

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-77/4(R)
1 Marzo 1977

V. Chiarella: CAMERE DRIFT. PRINCIPI DI FUNZIONAMENTO
E PROBLEMI CONNESSI.

V. Chiarella: CAMERE DRIFT. PRINCIPI DI FUNZIONAMENTO E PROBLEMI CONNESSI

PREFAZIONE;

Il contenuto di questa nota, tratto dalla tesi di laurea dell'autore⁽¹⁾, è rivolto a tutti coloro che intendono venire a conoscenza dei principi di funzionamento delle camere a deriva (Drift Chambers) e della problematica connessa al loro funzionamento e progettazione.

In quanto segue non si ha la pretesa di fornire materiale e concetti nuovi o originali, piuttosto si è cercato di fornire una esposizione chiara ed organica dei principi di funzionamento e dei problemi che occorre affrontare nel progettare una camera a deriva, dei criteri che occorre adottare, nonché della necessità di certi compromessi dovuti a esigenze che influenzano in modo contrapposto i vari parametri.

Per i problemi che riguardano la configurazione del campo elettrico in camere a deriva di tipo convenzionale e le ambiguità destra-sinistra si rimanda il lettore alla tesi precedentemente citata.

1. - PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO

Col nome di camere a deriva (d. c. o drift chambers) si indicano quei rivelatori di particelle basati sul movimento d'insieme degli elettroni prodotti nel passaggio di una particella ionizzante in un gas, quando sono sottoposti ad un campo elettrico (moto di deriva). Il nome "deriva" vuole indicare che gli elettroni non viaggiano come se fossero liberi in campo elettrico, ma piuttosto come trascinati da una corrente (a causa degli urti multipli, come sarà chiarito nel seguito).

Per misurare la posizione in cui gli elettroni sono stati generati, si misura la differenza di tempo t tra l'istante di arrivo della particella sulla camera (di regola segnalato da contatori a scintillazione ausiliari), e l'istante in cui gli elettroni raggiungono l'elettrodo di raccolta (vedi Fig. 1).

Lo spazio percorso è una funzione $s=f(t)$, conoscendo la quale si può dedurre s da una misura di t . Per poter predire il comportamento delle camere a deriva occorre conoscere:

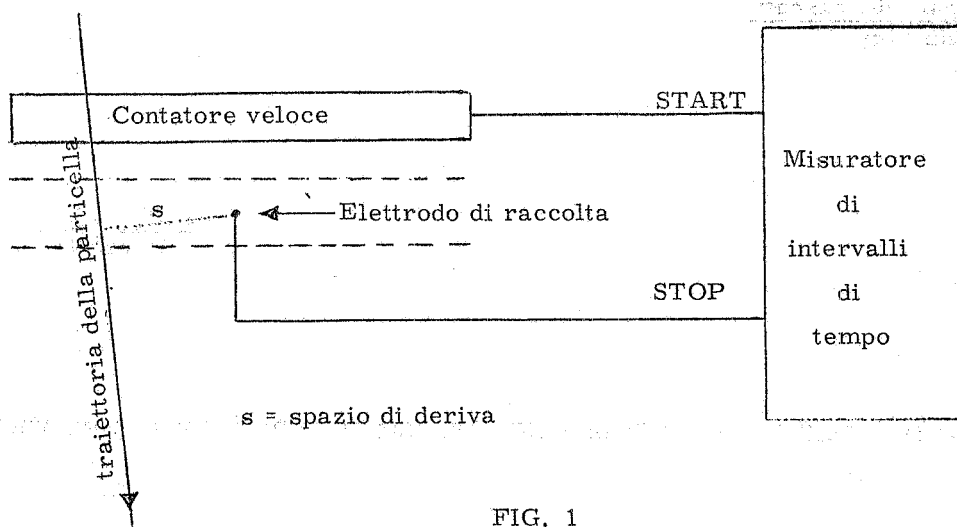


FIG. 1

- I) Il meccanismo di produzione di ioni da parte di una particella ionizzante.
- II) L'andamento della velocità di deriva in funzione del campo elettrico.
- III) La distribuzione dei potenziali agli elettrodi ed il campo elettrico conseguente.
- IV) Il meccanismo di moltiplicazione degli elettroni primari presso l'elettrodo di raccolta.

Questi fattori, I, II, III, IV, influenzano in vario modo la suddetta funzione $s=f(t)$, oppure le ampiezze e le fluttuazioni del segnale prodotto dalla camera, come viene discusso in dettaglio nel seguito.

2. - PRODUZIONE DEGLI IONI

Richiamiamo nei paragrafi seguenti alcune nozioni elementari che sono indispensabili per una comprensione di quanto viene discusso nel seguito.

Il campo elettromagnetico che accompagna una particella carica che attraversa la materia, interagisce con gli elettroni in essa contenuti trasferendo loro energia.

L'energia media perduta per collisione vale⁽²⁾:

$$-dE/dx = \frac{2C m_e c^2 z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 E}{(1-\beta^2) I^2(A)} - 2\beta^2 \right] \quad (1a)$$

Valida nel caso di particelle di massa $m > m_e$ e velocità molto maggiori della velocità degli elettroni urtati. Il significato dei simboli è il seguente:

m_e = massa dell'elettrone

E = energia massima trasferibile

c = velocità della luce

β = velocità/c della particella incidente

z = carica della particella incidente

$I(A)$ = potenziale medio di ionizzazione per atomi

di numero atomico A , del materiale attraversato.

C = costante = 0.15 Z/A con Z carica nucleare del materiale.

Nel caso di $m \gg m_e$ la (1a.) si riduce a:

$$-dE/dx = \frac{2Cm_e c^2 z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{4m_e^2 c^4 \beta^4}{(1-\beta^2)^2 I^2(A)} - 2\beta^2 \right] \quad (1b)$$

mentre nel caso che la particella incidente sia un elettrone si ha:

$$-dE/dx = 2Cm_e c^2 \left[\ln \frac{\pi^2 m_e^2 c^4}{(1-\beta^2)^{3/2} I^2(A)} - a \right] \quad (1c)$$

con:

$$a = 2.9 \text{ per } e^-$$

$$a = 3.6 \text{ per } e^+$$

L'energia necessaria per produrre una coppia di ioni (ossia per strappare un elettrone ad un atomo), non dipende dalla particella incidente, ma solo dalla natura del gas attraversato. Il numero di coppie prodotto per unità di spessore è:

$$J = \frac{dE/dx}{V}$$

e il numero totale di coppie prodotte in uno spessore d è:

$$N = J q d$$

con:

V = energia di soglia per la produzione
di una coppia
q = densità del gas.

3. - MIGRAZIONE DEGLI IONI

In un gas in equilibrio termico le molecole (considerate puntiformi) si muovono a caso con una energia cinetica media pari a $3kT/2$, (k costante di Boltzmann, T temperatura assoluta). La velocità media di una generica particella $|u| = \sqrt{3kT/m}$, inversamente proporzionale alla massa. A $T=288^\circ\text{K}$ (15°C) l'energia cinetica media di una molecola è $3.7 \times 10^{-2} \text{ eV}$ e per l'idrogeno $|u| = 1.8 \times 10^5 \text{ cm/sec}$.

I frequenti urti molecolari fanno sì che l'impulso medio di una generica molecola sia nullo in ogni direzione. Gli ioni immersi in un tale gas e non soggetti a campi elettrici seguono le stesse leggi, ossia si comportano come le molecole neutre del gas in considerazione. La presenza del campo elettrico fa sì che gli ioni aggiungano al loro moto termico un movimento di insieme parallelo alla direzione del campo elettrico. Tale movimento è quello che comunemente si indica come "moto di deriva". Questa denominazione dipende essenzialmente dal fatto che la velocità di deriva è in generale piccola rispetto alla velocità assoluta degli ioni.

La velocità di deriva si deduce risolvendo l'equazione di diffusione degli ioni in campo elettrico^(*). La stessa velocità, supponendo che la direzione di moto di una molecola dopo un urto sia indipendente dalla direzione di moto prima dell'urto, si può anche dedurre dal

(*) vedi nota a pagina seguente.

modello termodinamico classico, considerando le molecole come sfere rigide. In quest'ultimo caso la velocità di una molecola ionizzata è:

$$\vec{v} = \frac{Ze}{m} \vec{E} (t-t_0) + \vec{v}_0 \quad (2)$$

Ze = carica dello ione

v_0 = velocità dello ione all'istante $t=t_0$

La (2) è valida se lo ione è completamente libero. La presenza delle altre molecole e gli urti che ne conseguono, restringono la validità della (2) all'intervallo temporale che intercorre tra due urti consecutivi.

Per calcolare la velocità di deriva è sufficiente mediare la (2) considerando naturalmente l'influenza degli urti. In questo caso, il termine \vec{v}_0 mediato nel tempo si annulla (è il termine dovuto alla agitazione termica), ed il termine rimanente diviene:

$$\vec{v} = \frac{Ze}{2m} \vec{E} \tau$$

dove si è considerato E costante nel tempo e anche nello spazio percorso dalla molecola in esame. v è quindi la velocità di deriva, e τ rappresenta l'intervallo temporale medio tra due urti. Tale intervallo può esprimersi tramite il cammino libero medio (λ) libero medio come segue:

$$\tau = \frac{\lambda}{|u|}$$

Nel caso di ioni, i quali sono in equilibrio termico col gas, ed hanno con le molecole di questo essenzialmente urti elastici, si ha:

$$\vec{v} = \frac{Ze}{2m} \vec{E} \lambda \sqrt{\frac{m}{3kT}} \quad (3)$$

Essendo il cammino libero medio inversamente proporzionale alla pressione (p), è consuetudine esprimerlo in termini del suo valore a pressione unitaria:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{p}$$

La (3) diviene quindi:

$$\vec{v} = \frac{Ze \lambda_0}{2 \sqrt{3kTm}} \frac{\vec{E}}{p} \quad (4)$$

si vede che $v \propto E/p$. Per questa ragione le tavole e i grafici riportano le velocità di deriva in funzione del rapporto E/p .

4. - DERIVA DEGLI ELETTRONI

Le considerazioni finora fatte non possono essere applicate direttamente agli elettroni, in quanto questi, non potendo trasferire alle molecole del gas un'energia maggiore di $\Delta T = 4m_e \bar{T}/m$

(*) L'equazione di diffusione per ioni di un gas in campo elettrico è:

$$\vec{j} = -D \text{grad } n + \frac{3D}{2\mu} n e \vec{E}$$

con: D = coeff. di diffusione; $n, m, u,$ = densità, massa, velocità degli ioni; E = campo elettrico

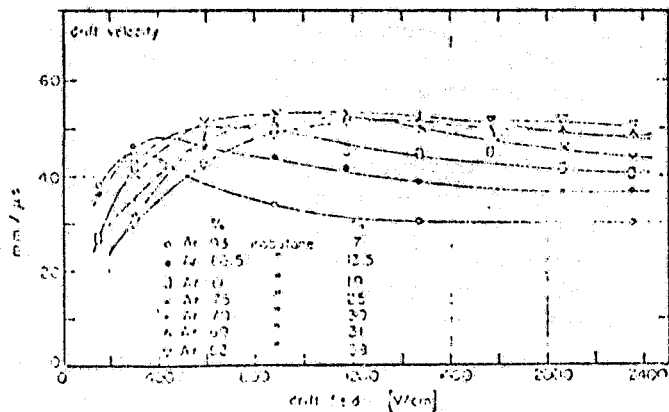
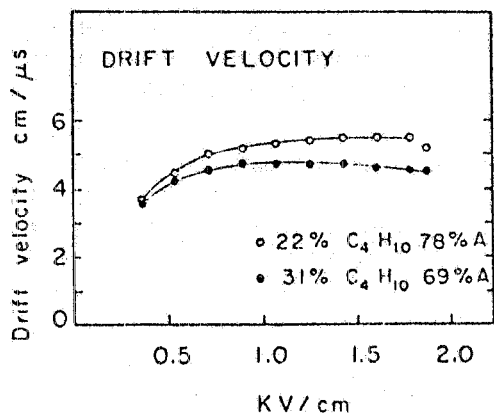


FIG. 2 - Measured drift velocities for different argon-isobutane mixtures, as a function of the electric field, showing the saturation effect (Charpak et al.).

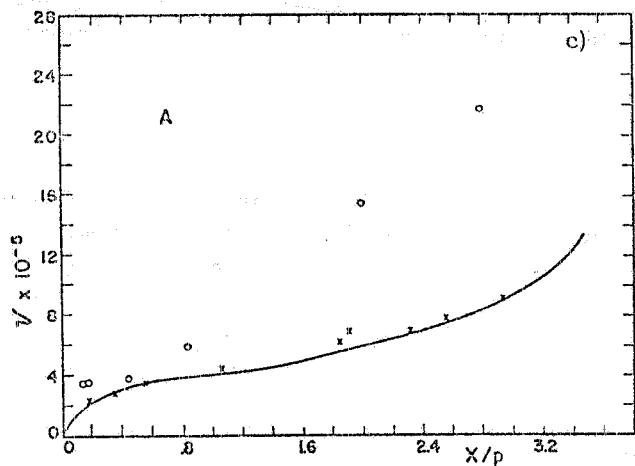
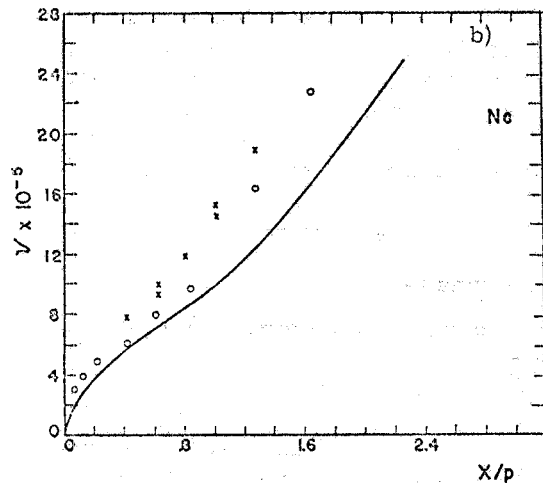
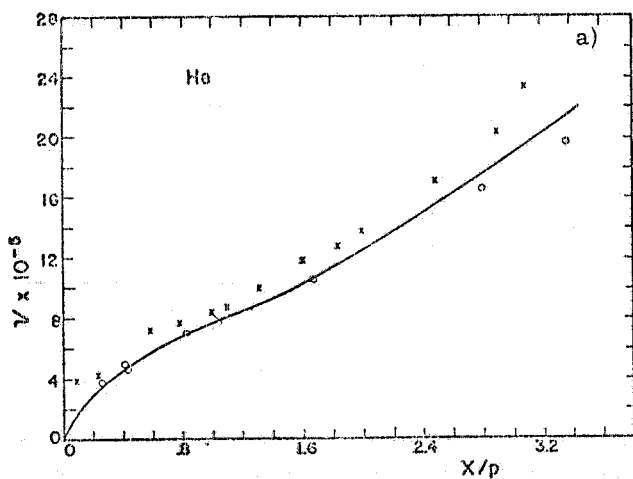


FIG. 3 - Full curves given Allen's computed drift velocity in He (a), Ne (b) and A (c) as a function of X/p compared to experimental values of Bradbury and Nielsen and of Townsend's group. Townsend's observed points are circles and Bradbury and Nielsen's values are crosses.

(m , m_e masse della molecola urtata e dell'elettrone, T energia cinetica dell'elettrone) non possono liberarsi dell'energia acquisita per effetto del campo elettrico, per cui la loro energia cresce fino a che essi non producono eccitazione delle molecole, con conseguente grossa perdita di energia.

Il comportamento dell'elettrone differisce quindi notevolmente da quello degli ioni, in quanto (a) la sua energia cresce notevolmente sotto l'influenza del campo elettrico, per cui gli elettroni non sono più in equilibrio termico col gas, (b) la frequenza degli urti anelastici e il cammino libero medio dipendono dal campo elettrico. Peraltro la trattazione fatta può essere estesa agli elettroni, pur di ridefinire o meglio sostituire il cammino libero medio tra due urti con quello tra due urti anelastici.

Da quanto detto segue che la relazione tra velocità di deriva e campo elettrico non sarà più lineare, ma avrà una forma più complessa e sarà strettamente legata ai livelli energetici delle molecole.

Osservando i grafici che riportano la velocità di deriva in funzione del campo elettrico (Fig. 2 e 3) si può notare che le previsioni teoriche corrispondono al caso reale solo per energie molto basse (< 1 eV). Ad energie più alte si verificano distorsioni notevoli dovute essenzialmente ad effetti quantistici che si manifestano quando la lunghezza d'onda associata agli elettroni è paragonabile alle dimensioni atomiche. Un esempio di questo tipo è l'influenza dell'effetto Ramsauer sulla velocità di deriva degli elettroni in argon che ha l'andamento indicato in Fig. 4.

In sostanza gli effetti che influenzano la velocità di deriva, oltre a quelli macroscopici come pressione e densità del gas, sono riassunti nella sezione d'urto σ della collisione elettrone-molecola, che è legata al cammino libero medio dalla relazione:

$$\lambda = \frac{1}{n \sigma}$$

n = densità del gas.

(Valida fintanto che la sezione d'urto σ è finita).

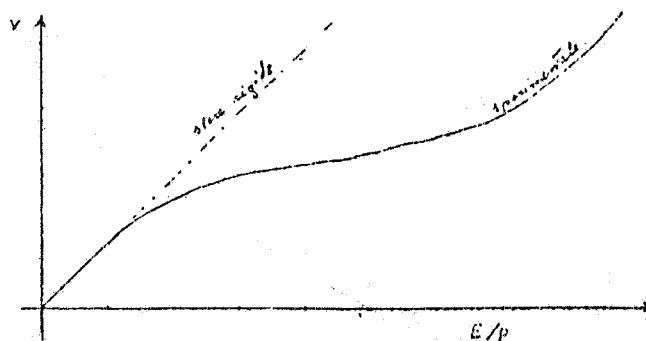


FIG. 4

Un secondo esempio di anomalia rispetto alla teoria classica è costituito dagli elettroni nei gas organici (metano, butano, ...), la cui velocità di deriva sale fino ad un certo limite per poi divenire praticamente stazionaria al crescere del campo elettrico (Fig. 5 e 6), questo comportamento può essere attribuito alla bassa separazione energetica (0,01 eV) dei livelli rotazionali delle molecole organiche, per cui tutti gli urti dell'elettrone sono essenzialmente anelastici.

Da quanto precede appare chiaro che il modello classico a sfere rigide non è in grado di riprodurre aspetti importanti dei dati sperimentali, tuttavia esso è spesso usato per facilitare la comprensione qualitativa del meccanismo.

5. - MOLTIPLICAZIONE DEGLI ELETTRONI

Un aumento del campo elettrico permette agli elettroni di acquisire energia sufficiente per ionizzare le molecole gassose per urto. Si innesca in queste condizioni una specie di reazione a catena per cui le coppie ione-elettrone vengono incrementate per unità di percorso di un fattore α (regime di Tawsend, α = coefficiente di moltiplicazione).

Se N è il numero di coppie ione-elettrone nella posizione x , l'incremento dopo un percorso dx è:

$$dN = N \alpha dx, \quad \text{ossia} \quad \ln \frac{N(x)}{N_0} = \int_{x_0}^x \alpha(x) dx. \quad (5)$$

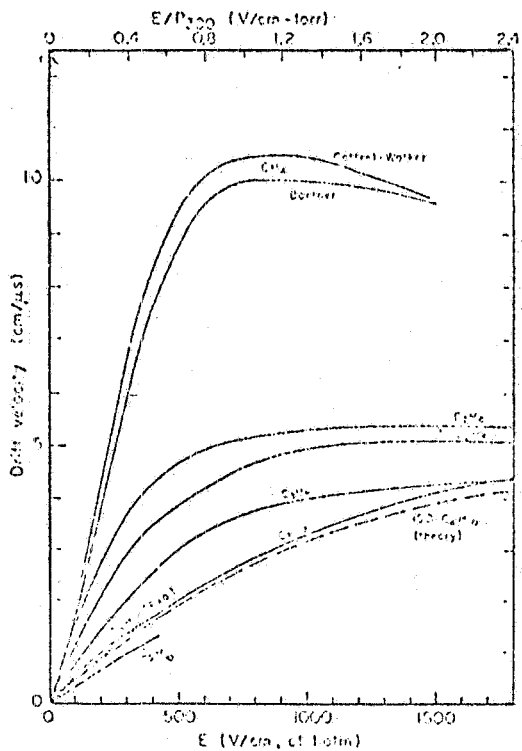


FIG. 5 - Experimental drift velocities for CH_4 , C_2H_3 and C_2H_6 .

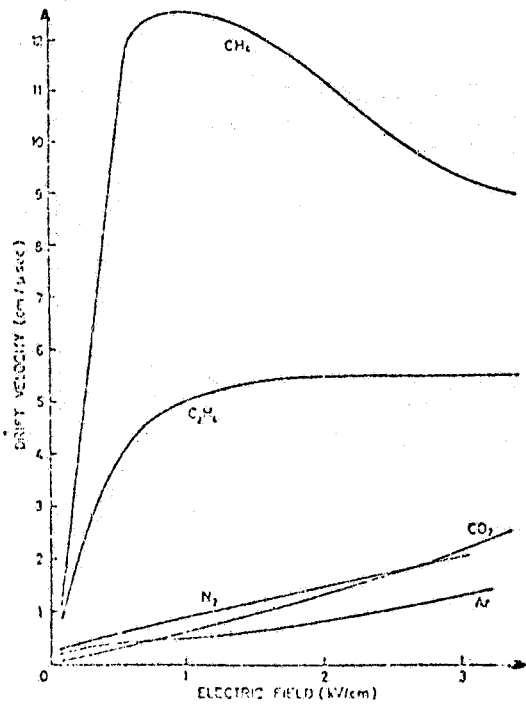


FIG. 6 - Drift velocity for several gases as a function of electric field.

Il coefficiente di moltiplicazione α dipenderà essenzialmente dalle caratteristiche del gas (pot. di ionizzazione, ...), dalla sezione d'urto di ionizzazione per l'urto elettrone-molecola, dal cammino libero medio e dall'intensità del campo elettrico.

Se $\alpha = \text{costante}$ (E, p, \dots costanti) la legge di moltiplicazione è una legge esponenziale:

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x}$$

α può esprimersi molto semplicemente in termini del cammino libero medio λ e della probabilità di ionizzazione per urto f

$$\alpha = \frac{f}{\lambda}$$

ossia come prodotto fra il numero di urto subiti e la probabilità di ionizzazione per ogni urto (*). Le relazioni hanno un valore limitato (regime di Townsend). In generale la dipendenza di α dal campo elettrico per un dato gas è assai complicata e si può derivare dalle curve tensione-corrente per le scariche nei gas.

Dalla (5) si può ricavare il coefficiente di moltiplicazione complessivo (k) per un percorso d che è dato dal rapporto tra il numero di elettroni uscenti ed il numero di elettroni entranti nella regione considerata:

(*) α può anche esprimersi come numero di urti ionizzanti per unità di lunghezza, esso è quindi l'inverso del cammino libero medio di ionizzazione λ_i che è legato alla sezione d'urto σ_i e alla densità ρ del gas:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_i} = \rho \sigma_i$$

$$k = \frac{n_{out}}{n_{in}} = e^{\int_0^d a(x) dx}$$

Nel caso di un campo elettrico prodotto da un filo (che ci interesserà in pratica), sotto ipotesi semplificative si può assegnare al fattore k totale (per la regione di moltiplicazione limitrofa al filo) la seguente espressione:

$$k = \exp \left\{ 2r_0 \sqrt{C \theta E_c \frac{V}{V_c} \left(\frac{V}{V_c} - 1 \right)} \right\}$$

in cui:

C = costante che dipende dal gas; per Ar

C ≈ 1.8 × 10 cm²/Volt;

V_c, E_c = tensione e campo critici, a cui inizia la moltiplicazione;

r₀ = raggio del filo.

Per un filo con r₀ = 10 μm a V = 1600 Volts in Ar, k vale circa 10⁴.

6. - LIMITAZIONI INTRINSECHE DELLE CAMERE A DERIVA

Parlando del meccanismo di produzione di coppie ione-elettrone da parte di una particella carica che attraversa la materia, ci si è riferiti alla ionizzazione specifica media (j) totale. Si tratta dunque di una quantità media, mentre i singoli casi sono soggetti a fluttuazioni statistiche. L'efficienza delle camere a deriva per la rivelazione di particelle è essenzialmente legata al numero di elettroni pervenuti sull'elettrodo di raccolta, il quale dipende a sua volta dal numero di coppie prodotte dalla particella incidente.

Nel calcolo dell'efficienza della camera è necessario tener conto che alla ionizzazione specifica totale contribuiscono due effetti, ossia la ionizzazione specifica primaria (j_p), prodotta direttamente dalla particella incidente, e le ionizzazioni secondarie dovute ai prodotti della ionizzazione primaria (ad es. raggi δ).

La probabilità che una particella venga rivelata dipende dalla sola j_p, che è data dalla seguente espressione:

$$j_p = \frac{2 C m_e c^2}{\beta^2} z^2 \frac{r}{I_0} \left[\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2) I_0} + s - \beta^2 \right]$$

in cui I₀ è il potenziale di ionizzazione dell'orbitale (non vuoto) più esterno ed r, s sono delle costanti che dipendono dal materiale in esame (per l'idrogeno I₀ = 13.5 eV, r = 0.285, s = 3.04). Si noti tuttavia che il parametro s varia assai poco da gas a gas.

Come si vede j_p/z² non dipende dalla particella incidente, ma solo dalla sua velocità. Questo fatto permette di misurare j_p sperimentalmente con buona precisione mediante particelle ionizzanti di carica e velocità note e di massa qualsiasi (tipicamente particelle α).

In condizioni normali di temperatura e pressione, e per particelle relativistiche (con dE/dx dell'ordine del MeV/g cm⁻²) si hanno i seguenti valori: per l'Ar j_p ≈ 29/cm e per l'isobutano j_p ≈ 46/cm. Si noti che la ionizzazione totale è molto maggiore. Per es. in Ar j = 1000/cm.

La probabilità di produrre n coppie primarie è data dalla legge statistica (distribuzione di Poisson):

$$p(n) = \frac{e^{-j_p s}}{n!} (j_p s)^n$$

s = spessore del materiale.

La probabilità che non avvenga nessuna ionizzazione, (ossia l'inefficienza) è $p(0)$, per cui l'efficienza di rivelazione vale:

$$\text{eff.} = 1 - p(0) = 1 - e^{-j_p s}$$

Nei gas usati nelle camere a drift $j_p \cong 30/\text{cm}$, e bastano quindi pochi millimetri di gas per avere praticamente efficienza del 100%.

Dai valori di j_p per Ar e Iso- C_4H_{10} puri si può risalire a j_p per la miscela comunemente più usata (70% Ar e 30% Iso- C_4H_{10}), che vale $j_p = 35/\text{cm}$ (j_p segue le regole della media pesata per quanto riguarda le miscele).

E' opportuno, anche se ovvio, osservare che la efficienza di cui si è finora parlato non va confusa con l'efficienza dell'apparato di rivelazione, la quale dipende dalla geometria e dalla elettronica dell'apparato. L'efficienza intrinseca delle camere è la possibilità che una particella crei un segnale, indipendentemente dal fatto che questo sia rivelato o meno, e costituisce dunque un limite superiore all'efficienza complessiva dell'apparato.

Il fenomeno di diffusione gassosa limita il potere risolutivo spaziale delle camere a deriva come rivelatori di particelle. Il moto degli ioni e degli elettroni è regolato dall'equazione di diffusione completa, comprensiva cioè di tutti i termini, quello di diffusione propriamente detta ($D \nabla^2 n$), di diffusione termica ($k \partial n / \partial T$), quello dovuto al campo elettrico ($ne\vec{E}$) ed altri che descrivono particolari ed ulteriori fenomeni.

Or dunque, mentre la soluzione della parte elettrica (già trovata per via diversa) dà la velocità di deriva, la soluzione della parte di diffusione propriamente detta $\vec{j} = -D \text{grad } n$, con \vec{j} corrente di materiale, descrive lo sparpagliamento dell'insieme di ioni. Se noi consideriamo l'evoluzione di una concentrazione puntiforme di ioni in assenza di campo elettrico (ci si può portare a questa condizione con una opportuna scelta di coordinate), notiamo che essa cresce nel tempo occupando un volume quadratico medio $\langle r \rangle = \sqrt{2Dt}$.

Per velocità di deriva costante, si ha:

$$\langle r \rangle = \sqrt{2D\ell/v}$$

dove ℓ è lo spazio percorso. Per $\ell = 2 \text{ cm}$ e le miscele finora considerate, $E \cong 1500 \text{ V/cm}$ ad 1 atm, $\langle r \rangle = 150 \mu\text{m}$. Questo raggio determina l'allargamento medio per diffusione del pacchetto di elettroni prodotto dalla particella incidente, e rappresenta perciò l'indeterminazione con cui può essere misurata la posizione dell'origine del pacchetto.

Tra gli ulteriori fenomeni capaci di influenzare in linea di principio il funzionamento di una camera a deriva vi sono l'attaccamento per cui un elettrone si aggancia ad una molecola creando uno ione negativo, e la ricombinazione per cui ione ed elettrone si riuniscono. Questi due fenomeni diminuiscono le prestazioni della camera. Peraltro la loro entità è apprezzabile solo in gas altamente ionizzati (plasma), condizione questa molto lontana da quelle in cui si opera.

7. - PROBLEMI CONNESSI CON LA RIVELAZIONE DEL SEGNALE DALLE CAMERE A DERIVA

L'utilizzazione delle camere a deriva in esperimenti di fisica delle alte energie comporta una serie notevole di problemi. La velocità di conteggio di ogni particolare esperimento pone delle restrizioni sul valore massimo accettabile per i tempi di deriva, e di riflesso sulle dimensioni dello spazio di deriva; inoltre, la sensibilità dei circuiti commerciali di codifica è tale che è assai difficile ottenere una alta efficienza di rivelazione.

Per spazio di deriva si intende normalmente la distanza massima, utile per la rivelazione, dei punti delle camere dall'elettrodo di raccolta. In una camera piana questa generalmente coincide con metà della separazione tra due elettrodi di raccolta paralleli contigui. Aumentare lo spazio di deriva significa diminuire il numero di fili sensibili necessari su una data superficie, e quindi semplificare la meccanica della camera e ridurre l'elettronica necessaria per la codifica dei segnali. D'altro canto un maggior spazio di deriva comporta, come discusso nel paragrafo precedente, un aumento dell'indeterminazione sulla posizione della traccia, e soprattutto un aumento

dell'intervallo temporale necessario all'acquisizione dei dati (pari a 20 nsec/mm moltiplicato lo spazio in mm). Questo intervallo deve tuttavia essere mantenuto inferiore all'intervallo temporale medio tra eventi successivi se si desidera limitare la complicazione derivante da più eventi mescolati in una singola lettura. Inoltre, tale intervallo deve essere mantenuto inferiore al fondo scala dei TDC (convertitori tempo-numero) dell'apparato di lettura. Quest'ultima limitazione risulta nel nostro caso più restrittiva, in quanto, per avere la massima precisione occorrono unità di 2 nsec, ed i TDC commerciali (8 bit) ci limitano a 516 nsec, per cui è stato deciso di usare uno spazio di deriva di 25 mm. In tale modo, come si vedrà in seguito, gli elettrodi di raccolta si trovano ad essere a 5 cm l'uno dall'altro.

Per poter parlare delle condizioni imposte dall'elettronica di codifica, occorre prima discutere il tipo di segnale prodotto dall'elettrodo sensibile (una trattazione più accurata è data nel prossimo paragrafo), che la pilota.

Dato che questo elettrodo raccoglie delle cariche esso può essere considerato un generatore di corrente, per cui il segnale fornito è quello che appare ai capi della resistenza R (res. di carico) del circuito equivalente (v. Fig. 7):

In questo circuito G rappresenta il filo sensibile (S. W., sense wire), C la sua capacità ed R, resistenza di carico, è l'impedenza d'ingresso della catena elettronica. In questa approssimazione possiamo calcolare questo segnale supponendo che la carica emessa dal generatore sia uniformemente distribuita nel tempo, (in effetti la distribuzione è molto simile a una gaussiana); in questo caso la corrente del generatore ha la durata τ = tempo di raccolta e altezza $I = Ne/\tau$ con N = numero di elettroni raccolti ed e = carica dell'elettrone^(*).

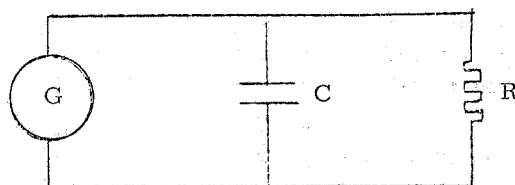


FIG. 7

In queste condizioni l'altezza media del segnale ai capi di R è circa:

$$V = \frac{Ne}{\tau} \frac{R}{\sqrt{RC/\tau + 1}}$$

Questo segnale per essere rivelato deve essere maggiore della soglia d'ingresso della catena elettronica di lettura, per cui una determinata soglia determina il valore minimo di Ne, ossia delle coppie ione-elettrone primarie^(o). L'efficienza globale della camera è dunque ridotta rispetto a quella intrinseca, in quanto tracce che creano un numero di coppie inferiore a questo minimo non vengono rivelate. Si potrebbe naturalmente pensare di ovviare a questo inconveniente aumentando lo spessore della camera. Purtroppo esistono altri fattori (di carattere essenzialmente geometrico) che impediscono di far crescere tale spessore oltre certi limiti. Valori tipici per R e per C sono 50 Ω e 10 pF (filo da 20 μ m) rispettivamente. Per soglie di $V=1$ mV si richiedono $10^3 - 10^4$ elettroni.

Anche la tensione con cui si alimentano i fili sensibili e si pilota il coefficiente di moltiplicazione non può essere aumentata oltre un certo limite per non innescare fenomeni di scarica che renderebbero praticamente inutilizzabili le camere. Normalmente i limiti imposti da questi fenomeni secondari ci portano ad avere dei coefficienti di moltiplicazione dell'ordine di $10^3 - 10^4$.

(*) L'ordine di grandezza di τ , per spazio di deriva di 2.5 cm si ricava semplicemente se si considera che il pacchetto di elettroni arriva con una indeterminazione spaziale (§. 5) $\langle r \rangle \cong 200 \mu$ m e una velocità $v \cong 10^5$ m/sec $\tau = 2\langle r \rangle/v \cong 4 \times 10^{-9}$ sec = 4 nsec.

(o) Un segnale più alto in tensione può anche ottenersi aumentando la resistenza di carico; in tale caso però cresce il tempo di salita del segnale in uscita con conseguente perdita in risoluzione temporale.

A titolo di esempio si possono citare i seguenti numeri. Per una camera piana con fili di raccolta di $20\mu\text{m}$ di diametro e di 1 m di lunghezza C vale tipicamente 10 pF. L'elettronica di formazione di segnale di uso più corrente ha soglie di 50 mV e impedenza di ingresso 50Ω . Se la tensione di alimentazione dei s. w. è tenuta entro i limiti necessari per evitare scariche o funzionamento improprio ($V \approx 1700\text{ V}$), il coefficiente di moltiplicazione è dell'ordine (in Ar) di 10^3-10^4 . Questo comporta un segnale di 0,06-0,6mV per coppia elettrone-ione generata. Visto che si producono circa 3-4 coppie per mm, lo spessore della camera dovrebbe essere superiore a $\approx 25\text{ mm}$, il che non è sempre praticamente possibile o opportuno.

Questo significa che di regola è necessario usare elettronica speciale con soglia di ingresso particolarmente bassa.

8. - SEGNALE INDOTTO SULL'ELETTRODO DI RACCOLTA (S. W.)⁽²⁾

E' possibile dedurre le proprietà essenziali del segnale che appare sull'elettrodo di raccolta (anodo), tenendo conto del fatto che questo è dovuto al moto degli ioni ed degli elettroni liberi presenti nel gas e della legge di conservazione della energia, poichè ioni ed elettroni perdono per urto, e quindi sotto forma di calore, l'energia acquisita a spese del campo elettrico. Per ora ci limitiamo a considerare un gas in cui non si ha il fenomeno della moltiplicazione degli ioni.

Per il principio di sovrapposizione, possiamo dire che il campo elettrico presente nella camera è la somma del campo E generato dal potenziale V a cui sono posti gli elettrodi e dal campo E_0 dovuto alla distribuzione spaziale degli ioni ed elettroni che ammetterà un potenziale V che si annulla sugli elettrodi.

Per le leggi del campo elettrico valgono le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 0 & \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_0 &= 4\pi q \\ \vec{E} &= -\vec{\nabla} V & \vec{E}_0 &= -\vec{\nabla} V \end{aligned}$$

essendo:

$$q = e(n_+ - n_-) \quad \vec{j} = e(n_+ w_+ - n_- w_-)$$

con:

q = densità di carica degli ioni
j = // // corrente // //
n₊ = numero di ioni positivi per unità di volume
n₋ = // di elettroni (o ioni neg.) per unità di volume.

q e V sono connessi tra loro dall'equazione di continuità:

$$\text{div } \vec{j} = - \frac{\delta q}{\delta t}$$

le condizioni al contorno per i potenziali sono:

$$\begin{aligned} \text{sull'anodo : } V &= V(t) & V &= 0 \\ \text{sui catodi : } V &= -V_0 & V &= 0 \end{aligned}$$

La conservazione dell'energia ci fornisce una ulteriore relazione data dall'eguaglianza tra lavoro compiuto sulle cariche dal campo elettrico e perdita di energia elettrostatica accumulata nel campo:

$$- \frac{d}{dt} \int_V \frac{(\vec{E} + \vec{E}_0)^2}{8\pi} dv = \int_V (\vec{E} + \vec{E}_0) \cdot \vec{j} dv$$

L'integrazione è estesa a tutto il volume sensibile della camera.

Queste equazioni possono essere risolte per ottenere l'espressione di $V(t)$ in funzione di n_+ , n_- , w_+ , w_- . Infatti si ha:

$$\int_V \vec{E} \cdot \vec{E}_Q \, dv = - \int_V \vec{E} \cdot \vec{\nabla} V_Q \, dv = - \int_V V_Q \vec{\nabla} \cdot \vec{E} \, dv - \int_{\partial V} V_Q |E| \, ds = 0.$$

L'ultimo passaggio consegue dal fatto che $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ e che $V_Q = 0$ sulla frontiera di v (∂v) cioè sugli elettrodi. Dall'equazione di continuità si ha inoltre:

$$\vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{E}_Q}{\partial t} = - \vec{\nabla} \cdot \vec{j}$$

$$\frac{1}{4\pi} \int_V V_Q \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{E}_Q}{\partial t} \, dv = - \int_V V_Q \vec{\nabla} \cdot \vec{j} \, dv$$

che per il teorema della divergenza e le condizioni al contorno citate dà:

$$\frac{1}{4\pi} \int_V E_Q \frac{\partial E_Q}{\partial t} \, dv = - e \int_V E_Q (n_+ w_+ - n_- w_-) \, dv$$

infine:

$$\frac{1}{8\pi} \int E^2 \, dv = \frac{1}{2} C (V(t) - V_0)^2$$

essendo il primo termine l'energia e C la capacità del condensatore formato dall'anodo e dal resto degli elettrodi.

Dall'insieme di queste formule si ricava la seguente espressione per $V(t)$:

$$C \frac{dV(t)}{dt} = \frac{e}{V(t) - V_0} \int_V E (n_+ w_+ - n_- w_-) \, dv$$

essendo le cariche concentrate in singoli ioni o elettroni, si passa dall'integrale sul volume ad una sommatoria sui singoli ioni:

$$C \frac{dV(t)}{dt} = \frac{e}{V(t) - V_0} \left(\sum_i E_i w_i^+ - \sum_j E_j w_j^- \right)$$

essendo E_i il campo elettrico nel punto in cui si trova l' i -esimo ione.

Integrando rispetto al tempo si ha:

$$C (V_1(t) - V_1(0)) = e \int_0^t \frac{1}{V_1 - V_0} \left(\sum_i E_i w_i^+ - \sum_j E_j w_j^- \right) dt$$

Il rapporto $E/(V_1 - V_0)$ dipende dalla geometria della camera, ma non dal tempo, per cui può essere sostituito col suo valore al tempo $t=0$ cioè E_0/V_0 ; inoltre $w dt = ds$ dove ds è lo spostamento fatto dall'ione (elettrone) nel tempo dt .

L'integrale precedente non è dunque altro che l'integrale di linea del campo elettrico a meno di un fattore costante, per cui, separati i contributi di cariche positive da quelle negative e posto $V(0)=0$, si ha:

$$\begin{aligned}
 V(t) &= V^+(t) + V^-(t), \\
 CV^+(t) &= \frac{e}{V_0} \sum_i (V_i^+(t) - V_i^+(0)), \\
 CV^-(t) &= \frac{e}{V_0} \sum_j (V_j^-(t) - V_j^-(0)).
 \end{aligned}$$

Poichè al momento della ionizzazione, ione ed elettrone si trovano nello stesso punto, $V^+(0)=V^-(0)$ e quindi:

$$CV(t) = \frac{e}{V_0} \sum_i (V_i^+(t) - V_i^-(t)).$$

Il contributo dei due termini alla tensione totale quando le cariche saranno state raccolte vale:

$$\begin{aligned}
 CV^+ &= - \frac{e}{V_0} \sum_i V_i(0) \\
 CV^- &= - \frac{e}{V_0} \sum_i [V_0 - V_i(0)].
 \end{aligned}$$

Dato che la velocità di deriva degli elettroni è molto maggiore di quella degli ioni (di circa un fattore 10), la raccolta degli elettroni termina quando quella degli ioni è appena iniziata e l'andamento del segnale sul filo è quello indicato in Fig. 8.

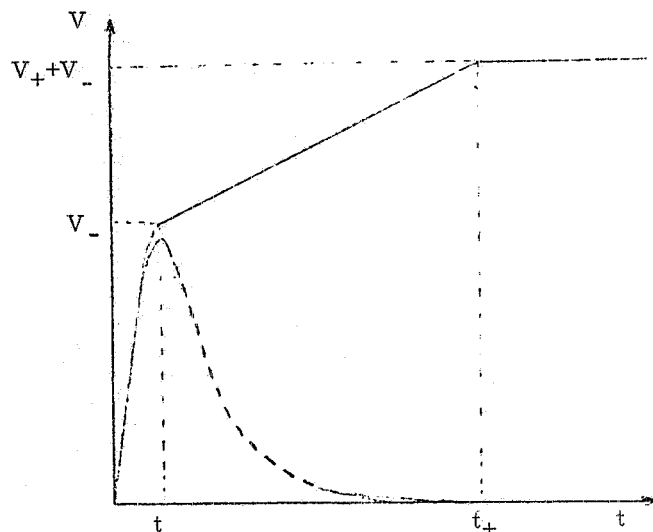


FIG. 8

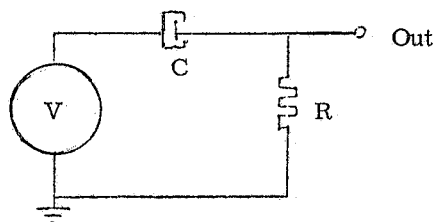


FIG. 9

t_- e t_+ sono i tempi di raccolta degli elettroni e degli ioni rispettivamente

Nella discussione precedente si è supposto che il filo fosse isolato, fosse cioè caricato su impedenza infinita; nel caso in cui esso è invece caricato su un'impedenza R il filo risponderà come il circuito equivalente (vedi Fig. 9).

Se la costante di tempo del circuito RC è grande rispetto a t_- e piccola rispetto a t_+ il segnale sul filo diventerà quello tratteggiato in Fig. 8.

Nel caso di un contatore proporzionale, dove avvengono i fenomeni di moltiplicazione, normalmente in zona ristretta, il tipo di segnale si modifica come indicato dalla Fig. 10.

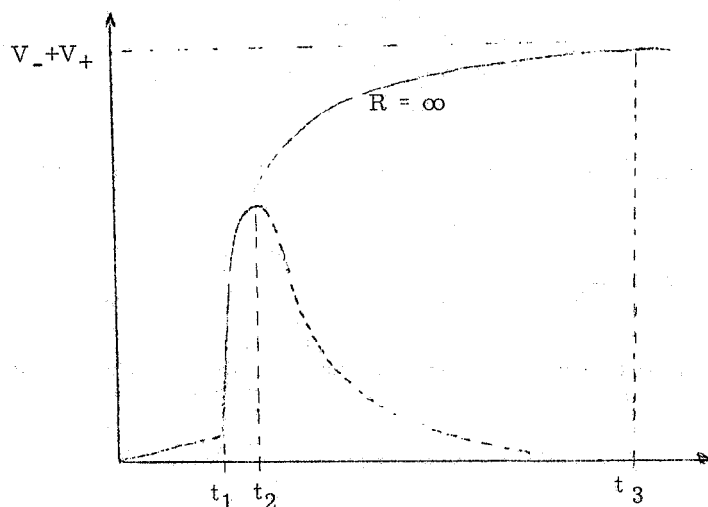


FIG. 10

Fino al tempo t_1 si ha una lenta crescita del segnale, dovuto al moto di deriva degli elettroni nel gas. Da t_1 a t_2 si ha una rapida crescita del segnale, dovuto al moto di elettroni e ioni nei pressi dell'anodo, dove il gradiente di potenziale è alto, la maggior parte del segnale fra t_2 e t_3 , è dovuta al moto di allontanamento degli ioni positivi dell'anodo quando ormai gli elettroni sono stati raccolti.

BI BLIOGRAFIA.

- (1) - V. Chiarella, Dispositivo di camere a deriva per la misura di secondari carichi in un esperimento agli ISR del CERN, Tesi di laurea, Pisa (1976).
- (2) - B. Rossi and H. H. Staub, Ionization Chambers and Counters. Experimental Techniques (McGraw Hill, 1949).
- (3) - B. Rossi, High Energy Particles (Prentice Hall, 1956).
- (4) - M. Reed, Ion Production by Electron Impact (Academic Press, 1962).
- (5) - R. B. Loeb, Basic Processes of Gaseous Electronics (Univ. of California Press, 1955).