

Appunti dalle lezioni del corso di

MODELLISTICA ELETTROMAGNETICA DEI MATERIALI

(prof G. Lupò)

CAPITOLO IV– CONDUZIONE E SCARICA NEI GAS

§IV.1 – Cinetica dei gas.

In un gas ideale (atomico o molecolare) costituito da N particelle, il numero di particelle $dN(v)$ aventi un intervallo di velocità dv intorno a v (modulo) è descritto dalla distribuzione H di Boltzmann-Maxwell¹ (fig.4.1)

$$\frac{dN(v)/N}{dv/v_w} = H(v/v_w) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_w}\right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_w}\right)^2} \quad (\text{IV.1})$$

dove si fa riferimento alla velocità più probabile v_w . La funzione H ha valore massimo

$$\frac{dN(v_w)/N}{dv/v_w} = H(1) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-1^2} \quad (\text{IV.2})$$

La distribuzione di Boltzmann-Maxwell è asimmetrica, per cui il valore medio della velocità ed il suo valore medio quadratico sono maggiori di quello più probabile

$$v_m = \bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_w = 1.128 v_w \quad (\text{IV.3})$$
$$v_{eff} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_w = 1.128 v_w$$

In base al principio di equipartizione dell'energia, l'energia cinetica associabile ad un gas ne "determina" la temperatura assoluta:

$$W_{cin} = \frac{1}{2} m v_{eff}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (\text{IV.4}),$$

dove k è la costante di Boltzmann pari a $1.38 \cdot 10^{-34}$ J/K.

Dalle (IV.3)-(IV.4) consegue

¹ In tale modello si suppone che le particelle siano sfere elastiche che si muovano a velocità costante tra due urti successivi e non diano luogo a fenomeni di eccitazione o ionizzazione.

$$v_{eff} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}; \quad v_w = \sqrt{\frac{2kT}{m}}; \quad v_m = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (IV.5)$$

In tab.IV-I sono riportati i valori delle velocità medie alla temperatura di 0°C (T=273.15) per vari gas, in cui si è anche considerato un “gas” di soli elettroni, la cui massa a riposo (9.1 10⁻³¹ kg) è 1840 volte più piccola di quella del protone (m_p=1.67 10⁻²⁷ kg) assunta come riferimento nella tabella IV.I².

TABELLA IV.I

GAS	m/m _p	Velocità [mm/μs=km/s]
N ₂	28	0.45
O ₂	32	0.42
H ₂	2	1.70
Aria	-	0.46
CO ₂	44	0.36
SF ₆	146	0.20
Elettroni	1/1840	100.0

L'energia molecolare media di un gas dipende solo dalla temperatura. La *pressione* in un gas è costante se la densità di particelle è uniforme.

La pressione (p) è legata alla temperatura assoluta (T) ed alla densità n del gas dalla nota relazione

$$p = k n T \quad (IV.6)$$

con k=1.3804 10 J/K costante di Boltzmann.

In questo capitolo tratteremo le interazioni tra le particelle elementari dei gas, neutre o cariche. L'*elettrone* sarà considerato carica elementare (negativa) e massa elementare

$$q_e = e = -1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$m_e = 0.9 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \quad (IV.7)$$

Il protone possiede una carica elementare (positiva) pari in modulo a quella dell'elettrone e massa circa 1840 volte più grande.

² Come si può notare, trattasi di velocità di 6-7 ordini di grandezza più elevate rispetto a quelle (10⁻⁴ m/s) del moto medio di elettroni in conduttori metallici interessati da correnti elettriche di elevata densità (5 A/mm²). Ovviamente trattasi di fenomeno completamente diverso (moto disordinato).

Dati gli ordini di grandezze in gioco, le energie associate alle particelle elementari sono espresse in elettronvolt (eV), cioè l'energia posseduta da un elettrone in uno spazio interelettrodico sottoposto alla tensione di 1 volt:

$$1 \text{ eV} \Leftrightarrow 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad (\text{IV.7})$$

L'accelerazione di un elettrone sottoposto nel vuoto ad un campo E vale

$$a_e = \frac{eE}{m_e} \cong 1.8 \cdot 10^{12} E_{V/m} \Leftrightarrow 0.18 \cdot 10^{18} E_{kV/cm} [m/s^2] \quad (\text{IV.8})$$

come si vede, si tratta di una accelerazione enorme (nei casi pratici, limitata al "tempo di volo").

La velocità finale di un elettrone in uno spazio vuoto tra due elettrodi a cui è applicata la tensione V si calcola come segue:

$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 = q_e V [J] \Rightarrow v_e = \sqrt{2 \left| \frac{e}{m_e} \right| V} \cong \sqrt{3.6} \cdot 10^6 \sqrt{V} [m/s] \quad (\text{IV.9})$$

§IV.2 Collisioni tra particelle – Sezione d'urto

Si intende genericamente per "collisione" o "urto" una qualsiasi interazione tra particelle che ne faccia variare le proprietà, in particolare quelle cinetiche.

Un modello rozzo ma efficace per descrivere le interazione è quello "a palla di biliardo" in cui alle particelle viene attribuita una sfera rigida e le collisioni avvengono se le sfere si "toccano". Se abbiamo due specie di particelle (es. elettroni e molecole), rappresentate da sfere rigide di raggio r_1 ed r_2 , i fenomeni di collisione saranno caratterizzati da una zona utile, detta appunto "sezione d'urto" pari a

$$\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2 \quad (\text{IV.10})$$

Se uno sciame di particelle incide su N particelle di gas in un volume $\Delta\tau$ (densità di particelle $n=N/\Delta\tau$), la *sezione d'urto totale* è pari a $Q=n\sigma [m^2/m^3=m^{-1}]$. Se ci si riferisce ad una superficie di incidenza unitaria (1 m^2), Q rappresenta numericamente la frazione di superficie esposta e quindi anche la probabilità di collisione.

Se indichiamo con n_0 la densità di particelle (es. elettroni) incidenti in un gas su una finestra unitaria a partire dall'ascissa x_0 , nel generico tratto dx ci saranno

Qdx collisioni, quindi lo sciame avrà perso dn elettroni; gli elettroni non deviati decadranno con legge esponenziale

$$dn = -nQdx \Rightarrow n(x) = n_0 e^{-Q(x-x_0)} \quad (IV.11)$$

mentre la densità di elettroni deviati varierà lungo x con la legge

$$dn = nQdx = n_0 e^{-Q(x-x_0)} Qdx = f(x)dx \quad (IV.12);$$

il libero cammino medio delle particelle incidenti (elettroni) sarà calcolato come

$$\lambda = \frac{1}{n_0} \int_x^\infty x \cdot f(x) = \frac{1}{Q} \quad (IV.13)$$

ossia esso è numericamente pari all'inverso della sezione d'urto totale.

Nella seguente tabella sono riportati i liberi cammini medi di elettroni in due diverse condizioni di pressione e temperatura:

Tab. IV-1 - liberi cammini medi (in μm) di elettroni

Tipo di gas	He	Ne	H ₂	N ₂	O ₂
0°C- 150Pa	1.76	1.2	1.42	0.67	0.7
15°C-113kPa	-	-	0.117	0.0628	0.0679

Occorre considerare una correzione alla sezione d'urto, in relazione alla massa relativa delle particelle collidenti

$$Q^* = Q \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_2}} \quad (IV.14)$$

Nel modello a palle di biliardo, il libero cammino medio di un elettrone nel gas può essere anche calcolato come

$$\lambda_e \cong \frac{1}{\pi r_{gas}^2 N} \quad (IV.15)$$

mentre il libero cammino medio di un atomo di gas nel proprio gas vale

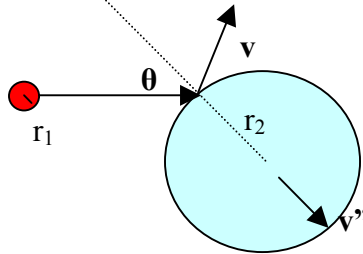
$$\lambda_a \cong \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r_{gas}^2 N} \quad (IV.16)$$

per cui

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_a} \cong 4\sqrt{2} \quad (IV.17)$$

il libero cammino medio di un elettrone in un gas è circa 6 volte maggiore del libero cammino medio dell'atomo.

La frequenza delle collisioni è pari alla velocità media diviso il libero cammino medio ed è tipicamente di 5 GHz (5 miliardi di collisioni al secondo), mentre il tempo medio tra collisioni è 0.2 ns.



§IV.3 Urti elastici

La particella di raggio r_1 incide con velocità v_1 sulla particella di raggio r_2 con un angolo di incidenza θ . La velocità di uscita sia v . La seconda particella, supposta inizialmente ferma, acquisterà una velocità v'' .

L'urto si dirà *elastico* se sono conservate l'energia cinetica e la quantità di moto

$$W_{in} = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_1 v^2 + \frac{1}{2} m_2 v''^2 = W_{fin} \quad (IV.18)$$

$$m_1 v_1 = m_1 v + m_2 v''$$

La frazione di energia ceduta alla particella 2 vale

$$\Delta W = \frac{1}{2} m_2 v''^2 = \frac{1}{2} m_2 |\bar{v}' - \bar{v}_1|^2 \Rightarrow \frac{\Delta W}{W_{in}} = \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cos^2 \theta ; \left. \frac{\Delta W}{W_{in}} \right|_{medio} = \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (IV.19)$$

Nell'urto elettrone-atomo si ricava

$$\frac{\Delta W}{W_{in}} = \frac{4m_e}{m_a} \cos^2 \theta ; \left. \frac{\Delta W}{W_{in}} \right|_{medio} = \frac{2m_e}{m_a} \leq 1\% \quad (IV.20)$$

Nell'urto atomo-atomo si ricava

$$\frac{\Delta W}{W_{in}} = \cos^2 \theta ; \left. \frac{\Delta W}{W_{in}} \right|_{medio} = \frac{1}{2} \quad (IV.21)$$

§IV.4 Urti anelastici

L'urto si dirà *anelastico* se è conservata la quantità di moto ma non l'energia cinetica

$$W_{in} = \frac{1}{2}m_1v_1^2 = \frac{1}{2}m_1v'^2 + \frac{1}{2}m_2v''^2 + W_p = W_{fin} + W_p \quad (IV.22)$$

$$m_1v_1 = m_1v' + m_2v''$$

L'energia "assorbita" W_p vale

$$W_p = \frac{1}{2} \left[m_1(v_0^2 - v'^2) - \frac{m_1^2}{m_2}(v_0 - v')^2 \right] \quad (IV.23)$$

Si ricavano facilmente le condizioni per cui questa energia ha un massimo:

$$W_p = \frac{1}{2} \left[m_1(v_0^2 - v'^2) - \frac{m_1^2}{m_2}(v_0 - v')^2 \right] = \frac{1}{2v_0^2} \left[m_1 \left(1 - \frac{v'^2}{v_0^2} \right) - \frac{m_1^2}{m_2} \left(1 - \frac{v'}{v_0} \right)^2 \right] \Rightarrow \frac{dW_p}{d\left(\frac{v'}{v_0}\right)} = 0 \Rightarrow \quad (IV.24)$$

$$\Rightarrow -2m_1 \frac{v'}{v_0} = 2 \frac{m_1^2}{m_2} \left(1 - \frac{v'}{v_0} \right) \Rightarrow \frac{v'}{v_0} = \frac{m_1}{m_1 + m_2}; W_{p\max} = \frac{1}{2} v_0^2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

Nell'urto elettrone-atomo si ottiene al massimo

$$\frac{v'}{v_0} = \frac{m_e}{m_a}; W_{p\max} = \frac{1}{2} v_0^2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (IV.25)$$

Nell'urto atomo-atomo si ricava

$$\frac{v'}{v_0} = \frac{m_1}{m_1 + m_2}; W_{p\max} = \frac{1}{2} v_0^2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (IV.26)$$

Negli urti anelastici si possono far rientrare le interazioni con i fotoni, in cui ad ogni fascio di luce di frequenza f si può associare un "quanto" di energia

$$\Delta W = hf = \frac{hc}{\lambda} = \frac{12400}{\lambda_{[\text{\AA}]}} [\text{eV}] \quad (IV.27)$$

dove c è la velocità della luce, h è la costante di Plank³ e λ la lunghezza d'onda, espressa in angstrom.

§IV.5 Conseguenze dell'urto

Un urto anelastico può far variare il livello energetico degli elettroni (*eccitazione*) o determinare il distacco dell'elettrone dal nucleo (*ionizzazione*).

³ $h=6.62 \cdot 10^{-34}$ Js.

I fenomeni di eccitazione si classificano come *instabili*, se la particelle torna immediatamente allo stato precedente l'urto, con cessione di energia ancora per urto o per emissione di luce oppure come *metastabili*, se tale rilascio avviene gradualmente nel tempo.

I fenomeni di collisione anelastica possono classificarsi sommariamente come:

$A+e \rightarrow A^*+e$	Eccitazione per impatto di un elettrone con una particella neutra A
$A+hf \rightarrow A^*$	Fotoeccitazione
$A+B \rightarrow A^*+B$	Eccitazione per impatto tra due particelle
$A^*+B \rightarrow A+B^*$	Eccitazione per impatto con atomo eccitato
$A^*+e \rightarrow A+e$	Diseccitazione (collisione del secondo tipo)
$A^* \rightarrow A+hf$	Diseccitazione con emissione di luce
$A+e \rightarrow A^++e+e$	Ionizzazione per impatto con elettrone
$A+hf \rightarrow A^++e$	Fotoionizzazione
$A+B \rightarrow A^++e+B$	Ionizzazione per impatto tra atomi
$A^++B \rightarrow A+B^+$	Scambio di carica
$A^++B \rightarrow A^++B^++e$	Ionizzazione per impatto con ione
$A^++e \rightarrow A+hf$	Ricombinazione radiativa
$A+e \rightarrow A^-$	Attachment
$A^- \rightarrow A+e$	Detachment

§IV.6 Potenziali di ionizzazione – Sezione d'urto per ionizzazione

La presenza di ioni in natura è talmente diffusa da chiamare *ionosfera* una fascia di centinaia di chilometri intorno alla Terra. Gli ioni vengono prodotti per varie cause (raggi cosmici, ecc.) si muovono sotto l'azione del *campo elettrico naturale* che in prossimità del suolo determina, in condizioni di atmosfera tranquilla, una densità di corrente media dell'ordine di 10^{-16} A/cm².

Focalizzando la nostra attenzione sull'urto elettrone-particella neutra, ricordando che l'energia cinetica posseduta un attimo prima dell'urto è pari all'energia fornita dal campo (immaginando che l'elettrone parta con velocità

nulla dalla posizione del precedente impatto), si noter  subito che tale energia sar  legata al libero cammino medio, cio  inversamente proporzionale alla pressione; in tal modo l'energia disponibile in occasione dell'urto sar  semplicemente proporzionale al rapporto campo elettrico/ pressione del gas. Tale rapporto determina una legge di similitudine per casi diversi e prende il nome di *campo ridotto*

$$\Delta w = e E \lambda_e \equiv e E / p \quad (\text{IV.28})$$

Si indica con potenziale di eccitazione l'energia minima che deve essere ceduta in una collisione (da un elettrone) ad una particella per produrre (minima) eccitazione; si indica poi con potenziale di (prima) ionizzazione l'energia minima che deve essere ceduta (dall'elettrone) per avere una (prima) eccitazione

$$\Delta w > \Delta w_e = e V_e \quad \text{eccitazione} \quad (\text{IV.29})$$

$$\Delta w > \Delta w_i = e V_i \quad \text{ionizzazione} \quad (\text{IV.30})$$

Da osservare che, dati i valori in gioco, le energie si esprimono in elettronvolt e il potenziale coincide numericamente con l'energia (10V → 10eV).

Con riferimento alla sezione d'urto Q , possiamo ad esempio definire una "sezione d'urto di ionizzazione" Q_i considerando la probabilit  P_i che dalla collisione risulti una ionizzazione

$$Q_i = P_i Q \quad (\text{IV.31})$$

In Tabella I sono riportati i potenziali di prima eccitazione e di prima e seconda eccitazione per impatto di elettroni su atomi di varie sostanze. Sono riportati anche alcuni livelli di eccitazione metastabile.

In fig.IV.1   riportata, in grafico bilogarithmico, la sezione d'urto di ionizzazione definita dalla (IV.31) in funzione dell'energia degli elettroni incidenti, per vari gas. Si notano per tutti gas i valori del potenziale di ionizzazione di cui alla Tabella I; si nota inoltre che la probabilit  di ionizzazione aumenta rapidamente con l'energia degli elettroni fino ad un massimo: per valori superiori dell'energia, l'eccessiva velocit  determina un minore effetto delle collisioni. Si notano per confronto i valori molto maggiori delle energie di ionizzazione per interazione ione-atomo (neon).

Tabella I

	<i>Atomo o molecola</i>	<i>Potenziale di I eccitazione (eV)</i>	<i>Potenziale di I ionizzazione (eV)</i>	<i>Potenziale di II ionizzazione (eV)</i>
A	Argon	11.56 11.49 (metastabile) 11.66 (metastabile)	15.8	27.5
Ag	Argento	3.1	7.6	21.4
Al	Alluminio	3.13	6.0	18.8
Ba	Bario	1.56	5.2	10.0
Br	Bromo		11.8	19.2
C	Carbonio		11.3	24.8
Ca	Calcio	1.9	6.1	11.9
Cd	Cadmio	3.78 3.71 (metastabile) 3.93 (metastabile)	9.0	16.9
Cl	Cloro		12.9	23.7
Cu	Rame	1.4	7.7	20.2
F	Fluoro		17.4	34.9
Fe	Ferro		7.8	16.5
H	Idrogeno	10.2	13.6	
He	Elio	20.9 19.8(metastabile)	24.6	54.1
Hg	Mercurio	4.87 4.64(metastabile) 5.44(metastabile)	10.4	18.8
I	Iodio	2.34	10.4	19.0
K	Potassio	1.6	4.3	31.7
Kr	Cromo	9.98 9.86(metastabile) 10.51(metastabile)	14.0	24.5
Li	Litio	1.8	5.4	75.5
Mg	Magnesio	2.7	7.6	15.0
Mo	Molibdeno		7.1	
N	Azoto	6.3	14.5	29.6
Na	Sodio	2.1	5.1	47.3
Ne	Neon	16.58 16.53(metastabile) 16.52(m3tastabile)	21.6	40.9
Ni	Nickel		7.6	18.2
O	Ossigeno	9.1	13.6	35.2
Pt	Platino		8.9	18.5
Rb	Rubidio	1.5	4.8	27.3
Sn	Stagno		7.3	14.6
Sr	Stronzio	1.75	5.7	11
W	Tungsteno		7.9	
Xe	Xeno	8.39 8.28(metastabile) 9.4(metastabile)	12.1	21.2
Zn	Zirconio	4.01	9.4	18.0
CH ₄	Metano		13.1	
CO	Monossido di carbonio	6.0	14.1	
C O ₂	Anidride carbonica	10.0	13.7	
Cl ₂	Cloro		13.2	
H ₂	Idrogeno	11.2	15.4	
N ₂	Azoto	1.9	9.0	
H ₂ O	Vapor acqueo	7.6	12.6	
O ₂	Ossigeno		12.2	

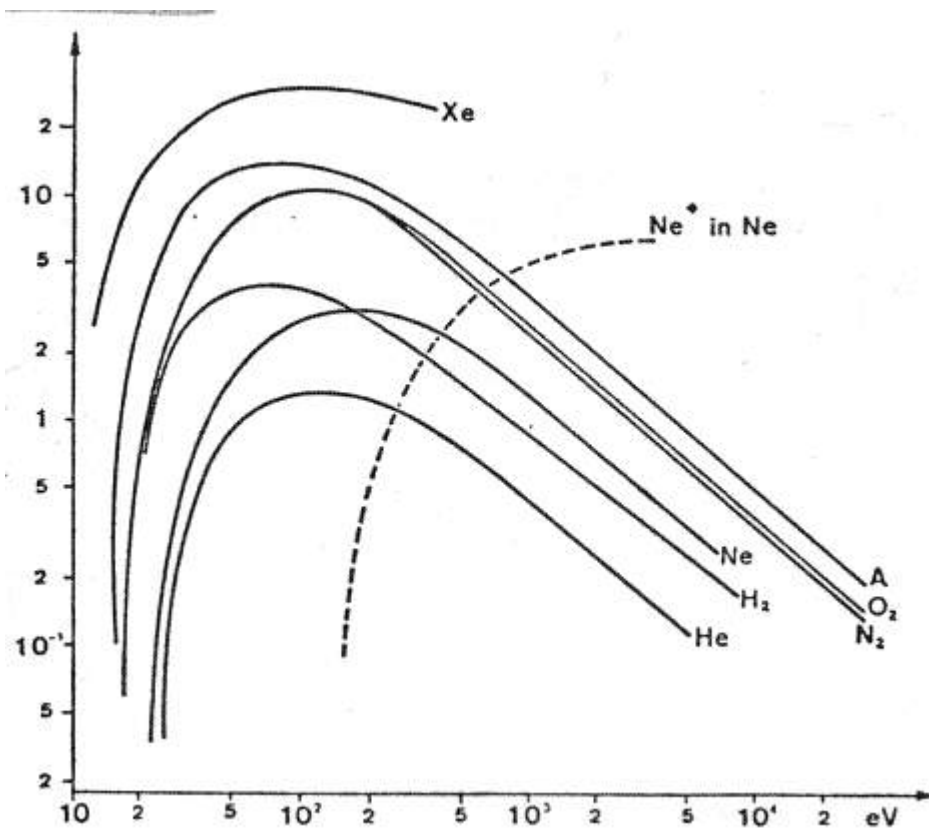


fig.IV.1 – Sezione d’urto totale per ionizzazione [cm^2] in funzione dell’energia dell’elettrone incidente [dello ione Ne^+ nella curva tratteggiata] in un gas a 0°C ed alla pressione di 1 mmHg.

§IV.7 Sezione d’urto per fotoionizzazione

Se nella (IV.31) ci si limita ai soli fenomeni di ionizzazione dovuti alla luce incidente, si può definire la sezione d’urto totale per fotoionizzazione

$$Q_{ph} = P_{ph} Q \quad (\text{IV.32})$$

Dalla (IV.27) si deduce che, per avere fotoionizzazione, la luce incidente deve avere una lunghezza d’onda

$$\lambda_{[\text{\AA}]} \leq \frac{12400}{V_{i[\text{eV}]}} \quad (\text{IV.33})$$

Dai valori dei potenziali di ionizzazione di Tab.1 per i gas presenti nell’aria, si deduce che le lunghezze d’onda utili sono inferiori a 1000\AA (ultravioletto).

In fig.IV.2 sono riportate le sezioni d’urto per fotoionizzazione per i gas costituenti l’aria.

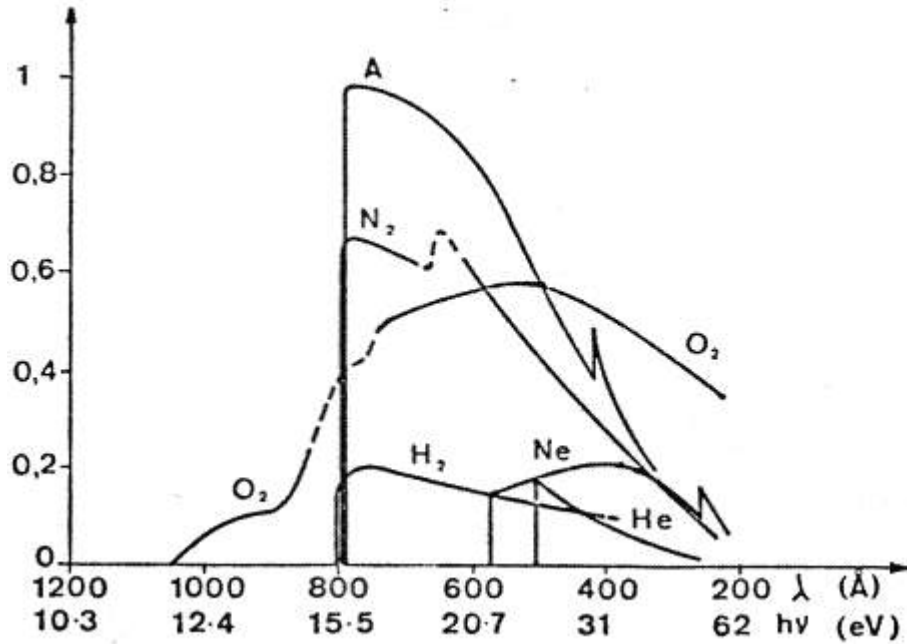


fig.IV.2 – Sezioni d'urto [cm^{-1}] per fotoionizzazione

§IV.8 Termoionizzazione

L'energia di ionizzazione W_i può essere semplicemente raggiunta per aumento della temperatura del gas. In condizione di equilibrio alla pressione p ed alla temperatura T , il grado di ionizzazione x (rapporto tra particelle ionizzate e particelle neutre) è regolato dalla equazione di Saha (originariamente sviluppata per i plasmi interstellari)

$$\frac{x^2}{1-x^2} = \frac{1}{p} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h} (kT)^{5/2} e^{-\frac{W_i}{kT}} \quad (\text{IV.34})$$

Tale contributo ai fenomeni di ionizzazione del gas risulta tuttavia significativo solo per temperature superiore ai 1000 K.

§IV.9 Ricombinazione

In tale processo particelle di pari carica opposta, di densità n^+ ed n^- danno luogo a particelle neutre. In tal caso si ha quindi una diminuzione di particelle ionizzate proporzionale al prodotto delle due densità; se esse sono uguali, si avrà

$$\frac{dn_i}{dt} = -\rho n^+ n^- = -\rho n^2 \quad (\text{IV.35})$$

per cui avremo una concentrazione di particelle ionizzate che diminuiscono dal valore iniziale n_0 con il trascorrere del tempo con una legge del tipo

$$n_i(t) = \frac{n_0}{1 + \rho n_0 t} \quad (\text{IV.36})$$

Il coefficiente ρ assume valori diversi a seconda del processo di ricombinazione (ad es. ione positivo–ione negativo oppure ione positivo-elettrone). Il processo di ricombinazione è molto lento, quindi non è determinante ai fini del processo di scarica, salvo casi particolari. In aria, in condizione STP, vale circa

$$\rho = 2 \cdot 10^{-6} \text{ [cm}^3/\text{s]}$$

Il tempo di dimezzamento vale

$$1 + \rho n_0 t_{\frac{1}{2}} = 2 \rightarrow t_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{n_0 \rho} \quad (\text{IV.37})$$

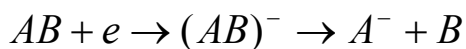
§IV.10 Attaccamento

La formazione di uno ione negativo dalla collisione tra una particella neutra ed un elettrone è particolarmente evidente nel caso di gas elettronegativi quali fluoro, cloro, bromo, iodio (monovalenti) ovvero ossigeno, zolfo, selenio (bivalenti) per cui la cattura di uno o due elettroni corrisponde al completamento dell'ultima orbita ed ad uno stato più stabile dal punto di vista dell'energia potenziale che diminuisce, per ogni mole di gas di 72 kJ per l'idrogeno, di 135 kJ per l'ossigeno, di 295 kJ per lo iodio, di 330 kJ per il fluoro, di 350 kJ per il cloro, di 325 kJ per il bromo; tali valori misurano la cosiddetta *affinità elettronica*.

Si possono distinguere due forme di cattura di un elettrone:

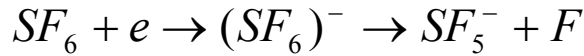
a) attaccamento radiativo: dalla collisione si forma uno ione negativo e si liberano fotoni; $A + e \rightarrow A^- + hf$

b) attaccamento dissociativo: dalla collisione di un elettrone con una molecola più o meno complessa si formano prodotti separati:



Nell'esafluoruro di zolfo, ampiamente usato nelle stazioni elettriche blindate per MT, abbiamo fenomeni di attaccamento significativo che aumentano

notevolmente i valori dei campi critici. Tuttavia possiamo avere fenomeni di attaccamento dissociativo che possono risultare pericolosi



Il fluoro com'è noto è particolarmente aggressivo dal punto di vista chimico; inoltre lo ione pentafluoruro è tossico anche in modeste quantità, per cui si limita la pressione di gas esafluoruro per evitare fuoriuscite di gas nell'ambiente. In fig.IV.3 si riportano, in scale diverse, le sezioni d'urto per attaccamento radiativo e dissociativo in esafluoruro di zolfo in funzione dell'energia degli elettroni incidenti.

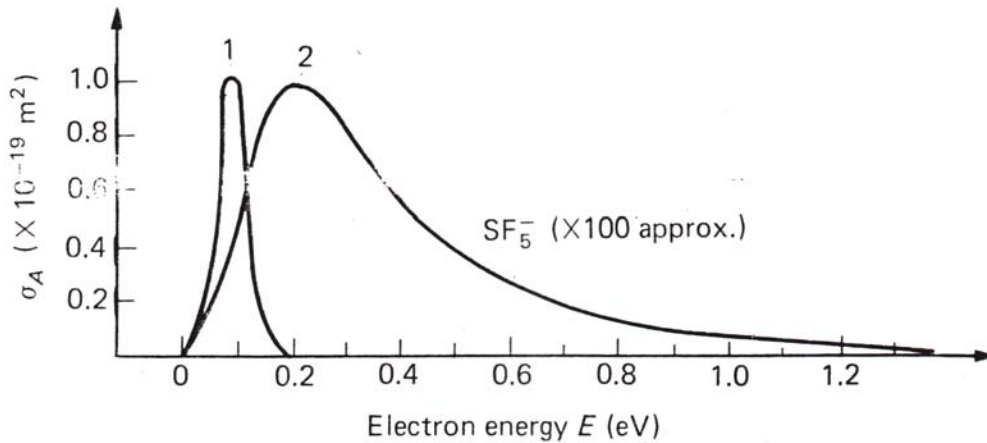


Fig.IV.3

Esafluoruro di zolfo- Sezione d'urto per attaccamento radiativo (1) e per attaccamento dissociativo (2) in funzione dell'energia degli elettroni incidenti

Analogamente al coefficiente di ionizzazione α si può definire il *coefficiente di attaccamento* η come diminuzione relativa di elettroni nel tratto considerato

$$dn = -\eta n(x) dx$$

$$dn = (\alpha - \eta) n(x) dx = \bar{\alpha} n(x) dx \quad (IV.37)$$

dove $\bar{\alpha}$ sta a rappresentare un *coefficiente di ionizzazione risultante*.

Nella sottostante Tab.II sono riportati i coefficienti di ionizzazione e di accoppiamento per l'esafluoruro di zolfo a diversi valori del campo ridotto ed alla temperatura di 20°C

E/p [V/(cm Torr)]	p [Torr]	$\bar{\alpha} / p$ [1/(cm Torr)]	α [1/(cm Torr)]	η [1/(cm Torr)]
115,0	5,2	-0,09	1,05	1,14
125,0	5,2	0,20	1,32	1,12
135,0	5,2	0,48	1,52	1,04
145,0	5,2	0,76	1,73	0,97
155,0	5,2	1,00		
165,0	5,2	1,05		
175,0	5,2	1,30		
185,0	5,2	1,55		
195,0	5,2	1,85		
205,0	5,2	2,25		

§4.11 Mobilità

Il coefficiente di mobilità μ indica il legame tra la velocità di drift delle particelle cariche ed il campo elettrico (geometrico) applicato

$$\mathbf{v}_D = \mu \mathbf{E} \quad (\text{IV.38})$$

In fig. IV.4 è riportata la velocità di drift di elettroni in funzione del campo ridotto per vari gas. Come si vede, il valore della mobilità è abbastanza indipendente dal campo ridotto. Secondo il modello di Langévin

$$\mu = \frac{0.815 e \lambda}{M u_{eff}} \sqrt{\frac{m + M}{m}} \quad (\text{IV.39})$$

dove

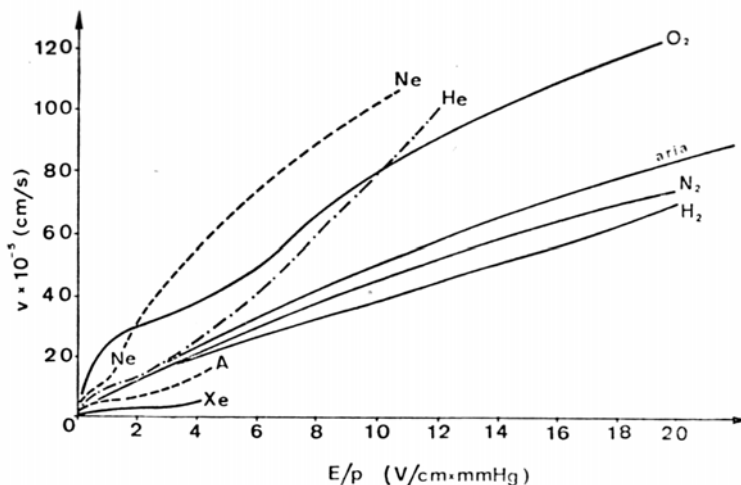


fig.IV-4 velocità di drift di elettroni in differenti gas in funzione del campo ridotto

Occorre tener conto delle mobilità delle singole specie cariche.

Nella tab.III sono riportate le mobilità degli ioni (positivi e negativi) di gas diversi a 0°C ed alla pressione atmosferica (113kPa)

Laddove si voglia considerare le correnti determinate da ioni ed elettroni, questi ultimi assumono un ruolo decisivo (ci si può riferire alla conducibilità elettronica):

$$\mathbf{j} = n(\mathbf{v}_{De} + \mathbf{v}_{Di})e = ne\mathbf{E}(\mu_e + \mu_i) \cong (ne\mu_e)\mathbf{E} = \sigma_e\mathbf{E} \quad (\text{IV.40})$$

Tab III

Gas	μ^- [cm/s/volt/cm]	μ^+ [cm/s/volt/cm]
Aria (secca)	2.1	1.36
A	1.7	1.37
Cl ₂	0.74	0.74
CO ₂	0.98	0.74
H ₂	8.15	5.9
O ₂	1.80	1.31
N ₂	1.84	1.27

§IV.12 Diffusione

Per diffusione delle cariche si intende il movimento delle stesse da zone a più elevata concentrazione a zone a concentrazione inferiore (lungo le linee gradienti di concentrazione). Il flusso di particelle lungo una direzione x vale

$$\Gamma = -D \frac{\partial n}{\partial x} \quad (\text{IV.41})$$

con D coefficiente di diffusione.

La variazione di particelle in un volumetto definito da dx vale

$$\frac{d}{dt}(n dx) = -\frac{\partial \Gamma}{\partial x} dx \quad (\text{IV.42})$$

Nel caso tridimensionale risulta

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n \quad (\text{IV.43})$$

Ne risulta un raggio medio di diffusione

$$r(t) = \sqrt{6Dt} \quad (\text{IV.44})$$

Il coefficiente di diffusione dipende dal libero cammino medio ($D=v\lambda/3$); poiché la mobilità ionica è molto minore della mobilità elettronica, durante un processo di scarica si avranno differenti comportamenti in diffusione per le diverse specie cariche (diffusione ambipolare) che tenderà ad una processo con coefficiente di diffusione medio

$$D = \frac{D_e\mu_i + D_i\mu_e}{\mu_i + \mu_e} \quad (\text{IV.45})$$

§IV.13 Fenomeni di conduzione e scarica nei gas

In condizioni ordinarie, i gas presentano modestissimi fenomeni di conduzione (ionica o elettronica) dovuti alla inevitabile presenza di cariche libere formate per cause “naturali” di diverso tipo (luce, calore, ...

Si è visto comunque che, per campi elettrici superiori a valori di soglia (corrispondenti al potenziale di ionizzazione) si producono cariche libere che accentuano i fenomeni di conduzione.

Se si considera una tipica esperienza alimentando due elettrodi in un’ampolla di gas a pressione controllata, all’aumentare della tensione di alimentazione si può notare, utilizzando amperometri estremamente sensibili, un aumento dell’intensità di corrente (fig.IV.5), che si mantiene tuttavia a valori molto modesti per tensioni, nel caso di figura, fino a circa 500 V. In assenza di luce sull’ampolla, la registrazione dell’intensità di corrente è realmente ardua e comunque si possono solo notare dei “pacchetti” (burst) significativi, dell’ordine di 10^{-20} - 10^{-13} A. Caratteristiche meno incerte e con valori sino al picoampere possono essere ottenuti per più intensi illuminamenti dell’ampolla. Si può concludere che queste correnti sono legate alla formazione spontanea di fotoelettroni (tratto A-B nella fig.IV.5).

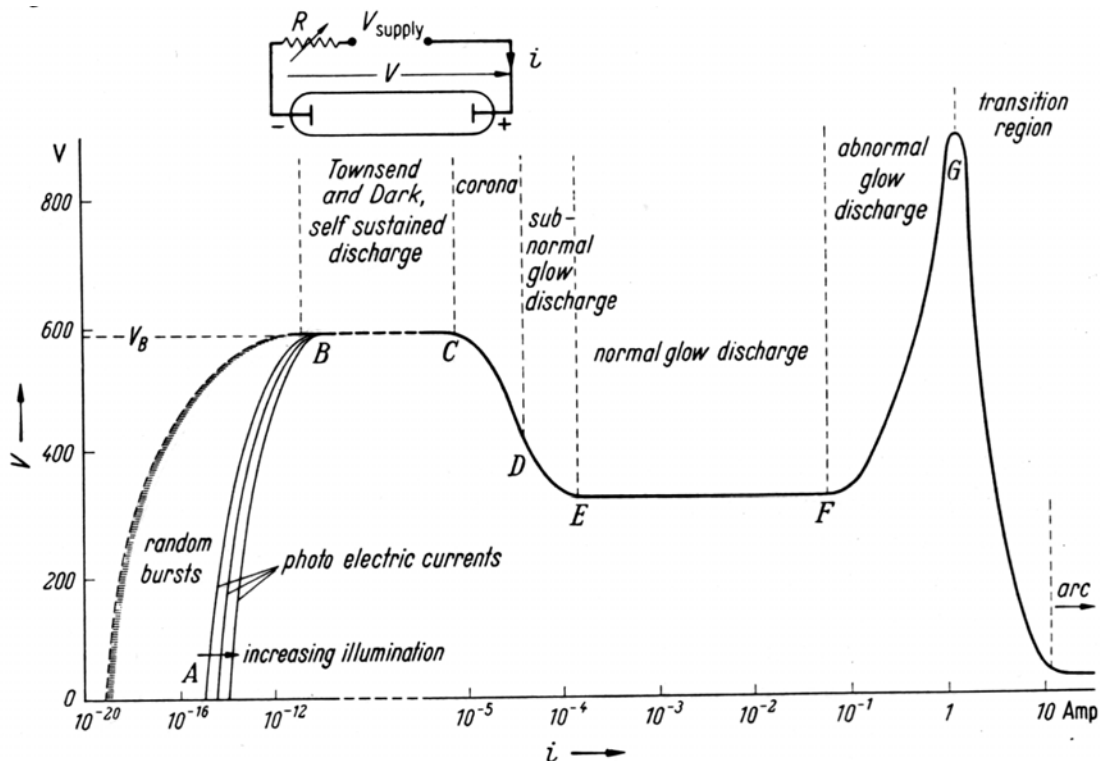


Fig. IV.5- Caratteristica tensione-corrente per un conduttore gassoso

Se la tensione applicata viene ulteriormente aumentata, qualunque sia lo stato di illuminamento dell'ampolla, l'intensità di corrente aumenta in modo significativo sino ad assumere, senza significativo aumento della tensione applicata, valori superiori per diversi ordini di grandezza (tipicamente decine di microampere) (tratto B-C della fig.IV.5): non si notano ancora ad occhio nudo significativi fenomeni luminosi provenienti dall'ampolla. Siamo quindi in presenza di fenomeno a valanga di produzione di elettroni, denominato scarica autosostenuta (oscura) che si riferisce ad una condizione limite che in seguito sarà individuato come *criterio di scarica di Townsend*.

Se aumentiamo l'intensità di corrente, ma la teniamo limitata dal resistore del circuito di alimentazione, notiamo che la tensione ai capi dell'ampolla diminuisce (tratto C-D-E) sino a stabilizzarsi (tratto E-F): in tale tratto si hanno fenomeni luminosi diffusi incerti (tratto C-D-E) o stabili (tratto E-F): siamo in presenza di scariche limitate (*corona*) o globulari estese (*glow discharges*) come quelle delle lampade fluorescenti di diffusissimo impiego. Le intensità di corrente vanno dalla decina di microampere alle centinaia di milliampere.

Aumentando ancora l'intensità di corrente, si nota che la tensione sull'ampolla aumenta (tratto F-G); questo tratto viene classificato come scarica globulare anomala. La tensione raggiunge un massimo. Segue un tratto fortemente instabile di transizione in cui la presenza di cariche nel gas aumenta verosimilmente per effetto termico e quindi il gas può considerarsi praticamente ionizzato e portare al vistoso fenomeno dell'arco elettrico, in cui nell'ampolla circola praticamente la corrente di cortocircuito la cui intensità è limitata solo dall'esterno; la tensione sull'ampolla è infatti ridotta a pochi volt.

§IV.14 Il primo coefficiente di Townsend

Collegato alle sezioni d'urto per ionizzazione è il primo coefficiente di ionizzazione di Townsend α . Esso viene definito come incremento relativo di elettroni in un tratto unitario⁴

$$dn = \alpha n dx \quad (\text{IV.46})$$

⁴ Si può eventualmente tener conto del coefficiente di attacco.

Tale coefficiente è proporzionale al numero di particelle per unità di volume (e quindi alla pressione) e aumenta all'aumentare del libero cammino medio, quindi del campo ridotto E/p .

$$\alpha = p f\left(\frac{E}{p}\right) \Rightarrow \frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad (\text{IV.47})$$

In fig.IV.6 sono riportati i valori del coefficiente α per vari gas. Si possono rilevare i valori del campo soglia, al di sotto del quale sono trascurabili i fenomeni di ionizzazione.

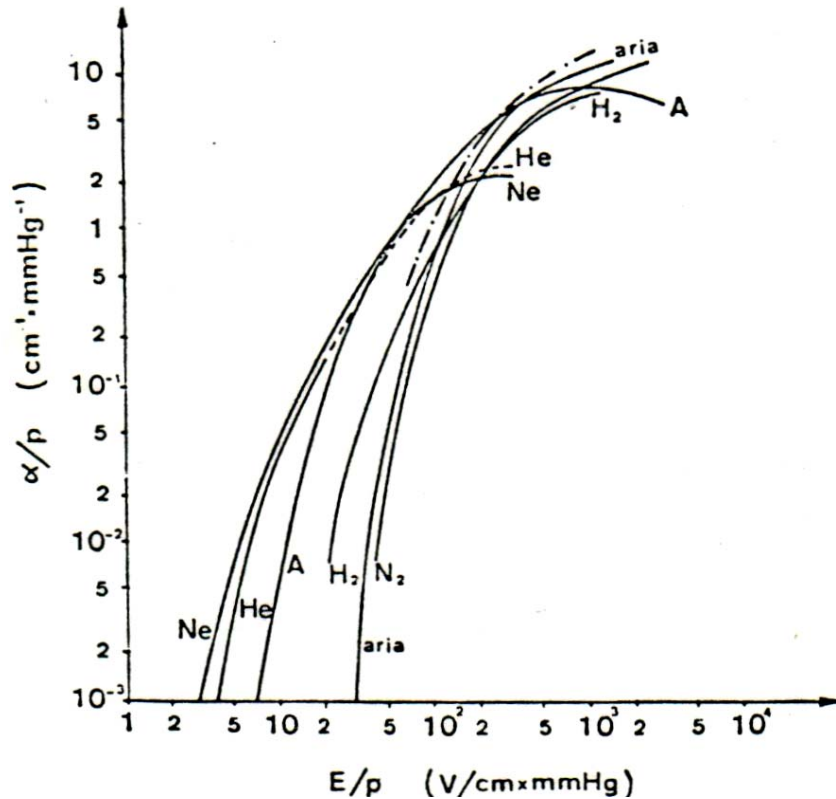


fig.IV.6 – Primo coefficiente di Townsend in funzione del campo ridotto per vari gas

Un fascio di elettroni di densità n_0 formatosi in prossimità del catodo determina una ionizzazione a valanga; se questa raggiunge l'ascissa x si è determinata la produzione di

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x} \quad (\text{IV.48})$$

elettroni, con una scia di altrettanti ioni positivi.

§IV.15 Il secondo coefficiente di Townsend

La (IV.48) descrive la progressione della valanga elettronica (*primaria*), che si esaurisce quando essa raggiunge l'anodo a distanza. Gli elettroni della valanga, in numero pari a

$$n(d) = n_0 e^{\alpha d} \quad (\text{IV.49})$$

confluiscono nell'anodo ed il loro "transito" viene registrato come un elevato valore dell'intensità di corrente nel circuito esterno (il bilancio di corrente si chiude anche attraverso l'opportuna corrente di spostamento nello spazio interelettrodico), seguito da una corrente di intensità minore ed opposta alla prima per un intervallo molto superiore, corrispondente al progressivo arrivo degli ioni positivi sul catodo.

La valanga elettronica primaria costituirebbe quindi un fenomeno transitorio ed isolato. Per poter considerare le condizioni del tratto B-C della fig.IV.5 occorre pensare che per ogni valanga che scompare se ne formi almeno un'altra, a partire quindi da nuovi elettroni.

Per giustificare la presenza di questi nuovi elettroni a determinare nuove valanghe (secondarie) Townsend formulò le seguenti ipotesi:

- a) formazione di elettroni per collisioni tra ioni;
- b) formazione di elettroni per bombardamento ionico del catodo;
- c) formazione elettroni nel gas per fotoni provenienti dalla valanga primaria;
- d) formazione di fotoelettroni per illuminamento o riscaldamento del catodo;
- e) formazione di elettroni "ritardati" per collisioni con atomi metastabili o loro decadimento.

Nei suoi esperimenti, Townsend diede molta enfasi all'ipotesi b) e definì un *secondo coefficiente di ionizzazione*

$$\gamma = \frac{\text{numero di elettroni emessi dal catodo}}{\text{numero di ioni incidenti}} \quad (\text{IV.50})$$

Esso è funzione del libero cammino medio degli ioni (quindi del campo ridotto E/p), del materiale costituente il catodo (fig.IV.7) e del tipo di gas interelettrodico (fig.IV.8).

Come si vede, il secondo coefficiente di Townsend è di qualche punto percentuale.

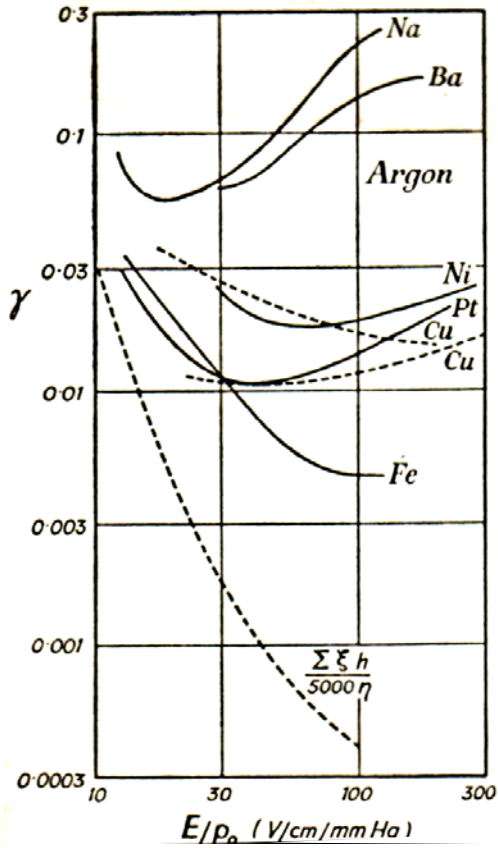


Fig. IV.7

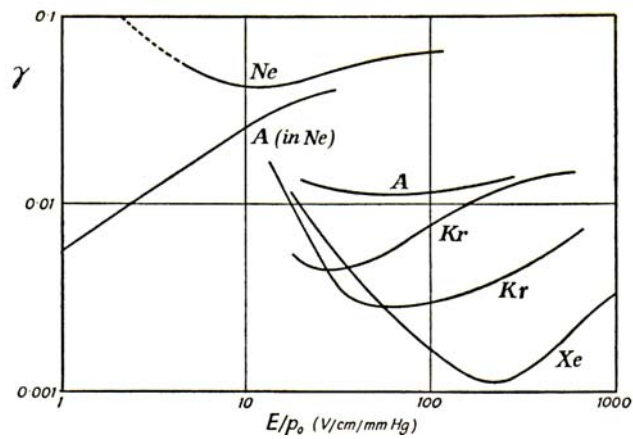


Fig. IV.8

Secondo coefficiente di Townsend in funzione del materiale catodico (in argon, fig. IV.7) ed in funzione del gas interelettrodico (catodo di rame, fig. IV.8)

§IV.16 Il criterio di scarica di Townsend

Indicando con n' gli elettroni emessi dal catodo per bombardamento ionico, la (IV.49) diventa

$$\begin{aligned}
 n(d) &= (n_0 + n')e^{\alpha d} \\
 n' &= \gamma [n(d) - (n_0 + n')] \\
 \Rightarrow n' &= \frac{\gamma [n(d) - n_0]}{1 + \gamma} \Rightarrow n(d) = \left(n_0 + \frac{\gamma [n(d) - n_0]}{1 + \gamma} \right) e^{\alpha d} \Rightarrow \\
 n(d) &= \frac{\gamma e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \cong \frac{\gamma e^{\alpha d}}{1 - \gamma e^{\alpha d}}
 \end{aligned}
 \tag{IV.51}$$

La condizione critica per la valanga autosostenuta, tenendo conto anche dei fenomeni di attaccamento ($\alpha \rightarrow \bar{\alpha} = \alpha - \eta$) diventa quindi

$$\gamma e^{\bar{\alpha} d} = 1 \rightarrow \bar{\alpha} d = \ln \frac{1}{\gamma} \approx 10 \quad (\text{IV.52})$$

Tale condizione prende anche il nome di **Spark Onset** (*innesco scarica*).

§IV.17 La legge di Paschen

Il criterio di scarica di Townsend (1910) risultò essere una semplice ed efficace interpretazione di una nota legge sperimentale sulla scarica nei gas, presentata inizialmente da La Rue e Müller nel 1880 e ripresa da Paschen (1889) e nota in campo applicativo come *legge di Paschen*. Essa afferma che la tensione di scarica nel gas è funzione del prodotto pressione-distanza, dipende dal gas considerato e presenta un minimo come in tab.4

Gas	(pd) _{min} [Torr cm]	Tensione min di scarica V _{Smin} [V]
Aria	0,55	352
Azoto	0,65	240
Idrogeno	1,05	230
Ossigeno	0,7	450
Esafluoruro di zolfo	0,26	507
Anidride carbonica	0,57	420
Neon	4,0	245
Elio	4,0	155

In realtà questo minimo dipende in piccola misura anche dal materiale costituente il catodo e dai relativi metodi di lavorazione.

In fig. IV.9 è riportata la tensione di scarica per diversi gas e l'aria in funzione del prodotto pressione-distanza in campo uniforme.

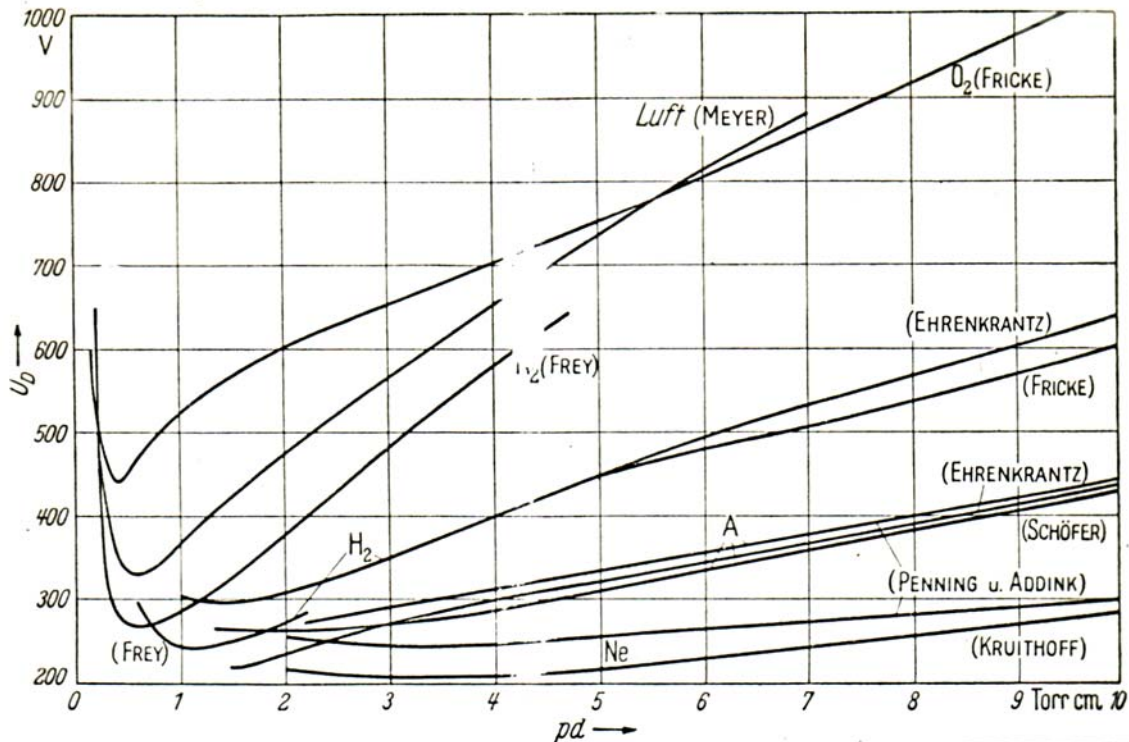


fig. IV – 9 Legge di Paschen (tensione di scarica in funzione del prodotto pressione-distanza). Dati sperimentali di alcuni ricercatori

Dalla (IV.52) si osserva che

$$\bar{\alpha} d = \ln \frac{1}{\gamma} \approx 10 \rightarrow pdf \left(\frac{E_s}{p} \right) = pdf \left(\frac{V_s}{pd} \right) = \ln \frac{1}{\gamma}$$

$$\rightarrow V_s = (pd) f^{-1} \left(\frac{\ln \frac{1}{\gamma}}{pd} \right) = V_s(pd) \quad (IV.53)$$

da cui si deduce appunto che la tensione di scarica dipende dal prodotto pressione distanza ed in qualche misura dal materiale costituente il catodo.

Dividendo inoltre ambo i membri della (IV.52) per la pressione p e per la distanza d si ottiene

$$\frac{\bar{\alpha}}{p} = \frac{k E}{p V} \rightarrow \left(\frac{\bar{\alpha}}{p} \right) = \frac{k}{V} \left(\frac{E}{p} \right) \quad (\text{IV.54})$$

La (IV.54) si presta ad una interpretazione “grafica” del criterio di scarica: essa rappresenta una retta (la cui inclinazione dipende da V, fissato k ad un valore critico). Si confronta tale retta con la caratteristica di ionizzazione (fig.IV.6): per bassi valori di V non si hanno intersezioni, fino al caso in cui la retta è tangente: questa è la condizione di minimo. Per valori superiori di V, vi saranno due soluzioni possibili, una a destra ed una a sinistra del minimo di Paschen (fig.IV.10)⁵.

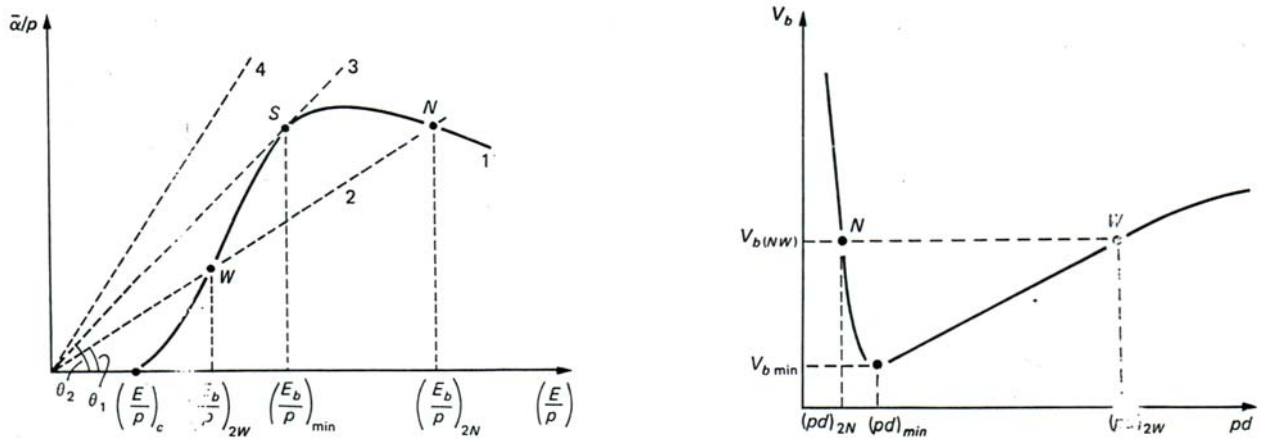


fig.IV.10 – Interpretazione grafica della legge di Paschen

Ancora, il criterio di Townsend può essere riscritto come

$$\frac{\bar{\alpha}}{p}(pd) = k \quad (\text{IV.55})$$

Ad ogni punto della curva di ionizzazione, quindi, possiamo associare un valore “critico” del prodotto (pd)

$$(pd)_i = \frac{k}{\left(\frac{\bar{\alpha}}{p} \right)_i} \quad (\text{IV.56})$$

Considerando quindi il tratto della curva di ionizzazione dal valore di soglia del campo ridotto fino al massimo, avremo che a bassi valori del campo ridotto (a partire dal valore di soglia) corrispondono bassi valori di α/p e quindi alti valori “critici” di (pd), mentre ad al massimo valore di α/p (ed elevato valore del

⁵ Ovviamente, se si fissa la distanza e quindi E, si avranno due valori di pressione critica; se viceversa si fissa la pressione, si avranno due valori di distanza critica.

campo ridotto “critico”) corrisponde un minimo valore per (pd). Riportando in un grafico il valore del campo ridotto in funzione del prodotto (pd) – nelle condizioni critiche – si ottiene la curva di fig. IV.11 che, per l’aria alla temperatura di 20°C, è abbastanza ben interpolata dalla legge di Schumann

$$\frac{E_c}{p} = \frac{6,72}{\sqrt{pd}} + 24,36 \left[\frac{kV}{cm \text{ bar}} \right] \quad (IV.57)$$

La (IV.57) ci conferma che a pressione atmosferica (p=1bar)⁶ e con elettrodi piani (meglio, di Rogowski) distanziati di 1 cm, il campo critico è di 30 kV/cm. Al valore minimo per l’aria del prodotto (pd) pari a 0,5 (torr cm) corrispondenti a 0,66 (mbar cm) si un campo ridotto massimo di circa 285 kV/(cm bar), mentre $\frac{E}{p}$ il campo ridotto minimo tende a circa 24 kV/(cm bar)⁷.

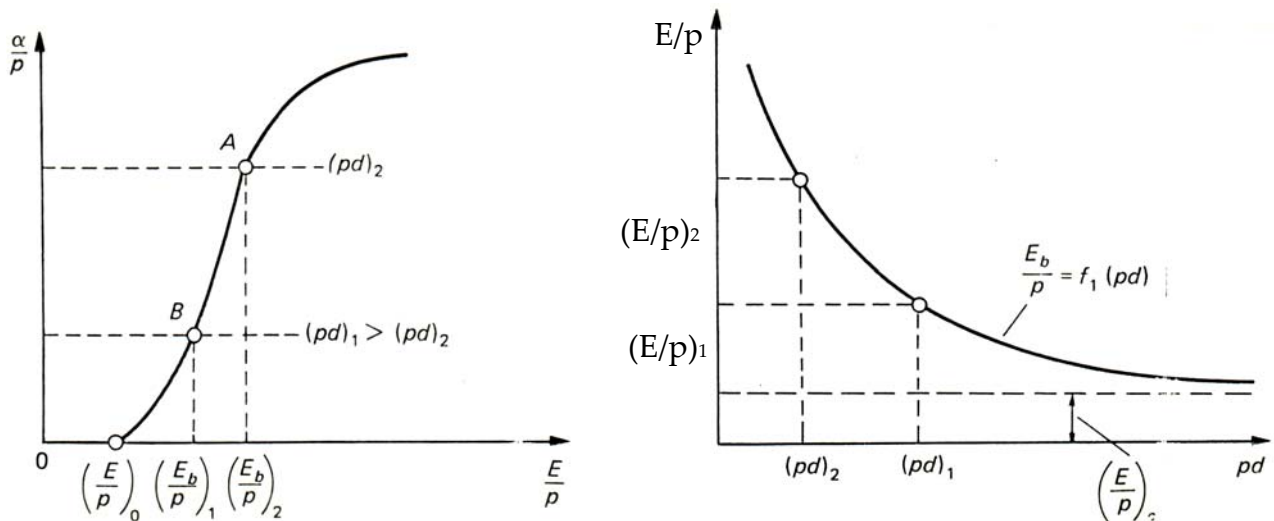


fig.IV.11 – Interpretazione grafica della legge di Schumann

La legge di Paschen trova il suo riscontro applicativo in campo tecnico-normativo; in fig.IV.12 sono riportati i valori di riferimento delle Norme di vari Enti per la tensione di scarica in aria a 20°C in funzione del prodotto pd ed il confronto con la (IV.57) riscritta in termini di tensione di scarica

$$V_{S[kV]} = 6,72 \sqrt{p_{[bar]} d_{[cm]}} + 24,4 pd \quad (IV.58)$$

⁶ Corrispondenti a 113 kPa o a 760 mmHg.

⁷ A pressione atmosferica quindi, il campo critico (“rigidità dielettrica”) previsto per l’aria dal modello di Townsend varierebbe da 24 kV/cm a 285 kV/cm. La distanza corrispondente al minimo di Paschen è 0,66 mm, per cui la tensione di scarica in questa condizione è 188 V (dovrebbe essere il doppio, controllare). In realtà occorre considerare che il modello di Townsend cade in difetto per prodotti pd superiori a 200 torr cm.

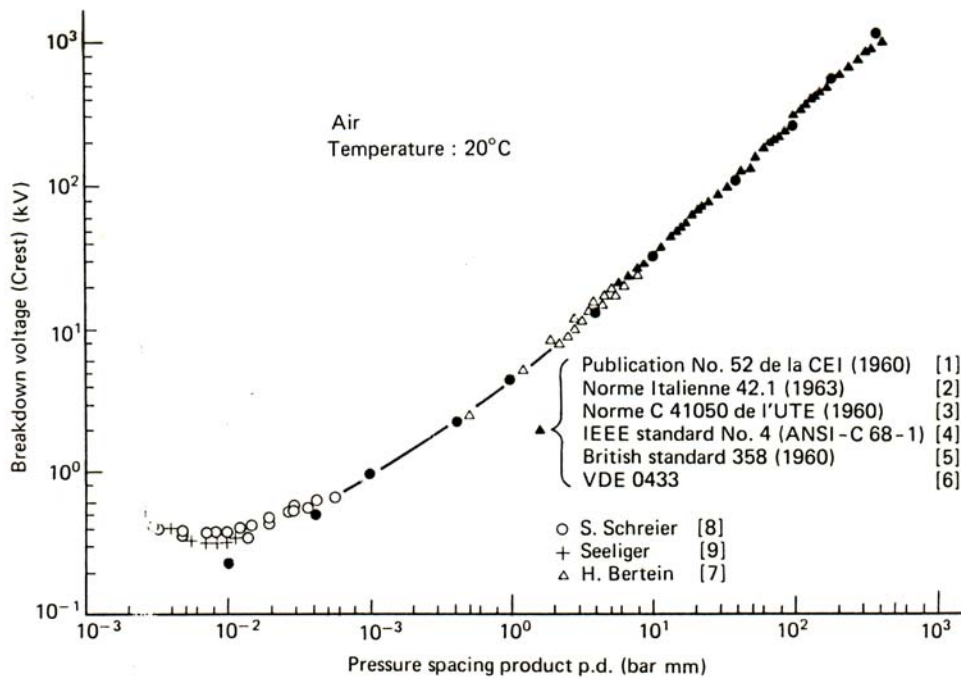


Fig.IV.12 – Tensione di scarica in funzione del prodotto pressione-distanza per l'aria come riportato negli standard internazionali – I pallini pieni rappresentano la legge di Schumann.

§IV.18 Limiti del modello di Townsend

Per valori del prodotto pd superiori a 200 torr cm la (IV.52) non trova un soddisfacente riscontro sperimentale. Tra l'altro, i tempi alla scarica per l'applicazione di tensione "impulsiva" (non variabile in modo lento) possono risultare, nel campo di valori pd come detto, dell'ordine di un decimo di microsecondo. Facendo riferimento alla pressione atmosferica ed ad uno spazio interelettrodico (*gap*) di 1 cm, si è valutato che il tempo di transito degli ioni non può essere inferiore alle decine di microsecondi, mentre il tempo di transito degli elettroni è effettivamente dell'ordine di un decimo di microsecondo. E' evidente a questo punto che gli ioni non intervengono nei processi di scarica osservati, che sono quindi dominati dagli elettroni non emessi dal catodo. Inoltre, vi sono processi di scarica senza catodo, come nel caso del corona negativo o dei fulmini, in cui cioè non si può neanche prendere in considerazione l'ipotesi di bombardamento ionico.

Per questi motivi, il modello di Townsend deve cedere il passo ad un modello che preveda fenomeni veloci associati ad elettroni. Tale nuovo modello è di particolare interesse per i Sistemi di produzione e distribuzione dell'energia elettrica, dove le pressioni e le distanze risultano elevate. Il modello di Townsend conserva la sua importanza nella Fisica sperimentale e nelle applicazioni che prevedono l'impiego di gas a bassa pressione (tubi e lampade a scarica).

§IV.19 – Il modello streamer (positivo)– Criterio di Meek

Si consideri la valanga principale in un campo uniforme (fig.IV.13). La distribuzione di carica prodotta dalla valanga (testa elettronica e coda ionica positiva) produce una deformazione del campo “geometrico” E_0 dipendente dalla tensione applicata e dalla geometria elettrodica. Tale deformazione è a valor medio nullo; è opportuno tuttavia valutare il campo creato dalla carica spaziale determinata dalla valanga, che può essere assimilata in prima battuta a un dipolo elettrico “dinamico”.

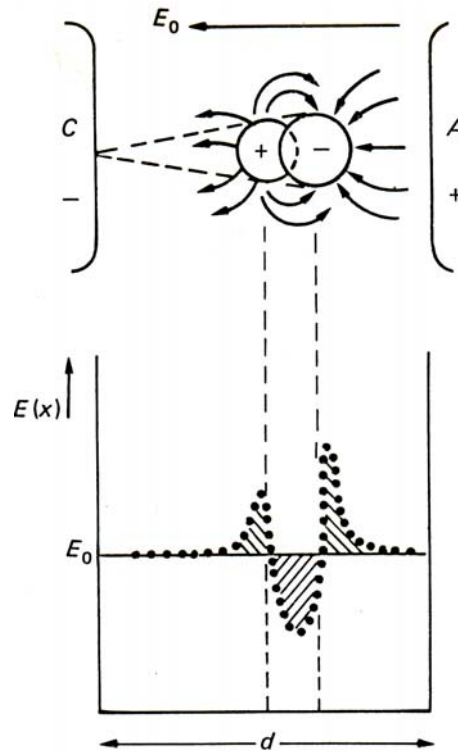


fig.IV.13 –Distorsione del campo elettrico a causa della valanga

Considerando che la valanga, iniziata presso il catodo a partire da un singolo elettrone, abbia interessato un tratto x , liberando $N(x)$ elettroni, il numero di ioni che viene a formarsi nel successivo tratto dx darà

$$dn_+ = N(x)\alpha dx = \alpha e^{\alpha x} dx \quad (\text{IV.59})$$

tale incremento progredisce con legge esponenziale; quindi, quando gli elettroni raggiungono l’anodo, lasceranno una coda ionica di cui potremo considerare in pratica la carica del solo tratto in prossimità dell’anodo stesso; potremo quindi pensare ad una carica positiva “concentrata” in un cilindretto elementare, di

raggio pari al raggio di diffusione; la densità di carica positiva nei pressi dell'anodo vale quindi

$$n_+ = \frac{|q_e| \alpha e^{\alpha x} dx}{\pi \bar{r}^2 dx} = \frac{|q_e| \alpha e^{\alpha x}}{\pi \bar{r}^2} \rightarrow n_+ \Big|_{anodo} = \frac{|q_e| \alpha e^{\alpha d}}{\pi \bar{r}^2} \Big|_{x=d} \quad (IV.60)$$

dove $q_e=e$ è la carica dell'elettrone. In condizioni critiche ($d=1$ cm, $E_0=30$ kV/cm) è stato valutato sperimentalmente nei pressi dell'anodo un raggio di diffusione di 0.013 mm.

Il campo elettrico creato dalla carica spaziale positiva "di coda" può essere approssimativamente considerato a struttura radiale e quindi come

$$E_+(d) = \frac{Q}{4\pi \bar{r}^2 \epsilon_0} = \frac{n_+ \left(\frac{4}{3} \pi \bar{r}^3 \right)}{4\pi \bar{r}^2 \epsilon_0} = \frac{|q_e| \alpha e^{\alpha d}}{3 \epsilon_0 \pi \bar{r}} \quad (IV.61)$$

In condizioni critiche risulta che il campo di carica spaziale presso l'anodo vale circa 28 kV/cm, in modulo quindi molto vicino al campo geometrico.

Questa osservazione suggerisce una interpretazione ben diversa del fenomeno di scarica. Infatti il campo della carica spaziale positiva agisce da "collettore" per tutte le cariche negative, in particolare gli elettroni, che si trovano nell'intorno della valanga principale. In realtà occorre considerare che la valanga primaria è il risultato di urti ionizzanti, ma essi sono accompagnati da intensi fenomeni di eccitazione con rilascio di quanti di luce (rilascio immediato, nel caso di eccitazione instabile, ritardato nel caso di eccitazione metastabile). In ogni caso, ci aspettiamo, in un intorno significativo della coda della valanga, la formazione di *fotoelettroni* che danno luogo a valanghe secondarie guidate dal campo di carica spaziale, quando questo risulti comparabile o superiore al campo geometrico preesistente. Queste valanghe secondarie si dirigono verso la coda positiva della valanga primaria, lasciando a loro volta una coda positiva che allunga, a velocità elettronica, l'intensa carica positiva dell'ultimo tratto della valanga primaria. Questo apparente movimento della carica positiva prende il nome di *streamer positivo*. Lo streamer positivo può estendersi fino a occupare l'intero spazio interelettrodico (fig.IV.14)

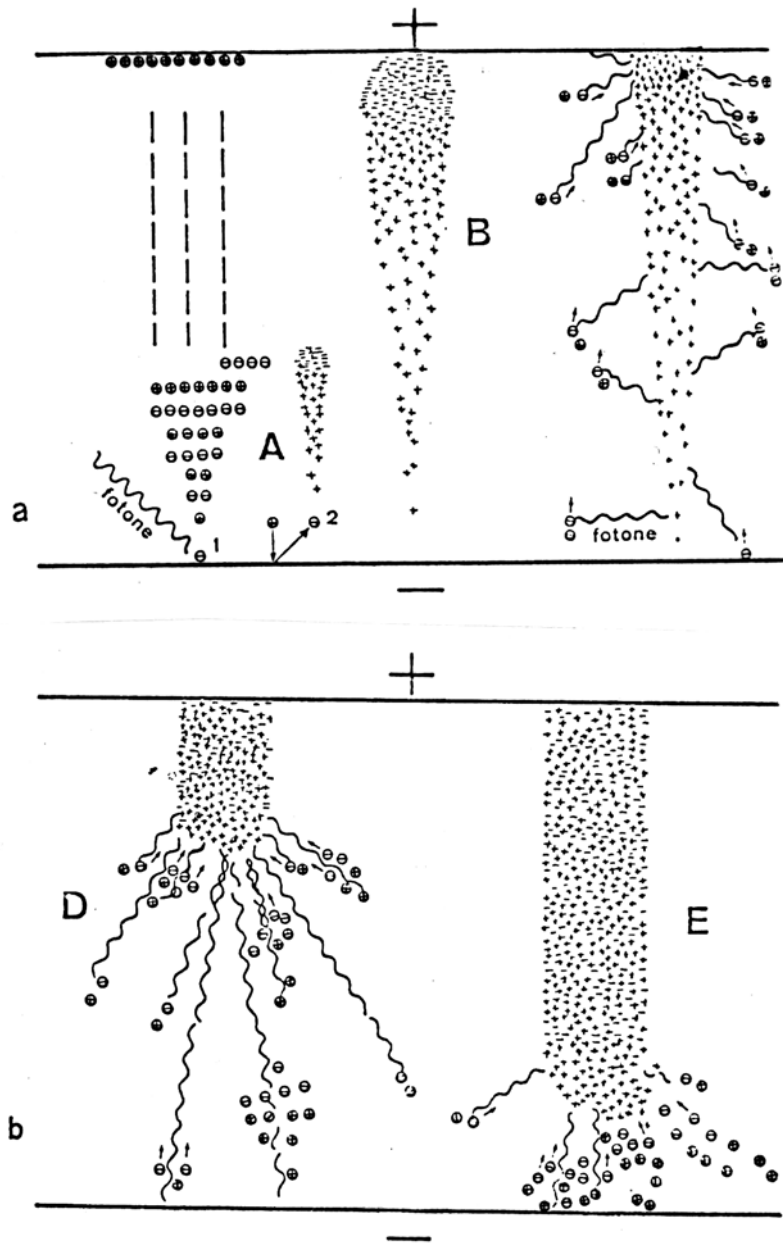


fig.IV.14 – Formazione dello streamer positivo

Per la formazione dello streamer è quindi necessario che valanghe secondarie siano di dimensioni opportune e convergano sulla coda positiva della valanga primaria. Condizione necessaria è che quindi il campo di carica spaziale sia comparabile col campo geometrico ossia che sussista la seguente relazione tra i moduli

$$E_+ \approx E_0 \quad (\text{IV.62})$$

Dalla (IV.61), indicando con $t_p = v_e/d$ il tempo di formazione, a velocità elettronica, della valanga primaria, si ricava che

$$E_+ = \frac{|q_e| \alpha e^{\alpha d}}{3 \varepsilon_0 \pi \bar{r}} \approx E_0 = \frac{V}{d} \rightarrow \frac{\alpha}{p} e^{\alpha d} \approx \frac{3 \varepsilon_0 \pi \bar{r}}{|q_e|} \frac{E_0}{p} = \frac{3 \varepsilon_0 \pi}{|q_e|} \frac{E_0}{p} \sqrt{D t_p} \rightarrow$$

$$\rightarrow \alpha d + \ln \frac{\alpha}{p} \approx \ln \left(\frac{3 \varepsilon_0 \pi}{|q_e|} \frac{E_0}{p} \sqrt{D \frac{d}{v_e}} \right) = \ln \frac{3 \varepsilon_0 \pi}{|q_e|} \sqrt{D} + \ln \frac{E_0}{p} + \ln \frac{d}{p} \quad (\text{IV.63})$$

La (IV.63) fornisce il *criterio di scarica di Meek* (1940)

$$\alpha d + \ln \frac{\alpha}{p} = \ln \frac{3 \varepsilon_0 \pi}{|q_e|} \sqrt{D} + \ln \frac{E_0}{p} + \ln \frac{d}{p} \quad (\text{IV.64})$$

Tenendo conto della dipendenza di α dal campo, la (IV.64) definisce il valore del campo (e quindi della tensione $V = E_0 d$) di scarica.

Il riscontro con i dati sperimentali (fig.IV.15) conferma l'applicabilità di questo criterio per prodotti pressione distanza superiori a 200 torr cm⁸.

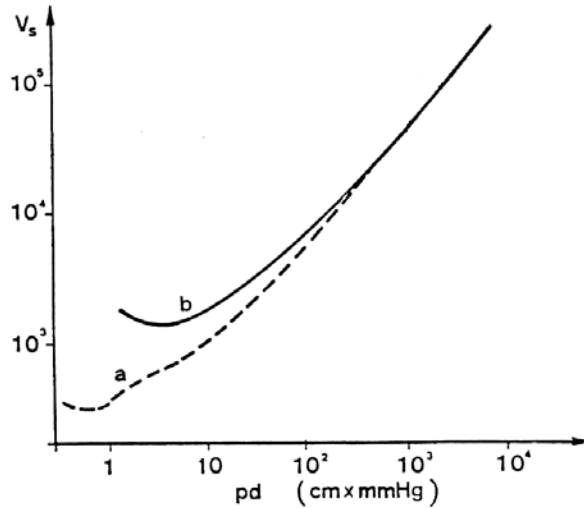


fig.IV.15 Tensione di scarica in aria. Confronto dei dati sperimentali (a) con quelli calcolati applicando il criterio di Meek (b).

⁸ Per valori inferiori sembra ragionevole l'applicazione del criterio di Townsend

§IV.20 – Il mid-gap streamer – lo streamer negativo

Il processo di formazione dello streamer positivo non è strettamente associato alla completa formazione della valanga primaria. Nella situazione raffigurata fig.IV.13, è stato messo in evidenza il campo di carica spaziale in una posizione intermedia della valanga primaria; esso può essere notevole se la densità di carica spaziale è notevole, cioè se è notevole α e quindi il campo geometrico. In tal caso il processo streamer si sviluppa anche se la valanga primaria di elettroni non ha raggiunto l'anodo. Tale processo prende il nome di streamer intermedio o *mid-gap streamer* (fig.IV.16). I tempi per la formazione del canale completo di scarica si possono quindi notevolmente ridurre.

Ma c'è dell'altro. Se il campo è sufficientemente intenso, c'è la possibilità di formazione di valanghe "anticipatrici" anche nella zona tra la testa elettronica della valanga e l'anodo. Infatti è possibile pensare a *fotoelettroni* generati dalla luce della valanga primaria nella zona antistante la testa della valanga. Il processo complessivo (rappresentato in fig. IV.17) fa apparire un avanzamento complessivo degli elettroni a velocità superiore a quella degli elettroni della valanga primaria. Tale processo si ha evidentemente per valori elevati del campo elettrico e prende il nome di *streamer negativo* (fig.IV.18). I tempi di formazione della scarica possono essere anche inferiori al tempo di transito degli elettroni.

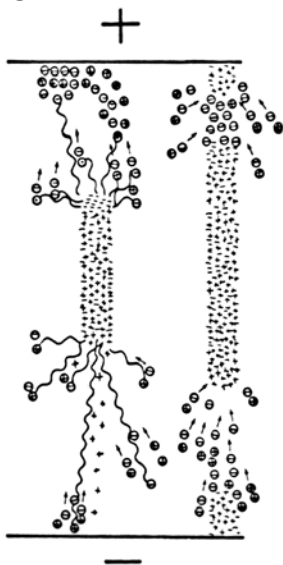


fig.16- Mid gap streamer

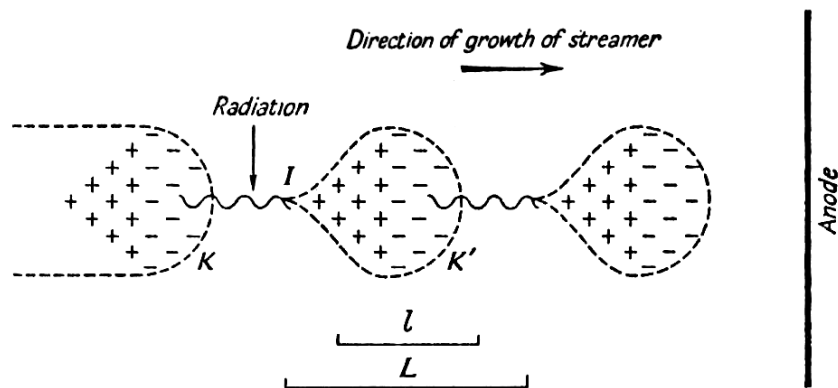


fig.IV.17 – Streamer negativo

§IV.21 – Deviazioni e diramazioni dello streamer

La formazione di uno streamer si basa sulle valanghe secondarie laterali che hanno una distribuzione spazio-temporale con connotazioni tipicamente probabilistiche. Avviene quindi che lo streamer si sviluppa in una direzione che solo di massima è quella del campo applicato (direzione in cui si ha il massimo modulo del campo risultante somma di quello geometrico e di quello sferico dovuto alla carica spaziale). In realtà appena si forma una valanga laterale di una certa consistenza (diretta radialmente verso la coda positiva della valanga primaria) cambia localmente la distribuzione del campo, dovendosi tener conto anche della distribuzione di carica della valanga secondaria, che a sua volta genera uno streamer “radiale”; è quindi lecito aspettarsi una *deviazione* dello streamer e più avanti un’altra ancora e così via, cioè il classico aspetto a zig-zag. Se viceversa si generano più valanghe secondarie dominanti (in genere non più di due) queste possono tenere in qualche modo mantenere la loro identità e dar luogo a *figure in diramazione o branching* (fig.IV.18).

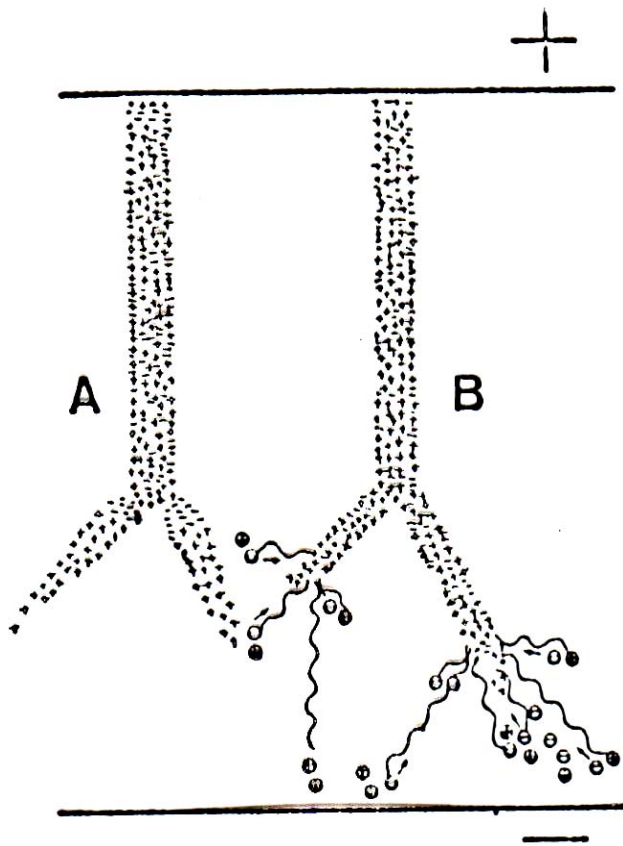


fig.IV.18 – Deviazioni e diramazione dello streamer

§IV.22 – Effetto Penning

I meccanismi di scarica fin qui illustrati sono qualitativamente applicabili a tutti i tipi di gas.

La legge di Paschen, tuttavia, dà indicazioni sulla tensione di scarica quantitativamente diverse per i vari tipi di gas. Occorre tuttavia notare che i gas atomici o molecolari ivi caratterizzati sono, salvo indicazione specifiche, da ritenersi puri.

In effetti basta la presenza anche modesta di impurità di altro gas a far variare la caratteristica di scarica dei gas, come mostrato in fig. IV.19 per il gas neon lievemente inquinato con gas argon. I valori di tensione di scarica sono nettamente inferiori a quelli del neon e dell'argon puri.

Tale comportamento è noto come *effetto Penning*. Tale effetto viene utilizzato per realizzare *lampade al neon* di notevole lunghezza.

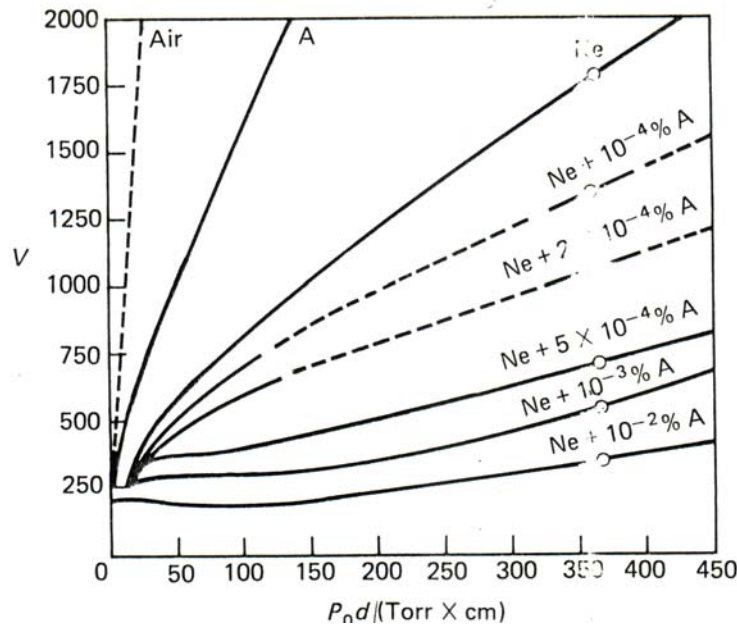


fig.IV.19 Effetto Penning.

§IV.23 - Recupero del dielettrico

Nella caratterizzazione di un materiale dielettrico occorre valutare anche la sua capacità a recuperare (ed anche in breve tempo) le proprie caratteristiche di isolamento anche successivamente ad un episodio di collasso parziale o totale. I dielettrici gassosi si prestano a questo recupero molto meglio dei dielettrici liquidi, mentre il recupero è da escludere per la quasi totalità dei dielettrici solidi interessati da fenomeni di scarica all'interno del solido stesso.

Le caratteristiche di recupero variano da caso a caso anche per i dielettrici gassosi. In fig.IV.20 viene riportata la caratteristica di recupero per l'aria (tensione di scarica riferita a quella precedente al breakdown) per i seguenti casi

- sovracorrenti di manovra (da 1 a 20 kA di picco, da 0.02 a 1 ms di durata) su:
 - (curve tratteggiate) isolatori cilindrici da 11", tensione di scarica 238 kV, polarità negativa, scarica sulla coda;
 - (curve piene) isolatori cilindrici 6", tensione di scarica 130 kV, polarità negativa, scarica sulla coda;
- arco da 700 A a 50 Hz per 0.7 s, in aria libera elettrodi punta-piano;
- arco da 300 A per 1/120 s in presenza di diversi isolatori.

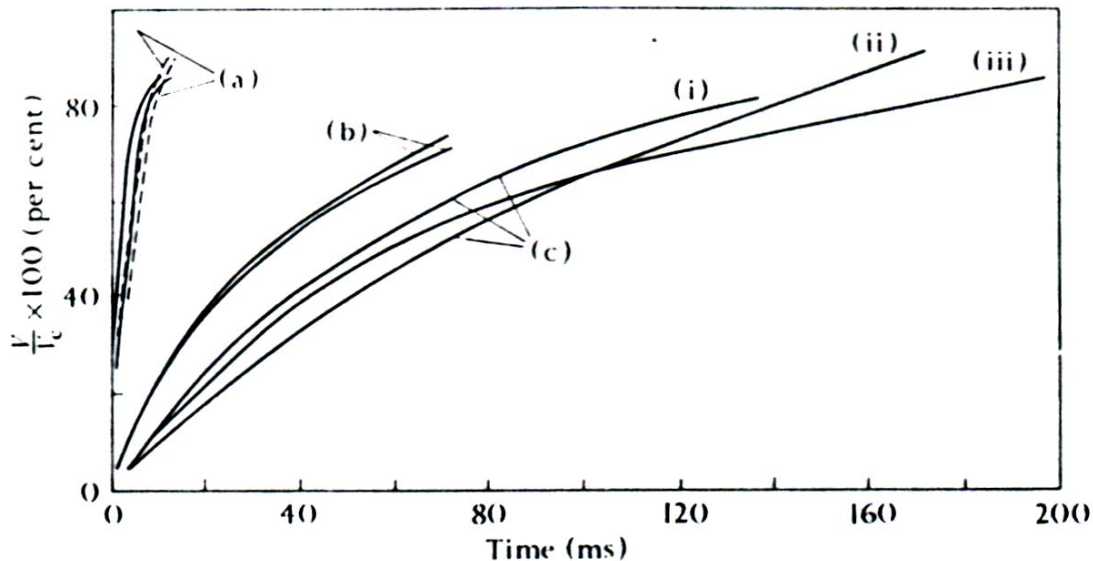


fig. IV.29 – Recupero delle proprietà isolanti dell'aria⁹

⁹ da L.L. Alston – High Voltage Technology – Oxford University Press - 1968

§IV.24 – Campo applicato (geometrico) non uniforme

Nel caso (ovviamente più frequente) di campo non uniforme, i fenomeni rimangono qualitativamente gli stessi, anche se, in una schematizzazione punta-piano, vi può essere una zona limitata con valori del campo geometrico superiore al valore di soglia per la ionizzazione (fig.IV.21). In questa zona è quindi possibile la formazione di valanghe elettroniche ed l'attestarsi, dopo la migrazione degli elettroni, di una zona in prossimità dell'elettrodo a punta, con carica spaziale positiva, che modifica profondamente la distribuzione del campo (fig.IV.22).

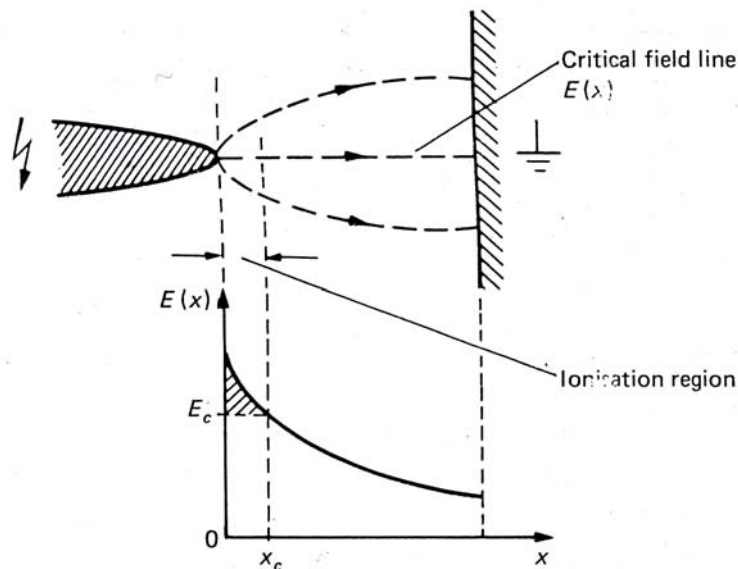


fig. IV.21. Campo disuniforme

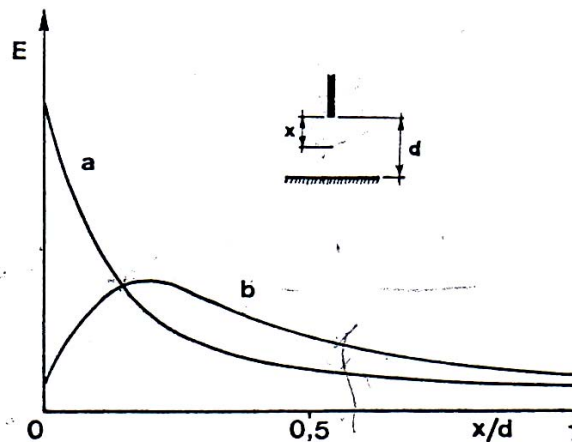


fig.IV.22 Campo punta-piano in assenza (a) ed in presenza (b) di carica spaziale.

Tuttavia, le condizioni di scarica nel gas dipendono anche dalla polarità degli elettrodi. Infatti, restando ferma la prioritaria importanza del moto degli elettroni, il moto degli stessi intorno ad una punta positiva (anodo) risulta accelerato anche per il progressivo aumentare del valore del campo elettrico con aumento quindi del coefficiente α ; nel caso di punta negativa, invece, gli elettroni si muovono verso zone a campo più debole, con maggior probabilità di essere rallentati o di “attaccarsi”. Se la punta è negativa, la figura degli streamer (foto integrante la luce prodotta dallo streamer nel suo processo di formazione) sarà meglio allineata alle linee di campo (fig.IV.22).

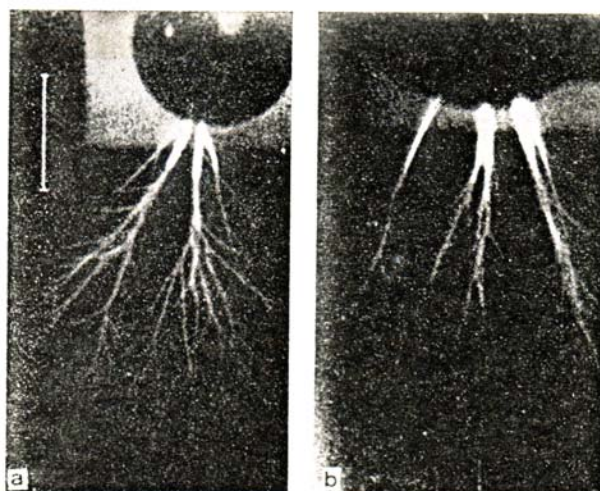


fig.IV.22 Corona positivo (a) e negativo (b) in configurazione sfera-piano

In pratica, il criterio di scarica dovrà tener conto della variazione progressiva del coefficiente α e potrà essere qualitativamente descritto da una relazione del tipo

$$\int_{\alpha}^x \alpha dx = k \quad (\text{IV.65})$$

dove a è la distanza dall’anodo ed x l’ascissa raggiunta dalla valanga.

La presenza di campo uniforme può determinare quindi cedimenti parziali dell’isolamento gassoso (*effetto corona*) senza determinare il cedimento totale. Se la tensione applicata agli elettrodi è costante o sinusoidale, si parlerà di *corona statico*. Se la tensione è impulsiva, si parlerà di *corona impulsivo*.

L’evidenza del corona in campo disuniforme è rappresentato in fig. IV.23, in cui sono rappresentate le caratteristiche di scarica sfera-piano per diversi valori del

raggio della sfera; se quest'ultimo è inferiore alla distanza sfera-piano, il campo può essere considerato ragionevolmente uniforme ed in questo caso viene univocamente definita la tensione di scarica. Se il rapporto distanza/raggio aumenta bisogna distinguere la *tensione di innesco corona*¹⁰ dalla *tensione di scarica*.

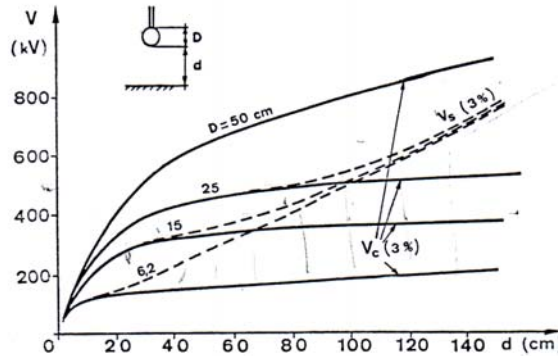


fig.IV.23 Tensione di innesco corona (V_c) e tensione di scarica (V_s) per una configurazione sfera-piano in aria-

La tensione di innesco corona dipende anche dalle modalità di applicazione della tensione. Nella fig.IV.24 si nota che al variare della velocità di incremento della tensione si eleva il valore della tensione di innesco.

¹⁰ Per la valutazione del *campo di innesco corona* nella costruzione di linee aeree e dispositivi in media ed alta tensione, si fa comunemente ricorso alla *formula di Peek* $\frac{E_c}{\delta} = 31.53 + 9.63 \sqrt{\frac{1}{r\delta}} [kV/cm]$ dove δ è la densità relativa dell'aria ed r il raggio di curvatura minimo in cm. E' anche in uso la *formula di Zaengl* in cui compare il

$$E_0 \left[\left(\frac{E_c}{\delta} \right)^2 - 2 \left(\frac{E_c}{\delta} \right) E_0 \ln \left[\frac{1}{E_0} \left(\frac{E_c}{\delta} \right) \right] - E_0^2 \right] = \frac{42}{\delta r} [kV^2/cm]$$

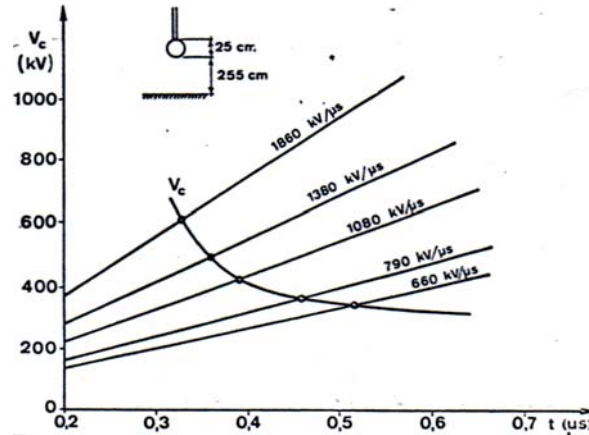


fig.IV.24 Variazione della tensione di innesco corona con la velocità di salita della tensione.

Nel fenomeno del corona, per tensioni superiori a quella d’innesco, si avrà prima la formazione di una carica spaziale poco luminosa (identificata, nel caso di tensione permanente, da una intensità di corrente misurabile sul circuito di alimentazione e dal caratteristico ronzio), quindi la formazione di un alone (*glow discharge*) via via più esteso; per tensioni ancora maggiori, si formano dal glow filamenti marcati estesi (*breakdown streamer*) fino alla scarica completa. Nel caso di polarità positiva della punta (fig.IV.25) si possono notare, prima del formarsi della glow, la presenza di scariche filamentari di dimensioni molto limitate (*onset streamer*) intorno alla punta, mentre nel caso di polarità negativa (fig.IV.26) sono strumentalmente registrati impulsi cadenzati di corrente (*Trichel pulses*) nel circuito esterno corrispondenti allo svuotamento di elettroni della zona intorno alla punta. La frequenza degli impulsi di corrente dipende dalla curvatura dell’elettrodo a punta, oltre che dalla tensione applicata (fig.IV.27).

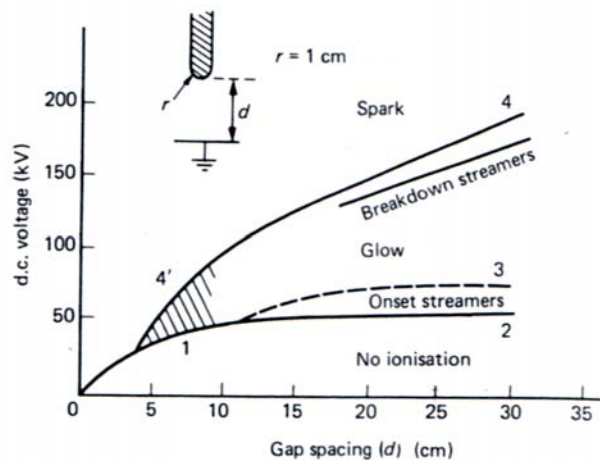


fig.IV.25 – Corona statico positivo

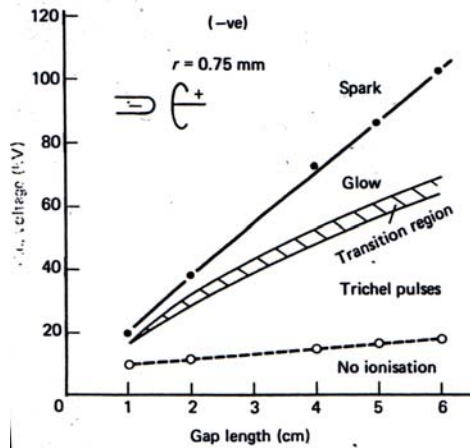


fig.IV.26 – Corona statico negativo

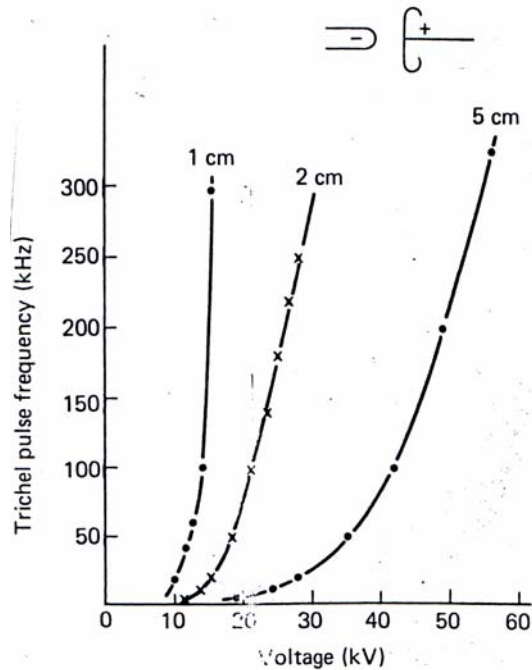


fig.IV.27 – Frequenza degli impulsi di Trichel

Dalle figg.IV.25 e IV.26 si può notare la dipendenza dei fenomeni dalla polarità della punta e come il caso di punta positiva sia decisamente più critico.

§IV.25 – Scarica su lunga distanza – Formazione del leader

Si consideri una geometria punta piano; tra gli elettrodi sia applicata una tensione rapidamente crescente; dall'analisi dei fenomeni rilevabili sperimentalmente si può ricostruire una sequenza tipica di eventi, rappresentata in fig. IV.28, dove ad ogni valore istantaneo della tensione si può associare una estensione della scarica lungo il tratto interelettrodico.

Si possono osservare i seguenti aspetti significativi:

- a) fino ad un valore soglia (U_{i0}) della tensione per i fenomeni di ionizzazione non si verificano fenomeni luminosi né si registrano intensità di corrente associabili a formazione di elettroni ed ioni;
- b) per un successivo aumento della tensione (fino al valore U_i , corrispondente all'istante T_i) non sono visibili zone luminose, ma si registrano correnti di intensità irregolare, associabili a fenomeni di ionizzazione;
- c) per un ulteriore aumento della tensione, è possibile osservare una zona luminosa intorno alla punta che tende successivamente a regredire anche se la tensione nel frattempo aumenta; siamo in presenza della formazione di un *primo corona* e di una successiva *zona oscura*, corrispondente all'esaurirsi dei fenomeni di ionizzazione e deionizzazione a causa della limitata densità della carica spaziale;
- d) ad un istante T_1 , corrispondente ad un significativo aumento della tensione applicata e quindi del campo geometrico, riprendono i fenomeni di ionizzazione intorno alla punta, mostrando la formazione di canali filamentari decisamente luminosi che possono essere associabili alla formazione di streamer, in cui, come sopra detto, si hanno consistenti fenomeni di ionizzazione e deionizzazione; gli streamer si allungano per un tratto consistente (10-20%) dello spazio interelettrodo;
- e) ad un ulteriore aumento della tensione, la zona degli streamer sembra allontanarsi dalla punta, nel senso che resta nella "coda" degli streamer una zona oscura o debolmente luminosa; si deve quindi supporre una modifica delle caratteristiche di conducibilità della zona alle spalle degli streamer; tale zona viene chiamata *leader* e rappresenta quindi una regione dello spazio, un canale, in cui i ripetuti fenomeni di ionizzazione hanno determinato un innalzamento della temperatura ed una stabilizzazione di processi di separazione di carica per termoionizzazione; il campo nel canale di leader scende quindi a valori molto bassi (abbiamo visto che lo streamer riduce notevolmente il campo locale, tuttavia, rispetto allo streamer, un leader può essere considerato quasi un "cortocircuito");
- f) il leader avanza man mano che avanza il fronte degli streamer; tuttavia, all'aumentare della tensione applicata, possono determinarsi dappertutto

- aumenti del campo elettrico e nuovi fenomeni di fotoionizzazione nella zona del leader; questo porta a *reilluminationi* del canale leader;
- g) man mano che lo streamer avanza, per quanto visto, il campo geometrico tra lo streamer ed il controlettrodo aumenta; inoltre un ulteriore aumento di campo è dovuto all'aumento della tensione applicata; ciò vuol dire che l'ampiezza e la velocità di avanzamento dello streamer va progressivamente aumentando fino a raggiungere quasi improvvisamente, nell'ultimo tratto, valori estremamente elevati ($v=10^6\text{m/s}$);
- h) l'ultima fase, detta di salto finale (*final jump*), vede gli streamer "toccare" il controlettrodo (o, come si vedrà nel caso di impulso negativo, la controscarica); il campo elettrico geometrico si annulla essendosi annullato il tratto non ionizzato; tuttavia la tensione applicata determina una improvvisa redistribuzione del campo nello streamer e nel leader portando ad un aumento improvviso della conducibilità con un meccanismo (*colpo di ritorno* o *return stroke*) che può essere visto come un'onda d'urto risalente il canale con velocità prossima a quella della luce¹¹; quando l'onda d'urto ha finito di attraversare il canale, questi ha assunto in ogni punto valori di conducibilità equivalente di valore molto elevato ; siamo al *collasso* (*final breakdown*): l'intensità di corrente del canale assume il valore di corto circuito proprio del generatore (di potenza finita o ad energia finita) e quindi la tensione collassa a valori molto modesti o addirittura tende a zero¹².

¹¹ a tale meccanismo possono contribuire anche gli elettroni estratti dall'elevato campo elettrico da una zona del catodo prospiciente il canale di prescarica (*macchia catodica*) i quali, immessi violentemente nel canale ionizzato di prescarica, potranno ivi produrre nuove e significative valanghe.

¹² come nel caso del generatore ad impulsi, dove in caso di collasso, l'energia $\sim 36\text{kJ}$ viene dissipata in un circuito di cui fa parte il canale scarica; trattasi di una rete RLC a bassa R, quindi nella maggior parte dei casi sono presenti forti oscillazioni smorzate.

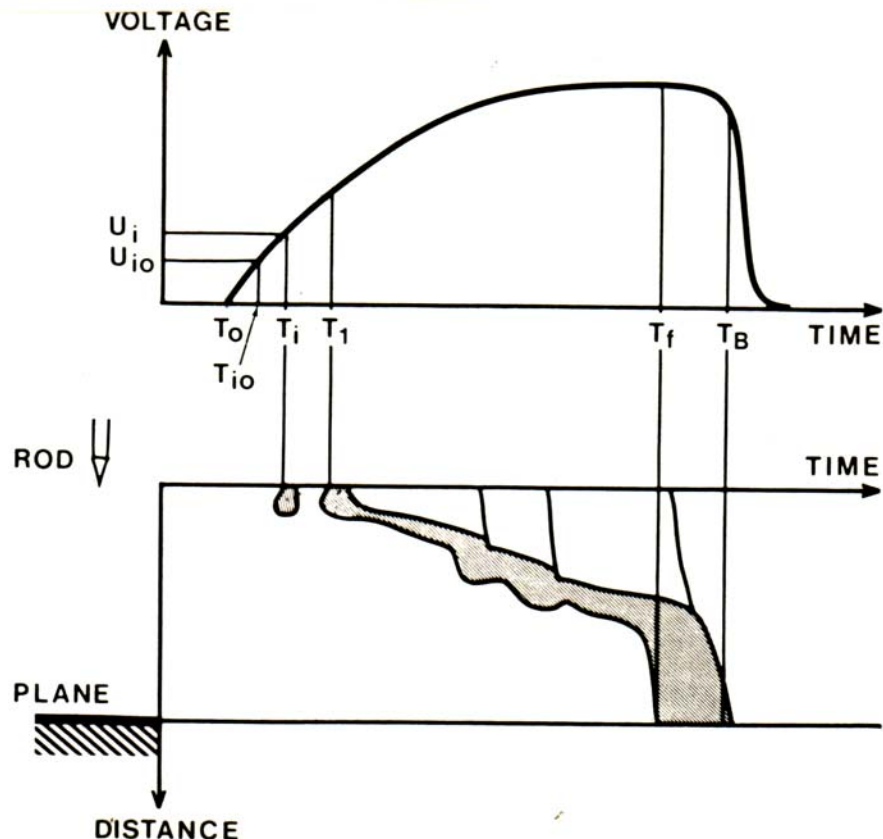


fig.IV.28 – Sviluppo di una scarica u lunga distanza

§IV.26 – Modello del leader

In una scarica su lunga distanza in campo disuniforme, come si è detto, se la fase di corona si stabilizza e lo streamer avanza, si forma nella zona precedentemente occupata dallo streamer un canale di prescarica (*leader*) in cui:

- intervengono significativi processi di termoionizzazione, ricollegabili alle densità di corrente di notevole valore rispetto al caso degli streamer;
- vi sono limitati fenomeni di fotoionizzazione;
- vi sono limitati fenomeni di ionizzazione per urto, dati i modesti valori del campo elettrico all'interno del canale.

La base di formazione del leader viene chiamato stem; il leader si propaga a partire dallo stem fino a formare un primo tratto in cui si vengono a creare condizioni praticamente omogenee di temperatura e conducibilità, in relazione al valore della tensione applicata agli elettrodi; quando l'aumento di tensione determina un consistente avanzamento dello streamer ed il conseguente avanzamento del leader a partire da un nuovo stem (fig.IV.29); il percorso del

leader risulterà in questa fase a tratti o “gradini” (*stepped leader*) con tortuosità determinata dalle condizioni di sviluppo dello streamer.

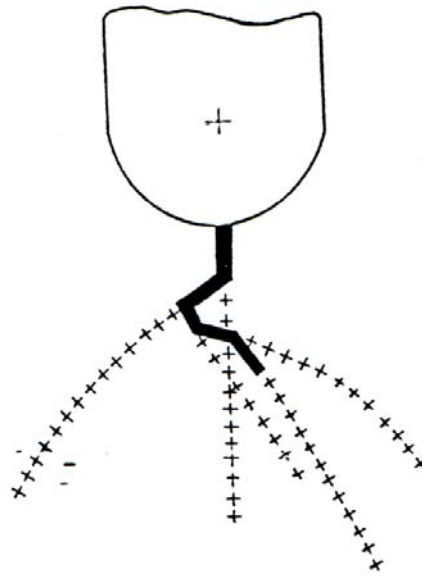


fig.IV.29 – Deviazioni del canale di prescarica

L’allungamento del canale e la sua velocità diventano via via più significativi man mano che il canale di prescarica si avvicina al controlettrodo piano. Quando il canale di prescarica raggiunge circa il 50% del tratto interlettrodico, il successivo gradino porta normalmente direttamente al controlettrodo, con una velocità di avanzamento di circa 200 km/s (fig.IV.30).

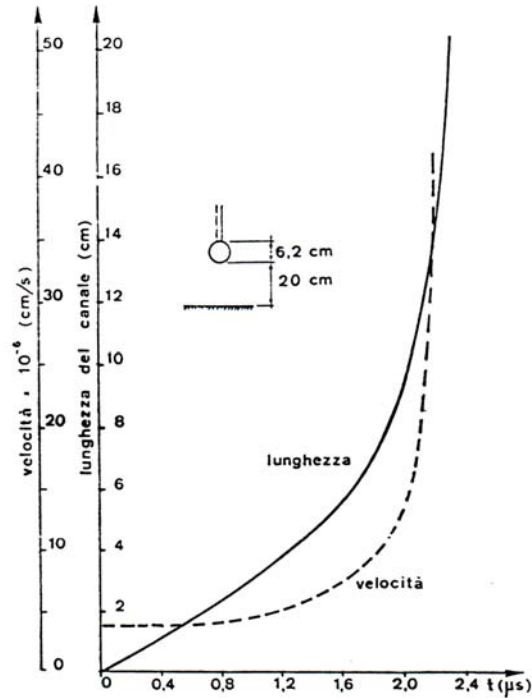


fig.IV.30 – Avanzamento del canale di prescarica

In condizioni di equilibrio tra energia fornita al canale ed energia dissipata nello stesso, è possibile avere una stima delle grandezze elettriche e termiche del canale stesso. Ad esempio, per una corrente di 5 A, Waters¹³ ricava una temperatura del canale di 7660 K, una resistività di 8 Ωm ed un campo elettrico di 4.1 kV/cm. Le ipotesi avanzate da numerosi ricercatori e le incerte osservazioni sperimentali portano ad un intervallo di valori del campo all'interno del canale di prescarica tra 0.1 e 10 kV/cm.

Nel caso di polarità negativa della punta, alla formazione del canale di scarica come prima detto (*leader negativo*) segue la formazione di un controcanale di scarica dal piano verso la punta (*leader positivo*) che si ricongiunge con il leader negativo (fig.IV.31). Si nota espressamente che il canale negativo procede a scatti marcati (*stepped leader*) probabilmente a causa del processo di accumulo e svuotamento locale di ioni negativi formati per attaccamento degli elettroni in moto verso regioni a campo via via più debole. Tale processo porta ad un notevole aumento del valore assoluto della tensione di scarica rispetto al caso della punta positiva. Nel caso di configurazione asta-piano con punta emergente dal piano (contropunta) si ha che i valori della tensione di scarica – a parità di

¹³ R.T. Waters et al. : *The impulse breakdown voltage and time-lag characteristics of long gaps in air* – Phil. Tran. Roy. Soc 256, 185-234, 1964

distanza interelettrodica – sono sempre maggiori per polarità negativa della punta libera, ma tendono ad un valore comune quando la contropunta emerge dal piano per una lunghezza molto maggiore della distanza interelettrodica (fig.IV.32).

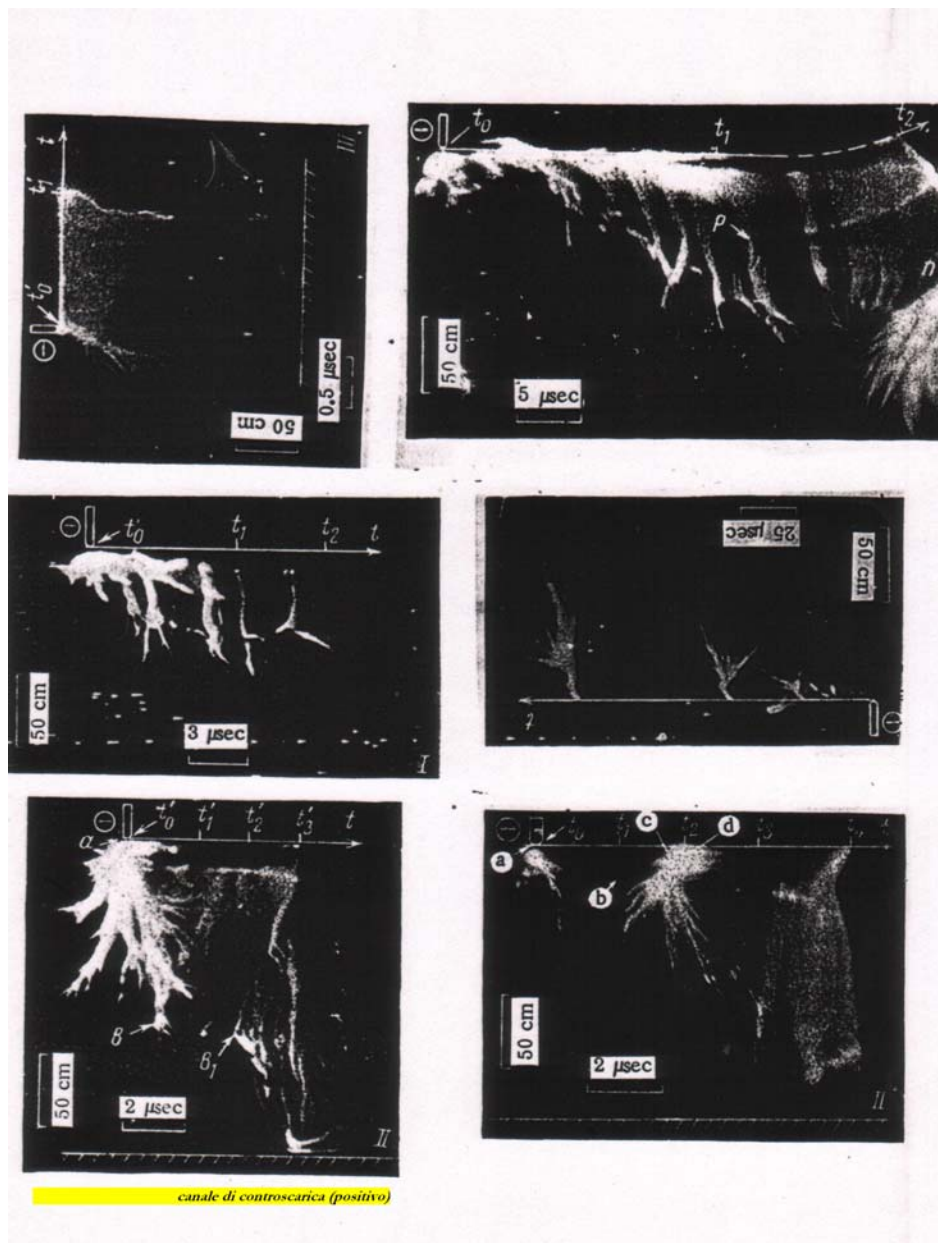


fig.IV.31 – Configurazione punta negativa- piano . Sviluppi temporali dello streamer, del canale di prescarica e del canale di controscarica (a partire dall'elettrodo piano).

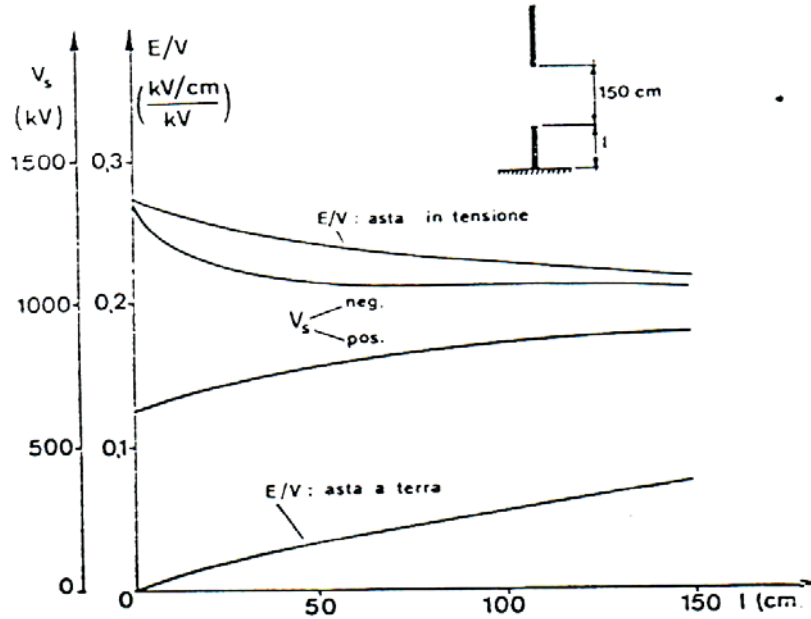


fig.IV.32 – Configurazioni punta-(contropunta-piano). Tensioni e campi medi di scarica all'aumentare dell'altezza della contropunta sul piano.

§IV.27 – Caratteristiche di scarica su lunghe distanze in funzione del tempo di salita dell'impulso di tensione

Si consideri una configurazione elettrodica punta-piano, con punta positiva.

Si è già detto che la tensione di innesco corona dipende dalla velocità di salita della tensione applicata.

È di analoga evidenza sperimentale la dipendenza della tensione di scarica dall'ampiezza dell'impulso di tensione applicato, fissato il tempo alla cresta (reale, nel caso di scarica sulla coda dell'impulso, o presunto, nel caso di scarica sul fronte dell'impulso), ossia dalla derivata temporale della tensione applicata.

In fig.IV.33 è rilevabile sia tale dipendenza che la valutazione quantitativa del tempo alla scarica, ossia del tempo globalmente necessario perché intervenga il collasso.

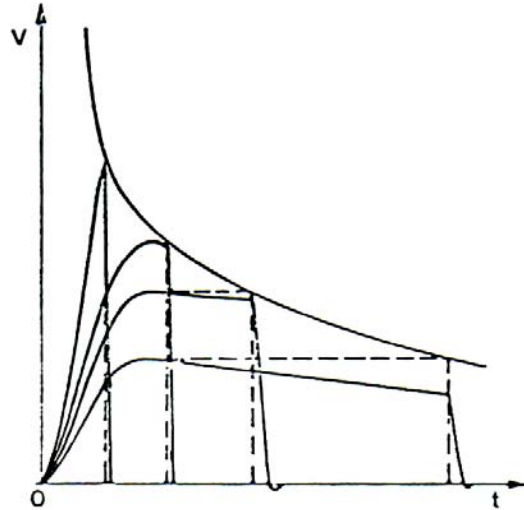


fig.IV.33 – Caratteristica tensione di scarica - tempo alla scarica per tensione applicata impulsiva di fissato tempo di salita.

Se invece si considerano tensioni impulsive con tempi alla cresta variabili, distinguiamo *impulsi brevi* (o a *fronte ripido*) con tempi alla cresta non superiori alla decina di microsecondi¹⁴, ad *impulsi lunghi* o a *fronte lungo*, con tempi alla cresta anche di molto più lunghi. Si nota che, a prescindere dal tempo di formazione si hanno tensioni di scarica minime in un intervallo di tempi di salita compreso tra 200 e 400 microsecondi¹⁵. I valori minimi della tensione di scarica dipendono dalla distanza interelettrodica; i minimi sono più marcati per distanze maggiori (fig.IV.34).

¹⁴ Una ulteriore distinzione vi è tra impulsi extraripidi (*steep-front*), con tempi di salita dell'ordine della decina di nanosecondi – tipici di alcune scariche interne ai solidi o punture o altri casi eccezionali – ed impulsi di tensione “atmosferici” tipicamente indotti da fulmini o scariche elettrostatiche, con tempi di salita dell'ordine del microsecondo. Sono contemplate dalle norme alcune onde impulsive di tensione e di corrente di riferimento, da impiegare nelle prove su elementi di impianto (interruttori, isolatori,...) o su dispositivi di protezione (scaricatori, spinterometri, ...).

¹⁵ Questa osservazione desta **particolare preoccupazione** nella protezione dei sistemi elettrici. Tali valori temporali non sono infatti da ricondursi a fenomeni di tipo esterno (le sovratensioni indotte collegabili ai fulmini hanno tipicamente tempi di salita dell'ordine del microsecondo), ma a transitori collegati a manovre (*switching surges*) negli impianti quali inserzione e disinserzione di carichi, guasti e così via. E' quindi indispensabile la valutazione di tali sovratensioni, della loro frequenza statistica, nonché il coordinamento delle protezioni e dell'isolamento, al fine prevenire i danni diretti da collasso e di ridurre il numero e la durata del fuori-servizio di sistemi di distribuzione dell'energia elettrica.

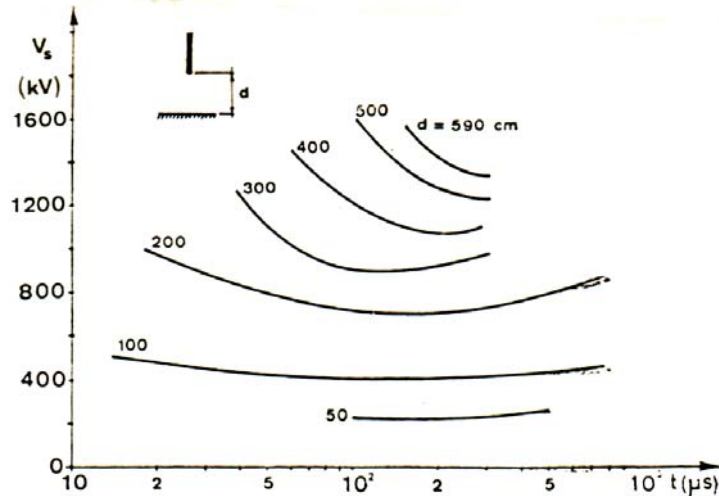


fig.IV.34 – Dipendenza della tensione di scarica dal tempo di salita della tensione applicata. Configurazione punta-piano (punta positiva).

Il comportamento alla scarica mostrato in fig. IV.34 non può essere ricondotto esclusivamente all'intensità del corona iniziale ed alle modalità di formazione del leader. Devono assumere un ruolo importante anche la posizione ed il movimento degli streamer e la velocità di avanzamento del leader. Da osservazioni sperimentali in casi di scarica e scarica parziale si è visto infatti che si ha una sostanziale parallelismo nell'avanzamento del canale di prescarica per un tratto interelettrodico del 25-30% in circa 150 μs , mentre la successiva fase di avanzamento del canale di prescarica avviene in 20-30 μs , con modalità analoghe al caso di impulso a fronte ripido.

Nell'intorno dei minimi, si può ipotizzare quindi una sorta di "sincronismo" ed ottimale combinazione di effetti tra l'aumento locale del campo geometrico dovuto all'aumento della tensione applicata e l'aumento dovuto alla formazione ed allo spostamento della carica spaziale.

A sinistra del minimo il campo geometrico sale troppo rapidamente e non viene "seguita" da significativi aumenti dei fenomeni di ionizzazione per l'arricchimento della carica spaziale; a destra del minimo, la carica spaziale si sposta troppo velocemente in zone a campo più debole e non può essere sostenuta dal campo geometrico.

Se si riportano, in funzione dei tempi di salita, i valori del "campo medio di scarica", ossia del rapporto tra tensione di scarica e distanza interelettrodica, si notano nuovamente i minimi, in maggiore evidenza. Vi è un prevedibile diverso comportamento in funzione della polarità (nel caso di polarità negativa i

minimi sono molto meno pronunciati e corrispondono a campi medi più elevati) (figg.IV.35, IV.36, IV.37).

Va espressamente notato che i valori dei campi medi scendono anche al disotto di 3 kV/cm, per polarità positiva, anche in aria secca ed in assenza di isolatori interposti. Tale valore è ben lontano dal valore di 24-30 kV/cm che si aveva in caso di campo uniforme.

Resta quindi fondamentale critica l'applicazione di impulsi a fronte lungo a configurazioni di prove punta-piano con punta positiva. In tal senso si esprimono le norme e raccomandazioni internazionali.¹⁶

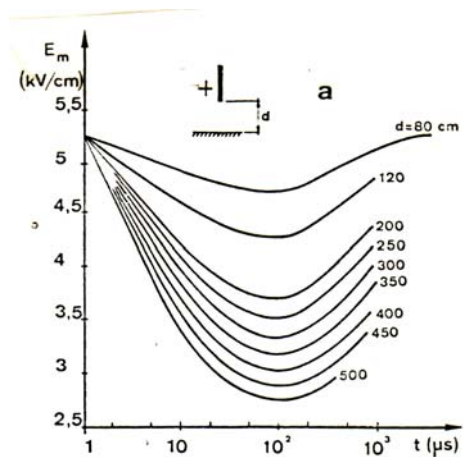


fig.IV.35 – Campo medio di scarica in configurazione punta piano (punta positiva) in funzione del tempo di salita della tensione applicata.

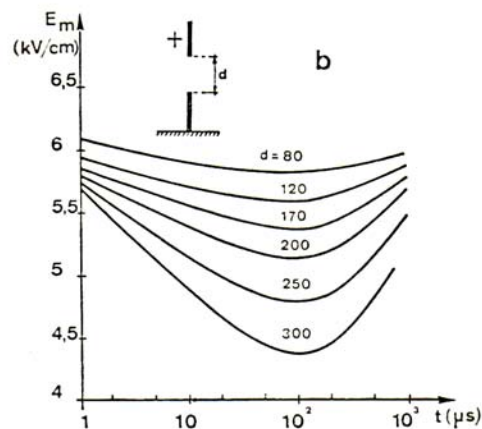


fig.IV.36 – Campo medio di scarica in configurazione punta-punta in funzione del tempo di salita della tensione applicata.

¹⁶ In Europa prevale, per la sovratensione da applicare nelle prove, l'indicazione di tempi di salita di 250μs e tempi all'emivalore di 2500μs, negli USA di 350μs e tempi all'emivalore di 3500μs.

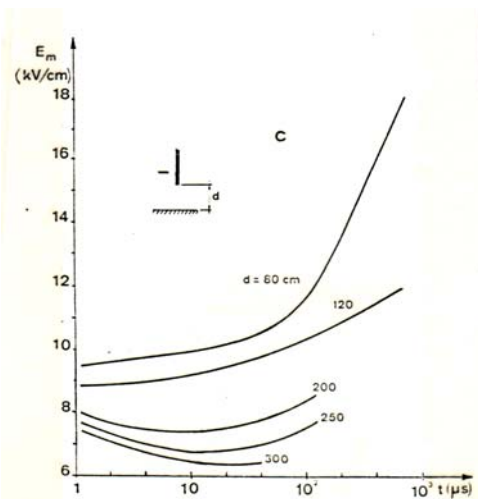


fig.IV.37 – Campo medio di scarica in configurazione punta piano (punta negativa) in funzione del tempo di salita della tensione applicata.

§IV.28 – Caratteristiche di scarica su lunghe distanze in funzione delle modalità di applicazione della tensione

In fig.IV.38 sono rappresentate sinotticamente le tensioni di scarica per tensioni impulsive a fronte breve (1), tensioni continue (2), tensioni alternate a frequenza industriale (3), nonché le tensioni minime di scarica per impulsi a fronte lungo, in funzione della distanza interelettrodica, in geometria punta piano.

Ne risulta l'importanza dell'impiego del generatore ad impulso quale quello presente nella sala Alta Tensione del DIEI. Fissata una distanza elettrodica, si otterranno due valori della tensione di scarica, uno corrispondente alla tensione a fronte breve, l'altro alla tensione a fronte lungo. Tutte le altre tensioni di scariche sono all'interno di questo intervallo. Per effettuare le due suddette misurazioni, occorrerà modificare la configurazione del generatore.

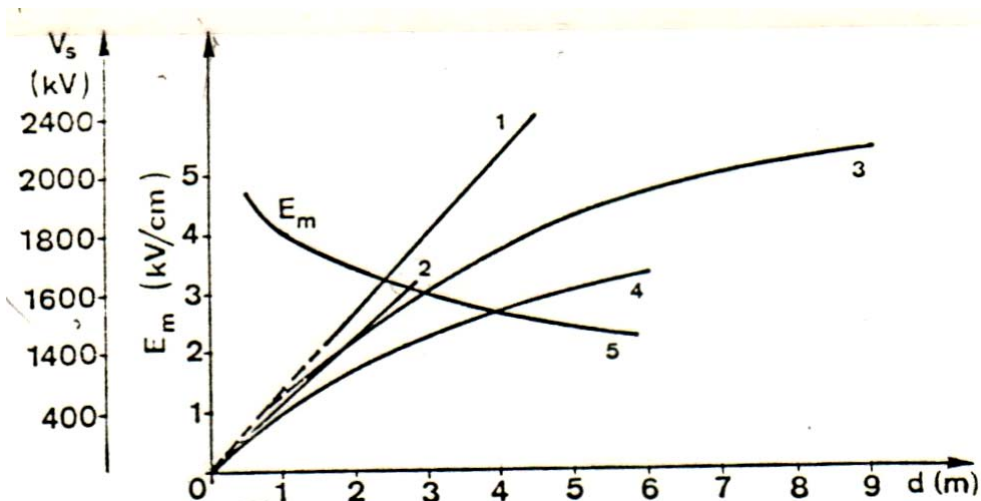


fig.IV.38 –Tensione di scarica e campo medio di scarica in configurazione punta piano (punta positiva) in funzione della distanza interelettroica e delle caratteristiche della tensione applicata

Nella fig. IV.38 è anche riportato il campo medio di scarica per il caso (4); come si può notare, il campo medio decresce all'aumentare della distanza interelettroica.