1. 3. - Camera con collimazione sull'anodo.

La modulazione spaziale degli spettri precedentemente descritti limitavano molto l'uso della camera. Nostro interesse era di superare in qualche modo tale difficoltà. Poichè la ragione più probabile di un tale effetto era che la traccia di ionizzazione della particella incidente la camera, migrando lungo le linee di campo elettrico, risentisse l'influenza dei poli di potenziale dei fili limitanti il campo stesso, abbiamo costruito una camera con anodo collimato come in Fig. 7⁽⁵⁾.



In questo modo, limitando la gap all'apertura del collimatore di anodo, che era 2,4 mm, potevamo avere un campo omogeneo in questa regione. Il collaudo fatto nelle stesse condizioni sperimentali del paragr. 2, ha dato tuttavia lo spettro di Fig. 8 che mostra una attenuazione della modulazione, ma

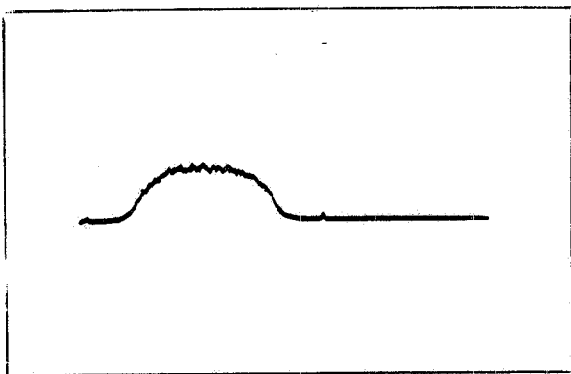


FIG. 8 - Spettro della camera con anodo collimato. Si noti che la modulazione spaziale si è attenuata.

non la sua scomparsa. Miglioramenti venivano ottenuti ancora riducendo l'apertura del collimatore di anodo e focalizzando la linea di campo vicino al collimatore stesso con opportuni potenziali (qualche centinaio di volts). Ma solo quando portavamo la risoluzione spaziale della camera a ~ 1 mm, corrispondente a metà passo della spaziatura di fili, l'effetto della modulazione spaziale su spettri fatti ad alta statistica non era più notato (Fig. 9).

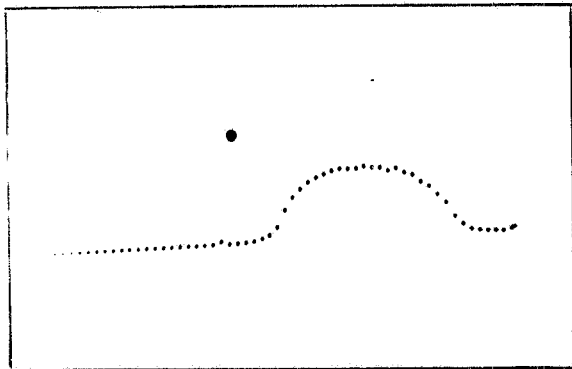
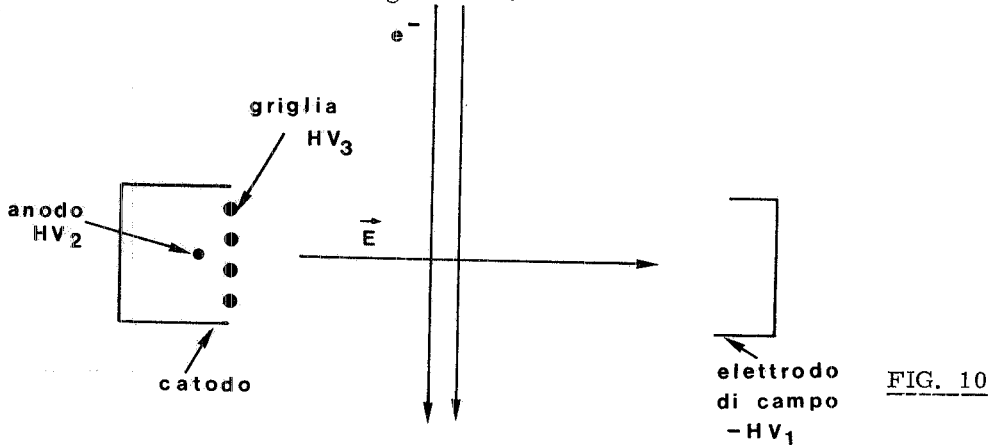


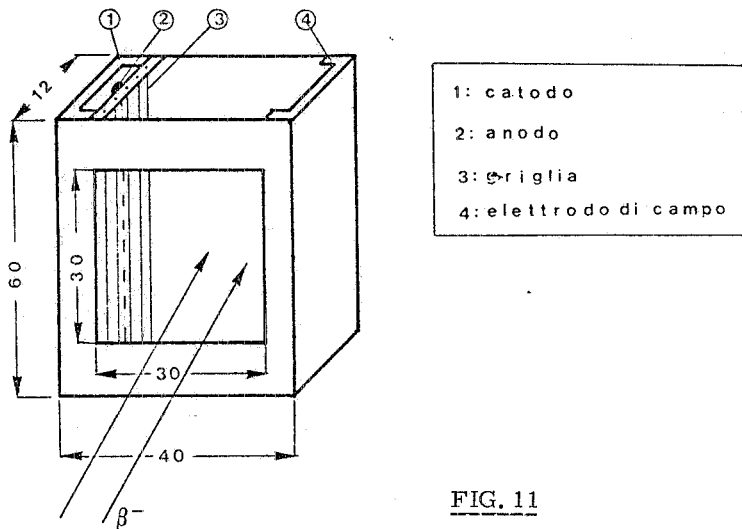
FIG. 9 - Spettro della camera con risoluzione spaziale portata a 1 mm.

1.4. - Nuovo prototipo di camera.

Dunque la camera a drift a struttura a fili, se usata con alta risoluzione spaziale su fasci di radiazioni a larga sezione trasversa, davano sempre una modulazione spaziale nella coordinata x . Pertanto abbiamo pensato di costruire una camera a drift di tipo diverso che in linea di principio, può essere schematizzata come in Fig. 10(6)(7).



I due elettrodi metallici a forma di C venivano affacciati l'un l'altro dalla parte aperta. Al centro di uno di questi elettrodi, schermato da una griglia, veniva sistemato il filo di anodo che funzionava da contatore proporzionale. L'altro distante pochi cm. dalla griglia generava le linee di campo elettrico attraverso la regione di drift. Avendo eliminato i fili di campo lungo la gap il sistema era molto semplice da costruire. Per ragioni di compattezza abbiamo scelto la gap di 12 mm di spessore e la regione di drift di 30 mm. Due sbarre di Al venivano lavorate in modo tale che l'elettrodo di campo fosse lungo 60 mm e profondo 2 mm, mentre l'elettrodo di catodo era parimenti lungo ma profondo 10 mm per poter alloggiare la linea di ritardo, non rappresentata in Fig. 10, di cui parleremo dopo. In tal modo una scatola di vetronite di volume interno $60 \times 40 \times 12 \text{ mm}^3$ conteneva la nostra camera, che però offriva al fascio di radiazione una superficie di rivelazione di $30 \times 30 \text{ mm}^2$ mediante finestre sui due lati della scatola (Fig. 11)



La griglia e l'anodo invece venivano sostenute da un apposito telaio anch'esso di vetronite facilmente estraibile dalla scatola per facilitare la sistemazione dei fili o la sostituzione di qualcuno di essi in caso di rottura. I fili della griglia di Cu-Be di diametro $\phi = 100 \mu\text{m}$ erano posti in successione parallela spaziatati con passo di 3 mm. Il filo di anodo di tungsteno dorato di $20 \mu\text{m}$ di diametro era posto a 2 mm dietro la griglia parallelamente ai suoi fili sul piano mediano della regione di drift. Tutti i fili venivano al solito tesi con pochi grammi di tensione.

Il collaudo di questa camera, col dispositivo e l'elettronica di paragr. 1. 2, portava alla scelta di $HV_1 = -4000$ V, $HV_3 = +1000$ V, cosicchè la regione di drift veniva interessata da un campo di ~ 1600 (V/cm), mentre potevamo far salire HV fino a +3000 V prima di registrare scariche Müller. La curva di efficienza della camera in funzione di HV_2 è stata rappresentata in Fig. 12a). Con la scelta di $HV_2 = +2600$ ed il fascio coprente quasi tutta la superficie della camera (era limitato dalla solita finestra circolare di 26 mm di diametro, par. 1. 2.) lo spettro spaziale registrato è quello di Fig. 12b).

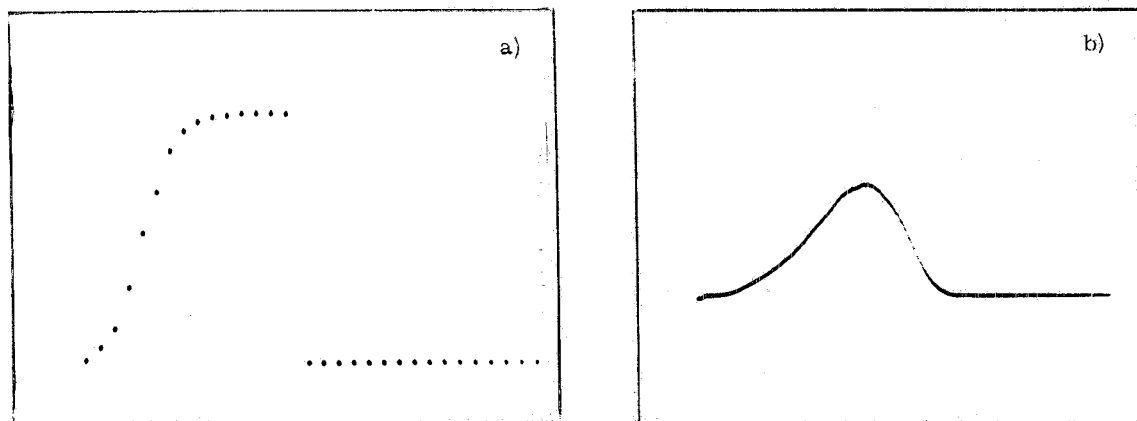


FIG. 12 - a) Efficienza della camera in funzione della tensione di anodo ($+HV_2 = 2400/2700$, valori nominali). b) Spettro spaziale della nuova camera. La risoluzione spaziale era di poco superiore a $50 \mu\text{m}$. Si noti l'assenza totale della modulazione spaziale.

La risoluzione spaziale era di poco superiore a $50 \mu\text{m}$ nessuna modulazione spaziale era notata.

2. - CAMERA A DRIFT PER RAGGI X.

2. 1. - Problema del riferimento temporale.

Se volessimo usare la camera di Fig. 10 per rivelare raggi X ci imbattemmo subito in una grossa difficoltà: l'interazione elettromagnetica dei raggi X col gas si presenta a singolo evento localizzato con assorbimento totale della particella incidente, per cui lo scintillatore posto dietro la camera non è in grado di rivelare eventi che possano dare riferimento temporale. E' possibile risolvere il problema con sorgenti a raggi X speciali come quelle pulsate, il cui tempo di salita dell'impulso potrebbe fornire lo "start" di tempo zero alla camera. In tal caso però, per avere un riferimento preciso occorrerebbe adoperare una sorgente con impulsi rapidi e senza dispersione temporale nel tempo di salita; inoltre gli intervalli temporali tra gli impulsi stessi dovrebbero essere pari almeno al tempo massimo di drift della camera.

Una sorgente pulsata, non convenzionale, oggi disponibile a Frascati è la luce di sincrotrone dell'anello di accumulazione di Adone, che emette stretti impulsi di luce, larghi a metà altezza, $0,6$ nsec., intervallati di 117 nsec, corrispondenti ai tre "bunches" di elettroni che normalmente circolano nella macchina. Siccome è possibile fare circolare nella macchina anche un solo "bunch" di elettroni, si può anche avere un solo impulso di luce ogni 350 nsec (periodo di rivoluzione del "bunch" nell'anello). Pertanto la nostra camera a drift, se usata con questa sorgente, andrebbe modificata parzialmente ad un tempo massimo di drift pari a questi intervalli temporali. Il caso di un solo bunch circolante che fornisca impulso di luce ogni 350 nsec risulta tuttavia il più adatto perchè più vicino alle attuali dimensioni geometriche della camera. Verifiche sperimentali in tale senso verranno fatte nel futuro su Adone. Quando però sorgenti pulsate non sono disponibili, qualche altro meccanismo di trigger per la camera sarebbe desiderabile. Noi abbiamo risolto il problema per raggi X di

di energia $\geq 3,2$ KeV, usando come tempo di riferimento la fluorescenza della "shell K" della molecola di argon, eccitata dall'effetto fotoelettrico, come viene dettagliatamente descritto nel seguito.

2.2. - Fluorecenza K dell'Argon.

Riportiamo in Fig. 13 i coefficienti di assorbimento ed il relativo libero cammino di alcuni gas in condizioni normali in funzione dell'energia degli X incidenti.

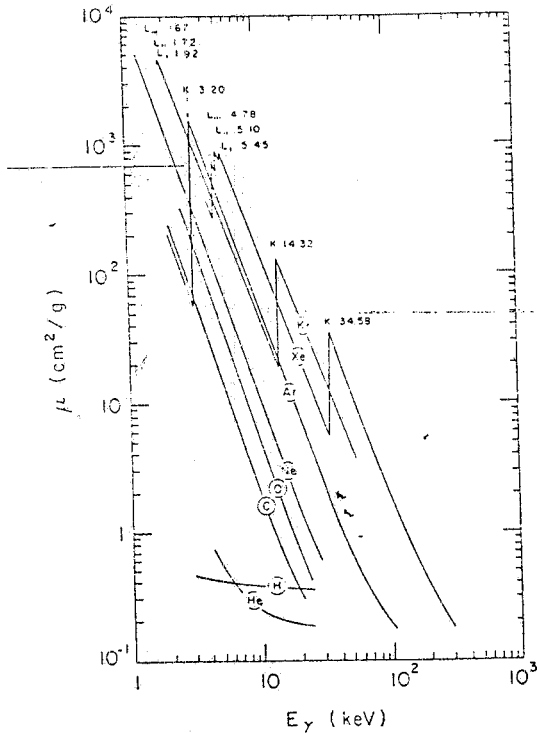


FIG. 13 - Absorption coefficient versus energy of photons, in several gases used in proportional counters. Carbon is included, to allow the calculation of absorption in hydrocarbons.

Dalla curva dell'argon si nota che l'assorbimento incrementa di due ordini di grandezza quando l'energia del fotone incidente supera l'energia di 3,2 KeV dalla shell K del gas. Il forte assorbimento del fotone $h\nu$ nella shell K implica l'emissione di un fotoelettrone di energia $E_2 = h\nu - 3,2$ KeV, energia che viene spesa nella creazione di coppie A_r^+ ed e^- necessari alla rivelazione nel volume della camera. D'altra parte l'atomo eccitato ritorna allo stato fondamentale attraverso i due meccanismi schematizzati in Fig. 14⁽⁸⁾.

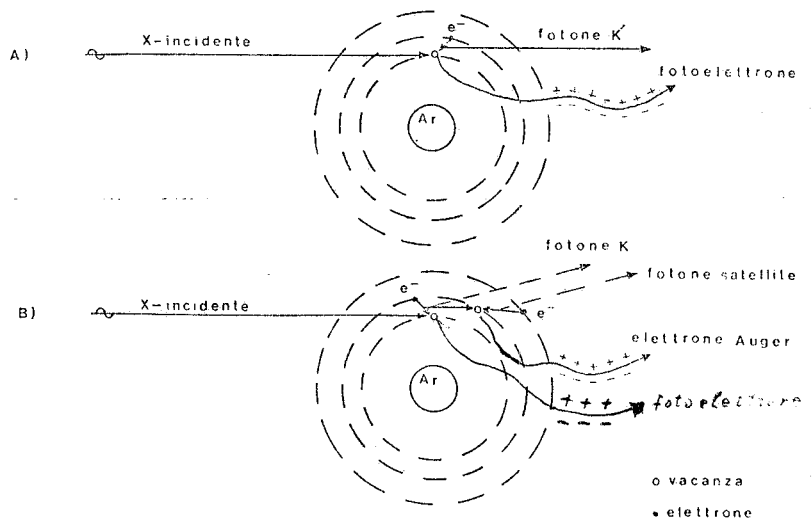


FIG. 14

Nei caso a) viene emesso un fotone di energia $E_f = 3,2 \text{ KeV} - h\nu_1$, a causa della transizione di un elettrone dalla shell più esterna i^{ma} alla shell dell'argon; nel caso b) questo fotone viene ricatturato dall'atomo stesso ad opera di qualche altra sua shell esterna: ne risulta l'espulsione del relativo elettrone e l'emissione di un nuovo fotone di energia più bassa (effetto Auger). Alle energie considerate, X primari con $h\nu \geq 3,2 \text{ KeV}$, in argon solo il 15% dell'assorbimento fotonico segue il processo a), mentre l'85% compete al processo b). Tuttavia tenendo conto della fondamentale proprietà che ogni gas è abbastanza trasparente alla radiazione di energia leggermente più bassa di quella corrispondente all'edge di assorbimento, quasi tutta la radiazione del processo a) si può raccogliere su uno scintillatore esterno che può fornire così il tempo di riferimento alla camera.

2. 3. - Range dei fotoelettroni.

L'accuratezza della localizzazione della coordinata x lungo la direzione di drift della camera dipende dal range dei fotoelettroni nella miscela di gas. Questi fotoelettroni sono emessi in una direzione preferenziale dipendente dalla loro energia, come mostra la Fig. 15. Fino a poche decine

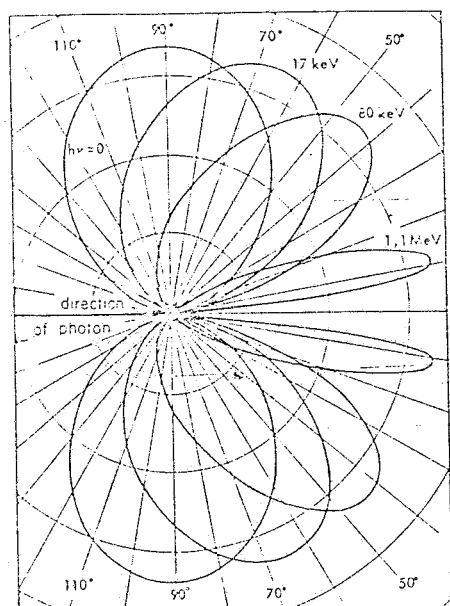


FIG. 15 - Probability of emission of a photoelectron at a given angle in respect to the incoming photon direction, as a function of the quantum energy.

di KeV la direzione di emissione è vicino alla perpendicolare del fotone X incidente, che nella Fig. 1 corrisponde alla direzione del campo di drift. La ragione è che l'elettrone fotoelettrico si muove in prevalenza lungo il campo elettrico trasversale del fotone incidente. Ad energie più alte invece, l'alto impulso, che l'elettrone viene a possedere, lo spinge sempre più avanti lungo la direzione del fotone incidente. Usando raggi X da 5, 9 KeV del Fe^{55} avremo quindi fotoelettroni K di energia $E_2 = 2,7 \text{ KeV}$ nella direzione di drift della camera. Senonchè lo scattering multiplo, che il fotoelettrone subisce nel gas, randomizza velocemente questa direzione, per cui dopo poche collisioni viene perduta ogni traccia dell'angolo di emissione originario. Per di più essendo la sezione d'urto molecolare per questi elettroni dell'ordine di 10^{-16} cm^2 a pressione atmosferica, il loro libero cammino medio risulta qualche μm e quindi il range pratico di percorso nel gas è abbastanza piccolo. Possiamo calcolare questo range deducendolo dalle misure di E. P. Kobetch e R. Katz⁽⁹⁾ sugli elettroni di bassa energia nei materiali leggeri. La formula ricavata è:

$$r = 9,93 \cdot 10^{-6} E_e (\text{gr cm}^{-2} \text{ KeV}^{-1})$$

Considerando la media pesata della densità della miscela (67% argon, 30% isobutano, 4% methylal), i fotoelettroni da 2,7 KeV avrebbero un range di 140 μm , praticamente uguale alla dimensione ($\sim 100 \mu\text{m}$) della traccia (termalizzata) lasciata nel gas da una particella carica incidente (vedere Appendice).

2.4. - Efficienza del sistema di rivelazione a fluorescenza, e collaudo della camera.

La stessa camera a drift, usata con gli elettroni, descritta nel paragrafo 1.4, e sistemata nel dispositivo sperimentale di Fig. 2, è stata collaudata con una sorgente radioattiva di Fe^{55} di energia 5,9 KeV e di intensità $6 \cdot 10^6$ dis/sec. Il tempo di riferimento era dato dallo stesso sistema a scintillazione usato per gli elettroni, ma che in questo caso riduceva l'efficienza di rivelazione alla frazione di fluorescenza X rivelata. Una stima dei conteggi all'uscita del fotomoltiplicatore di questo sistema si può fare in questo modo⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾. All'entrata della camera avevamo un fattore angolare di accettazione del mrad e una trasparenza della finestra di mylar agli X da 5,9 KeV del 96%. Dentro la camera l'assorbimento di questi in argon in 12 mm di gap era del 52% con una efficienza di fluorescenza del 15%. Stimando un 1/3 di rad. il fattore angolare di accettazione dello scintillatore posto a ridosso della camera, avevamo la seguente intensità di fluorescenza sullo scintillatore:

$$I = 6 \cdot 10^6 \cdot 10^3 \cdot 0,96 \cdot 0,52 \cdot 0,15 \cdot 1/3 \cdot \text{dis/sec} \approx 150 \text{ dis/sec}$$

Per non attenuare questa intensità all'entrata dello scintillatore, questo era usato senza la protezione dello schermo riflettente di mylar alluminato usato comunemente per rimandare la luce verso il fotocatodo. Per proteggerlo però dalla eventuale luce visibile esterna lo abbiamo trattato con un sottilissimo strato di aquadag. Dai lavori di West e coll. risulta che gli X da 3,2 KeV avevano una efficienza di scintillazione dell'80%. E poichè l'efficienza quantica di conversione fotoelettrica al fotocatodo era del 12%, avevamo il seguente numero di fotoelettroni:

$$N_e = 150 \cdot 0,8 \cdot 0,12 \approx 15 \text{ fot/sec}$$

Moltiplicando questo numero per 0,9, fattore geometrico di raccolta del primo dinodo, avevamo il numero di conteggi al secondo all'uscita del fototubo:

$$n \approx 14 \text{ cont/sec}$$

numero molto più piccolo del rumore elettronico del fototubo stesso, che è dell'ordine del Kilociclo. Nessuna soglia di discriminazione elettronica sul rumore era possibile perchè, a causa della bassa energia degli X, gli impulsi creati avevano la stessa altezza in tensione di quelli del rumore (gli esperimenti di West e coll. danno per ogni 1 + 1,5 KeV di energia dissipata dell'X nello scintillatore un fotoelettrone al fotocatodo⁽¹²⁾). Pertanto un sistema di due fototubi in coincidenza e guardanti lo stesso scintillatore doveva essere usato per eliminare il rumore.

In tali condizioni, con le tensioni di lavoro della camera stabilite al par. 1.4, abbiamo registrato sul multicanale, a tempi lunghi, ma con relativamente bassa statistica, lo spettro di Fig. 16 avente una risoluzione spaziale di $\sim 150 \mu\text{m}$.

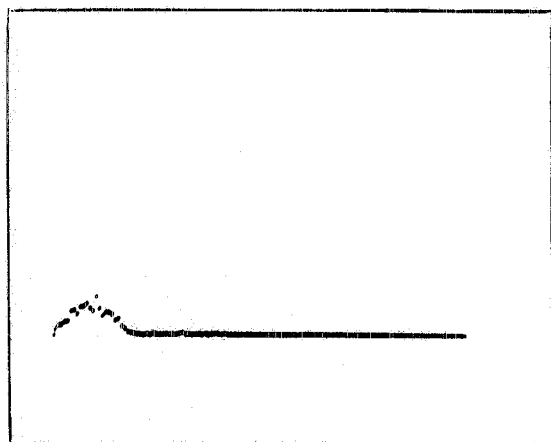


FIG. 16 - Spettro spaziale della camera con raggi X non collimati.

3. - CAMERA A DRIFT BIDIMENSIONALE.

3.1. - Linea di ritardo.

Come abbiamo accennato all'inizio di queste note, la coordinata y della particella incidente la camera a drift, può essere rivelata con una linea di ritardo sistemata nella regione del contatore tra anodo e catodo. In tal modo per ogni scarica a valanga sul filo anodico si crea un impulso indotto in un punto della linea di ritardo. Questo si propaga ai due estremi della linea con tempi diversi a seconda della distanza del punto. Misurando la differenza dei tempi di propagazione si ricava la posizione y della valanga lungo l'anodo. La risoluzione spaziale della y è legata alla minima differenza di tempo misurabile, per cui le linee di ritardo con lunghi ritardi per unità di lunghezza permettono risoluzioni più fine. Altri requisiti per una buona linea di ritardo sono: un'alta impedenza caratteristica Z per migliorare il rapporto segnale-rumore proporzionale a $Z^{1/2}$; una buona efficienza di accoppiamento elettromagnetico η sul segnale di anodo; minime perdite per effetto di skin.

La maggior parte di questi requisiti vengono soddisfatte usando linee di ritardo a geometria piatta costruite secondo la tecnica dei circuiti stampati. Si ottengono in tal modo linee di ritardo con poco ingombro facilmente collocabili nel piccolo volume dietro l'anodo.

3.2. - Caratteristiche elettriche e costruttive della linea: collaudo.

Una semplice linea di ritardo a geometria piatta è costituita da una strip-line di poche μm di spessore e qualche centinaio di μm di larghezza depositata su un materiale isolante, e può essere vista come la naturale estensione del cavo coassiale in cui uno dei due conduttori ha raggio infinito. Le proprietà elettromagnetiche di una tale linea non differiscono molto da quella a sezione circolare. Tuttavia la presenza dei due dielettrici, materiale isolante ed aria, introduce complicazioni per cui non è possibile mantenere solamente correnti del modo TEM (il campo elettrico nel dielettrico può eccitare modi guidati).

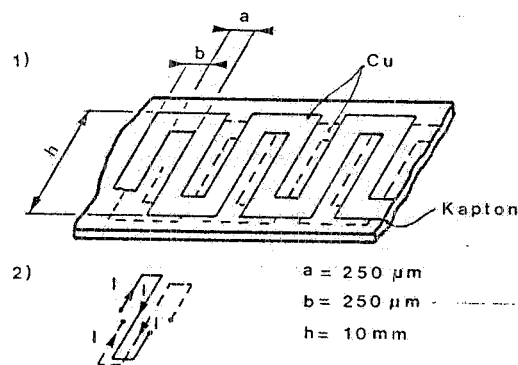
Trascureremo questi effetti che interessano la teoria delle linee di trasmissioni e utilizzeremo i semplici risultati della teoria dei cavi coassiali, quando solo il modo TEM si propaga. Avremo in tal caso che le costanti della linea sono semplicemente $\tau = \sqrt{LC}$, ritardo per unità di lunghezza, e $Z = \sqrt{L/C}$, impedenza caratteristica. Per avere τ e Z alti è necessario costruire linee con L grande. Ciò si può ottenere depositando la strip-line sul dielettrico secondo un percorso tortuoso in modo da avere una successione di loops di metallo conduttore (linea a zig-zag). Per ognuna di queste loops, a causa della vicinanza delle altre, l'induttanza risulta aumentata di un fattore quattro, il che vuol dire un guadagno di un fattore due sul ritardo e sull'impedenza.

Seguendo Atac⁽¹³⁾ possiamo ottenere guadagni maggiori con il semplice accorgimento di sostituire il piano conduttore inferiore della linea con una strip-line a geometria identica a quella superiore, ma traslata di mezzo passo nella direzione x e y del piano. In tal caso le due strip a zig-zag, separate dal dielettrico, avranno zone in cui i due conduttori si sovrappongono e nei quali le correnti che vi circolano saranno dello stesso verso. Questo fatto esalta la mutua induttanza e un guadagno di un fattore tre si ottiene su L .

Dunque una linea di ritardo così fatta ha un'induttanza 12 volte più grande di quella a strip rettilinea, ovvero un guadagno in τ e Z di 3,5 volte più grande.

Nella Fig. 17 viene rappresentata la linea con le dimensioni geometriche scelte da noi; in basso alla figura è schematizzato il percorso delle correnti in due loops opposti.

FIG. 17 - 1) Linea di ritardo;
2) Correnti di una loop.



Il collaudo effettuato su 8 cm. di lunghezza di linea ha dato un ritardo $\tau = 4$ nsec ed un'impedenza $zr \approx 80 \Omega$. Un'impedenza così vicina a quella dei comuni cavi coassiali permette una facile connessione elettrica per il trasporto del segnale dalla linea all'elettronica di rivelazione. Abbiamo usato per la rivelazione dei segnali della linea amplificatori-discriminatori ibridi Le Croy, tipo DC 201 A, analoghi a quello dell'anodo della camera, giacchè il segnale all'uscita della linea risultava di poco attenuato. E infatti l'alto accoppiamento elettromagnetico η rispetto al segnale di anodo è caratteristica peculiare di questa linea.

Usando la formula ⁽¹³⁾

$$y = \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} = \frac{C_1 - C_2}{C_1 + C_2}$$

dove q_1 è la carica indotta sulla strip frontale all'anodo, q_2 è la carica posteriore, mentre C_1 e C_2 sono le rispettive capacità, si ottiene con la geometria di Fig. 17, un η dell'80%, che è il più alto coefficiente d'accoppiamento finora ottenuto (le altre tecniche forniscono un η del 10+20%⁽¹⁴⁾). L'effetto di skin, che in pratica limita la lunghezza della linea, risulta completamente trascurabile (il tempo di salita al 50% di un segnale a step sulla nostra linea di 8 cm di lunghezza risulta essere $t_{50} \approx 0,32$ nsec).

In conclusione la nostra linea di ritardo presenta caratteristiche abbastanza soddisfacenti per le nostre esigenze. Con l'elettronica di rivelazione attuale siamo in grado di rivelare agli estremi della linea differenze temporali minime di circa 400 psec, il che vuol dire una risoluzione spaziale nella coordinata y del mm. L'inserimento nella catena elettronica del discriminatore ARC (Amplitude and Rise-time Compensated) Le Croy mod. 826, basato sulla tecnica del constant Fraction Discriminator, eliminando il "walk" dei tempi di salita degli impulsi, ci permetterà misurare risoluzioni temporali inferiori a 200 psec (risoluzioni spaziali $< 0,5$ mm).

3. 3. - Collaudo della camera a drift bidimensionale.

La Fig. 18 schematizza la camera a drift bidimensionale:

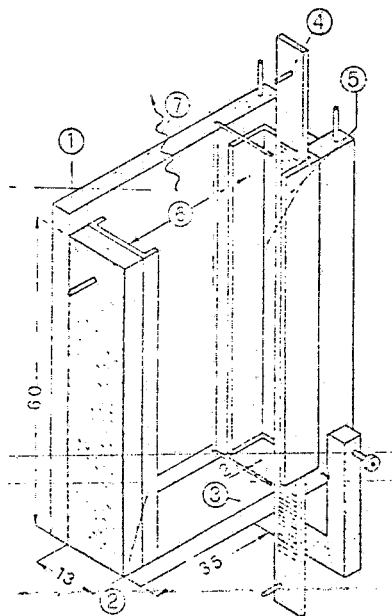


FIG. 18 - Schema geometrico della camera a drift bidimensionale per raggi X. 1) Fibre glass frame; 2) Cathode plate at 4.0 KV; 3) Anode wire $\phi = 20$ m, at +26 KV; 4) Delay line, 4 nsec/cm; 5) Screen and grid wires, at 1.0 KV; 6) Drift region; 7) 30 KeV fluorescent photon, Mylar windows are not shown.

consiste della camera di Fig. 11, del fototubo con la rivelazione della fluorescenza, e della linea di ritardo.

Lo schema di rivelazione elettronico è rappresentato in Fig. 19⁽¹⁵⁾

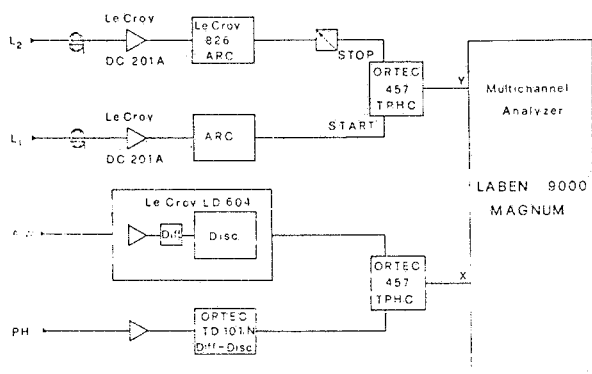


FIG. 19 - Schema elettronico di rivelazione della camera a drift bidimensionale per raggi X.

Il collaudo è stato fatto con raggi X da 5,9 KeV del Fe^{55} , intensità 10 mC. La risposta bidimensionale del fascio di radiazione sul display del multicanale è rappresentata in Fig. 20. Si vede in essa che il fascio interessa quasi tutta la camera: la limitazione era dovuta alla finestra circolare di diametro $\phi = 26$ mm con cui la camera accettava il fascio (situazione sperimentale uguale a quella della Fig. 2). La risoluzione spaziale è stata scelta uguale a 1 mm nelle due coordinate per avere una rappresentazione sul display quasi circolare⁽¹⁶⁾;

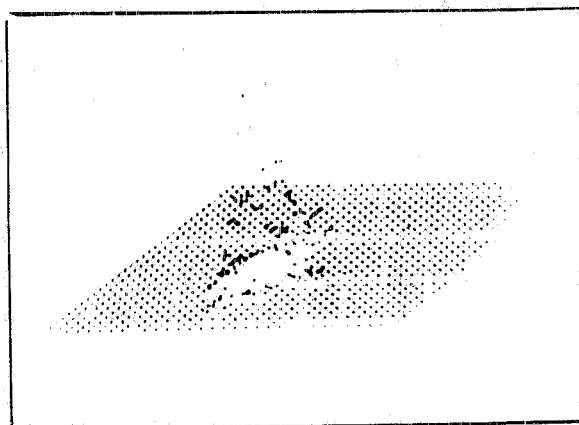


FIG. 20 - Spettro bidimensionale della camera con raggi X non collimati.

Analoghi risultati bidimensionali sono stati ottenuti con la sorgente di β^- dello Sr^{90} , disponendo però il fototubo per il tempo di zero in asse con la radiazione (come nella geometria di Fig. 2).

CONCLUSIONI.

La camera a drift bidimensionale realizzata presso i LNF ci hanno permesso di rivelare raggi X con una buona risoluzione spaziale; ulteriori modifiche sono in fase di realizzazione per raggiungere risoluzioni migliori.

Col sistema di Fig. 2 possiamo risolvere angoli inferiori al mrad. Deboli diffusioni di raggi X a piccolo angolo possono essere misurate, dando la possibilità di realizzare esperienze non fattibili precedentemente. Questa tecnica di misura, in connessione con l'utilizzazione della radiazione emessa da Adone, nei casi più semplici di sistemi di particelle identiche a bassa densità, come soluzioni di molecole biochimiche o di proteine, offre la possibilità di misurare il raggio di "girazione"⁽¹⁷⁾ della particella rispetto al suo centro di inerzia e quindi di dare informazioni sulla forma della particella. Per altri sistemi come i colloidi finemente suddivisi e le catalisi il metodo offre la possibilità di identificare, controllare le particelle in soluzioni e poter misurare la superficie totale del campione⁽¹⁷⁾. Infine è possibile studiare le interazioni molecolari nei cristalli liquidi nella fase di transizione, quando le molecole da allineate (fase nematica) diventano isotropiche (fase isotropica)⁽¹⁸⁾.

Questo programma di ricerche, come altri programmi che richiedono una alta efficienza di rivelazione di raggi X congiunta con una buona risoluzione spaziale, sarà sviluppata nell'ambito della attività del PULS presso i LNF.

APPENDICE. - PROCESSI FISICI NELLE CAMERE A DRIFT.

1.- IONIZZAZIONE PRIMARIA E SECONDARIA; TERMALIZZAZIONE.

Dei vari modi, con cui una particella carica veloce, passando attraverso la camera, interagisce col gas, solo l'interazione elettromagnetica viene usata per la rivelazione in quanto risulta essere di parecchi ordini di grandezza più alta. Il principale effetto di interazione si manifesta con la ionizzazione degli atomi del gas (ionizzazione primaria) lungo il percorso della particella veloce. Gli elettroni della ionizzazione primaria spesso hanno una energia molto più grande del potenziale di ionizzazione del gas e nelle collisioni col gas creano altre coppie elettroni-ioni (ionizzazione secondaria). Se indichiamo con ΔE la perdita totale di energia della particella incidente nel volume del gas e con W_i l'energia media di creazione per coppia elettrone-ione, possiamo calcolare il numero totale $n_T = \Delta E/W_i$ di coppie ioniche create in una miscela tipica di gas per camera a drift costituita dal 70% di argon e 30% di isobutano ($C_4 H_{10}$). Usando la Tabella I abbiamo⁽⁶⁾:

$$n_T = \frac{2440}{26} \cdot 0,7 + \frac{4500}{23} \cdot 0,3 = 124 \frac{\text{coppie}}{\text{cm}}$$

$$n_p = 29,4 \cdot 0,7 + 46,0 \cdot 0,3 = 34 \frac{\text{coppie}}{\text{cm}}$$

TABELLA I - Properties of several gases used in proportional counters. Energy loss and ion pair per unit length are given at atmospheric pressure for minimum ionizing particles.

| Gas | Z | A | δ (g/cm ³) | E_{ex} | E_i (eV) | I_o | W_i | dE/ dx | | n_p (i. p. /cm) [*] | n_T (i. p. /cm) [*] |
|--------------------------------|----|-------|----------------------------------|----------|---------------|-------|-------|---------------------------|----------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| | | | | | | | | (MeV/g cm ⁻²) | (keV/cm) | | |
| H ₂ | 2 | 2 | 8.38 x 10 ⁻⁵ | 10.8 | 15.9 | 15.4 | 37 | 4.03 | 0.34 | 5.2 | 9.2 |
| He | 2 | 4 | 1.66 x 10 ⁻⁴ | 19.8 | 24.5 | 24.6 | 41 | 1.94 | 0.32 | 5.9 | 7.8 |
| N ₂ | 14 | 28 | 1.17 x 10 ⁻³ | 8.1 | 16.7 | 15.5 | 35 | 1.68 | 1.96 | (10) | 56 |
| O ₂ | 16 | 32 | 1.33 x 10 ⁻³ | 7.9 | 12.8 | 12.2 | 31 | 1.69 | 2.26 | 22 | 73 |
| Ne | 10 | 20.2 | 8.39 x 10 ⁻⁴ | 16.6 | 21.5 | 21.6 | 36 | 1.68 | 1.41 | 12 | 39 |
| Ar | 18 | 39.9 | 1.66 x 10 ⁻³ | 11.6 | 15.7 | 15.8 | 26 | 1.47 | 2.44 | 29.4 | 91 |
| Kr | 36 | 83.8 | 3.49 x 10 ⁻³ | 10.0 | 13.9 | 14.0 | 24 | 1.32 | 4.60 | (22) | 192 |
| Xe | 54 | 131.3 | 5.49 x 10 ⁻³ | 8.4 | 12.1 | 12.1 | 22 | 1.23 | 6.76 | 44 | 307 |
| CO ₂ | 22 | 44 | 1.86 x 10 ⁻³ | 5.2 | 13.7 | 13.7 | 33 | 1.62 | 3.01 | (34) | 91 |
| CH ₄ | 10 | 16 | 6.70 x 10 ⁻⁴ | | 15.2 | 13.1 | 28 | 2.21 | 1.48 | 16 | 53 |
| C ₄ H ₁₀ | 34 | 58 | 2.42 x 10 ⁻³ | | 10.6 | 10.8 | 23 | 1.86 | 4.50 | (46) | 195 |

(*) i. p. = ion pairs

dove n_p è il numero di coppie di ionizzazione primaria. Pertanto ogni elettrone primario crea in media $(n_T - n_p)/n_p = 2,6$ coppie di elettroni-ioni/cm. Perduta la loro energia nelle collisioni multiple del gas le coppie elettroni-ioni diffondono in direzione casuale con una energia cinetica uguale all'energia media di traslazione termica delle molecole del gas, che in condizioni normali è $3/2kT = 3,7 \cdot 10^{-2}$

eV. Otteniamo così che gli elettroni creati diffondono nel gas con una velocità di agitazione termica u di circa 10^7 cm; gli ioni invece a causa della loro massa si muovono più lentamente di ben tre ordini di grandezza.

2. - VELOCITA' DI DRIFT DEGLI IONI E TRASFERIMENTO DI CARICA.

Se applichiamo un campo elettrico \vec{E} al volume del gas della camera, la diffusione delle coppie ioniche nel gas avrà una direzione privilegiata nella direzione del campo. La velocità media di questo lento moto lungo \vec{E} è chiamata velocità di drift. Per gli ioni si ha la semplice relazione lineare tra v ed il campo elettrico ridotto \vec{E} / p :

$$\vec{v}^+ = \mu^+ \frac{\vec{E}}{p} \tag{2}$$

dove p è la pressione del gas usualmente uguale a 1 atm. e μ^+ la mobilità ionica per ogni gas. In una miscela di gas a componenti A_1, A_2, \dots, A_n la mobilità dello ione A_i^+ è data dalla legge di Blanc:

$$\frac{1}{\mu_i^+} = \sum_{j=1}^n \frac{1}{\mu_{ij}} c_j$$

dove μ_{ij} è la mobilità dello ione A_i^+ nel gas A_j e c_j è la concentrazione percentuale di questo gas nella miscela. Segue così che per le varie specie ioniche della miscela si avrebbero più velocità di drift. Senonchè un processo molto efficiente, quello di trasferimento di carica, rimuove tutti gli ioni tranne quelli con potenziale di ionizzazione più basso. Infatti in circa 100-1000 collisioni uno ione può trasferire la sua carica ad una molecola che abbia un potenziale di ionizzazione più basso, con una probabilità di trasferimento più alta per le molecole a potenziale di ionizzazione più vicino alla specie ionica considerata. Poichè il libero cammino medio per collisione degli ioni è dell'ordine di grandezza di 10^{-5} cm. in condizioni normali, si ricava che, in una lunghezza di drift pari a $(10^{-3}/c)-(10^{-2}/c)$ cm., dove "c" è la percentuale della concentrazione delle molecole a potenziale più basso, il meccanismo di scambio di carica ha lasciato solo gli ioni di una sola specie. La Fig. A. 1⁽⁶⁾ fa vedere le misure della mobilità degli ioni nelle miscele argon-isobutano-methylal. In

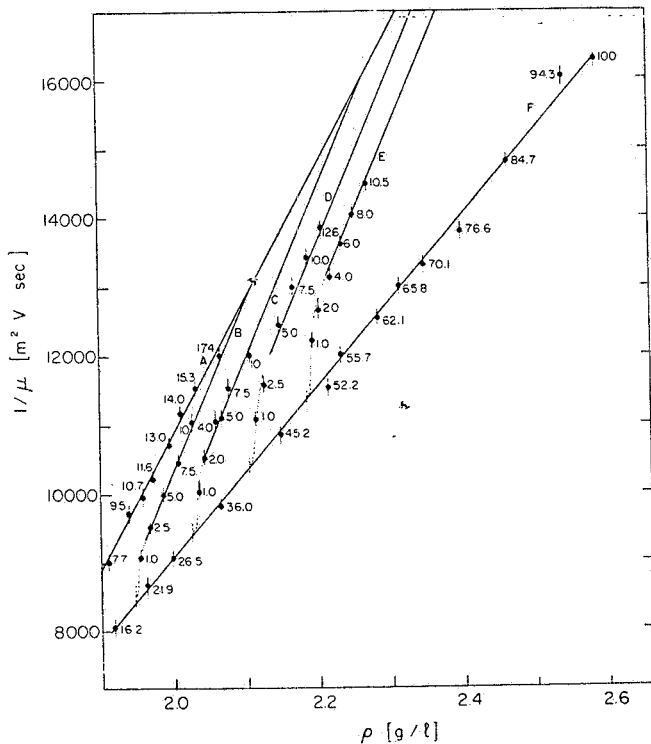


FIG. A. 1 - Inverse mobility of ions migrating in argon-isobutane mixtures (curve F), in argon-methylal (curve A) and argon-isobutane-methylal (B=10% argon, C=70% argon, D=60% argon, E=50% argon). The numbers close to the experimental points represent the methylal concentration (curves A to E) or the isobutane concentration (curve F).

accordo alla legge di Blanc, in cui l'inverso della mobilità dipende linearmente dalla concentrazione specifica nella miscela di gas, le linee di uguale coefficiente angolare rappresentano il moto dello stesso genere di ione. La linea F rappresenta la mobilità dello ione isobutano nella miscela argon-isobutano a concentrazioni di isobutano variabili (numeri indicati lungo la retta). Le curve A, B, C, D rappresentano le mobilità dello ione methylal nelle varie miscele di argon-isobutano-methylal, con concentrazioni di methylal variabili ed indicati lungo le rette. Appare chiaro dalla Figura che in 1 cm di drift, se nella miscela è presente il methylal nella regione superiore a 3-4%, il meccanismo di scambio di carica è pienamente realizzato, e solo gli ioni methylal migrano nel campo elettrico. Poichè la mobilità degli ioni rimane costante al variare del campo elettrico, in quanto l'energia media dello ione rimane quasi la stessa di quella termica, segue dalla (2) che nella miscela di gas avremo una sola velocità di drift ionica linearmente crescente col campo.

3 - VELOCITA' DI DRIFT DEGLI ELETTRONI AD USO DI MOLECOLE ORGANICHE NELLE MISCELE DI GAS.

Un modo assai semplice di ricavare la velocità di drift degli elettroni è il seguente. Diciamo λ/p il libero cammino medio ridotto degli elettroni liberi in un gas a pressione p. Se u è la velocità media di agitazione termica, ogni elettrone sarà sottoposto in media a $u \cdot p/\lambda$ collisioni al secondo ed il suo impulso perduto in media sarà: $(u(p/\lambda)) \cdot (m \vec{v})$.

D'altra parte sotto l'azione del campo elettrico, ogni elettrone guadagna per ogni secondo un impulso uguale a $e\vec{E}$ e all'equilibrio si avrà:

$$\begin{aligned} \left(\frac{up}{\lambda} \right) \cdot (m \vec{v}) &= e\vec{E} \\ \vec{v} &= \frac{e}{m} \frac{\lambda}{u} \frac{\vec{E}}{p} \end{aligned} \quad (3)$$

Scegliendo $p=1$ atm., e definendo $\tau = \lambda/u$, il tempo medio di collisione, la velocità di drift assume l'aspetto suggestivo⁽¹⁹⁾:

$$\vec{v} = \frac{e}{m} \vec{E} \tau \quad (3')$$

che è il prodotto di un'accelerazione per il tempo di collisione.

Analogamente, se diciamo ϵ l'energia di agitazione termica e Λ la frazione di energia perduta nelle collisioni, il principio di conservazione dell'energia tra l'energia guadagnata dal campo elettrico e quella perduta nelle collisioni fornisce nell'unità di tempo la relazione:

$$e\vec{E} \cdot \vec{v} = \left(\frac{up}{\lambda} \right) \Lambda \epsilon \quad (4)$$

che, con $p=1$ atm e osservando che la direzione di v è quella di E in un campo elettrico uniforme, si scrive:

$$e E v = \frac{\Lambda \epsilon}{\tau} \quad (4')$$

Dalle (3') e (4') segue facilmente che:

$$\tau = \frac{1}{e E} (m \Lambda \epsilon)^{1/2} \quad (5)$$

Questa espressione del tempo medio di collisione è complicata dalla dipendenza implicita di ϵ e Λ dal campo elettrico. Infatti, contrariamente agli ioni, gli elettroni, a causa della loro piccola massa tra un urto e l'altro con le molecole di gas, incrementano apprezzabilmente la loro energia cinetica sotto l'influenza del campo elettrico. E quando la loro lunghezza d'onda approssima quella degli elettroni negli shells delle molecole, si verificano complessi processi di meccanica quantistica. Ne risulta che la energia di distribuzione degli elettroni viene a cambiare dalla forma maxwelliana e l'energia media può superare l'energia di agitazione termica di parecchi ordini di grandezza, ad alti campi elettrici.

Riportiamo per l'argon, Fig. A. 2, la sezione d'urto elettronica $\sigma(\epsilon)$, a cui sono legati λ e τ , in funzione dell'energia media ϵ . Si vede da essa che gli elettroni lenti hanno un libero cammino medio assai lungo⁽²⁰⁾ (effetto Ramsauer). Pertanto la velocità di drift v sale fortemente fino a 0,3 eV,

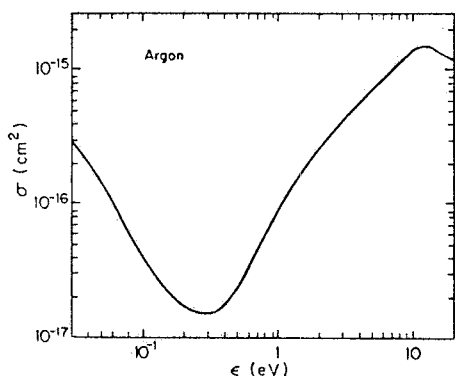


FIG. A. 2 - Ramsauer cross-section for electrons in argon as a function of their energy.

dopodichè decresce al salire di $\sigma(\epsilon)$ fino alla energia del potenziale di eccitazione dell'argon (11,5 eV). A questo punto la perdita di energia Δ è grande e v ricomincia a salire. Se però al gas nobile aggiungiamo piccole quantità di molecole con un gran numero di bassi livelli di eccitazioni (elettronici, rotazionali, vibrazionali), la velocità di drift si modifica drasticamente. Ciò è conseguenza del fatto che gli elettroni cedono negli urti la loro energia alle molecole del gas aggiunto. E per alte energie medie ϵ , (nell'argon, già a campi modesti, gli elettroni liberi raggiungono un'energia media di circa 10 eV), la frazione efficace di energia perduta è:

$$\Delta = \frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon}$$

dove ϵ_{\max} è l'energia vibrazionale più alta della molecola. In tal caso la (5) diventa

$$\tau = \frac{1}{eE} (m \epsilon_{\max})^{1/2}$$

e la (3') si scrive:

$$v = \left(\frac{\epsilon_{\max}}{m} \right)^{1/2}$$

che è chiaramente costante.

In conclusione, l'aggiunta di molecole organiche al gas nobile ha fatto diventare costante la velocità di drift in alti campi elettrici. Inoltre il decremento dell'energia media a cui è legato u e l'ovvio aumento di λ , rispetto al gas puro, contribuiscono in due modi nella (3) ad incrementare la velocità di drift. Cosicché ad alti campi elettrici in miscele di argon-isobutano v raggiunge il valore di 5 cm/ μ sec contro i 0,4 cm/ μ sec dell'argon puro.

Riportiamo in Fig. A. 3 le curve sperimentali(18) della velocità di drift degli elettroni in varie miscele di argon-isobutano.

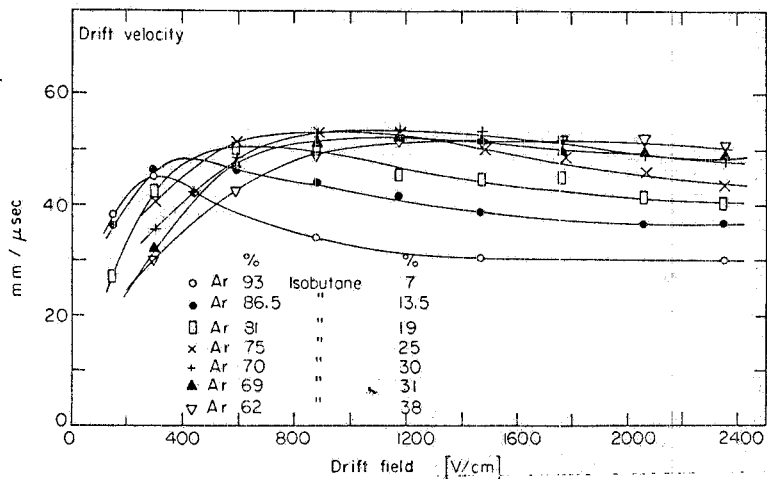


FIG. A. 3- Drift velocity of electrons in argon-isobutane mixtures, at normal conditions.

4. - DIFFUSIONE DEGLI ELETTRONI E RISOLUZIONE SPAZIALE DELLA CAMERA.

Gli elettroni driftando nel gas sottoposto al campo elettrico, diretto per comodità lungo l'asse 0x, si diffondono secondo la legge di distribuzione gaussiana.

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4Dt}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \cdot dx \quad (6)$$

dove dN/N è la frazione di elettroni trovati nell'elemento dx e al tempo t , mentre D è il coefficiente di mutua diffusione che risulta essere uguale a $(1/2)\lambda\mu$.

Dalla (6) ricaviamo la deviazione standard:

$$\sigma_x = (2Dt)^{1/2}$$

che si scrive anche

$$\sigma_x = (2D \frac{x}{v})^{1/2} = (2 \frac{\epsilon x}{eE})^{1/2}$$

quando a D e v diamo i valori precedentemente trovati.

Appare di nuovo il vantaggio di avere bassi ϵ ed alti campi di drift. Nelle miscele argon-isobutano al 75 e 25% la $\epsilon = 1,1$ eV; e operando con un campo $E=1100$ volt/cm, dopo 2 cm di drift la σ_x assume il valore numerico:

$$\sigma_x = \frac{\sqrt{2 \cdot 1,1 \cdot 2}}{1100} = 200 \mu m$$

L'aggiunta di methylal migliora ulteriormente la σ_x . Il valore di σ_x così ottenuto non è però quello della risoluzione spaziale della camera. In realtà questa è legata alla varianza di σ_x che può essere messa in relazione al numero minimo di elettroni necessari a innescare il dispositivo elettronico della misura temporale che si vuole effettuare. Supponiamo che K elettroni degli n driftanti siano necessari a innescare tale dispositivo. Allora il quadrato della varianza è dato da:

$$\sigma_K^2 = \frac{\sigma_x^2}{2 \ln 2} \cdot \sum_{i=k}^n \frac{1}{i}$$

E per dispositivi sensibili al singolo elettrone, come nel caso nostro, si ha: $\sigma_1 = (\pi / 2 \sqrt{3 \ln n}) \cdot \sigma_x$

Il numero n non è equivalente al numero n_T di tutta la traccia di ionizzazione (circa 125 in 1 cm di argon-isobutano), ma è una frazione di esse.

Infatti, se analizziamo una traccia perpendicolare alla camera distante 2 cm dall'anodo come in Fig. A. 4, ci accorgiamo che solo gli elettroni in 4 mm di traccia avranno la stessa distanza dall'anodo entro $100 \mu m$, che è più piccolo di σ_n , e pertanto li possiamo considerare generati nello stesso punto.

Avremo così:

$$n = 0,4 \cdot 125 = 50 \text{ elettroni}$$

$$e: \quad \sigma_1 \approx 0,45 \cdot \sigma_x = 90 \mu m$$

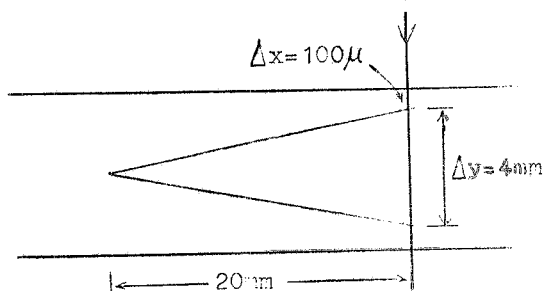


FIG. A. 4

Questa non è la migliore risoluzione spaziale ottenibile. Se noi infatti misuriamo il tempo medio di drift di tutti gli n elettroni considerati, la varianza di σ_n verrebbe espressa in modo semplice dalla relazione:

$$\sigma = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}$$

e numericamente otterremmo:

$$\sigma = \frac{200}{\sqrt{30}} \approx 30 \mu\text{m}$$

che è la migliore risoluzione teorica.

Per fare questo sarebbe necessario collocare in fondo alla regione di drift più anodi di raccolta e connetterli a dei discriminatori a frazione costante. Senonchè la non costanza dei tempi di salita degli impulsi limita tale tecnica di misura.

5. - LA REGIONE II DI ANODO.

Il segnale elettrico associato agli n elettroni che arrivano nella regione di anodo si può calcolare con la seguente formula:

$$V = \frac{ne}{C_T}$$

La capacità totale C_T , tra filo di anodo e pareti di catodo, nelle usuali geometrie è dell'ordine di 10 pF, o poco meno. Con $n=50$ elettroni, avremo un segnale V dell'ordine del μV , che è sotto ogni possibilità di rivelazione. Se però un campo elettrico dell'ordine del KV viene applicato a questa regione, si verifica il processo della moltiplicazione elettronica nel gas. Alti guadagni sono possibili ed il segnale facilmente rivelabile. A tale scopo studiamo il seguente contatore a geometria cilindrica (Fig. A. 5) di raggi a di anodo e b di catodo.

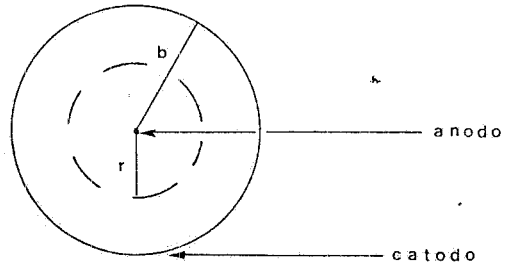


FIG. A. 5

Abbiamo:

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad ; \quad V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{a} \quad (7)$$

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(b/a)} \quad \text{capacità per unità di lunghezza}$$

con $\epsilon_0 = 8,85 \frac{\text{pF}}{\text{m}}$ per i gas e le condizioni $V_0 = V(b)$ negativo e $V(a) = 0$.

Dalla prima di queste formule si vede che il campo elettrico decresce rapidamente verso il catodo come r^{-1} , assume il valore massimo alla superficie dell'anodo, e diventa tanto più alto quanto più sottile è il filo anodico. Pertanto in quasi tutta la regione anodica il campo elettrico serve a fornire energia sufficiente agli n elettroni driftanti per creare ionizzazione e a guidare poi questa verso gli elettrodi. Vicino all'anodo invece, proprio a pochi raggi del filo (meno di $50 \mu\text{m}$), il campo elettrico è così alto da innescare una forte moltiplicazione elettronica. Una tipica valanga come una goccia si sviluppa in questo punto con tutti gli elettroni sulla fronte e gli ioni dietro (a causa della differenza tra le velocità degli elettroni e gli ioni). La diffusione laterale delle cariche ed il piccolo raggio dell'anodo, fanno sì che la valanga circondi il filo anodico; gli elettroni sono presto raccolti e gli ioni positivi, metà dei quali prodotti nell'ultimo libero cammino medio, migrano verso il catodo. Poichè E è funzione di V_0 , solo quando V_0 supera una certa tensione di soglia V_s , data da:

$$E_c = \frac{C V_s}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{a} \quad (8)$$

tali fenomeni si verificano. La moltiplicazione elettronica fornisce guadagni dell'ordine di 10^4 con carica rivelata proporzionale alla carica iniziale (Fig. A. 6).

A tensioni più alte la proporzionalità si perde gradualmente (zona di limitata proporzionalità), a causa della distorsione del campo elettrico dovuto alla carica spaziale che circonda l'anodo. Si entra poi nella regione di saturazione, dove il segnale raccolto è indipendente dall'evento ionizzante iniziale. E si finisce, crescendo V_0 , nella regione di Geiger-Müller. Qui le scariche a valanga sono estese e continue, a causa della forte emissione fotonica del gas ionizzato, ed il filo anodico è

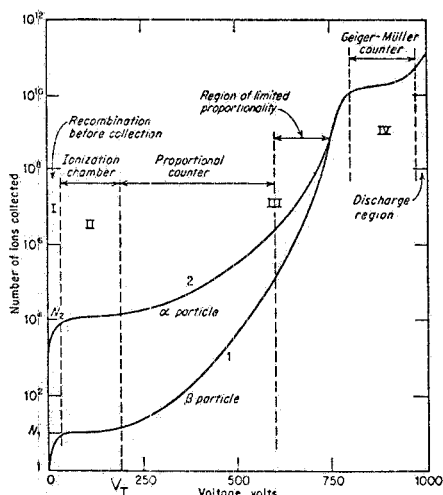


FIG. A. 6 - Gain-voltage characteristics for a proportional counter, showing the different regions of operation (from W. Price, see bibliography).

perennemente circondato da un guscio di elettroni e ioni positivi⁽²¹⁾⁽²²⁾.

Quando si lavora con camere a drift, volendo ridurre la complessità elettronica ed il suo costo è opportuno scegliere una zona del contatore con guadagno più alto possibile senza entrare nelle regione di Geiger-Müller, che introdurrebbe proibitivi tempi morti. Le zone della semiproportionalità o della saturazione rispondono a questo scopo. Se diciamo α il numero di coppie ioniche nella unità di lunghezza prodotte per ionizzazione a distanza r dall'anodo, il processo della moltiplicazione a valanga nell'elemento di spazio dr incrementerà gli n elettroni della quantità:

$$dn = n \alpha dr$$

e integrando:

$$n = n_0 \cdot e^{\int_a^{r_c} \alpha dr} = M_0 n_0$$

r_c è la distanza massima dall'anodo dove comincia la moltiplicazione, ed M_0 è il fattore di guadagno. Per $\alpha = \text{costante}$, $M_0 = e^{\alpha(r_c - a)}$ e quando:

$$\alpha(r_c - a) \approx 20 \text{ (condizione di Raether)} \quad (9)$$

$M_0 \approx 10^8$, che è il limite massimo di guadagno prima che si verifichino le scariche di breakdown. Si vede dunque dalla (9) che ad un incremento della gap anodo-catodo deve corrispondere un decremento di α per vietare il breakdown, ovvero la probabilità di breakdown incrementa con lo spessore della gap.

Ma α in generale è funzione del campo elettrico, tramite l'energia media ϵ guadagnata dall'elettrone dal campo. Infatti per ogni elettrone $\epsilon = E(1/\alpha)$, essendo α^{-1} il libero cammino medio per ionizzazione. Per valori abbastanza bassi di α una buona approssimazione è:

$$\alpha = K N \epsilon$$

con N numero di molecole per unità di volume e K coefficiente opportuno tabulato da Korff⁽²³⁾ per i vari gas (per l'argon $K = 1,8 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1}$). Allora:

$$\alpha = (KNE)^{1/2}$$

e il coefficiente di moltiplicazione M_0 diventa:

$$M_0 = e^{\int_a^{r_c} \sqrt{KNE(r)} dr}$$

Dalla (8), che definisce la tensione di soglia V_s , è possibile ricavare la relazione $r_c/a = V_0/V_s$, che, insieme alla (7), fornisce:

$$M_o = e \sqrt{\frac{KNCV_o}{2\pi\epsilon_o}} \left(\frac{V_o}{V_s} - 1 \right) \quad (10)$$

Per $V_o \gg V_s$ possiamo trascurare l'unità nella parentesi ed il guadagno

$$M_o = Ae^{CV_o} \quad (11)$$

dipenderà esponenzialmente solo dalla carica per unità di lunghezza $Q = CV_o$.

6. - SVILUPPO IN TEMPO DEL SEGNALE.

Abbiamo notato che il processo di moltiplicazione a valanga di un conduttore proporzionale ha inizio a meno di $50 \mu m$ dall'anodo e che metà della carica elettronica viene prodotta a distanza λ . Gli elettroni creati vengono presto raccolti dall'anodo (tempo massimo 1 nsec, con una velocità di drift di 5 cm/nsec), mentre gli ioni arrivano sul catodo in un tempo molto più lungo. A causa di questi movimenti di cariche, l'energia elettrostatica del sistema di capacità totale $C_T = \ell C$ (l lunghezza del contatore) cambia ed in conseguenza si sviluppano segnali temporali sugli elettrodi. In generale per una carica Q che si muove di dr l'impulso elettrostatico indotto è:

$$dv = \frac{Q}{CV_o} \frac{dV}{dr} dr \quad (12)$$

ed il suo andamento temporale si ottiene facilmente con:

$$v(t) = - \int_0^t dv \quad (12')$$

Nel nostro caso, consideriamo tutta la carica a distanza λ dell'anodo, la (12) integrata dà:

$$v^- = \frac{Q}{CV_o} \int_a^{a+\lambda} \frac{dV}{dr} dr = - \frac{Q}{2\pi\epsilon_o\ell} \ln \frac{a+\lambda}{a}$$

e:

$$v^+ = \frac{Q}{CV_o} \int_{a+\lambda}^b \frac{dV}{dr} dr = - \frac{Q}{2\pi\epsilon_o\ell} \ln \frac{b}{a+\lambda}$$

per i segnali indotti sull'anodo dagli elettroni e dagli ioni rispettivamente. Sommando si ottiene il segnale totale:

$$v = v^+ + v^- = - \frac{Q}{2\pi\epsilon_o\ell} \ln \frac{b}{a} = - \frac{Q}{\ell C}$$

mentre il rapporto dei due contributi è:

$$\frac{v^-}{v^+} = \frac{\ln(a+\lambda) - \ln a}{\ln b - \ln(a+\lambda)}$$

Da questa formula con i valori numerici $a=10 \mu m$, $b=10 mm$ e $\lambda = 1 \mu m$ (per l'argon), si trova $\frac{v^-}{v^+} = 1,3 \cdot 10^{-2}$: il contributo degli elettroni al segnale indotto è dell'1% rispetto a quello degli ioni. Pertanto possiamo trascurarlo e considerare gli ioni allontanarsi proprio dalla superficie anodica ($\lambda=0$). In tal caso l'andamento temporale $v(t)$ della (12'), con l'uso della (7), si scrive semplicemente:

$$v(t) = - \frac{Q}{2\pi\epsilon\ell} \ln \frac{r(t)}{a} \quad (13)$$

Poichè per gli ioni è (formula (2)):

$$\frac{dr}{dt} = \mu^+ \frac{E}{p} = \frac{\mu^+ C V_o}{2\pi\epsilon_o P} \cdot \frac{1}{r}$$

integrando si ottiene:

$$\int_a^r r \, dr = \frac{\mu^+ C V_0}{2 \pi \epsilon_0 P} \int_0^t dt$$

$$r(t) = (a^2 + \frac{\mu^+ C V_0}{\pi \epsilon_0 P} t) / 2 = a(1 + \frac{t}{t_0})^{1/2} \quad (14)$$

dove abbiamo posto:

$$t_0 = \frac{\pi \epsilon_0 P a^2}{\mu^+ C V_0}$$

Quando invece $r(t)=b$ nella (14), otteniamo il tempo massimo di raccolta degli ioni

$$t_{\max} = \frac{b^2 - a^2}{a^2} \approx \frac{b^2}{a^2} t_0 \quad (15)$$

in funzione del quale la (13) si scrive:

$$v(t) = - \frac{Q}{4 \pi \epsilon_0 \ell} \ln(1 + \frac{t}{t_0}) \approx - \frac{Q}{4 \pi \epsilon_0 \ell} \ln(1 + \frac{b^2}{a^2} \cdot \frac{t}{t_{\max}}) \quad (16)$$

Notiamo che la (16) al tempo $t=t_{\max}$ fornisce l'intero segnale: $v(t_{\max}) \approx - \frac{Q}{2 \pi \epsilon_0 \ell} \ln \frac{b}{a} = - \frac{Q}{\ell C}$.

Per un contatore ad argon in condizioni normali con $a=10 \mu\text{m}$, $b=10 \text{mm}$, $\mu^+=1,7 \text{cm}^2 \text{sec}^{-1} \text{V}^{-1} \text{atm}^{-1}$, $C \approx 8 \text{pF}$ e $V_0=2\text{KV}$ le precedenti formule danno un t_0 inferiore ad un nsec ed un t_{\max} di $825 \mu\text{sec}$, che è molto lungo. Ma se analizziamo la (16) all'istante $t=(a/b)t_{\max} = 10^{-3} t_{\max} \approx 800 \text{nsec}$, ci accorgiamo che metà del segnale si è già sviluppato all'anodo: $v((a/b)t_{\max}) \approx Q/2\ell C$. Questo andamento di veloce crescita iniziale del segnale è peculiare del logaritmo temporale della (16). Pertanto è opportuno prelevare l'impulso dell'anodo proprio all'inizio del suo sviluppo temporale (dopo 10-20 nsec abbiamo il 4-5% del segnale totale), perchè in tal modo, otteniamo un'altra precisione delle misure temporali, oltre che una alta capacità di conteggio del contatore stesso. Infatti riguardo a questo secondo punto notiamo che la scarica a valanga del contatore non interessa l'intero anodo, ma è localizzata nell'interno di esso per una estensione di circa 100-500 μm .

Ogni altro punto risulta libero e può accettare un'altra valanga se in qualche modo viene accorciato il tempo di sviluppo del primo segnale indotto. Per questo è sufficiente differenziare l'impulso su bassissime resistenze R . In tal modo si ottengono impulsi veloci di piccola durata a danno però dell'ampiezza del segnale.

Questo inconveniente viene superato ragionevolmente dalla bassissima soglia del trigger elettronico connesso all'anodo. Al limite per $R \rightarrow 0$ si ottiene l'impulso di corrente, associato al segnale $v(t)$, dato da:

$$i(t) = \ell C \frac{dv(t)}{dt} = - \frac{QC}{4 \pi \epsilon_0} \frac{1}{t_0 + t}$$

Per $t=0$ la corrente è massima:

$$i_{\max} = i(0) = - \mu^+ \frac{Q C^2 V_0}{4 \pi^2 \epsilon_0^2 a^2 P}$$

Assumendo $Q=10^6$ e (un guadagno M di 10^6), avremo:

$$i_{\max} = 13 \mu\text{A}$$

7. - LA MISCELA ARGON-ISOBUTANO-METHYLAL.

Studiando la regione I di una camera a drift, abbiamo visto come sia preferibile lavorare con una miscela di gas di argon al 66%, isobutano al 30% e methylal al 4%, con variazioni percentuali non molto critiche attorno a questi valori.

Anche nella regione II, zona del contatore, questa miscela offre condizioni di funzionamento molto soddisfacenti, ottenendo: bassa tensione di lavoro, alto guadagno, buona proporzionalità, alta capacità di conteggio e lungo tempo di vita del contatore stesso. Vediamo in modo sommario come questi requisiti, a volte in conflitto tra loro, si ottengono.

In linea di principio la moltiplicazione a valanga si verifica in ogni gas. Ma in un gas nobile essa si innesca a tensioni più basse rispetto ad ogni altro gas a molecole complesse, perchè queste hanno la possibilità di dissipare energia in vari modi non ionizzanti. L'argon è comunemente scelto per l'alta ionizzazione specifica e per il basso costo. Senonchè questo gas, usato da solo, non permetterebbe guadagni superiori a $10^3 + 10^4$ senza entrare in regime di scarica permanente. La ragione di questo fatto è duplice. Primo, gli atomi di argon eccitati nella valanga tornano allo stato fondamentale solo attraverso un processo radioattivo, il fotone emesso ha una energia di 11,6 eV, superiore al potenziale di ionizzazione dei metalli costituenti il catodo e i fotoelettroni che vengono estratti innescano nuove valanghe. Secondo, gli ioni di argon della valanga nel neutralizzarsi al catodo richiedono l'emissione o di un fotone o di un elettrone (emissione secondaria), a causa del bilancio energetico del processo; e quindi danno luogo ad altre valanghe. Questa limitazione è superata con l'aggiunta di molecole organiche come gli idrocarburi. I molti stati eccitati non radioattivi (rotazionali e vibrazionali) di queste molecole permettono l'assorbimento in un range che copre bene quello dei fotoni emessi dall'argon (il metano assorbe fotoni nel range 7,9 + 14,5 eV). Secondariamente le molecole si diseccitano dissipando la loro energia o per collisioni elastiche o per dissociazione in radicali più semplici. Le molecole invece ionizzate nella valanga si neutralizzano al catodo, senza emissione secondaria, o dissociandosi, come quelle eccitate, o ricombinandosi in molecole più complesse (polimerizzazione).

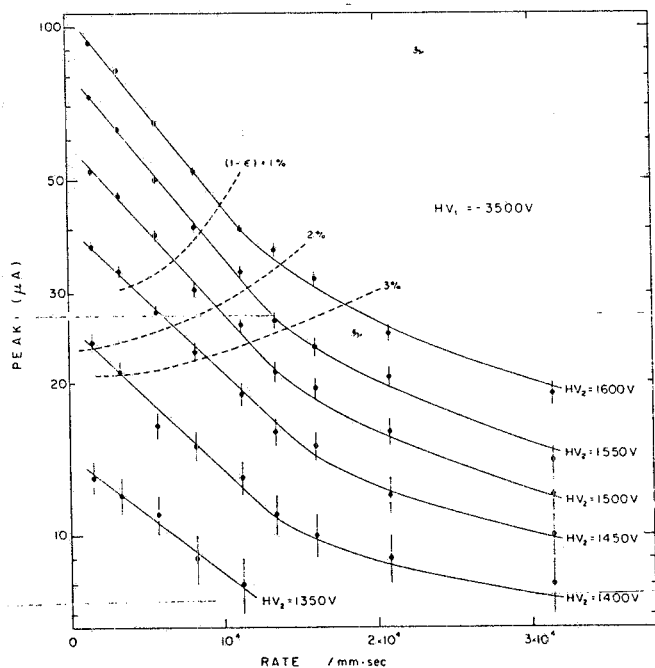
Tenendo conto che l'efficienza dei due processi aumenta con il numero di atomi che formano le molecole del gas aggiunto, si preferisce usare l'isobutano ($C_4 H_{10}$), che permette guadagni stabili di 10^6 . Però la dissociazione delle molecole organiche porta ad un grosso inconveniente: consuma le molecole accorciando la vita del contatore.

Infatti se ogni evento crea 100 coppie ioniche, 10^8 molecole di isobutano vengono dissociate per un guadagno del contatore di 10^6 . E poichè in 1 cm^3 di miscela al 30% di isobutano, in condizioni normali, abbiamo $6 \cdot 10^{23} \cdot 30 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-3} \simeq 10^{20}$ molecole, dopo $10^{20}/10^8 = 10^{12}$ conteggi tutte le molecole sono dissociate. In pratica il contatore a $10^{10} + 10^{11}$ conteggi ha già cambiato le sue caratteristiche di funzionamento. E flussi di radiazioni di 10^8 particelle al secondo e per cm^2 mettono presto fuori uso il contatore. Si capisce allora la necessità di far fluire la miscela di gas nel contatore, affinché le molecole dissociate vengano rimosse. Tale accorgimento però è inadatto a rimuovere i polimeri solidi che si creano inevitabilmente sulle pareti del catodo nell'altro processo di ricombinazione molecolare. In presenza di polimeri nel contatore si verifica il seguente effetto Malter⁽²⁴⁾. Quando un sottile strato isolante di polimeri si deposita al catodo, gli ioni positivi creati nelle successive valanghe vi si vanno ad adagiare, disperdendosi lentamente attraverso l'isolante stesso fino a neutralizzarsi al catodo. Modesti flussi di radiazione di $10^2 + 10^3$ particelle al secondo e per cm^2 producono ioni in numero maggiore di quanto lo strato isolante permette di disperdere. Un'alta densità di cariche si sviluppa attraverso l'isolante ed il campo di dipolo elettrico, che ivi si crea, diventa alto abbastanza per estrarre elettroni dal catodo attraverso l'isolante. Un regime di scarica ha luogo in modo permanente, anche se la sorgente di radiazioni viene prontamente rimossa. Abbassando la tensione del contatore la scarica si ferma, ma il contatore rimane danneggiato definitivamente riprendendo a scaricare appena verrà esposto a flussi di radiazione anche più bassi. Il lavaggio ad ultrasuoni in bagno di Freon può rigenerare il contatore. Ma la soluzione migliore del problema è quella di vietare la formazione dei polimeri. L'aggiunta di piccole quantità di methylal (4%) alla miscela raggiunge lo scopo. Il meccanismo di scambio ionico, di cui già abbiamo parlato, porta i soli ioni di methylal a neutralizzarsi al catodo, e questi ioni non polimerizzano. Flussi maggiori di 10^{10} particelle al secondo e per cm^2 sono stati misurati in tal modo, senza alterare le proprietà del contatore.

8. - VARIAZIONI DI GUADAGNO E FORZA ELETTROSTATICA.

L'analisi precedente ha permesso di capire i vari processi fisici, che si verificano in una tipica camera a drift, ed il loro uso per migliorarne il funzionamento. Per completezza vogliamo aggiungere adesso alcune note su tre argomenti di utilità pratica. La prima di esse riguarda la carica spaziale, che, circondando a volte tutto l'anodo, può farlo smettere di contare. La seconda tratterà le instabilità di guadagno dovute al diametro del filo e alle tolleranze dei parametri geometrici e del potenziale V_0 . La terza studierà la stabilità meccanica del filo stesso, che, sottoposto a forze di tipo elettrostatico, può assumere una nuova configurazione di equilibrio.

Cominciamo dunque osservando i picchi di corrente, Fig. A. 7, rilevabili sull'anodo di una camera a drift che funziona correttamente: es



si decrescono in altezza man mano che aumenta il flusso di radiazione per mm. di anodo. La ragione di ciò è la seguente; la carica spaziale positiva ionica, sviluppata nelle valanghe, non avendo tempo di migrare al catodo ad alti flussi, staziona sull'anodo e lo schermata elettrostaticamente. Come conseguenza un abbassamento del potenziale V_0 viene registrato ed il guadagno per la formula (11) diminuisce. In forma quantitativa, seguendo Hendricks, se indichiamo

FIG. A. 7 - Rate dependence of the peak current for minimum ionizing particles, in drift chamber. The dashed curves show the equal inefficiency intercept, for a fixed detection threshold.

con ϕ il flusso di radiazione, la variazione ΔV del potenziale V_0 si scrive:

$$\Delta V = \frac{n Me t_{\max} \phi}{4\pi^2 \epsilon_0} = KM\phi \tag{17}$$

dove nMe è la carica prodotta in una valanga e t_{\max} è il tempo totale di migrazione ionica al catodo. Poichè M_0 varia esponenzialmente con V_0 (formula (11)), un decremento ΔV di V_0 implicherà un decremento esponenziale del guadagno, per cui si può scrivere:

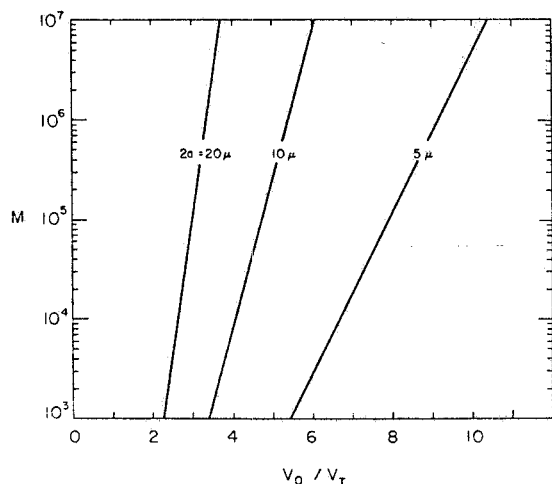
$$M = M_0 e^{-V}$$

Sostituendo questa nella (7) otteniamo: $e^{\Delta V} \cdot \Delta V = KM_0 \phi$ che per piccole variazioni di ΔV ($e^{\Delta V} \approx 1$) si scrive: $\Delta V \approx KM_0 \phi$. In tal modo:

$$M = M_0 e^{-KM_0 \phi}$$

A flussi più alti sarà $\Delta V < K\phi$ ed il guadagno decresce meno che esponenzialmente, come indicano i picchi di corrente della Fig. 8, finchè esso si sarà abbassato talmente che il contatore smette di funzionare. A questo punto solo l'azzerramento della carica spaziale ionica, tramite ad esempio la inversione del campo elettrico creato da V_0 , può ripristinare il funzionamento del contatore. Per non incorrere in tale inconveniente è opportuno non superare mai i flussi di radiazione ammissibili dall'anodo e comunque scegliere sempre le soglie del rivelatore elettronico molto basse affinché possa accettare anche i più piccoli impulsi di corrente.

Passiamo al secondo punto graficando la formula (11) in funzione del rapporto V_0/V_s per alcuni valori del diametro $2a$. Si vede dalla Fig. A. 8 che il filo di più piccolo diametro presenta una



pendenza più dolce ed il suo guadagno sarà più stabile alle piccole variazioni di V_0 . Tuttavia a causa delle difficoltà di montaggio meccanico, che esso presenta, la scelta del filo cade su quelli più grossi. Fili di $20 \mu\text{m}$ di diametro hanno deviazioni standard dell'1%, mentre tolleranze di $0,1 \text{ mm}$ sulla distanza anodo-catodo ($b=10 \text{ mm}$) sono registrabili in fase di montaggio. Allora per un fissato valore di V_0/V_s , c'è da aspettarsi va-

FIG. A. 8 - Dependence of the multiplication factor on the operational voltage, relative to the threshold voltage, in a 2 mm spacing multiwire proportional chamber with several wire diameters.

riazioni del fattore di moltiplicazione da un estremo all'altro del filo, cosicchè le rette della Fig. 9 debbono allargarsi in strette bande. Calcoliamo questo allargamento differenziando la formula (10):

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} = \frac{\Delta Q}{Q} \ln M_0$$

Con $M_0=10^6$, questa si scrive:

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} \approx 14 \frac{\Delta Q}{Q} \quad (18)$$

E poichè $Q=CV_0$ per unità di lunghezza del filo, col nostro contatore cilindrico abbiamo:

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} = \frac{14}{\ln(b/a)} \cdot \frac{\Delta a}{a} \quad ; \quad \frac{\Delta M_0}{M_0} = \frac{14}{\ln(b/a)} \cdot \frac{\Delta b}{b}$$

che numericamente danno il 2% ognuno.

Se ammettiamo anche per V_0 una variazione dell'1% intorno al suo valore, avremo per tale effetto un $\Delta Q/Q = \Delta V_0/V_0$ e la (18) darebbe: $\Delta M_0/M_0 \approx 14\%$.

Dunque V_0 è il parametro più critico, per cui una stabilità dell'1% sull'alimentatore esterno è richiesta per avere variazioni di guadagno confrontabili ai precedenti.

Per il terzo punto, che riguarda lo spostamento del filo anodico dalla sua posizione centrale, sotto l'azione della forza elettrostatica creata da V_0 , possiamo scrivere la relazione d'equilibrio:

$$T \frac{d^2u}{dy} = - F_{\text{elettrostatica}} \quad (19)$$

dove: T è la tensione meccanica del filo, u lo spostamento finale normale al filo e y viene scelto lungo il filo stesso.

La forza elettrostatica si ricava in questo modo. Quando il filo si sposta di δu , la carica su di esso varierà di δQ e l'alimentatore esterno farà un lavoro $V\delta Q$. Per la conservazione dell'energia sarà:

$$V\delta Q = \frac{1}{2} (Q \delta V + V\delta Q) - F_{\text{el}} \delta u$$

ovvero l'energia che entra nel sistema si distribuisce tra l'energia del campo elettrico e l'energia meccanica spesa dalla forza elettrostatica.

Allora:

$$F_{el} = \frac{1}{2} \left(Q \frac{dV}{du} - V \frac{dQ}{du} \right)$$

e con $Q=CV$ segue:

$$F_{el} = - \frac{1}{2} V^2 \frac{dC}{du}$$

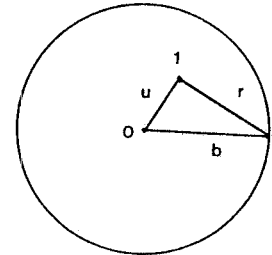
Nella geometria cilindrica, con le formule (7) e i parametri della Fig. A. 9 si ricava:

$$\frac{dC}{du} = \frac{dC}{dr} \frac{dr}{du} \approx - \frac{2\pi\epsilon_0}{\left(\ln \frac{r}{a}\right)^2} \cdot \frac{u}{r^2}$$

e la forza elettrostatica che agisce fra il filo nella posizione 1 e la parete del caotodo è:

$$F_{el} = \frac{(CV_0)^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{u}{r^2} \approx \frac{(CV_0)^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{u}{b^2}$$

FIG. A. 9



Con questa espressione la (19) si riscrive:

$$T \frac{d^2 u}{dy^2} + \frac{(CV_0)^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot b^2} u = 0 \quad (20)$$

che ha la soluzione:

$$u(y) = u_0 \sin \left(\frac{CV_0}{2b \sqrt{T \epsilon_0}} y \right)$$

Poichè agli estremi $u(0)=u(l)$, segue

$$\frac{CV_0}{2b \sqrt{\epsilon_0 T}} = \pi$$

e quindi la tensione meccanica critica T_c (25):

$$T_c = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0} \left(\frac{C V_0 l}{b} \right)^2 = \epsilon_0 \left(\frac{l V_0}{b \ln \frac{b}{a}} \right)^2 \quad (21)$$

Per tensioni meccaniche più grandi di questa la (20) ha un'unica soluzione $u(y)=0$, ed il filo è sempre stabile. D'altra parte poichè la tensione meccanica non può mai superare quella massima T_M permesse dal modulo di elasticità, segue che le tensioni meccaniche del filo possono variare nell'intervallo $T_c \leq T \leq T_M$. Per fili di tungsteno di diametro $2a = 20+10+5 \mu m$, T_M ha i valori di $66+16+4$ gr. rispettivamente, mentre la (21) con le scelte $l=10$ cm, $V_0=2$ KV, $b=10$ mm, dà valori di poco inferiori a 10^{-2} gr per la T_c ; quindi camere a drift di piccole dimensioni richiedono al più qualche grammo di tensione meccanica sul filo di anodo.

BIBLIOGRAFIA.

- (1) R. Faurne, K. Hodgson, H. Winick and N. Xuang, SLAC-SSRP Report n. 76/100, 65 (1976).
- (2) M. Iannuzzi and A. La Monaca, J. Phys. D, 12, L33 (1979).
- (3) R. Rice-Evans, Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers (Richelieu, London 1974).
- (4) A. Breskin, G. Charpark, B. Gabioud, F. Sauli, N. Trautner, W. Duinker and G. Schultz, Nucl. Instr. and Meth., 119, 9, (1974).
- (5) A. Breskin and N. Trautner, Nucl. Instr. and Meth., 134, 35, (1976).
- (6) F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09 (1977).
- (7) B. Y. Baldin, S. I. Bityukov, V. N. Vrazhenov and R. M. Sulyaev, Nucl. Instr. and Meth., 140, 409 (1977).
- (8) E. P. Bertin, Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis (Plenum Press 1970).
- (9) E. J. Kobetich and R. Katz, Phys. Rev., 170, 391, (1968).
- (10) J. B. Birks, Scintillation Counters (Pergamon Press 1953).
- (11) S. C. Curran, Luminescence and the Scintillation Counter, (Butterworth 1956).
- (12) H. I. West, Jr., W. E. Meyerhof and R. Hofstadter, Phys. Rev. 81, 141, (1951).
- (13) M. Atac, R. Bosshard, S. Erhan and P. Schlein, Nucl. Instr. and Meth., 140, 461, (1977).
- (14) R. Grove, V. Perez-Mendez and J. Sperinde, Nucl. Instr. and Meth., 89, 257, (1970).
- (15) B. Sitar, R. J. Stubbs and I. M. Breare, Nucl. Instr. and Meth., 134, 257, (1976).
- (16) M. Iannuzzi and A. La Monaca -Proceedings of the Intern. Conf. on X-Ray and XUV Spectroscopy, Sendai 1978; - Japanese Journal of Applied Physics - Supplement 17-2, 469 (1978).
- (17) A. Guinier, X-Ray Diffraction in Crystals, Imperfect Crystals and Amorphous Bodies (W. H. Freeman 1963).
- (18) H. Terarechi, T. Takeuchi, K. Nakatsu and N. Maruyama, Japanese Journal of Appl. Phys. 13, 1203 (197).
- (19) V. Palladino and B. Sadoulet, Nucl. Instr. and Meth., 128, 323, (1975).
- (20) J. C. Slater, Introduzione alla Chimica Fisica (Sansoni 1963).
- (21) W. J. Price, Nuclear Radiation Detection (Mc Graw-Hill 1964).
- (22) E. W. Mc. Daniel, Collision Phenomena in Ionized Gases, (Wiley 1964).
- (23) M. E. Rose and S. A. Korff, Phys. Rev., 59, 850 (1941).
- (24) L. Malter, Phys. Rev., 50, 48 (1936).
- (25) D. C. Cheng, W. A. Kozanecki, R. L. Piccioni, C. Rubbia, L. R. Sulak, H. J. Wedon and J. Whittaken, Nucl. Instr. and Meth., 117, 157 (1974).