

1. Introduzione

1.1 Aspetti generali

“La scarica parziale è una scarica elettrica che interessa solo una parte del dielettrico esistente fra due conduttori”¹. Essa può prodursi nei vacuoli di un isolamento solido, in bolle gassose nei liquidi isolanti, ovvero fra strati dielettrici di caratteristiche diverse; può anche verificarsi su punte o spigoli acuti di superfici metalliche.

Generalmente, la scarica parziale si sviluppa con un meccanismo tale da non pregiudicare la tenuta di un componente in una normale procedura di prova in alta tensione ma, benché metta in gioco solo piccole quantità di energia, risulta tale da causare un lento e progressivo deterioramento del dielettrico che può portare alla rottura definitiva dell’oggetto alla tensione nominale di esercizio.

I fenomeni di degradazione che si manifestano nei dielettrici in presenza di scariche parziali provocano, pertanto, la riduzione della durata di vita di un componente, la quale dipende in misura più o meno notevole dalla natura dei dielettrici impiegati nell’isolamento, dai procedimenti di lavorazione, dal tipo di sollecitazione elettrica, dalle altre condizioni di esercizio.

Se all’inizio del ‘900 il problema non veniva neppure posto, dopo la metà del secolo l’introduzione di nuovi dielettrici, la corsa parallela alla riduzione degli ingombri e all’aumento delle tensioni di esercizio, e quindi dei campi applicati, ha reso il problema di sempre più viva attualità. E ciò, in particolare, in quanto i moderni concetti di sicurezza esigono, tra l’altro, a parte una auspicabile lunga durata di vita degli isolamenti, anche la possibilità di previsione della durata medesima.

Oggi, le misure di scariche parziali sono pratica comune sia per prove di tipo che di accettazione e le misure in esercizio, su apparecchiature in media o alta tensione, sono ormai normalmente previste al fine di determinare i punti deboli dei componenti, prima che si possano verificare danni irreversibili.

Possiamo distinguere tre differenti meccanismi di scariche parziali (vedi Fig.1.1):

- scariche interne (incluso il fenomeno del treeing);
- scariche superficiali;
- scariche corona.

¹Norme CEI 42-3, Fascicolo 763.

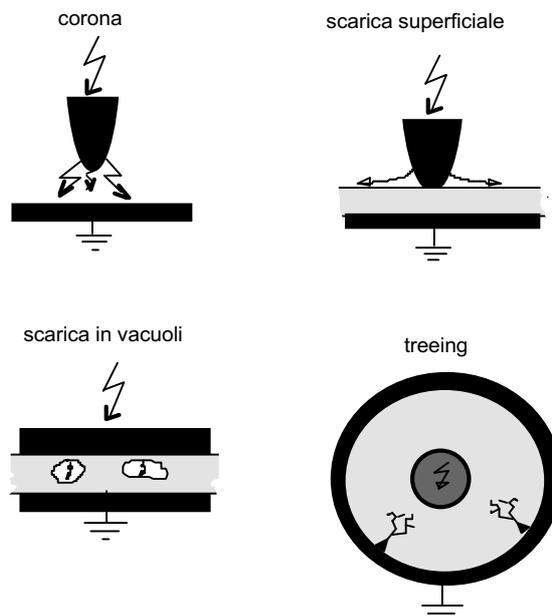


Fig. 1.1: Meccanismi di scariche parziali

Le **scariche interne** costituiscono nella maggior parte dei casi la causa principale di riduzione della durata di vita di un componente. La loro origine è da ricercare nella presenza all'interno del dielettrico di piccole cavità (vucooli). Tali inclusioni gassose possono formarsi durante i processi di lavorazione del prodotto o svilupparsi in seguito a stress meccanici, elettrici o a particolari cicli termici cui esso viene sottoposto.

All'interno dei vucooli vengono così a trovarsi aria o gas caratterizzati da costante dielettrica ϵ minore della costante dielettrica dell'isolante solido: il campo elettrico E_v nella cavità risulta pertanto maggiore del campo E_d nel dielettrico circostante; esso può superare la rigidità dielettrica del gas contenuto e dare luogo ad una scarica che neutralizza una parte delle cariche superficiali presenti sulle superfici opposte del vucoolo.

Una volta avvenuta la scarica, il campo nella cavità è la risultante del campo esterno applicato e del campo orientato in senso inverso dovuto alla carica superficiale, per cui la distorsione del campo dovuta alla presenza della carica superficiale rimasta può far sì che la scarica successiva avvenga in una posizione diversa e per un valore differente della tensione di alimentazione: per esempio, quando la tensione di alimentazione si inverte, i campi assumono lo stesso verso e, sommandosi, possono dare luogo ad una scarica ad una tensione inferiore alla precedente.

Il fenomeno del **treeing**, o "arborescenza", (molto importante soprattutto nella tecnologia dei cavi con isolamento estruso in polietilene) si sviluppa in seguito all'innalzamento locale del campo elettrico, in corrispondenza di protrusioni in genere metalliche.

Il meccanismo che dà origine alla propagazione del treeing non è del tutto noto. Si ritiene, comunque, che, localmente, abbia luogo una iniezione di carica per effetto del campo locale molto intenso e che, successivamente, la *destabilizzazione* (prodotta da varie cause) di questa carica intrappolata nella matrice polimerica, provochi le microscariche con cui il fenomeno del treeing avanza, ramificandosi all'interno del dielettrico. Nella maggior parte dei casi, il processo è distruttivo e porta alla scarica completa in un periodo di tempo molto più breve di quello trascorso prima della sua manifestazione.

Le **scariche superficiali** si possono manifestare lungo le interfacce tra dielettrici differenti, se esiste una elevata componente del campo parallela alla superficie. Una volta prodotta la scarica, la variazione della distribuzione di campo elettrico porta alla estensione della scarica in zone diverse da quella iniziale. Possono così provocare il deterioramento e il tracciamento della superficie del dielettrico e condurre alla scarica completa.

Le **scariche corona** si manifestano in corrispondenza di "punte" e generalmente in campi fortemente divergenti. Il corona in aria genera ozono che, interagendo con l'isolamento polimerico produce azoto, il quale, a sua volta, combinandosi con il vapore acqueo, può corrodere le superfici metalliche dei conduttori, formando così un deposito conduttivo che, per tracciamento, porta alla scarica completa.

Particolarmente sentito è il problema delle scariche corona in isolamenti in SF₆ in cui i prodotti della decomposizione dell' SF₆, dopo una scarica, possono corrodere le superfici dielettriche del sistema.

Le scariche corona sono, inoltre, la più importante fonte di disturbi durante prove di scariche parziali, pertanto è sempre consigliato di evitare nell'area di misura la presenza di elementi appuntiti e si suggerisce sempre di arrotondare sempre ogni possibile spigolo o protrusione.

1.2 Cenni storici

I primi studi sulle scariche parziali risalgono all'inizio del secolo [1], grazie, soprattutto, ai lavori di Petersen che, per primo, si pose il problema della nascita di eventuali scariche all'interno di cavità gassose in seguito all'innalzamento al loro interno del campo elettrico. Allo stesso tempo, però, non era data alcuna soluzione al problema del loro rilevamento né era data alcuna informazione sul possibile, conseguente, deterioramento del dielettrico.

Dopo l'introduzione nel 1920 del cosiddetto ponte di Schering [2] per la misura delle perdite dielettriche nei cavi, fu dimostrato da Gemant, Dawes et al. [3,4], che lo stesso ponte era in grado di misurare la potenza dissipata durante il fenomeno di scarica parziale e che, da queste misure, si poteva rilevare, seppur con una sensibilità piuttosto bassa, la tensione di innesco delle scariche.

Molti dubbi rimanevano, però, sulla natura ripetitiva del fenomeno, che poterono in parte essere fugati con le prime applicazioni dell'oscilloscopio per la visualizzazione degli impulsi di scarica [5].

E' comunque solo intorno agli anni '50 che viene evidenziata la natura distruttiva delle scariche parziali e la loro influenza sulla "*durata di vita*" di un componente [6], ed è con la realizzazione dei primi rilevatori di scariche parziali e la pubblicazione del primo libro di F.H.Kreuger [7] che la ricerca riceve un decisivo impulso: viene proposto il concetto di circuito a ponte bilanciato e la raffigurazione degli impulsi di scarica sovrapposti ad una ellisse rappresentante un ciclo della tensione di prova; usando questo sistema si riescono ad ottenere informazioni sull'ampiezza della scarica parziale e sulla sua posizione di fase relativa al ciclo della tensione applicata.

Nel 1968 un gruppo di lavoro della CIGRE, presieduto dallo stesso prof. Kreuger, elabora un documento [8] in cui sono indicati i primi strumenti per il riconoscimento di differenti tipi di scariche parziali dall'analisi visiva della immagine impressa sull'oscilloscopio.

Intorno agli anni '70, con la riduzione dei costi dei mezzi di calcolo, nasce l'idea di misure assistite dal calcolatore [9], le quali garantiscono una migliore gestione e immagazzinamento dei dati e, nello stesso tempo, ampia flessibilità nella loro manipolazione: tra i primi a

sfruttare le nuove risorse è sicuramente T.Tanaka che, nel 1978, sviluppa un sistema in grado di elaborare distribuzioni statistiche degli impulsi di scarica [10]. In questa direzione si inserisce nel 1991 il lavoro di E.Gulski [11] sull'uso dei computer nell'analisi statistica delle scariche parziali, in cui l'autore descrive le distribuzioni con un set di 15 parametri e introduce strumenti per il riconoscimento di scariche di origine sconosciuta.

Decisamente minore impulso ha avuto nel corso degli anni lo sviluppo di modelli per una migliore comprensione del processo fisico di scarica e della relazione tra grandezze misurate e stato dell'oggetto in prova. Il primo di questi modelli, elaborato nel 1932 da A.Gemant e W.v.Philippoff [12] è di tipo circuitale, il cosiddetto "circuitto abc", basato sull'assunzione che una cavità all'interno di un solido isolante possa essere rappresentata da una capacità. Per la sua semplice comprensibilità esso si è rivelato molto utile nello sviluppo dei moderni sistemi di rilevamento delle scariche parziali; purtroppo ha mostrato i suoi limiti quando si è cercato di affrontare analisi quantitative del fenomeno quali, ad esempio, il rapporto tra carica misurata e dimensione, forma e posizione del difetto all'interno di un dielettrico solido.

Un approccio totalmente diverso è invece descritto in lavori più recenti, elaborati da A.Pedersen, il quale ha sviluppato un modello fisico più generale partendo dalle leggi dell'elettrostatica classica [13]. Ultimamente, possono essere segnalati approfondimenti degli studi di Pedersen [14, 15] e il modello di simulazione elaborato da Gutfleisch e Niemeyer per scariche in cavità sferiche o sferoidali in isolamenti in resina epossidica.[16].

1.3 Bibliografia

- [1] W.Petersen, "Beiträge zur Berechnung der Hochspannungsisolierung", Archif für Elektrotechnik, Vol.1, pp.28-33, 1912.
- [2] H.Schering, Editor, *Die Isoliestoffe der Elektrotechnik*, Verlag Julius Springer, Berlin, 1924
- [3] A.Gemant, "Die Verlustkurveluftingen Isoliestoffe", Zeitschrift für Technische Physik, Vol.13, pp.184-189, 1932.
- [4] C.L.Dawes and P.L.Hoover, "Ionization Studies in Paper-Insulated Cables-I", AIEE Trans., Vol.45, p.141, 1926.
- [5] W.L.Lloyd and E.C.Starr, "Methods Used in Investigating Corona Loss by Means of the Cathode Ray Oscilloscope", AIEE Trans., Vol.46, pp.997-1024, 1927.
- [6] J.H.Mason, "The Deterioration and Breakdown of Dielectrics Resulting from Internal Discharges", Proc. IEE, Vol.98, pp.44-59, 1951.
- [7] F.H.Kreuger, *Discharge Detection in High Voltage Equipment*, Temple Press, American Elsevier, 1964, Butterworths, 1989.
- [8] WG 21.03, "Recognition of Discharges", Electra, No.11, pp.61-98, 1969.
- [9] J.Austin and R.E.James, "On-line Digital Computer System for Measurement of Partial Discharges in Insulation Structures", IEEE Trans. EI, Vol.11, No.4, pp.129-139, 1976.
- [10] T.Tanaka and T.Okamoto, "A Minicomputer Based Partial Discharge Measurement System", 1978 IEEE Int. Symp. on Elec. Ins., Conf. Record 78CH1287-2-EI, Philadelphia, 1978, pp.86-89.
- [11] E.Gulski, *Computer-aided Recognition of Partial Discharges Using Statistical Tools*, PhD-thesis Delft University of Technology, Delft University Press, 1991.
- [12] A.Gemant and W.v.Philippoff, "Die Funkenstrecke Mit Vorkondensator", Zs. Techn. Phys. Vol.13, pp.425-430, 1932.

- [13] J.A.Stratton, *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill New York, 1941.
- [14] A.Pedersen, "Partial Discharges in Voids in Solid Dielectrics. An Alternative Approach", 1987 Annual Report - Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, IEEE Publication 87 CH2462-0, pp.58-64, 1987.
- [15] A.Pedersen, I.W.McAllister, G.C.Crichton and S.Vibholm, "Formulation of the Streamer Breakdown Criterion and its Application to Strongly Electronegative Gases and Mixture", *Archiv für Elektrotechnik*, Vol.67, pp.395-402, 1984.
- [16] F.Gutfleisch and L.Niemeyer, "Measurement and Simulation of PD in Epoxy Voids", *IEEE Trans. on Diel. and Elect. Ins.*, Vol.2, No.5, pp.729-743, 1995.

2. Analisi e modellistica delle scariche parziali

2.1 Le scariche parziali nei dielettrici solidi

Così come osservato nel primo capitolo, le inclusioni gassose nei materiali dielettrici solidi costituiscono la sede principale del fenomeno di scarica parziale e costituiscono pertanto la causa principale del deterioramento dei componenti elettrici in alta tensione.

Una semplice descrizione del fenomeno può essere fatta considerando un sistema dielettrico contenente un solo vacuolo al quale è applicata una tensione V_a tra i suoi elettrodi. A causa della differenza tra le costanti dielettriche ε e ε_0 , rispettivamente del mezzo isolante e del gas contenuto nella cavità, il campo elettrico medio E_i nel vacuolo risulta essere più grande del campo elettrico E_0 nel dielettrico circostante e proporzionale a questo secondo un fattore h dipendente dalla geometria del sistema ($E_i = hE_0$). Aumentando la tensione applicata, E_i può superare la rigidità dielettrica del gas e dare luogo ad una scarica parziale. Il fenomeno comporta il trasferimento di carica tra le pareti del vacuolo lungo la direzione del campo applicato, una loro redistribuzione al suo interno e la nascita di un campo E_q di senso contrario al campo esterno; il fenomeno si arresta quando il campo interno $E_i = hE_0 + E_q$ giunge ad un valore $E_{ext.}$ al di sotto del quale non è possibile la generazione di alcuna valanga elettronica, per cui la scarica si estingue.

Due sono pertanto le condizioni necessarie affinché possa prodursi una scarica in una cavità:

1. la tensione ai capi del vacuolo deve superare il valore minimo di breakdown (che è generalmente ben descritto dalla curva di Paschen);
2. nel gas devono essere presenti elettroni liberi in grado di innescare il fenomeno di scarica.

Secondo la teoria classica, la scarica può poi svilupparsi secondo due meccanismi distinti: la *scarica Townsend* e la *scarica streamer*.

2.2 I meccanismi di scarica

Il modello di scarica elaborato da Townsend agli inizi del '900 [1] è basato sul concetto di formazione di valanga elettronica in un sistema costituito da due elettrodi tra i quali è interposto un isolante gassoso: un elettrone libero in prossimità del catodo, sotto l'azione del campo elettrico applicato, si muove in direzione dell'anodo; nel suo tragitto, esso può entrare in collisione con una molecola neutra del gas e, se l'urto avviene con energia sufficiente, può produrre l'estrazione di un nuovo elettrone che a sua volta può contribuire alla ionizzazione di altre molecole e formare così una vera e propria valanga di elettroni che si muove in direzione dell'anodo.

Gli ioni positivi formati nel tratto interelettrodico, muovendosi più lentamente rispetto alla valanga elettronica in direzione del catodo, possono, per urto con l'elettrodo, dare luogo al rilascio di ulteriori elettroni che possono partecipare all'autosostentamento della valanga.

Townsend descrisse il fenomeno mediante l'introduzione di due coefficienti, $\alpha[\text{cm}^{-1}]$ e γ (noti appunto come primo e secondo coefficiente di Townsend) i quali rappresentano, rispettivamente, il numero di ionizzazioni prodotte da un elettrone per un percorso di un centimetro nella direzione del campo elettrico applicato, e il numero di elettroni estratti al catodo per ogni ione positivo incidente.

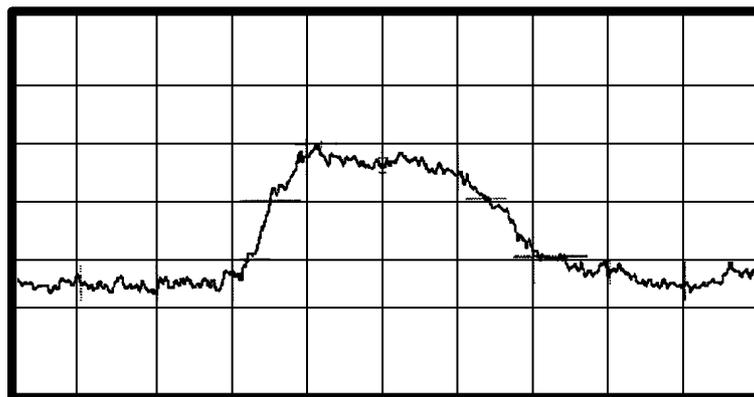
In un sistema composto da due elettrodi piani e paralleli distanti d , il criterio di scarica secondo Townsend può essere espresso dalla condizione di innesco

$$\gamma \exp(\alpha d) = 1 \quad (2.1)$$

la quale rappresenta la situazione in cui la scarica si autosostiene, senza l'aiuto di sorgenti ionizzanti esterne: un elettrone muovendosi verso l'anodo crea $\exp(\alpha d)$ nuovi elettroni e altrettanti ioni positivi; questi ultimi, arrivando sul catodo, estraggono un elettrone che ripete lo stesso processo.

Il classico impulso di corrente di scarica rilevato durante una scarica con meccanismo Townsend è riportato in Fig.2.1; esso è contraddistinto da un picco dovuto al passaggio della corrente elettronica e da una coda molto lenta, corrispondente al passaggio della corrente ionica.

0.5 mA/div



20 ns/div

Fig.2.1: Impulso di scarica di tipo Townsend

Il primo coefficiente di Townsend α dipende dalla natura del gas, dalla sua pressione e dal campo elettrico applicato, in quanto il numero di ionizzazioni dipende sia dall'energia acquisita da un elettrone, che è funzione del campo elettrico E , sia dal numero di urti tra particelle del gas, ossia dalla sua pressione p ; questa dipendenza può essere riassunta schematicamente dalla relazione

$$\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right) \quad (2.2)$$

che è stata provata sperimentalmente dallo stesso Townsend [2] ed è rappresentata in Fig.2.2 per azoto, idrogeno e aria:

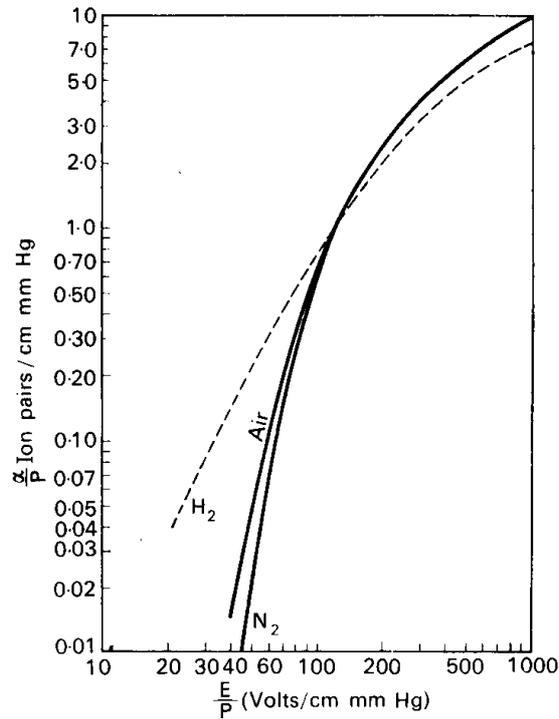


Fig.2.2: Primo coefficiente di Townsend per N_2 , H_2 e aria

Come può essere facilmente deducibile, il coefficiente γ è fortemente dipendente dalla natura della superficie catodica e dal materiale costituente l'elettrodo, oltre che dalla pressione del gas e dalla energia dello ione incidente. Anche per esso è stata trovata sperimentalmente una dipendenza del tipo

$$\gamma = f_2\left(\frac{E}{p}\right) \quad (2.3)$$

così come mostrato in Fig.2.3 per l'idrogeno e catodo in NaH e Pt.

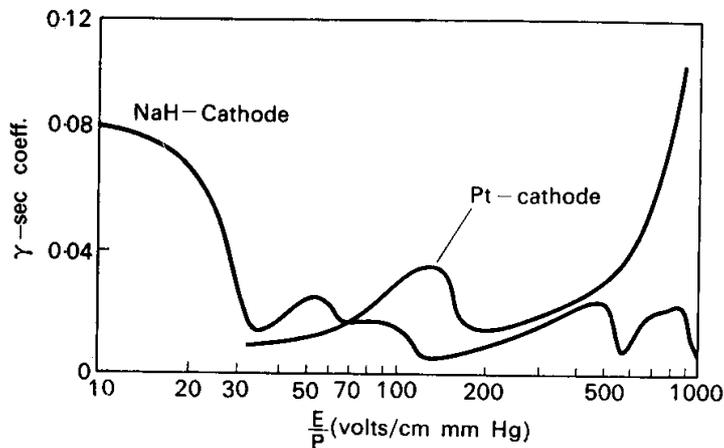


Fig.2.3: Secondo coefficiente di Townsend per l'idrogeno e catodo in NaH e Pt

Il criterio di scarica di Townsend, utilizzando la (2.2) e la (2.3), può essere riscritto nella forma

$$f_2\left(\frac{E}{p}\right) \exp \left[f_1\left(\frac{E}{p}\right) \cdot p \cdot d \right] = 1 \quad (2.4)$$

che, nel caso di campo uniforme tra elettrodi piani e paralleli tra i quali è applicata una tensione V ($E=V/d$), diventa

$$f_2\left(\frac{V}{pd}\right) \exp \left[f_1\left(\frac{V}{pd}\right) \cdot p \cdot d \right] = 1 \quad (2.5)$$

La (2.5) mostra come la tensione di scarica risulti funzione del prodotto pd , ossia:

$$V_b = f(pd) \quad (2.6)$$

La (2.6) corrisponde alla cosiddetta *Legge di Paschen* (da questi già verificata sperimentalmente nel 1889). In Fig.2.4 è mostrata la curva di Paschen ricavata per l'aria; la tensione di scarica decresce all'aumentare del prodotto pd , raggiunge un minimo V_{bmin} per un valore critico $(pd)_{min}$ e poi aumenta in maniera quasi lineare con pd .

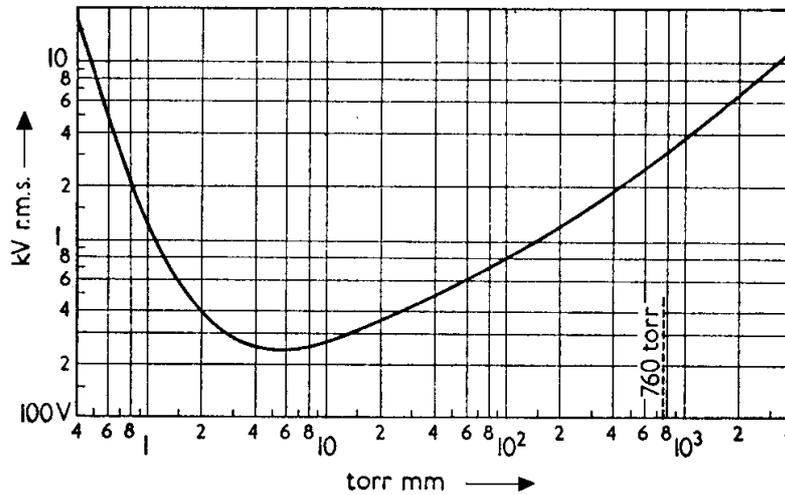


Fig.2.4: Curva di Paschen per l'aria

Il criterio di scarica di Townsend soddisfa le osservazioni sperimentali fintantoché il prodotto pd tra pressione e distanza interelettrodica non superi il valore di 200 cm*mmHg; per valori superiori, la teoria mostra i suoi limiti, soprattutto in relazione ai tempi di formazione della scarica e alla influenza del materiale costituente il catodo.

Il tempo che intercorre tra l'istante di applicazione della tensione e la scarica, consiste di un cosiddetto "ritardo statistico" e di un "tempo di formazione". Il ritardo è il tempo necessario

perché si presenti un elettrone libero in grado di cominciare la scarica; il tempo di formazione è il tempo necessario affinché, iniziata la scarica, questa si sviluppi fino al completamento.

Secondo il meccanismo di Townsend, poiché il numero maggiore di ioni è creato in corrispondenza dell'anodo, il tempo di formazione dipende dal tempo necessario affinché questi ioni, molto più lenti degli elettroni, sotto l'azione del campo elettrico possano percorrere il tratto interelettrodo verso il catodo; per un tratto interelettrodo di 1cm tale tempo è, pertanto, dell'ordine di alcuni microsecondi.

Osservazioni sperimentali, a pressione atmosferica o maggiore, hanno invece mostrato che i tempi di formazione risultano molto più brevi, paragonabili al tempo di transito dei soli elettroni e che la dipendenza della tensione di scarica dal materiale costituente l'elettrodo risulta praticamente inesistente.

Ne consegue che, quando aumentano le pressioni o le distanze in gioco, il meccanismo da considerare è diverso da quello finora illustrato.

Partendo da queste considerazioni, Meek e Loeb [3] e Raether [4] postularono la cosiddetta *teoria streamer* della scarica, secondo la quale, nella formazione della valanga elettronica, non era possibile prescindere dal considerare gli effetti della concentrazione di cariche spaziali sul meccanismo di scarica.

Infatti, così come precedentemente osservato, data la crescita esponenziale del numero degli elettroni e ioni prodotti durante una valanga, la più alta concentrazione di ioni positivi viene a trovarsi in prossimità dell'anodo. Mentre gli elettroni fluiscono attraverso l'elettrodo positivo, nella regione si forma una carica spaziale che tende a modificare la distribuzione del campo: in particolare, esso aumenta verso il catodo e diminuisce avvicinandosi all'anodo.

L'innalzamento del campo nei pressi del catodo e l'alta densità delle molecole favoriscono un aumento della attività di ionizzazione e fotoionizzazione, per cui si dà origine alla nascita di valanghe secondarie che possono indebolire la carica positiva costituendo una zona parzialmente ionizzata. Gli ioni positivi lasciati indietro dalle valanghe secondarie costituiscono così una carica spaziale in posizione più avanzata verso il catodo. Se il fenomeno si ripete, si ottiene come risultato complessivo che una carica positiva si sposta dall'anodo verso il catodo lasciando dietro di sé un filamento parzialmente ionizzato (*streamer*) (Fig.2.5).

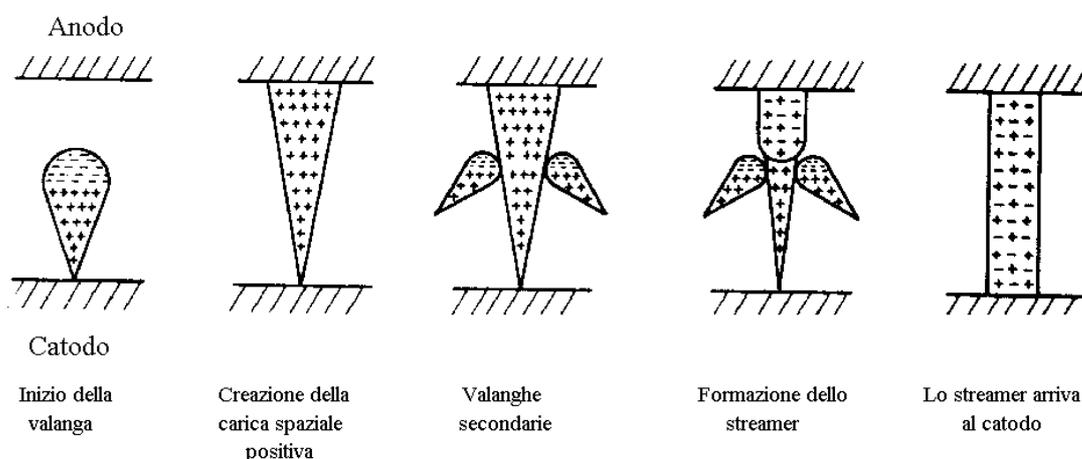


Fig.2.5: Sviluppo della scarica di tipo streamer

Data la esistenza di una componente radiale del campo in corrispondenza della carica spaziale positiva, lo *streamer* può assumere una struttura tortuosa e ramificata che si diparte dall'anodo

verso il catodo. Una volta raggiunto l'elettrodo negativo si crea così un canale parzialmente ionizzato che collega gli elettrodi e consente un trasferimento di una grande quantità di carica in tempi brevissimi fino ad annullare il campo applicato.

Il classico impulso di scarica è pertanto caratterizzato da un picco molto evidente e da durate decisamente inferiori a quelle di una scarica Townsend. In Fig.2.6 è rappresentata una tipica scarica *streamer* rilevata per una cavità alta 0.1mm e di 10mm di diametro.

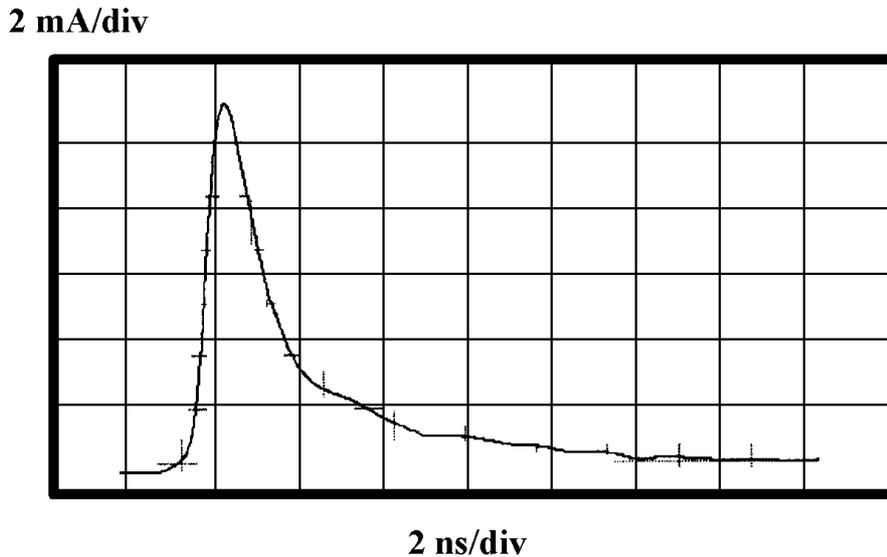


Fig.2.6: Impulso di scarica di tipo streamer

Naturalmente, non deve essere dimenticato il fatto che il passaggio di corrente nel circuito esterno riduce la tensione tra gli elettrodi e quindi il campo nel tratto interelettrodo. Nella formazione della scarica si devono così considerare due eventi: da una parte, la distorsione del campo, dovuta all'aumento delle dimensioni della valanga e, dall'altra, la diminuzione del campo elettrico esterno causata dal passaggio di corrente tra gli elettrodi. Se l'aumento della carica spaziale è maggiore della diminuzione del campo "laplaciano" tra gli elettrodi, allora è possibile la formazione di una scarica *streamer*.

La formazione dello *streamer* è quindi legata alle dimensioni raggiunte dalla valanga elettronica in prossimità dell'anodo; è necessario, cioè, che questa sia costituita da un numero N_c di cariche sufficientemente elevato, tale da modificare la distribuzione di campo e innescare i fenomeni di fotoionizzazione.

In generale, il criterio per determinare la formazione di uno streamer, può essere ricondotto ad una condizione del tipo [5]:

$$\int_0^{x_0} \alpha dx = k \quad (2.8)$$

dove x è la distanza percorsa dalla valanga e k è una funzione, da determinarsi, di x , della pressione, della tensione applicata e della geometria elettrodo. La (2.8) esprime, cioè, il principio di formazione di un canale quando una valanga è in grado di raggiungere certe dimensioni dipendenti dalle condizioni in cui essa si sviluppa.

Nel caso particolare di distribuzione sferica della carica spaziale, il numero critico di cariche N_c è stato calcolato da Dawson e Winn, per i quali, la propagazione di uno *streamer* è possibile solo quando N_c superi il valore di 10^8 [6].

2.2.1 Il meccanismo di scarica in cavità

I meccanismi prima descritti hanno permesso di sottolineare come il fenomeno della scarica dipenda, tra l'altro, dalla probabilità di estrazione di elettroni dal catodo in seguito all'impatto degli ioni positivi ed è quindi funzione del tipo di materiale costituente l'elettrodo.

Nel caso di una cavità completamente immersa in un dielettrico, si è comunque trovato che il valore della tensione di breakdown differisce di poco da quella descritta dalla legge di Paschen, mentre è il valore del secondo coefficiente di Townsend γ che subisce le maggiori variazioni, perché più difficile è in questo caso la estrazione di elettroni per bombardamento ionico [7].

Ne consegue che, appena costituito lo *streamer* e formatosi il canale conduttivo a bassa resistenza tra le due opposte superfici del vacuolo, la elevata resistività delle pareti consente la scarica completa solo di una porzione di superficie, mentre la distribuzione di carica rimane pressoché invariata nelle restanti zone non interessate dal fenomeno. La tensione ai capi del vacuolo non si riduce pertanto a zero dopo una singola scarica e scariche simultanee possono verificarsi in differenti zone della cavità.

Nel caso di pareti metalliche, invece, la corrente all'atto della scarica è in grado di rilevare tutte le cariche depositate sulla superficie elettrodica e di portare a zero la tensione nella cavità; non sono quindi possibili nello stesso momento altre scariche.

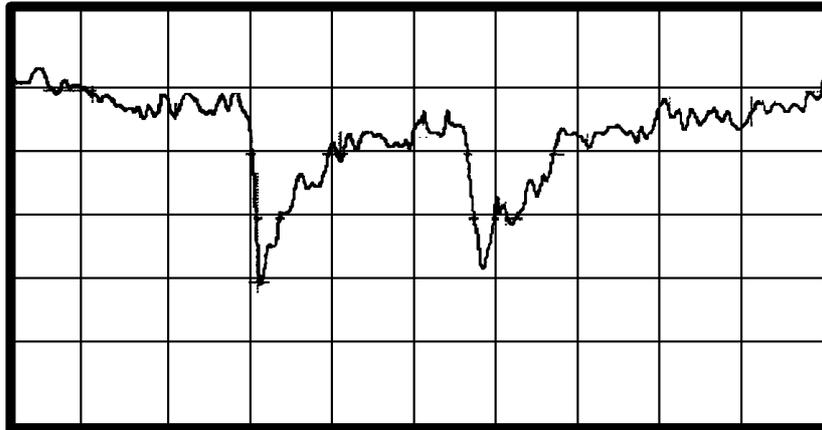
I primi accurati studi sul meccanismo di scarica all'interno di cavità in solidi dielettrici sono da attribuirsi a Devins [8]. Egli trovò che l'altezza degli impulsi di corrente era fortemente dipendente dalla sovratensione ai capi della cavità (sovratensione rispetto alla tensione di breakdown ottenuta tramite la curva di Paschen), mentre la loro durata aumentava con la distanza interelettrodica, a causa dei tempi più lunghi richiesti agli ioni positivi per raggiungere il catodo. Inoltre, all'aumentare della sovratensione, si assisteva ad una transizione dal meccanismo di scarica Townsend a quello *streamer*, a causa dell'effetto di distorsione del campo generato dalla carica spaziale formatasi nel tratto interelettrodico.

Esperimenti effettuati su cavità create in polietilene [9] hanno mostrato come la primissima scarica nella cavità, a causa dell'alto potenziale di ionizzazione del materiale non invecchiato ($\cong 10\text{eV}$), avviene generalmente per un livello di sovratensione anche superiore al 30% della tensione di breakdown valutata con la curva di Paschen e pertanto le prime scariche sono generalmente di tipo *streamer*.

I fenomeni chimici che accompagnano queste scariche comportano però la lenta formazione di uno strato conduttivo lungo le superfici della cavità che funge da riserva per la generazione di elettroni iniziatori della scarica. Come conseguenza, diminuiscono considerevolmente i tempi di ritardo e le tensioni di innesco che risultano solo di pochi percento superiori alla tensione di breakdown. E' allora evidente un processo di transizione da scarica *streamer* a scarica Townsend [10,11] e la durata dell'impulso è rappresentativa del tempo necessario agli ioni positivi per attraversare il gap interelettrodico dall'anodo al catodo.

Dopo una prolungata attività di scarica, si osserva infine la formazione di cristalli lungo le pareti del vacuolo e la nascita di microscariche (pitting discharges) simili a scariche corona in corrispondenza delle protrusioni così generate. Gli impulsi sono caratterizzati da ampiezze limitate e da una frequenza elevata; i tempi di salita sono comparabili a quelli di una scarica *streamer*, ma i tempi di decadimento sono considerevolmente più lunghi ($10\div 15\text{ ns}$) (Fig.2.7).

5 $\mu\text{A}/\text{div}$



10 ns/div

Fig.2.7: Impulsi di scarica di tipo pitting

2.3 Circuiti equivalenti

Nel paragrafo precedente sono stati considerati nei loro vari aspetti i processi che governano il fenomeno di scarica nelle inclusioni gassose. Per una migliore comprensione di parametri caratteristici quali l'ampiezza e la frequenza di scarica, la dissipazione di energia ecc., risulta molto conveniente, però, rappresentare il sistema in termini di circuito equivalente elettrico. Il modello classico (circuito equivalente "abc"), introdotto nel 1932 da Gemant e van Philipoff [12] è riportato in Fig.2.8

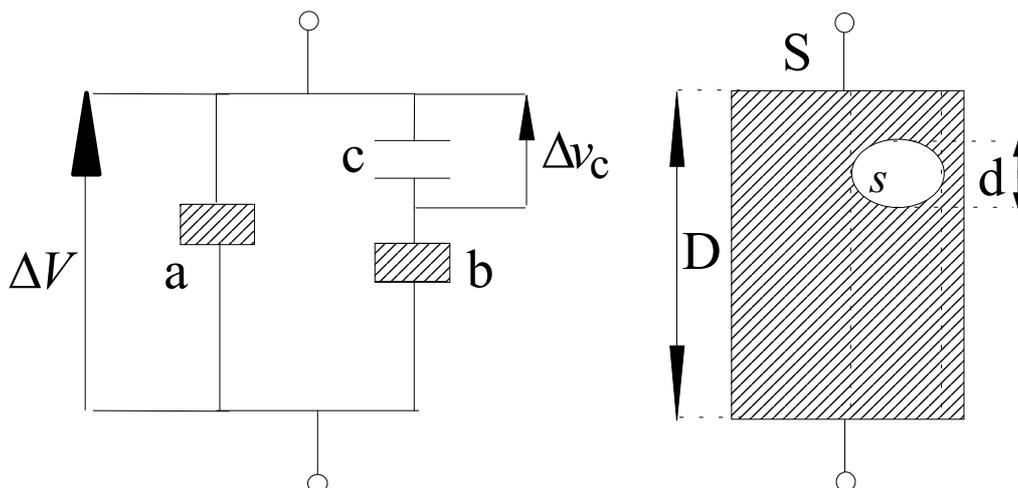


Fig.2.8 Circuito equivalente per scariche parziali in cavità

Supponendo inalterata la distribuzione delle linee di flusso del campo elettrico, la cavità interna può essere rappresentata da un condensatore di capacità c , il dielettrico in serie alla cavità dalla capacità b , mentre la rimanente parte del dielettrico dalla capacità a .

Se indichiamo rispettivamente con d - s e con D - S le dimensioni del vuoto e del dielettrico e con ε e ε_0 le rispettive permittività, possiamo scrivere:

$$c = \varepsilon_0 \frac{s}{d}$$

$$b = \varepsilon \frac{s}{D-d} \cong \varepsilon \frac{s}{D} \quad (2.9)$$

$$a = \varepsilon \frac{S-s}{D} \cong \varepsilon \frac{S}{D}$$

da cui risulta che

$$a \gg b \quad c \gg b \quad (2.10)$$

Applicando una tensione sinusoidale, per esempio a frequenza industriale (50Hz), $V_a(t) = V_a \sin(\omega t)$ al dielettrico, appare una tensione v_c ai capi del vuoto; non appena questa tensione raggiunge il valore v_{inc} (dove v_{inc} segue la curva di Paschen relativa al gas occluso, p.e. aria) corrispondente alla tensione di innesco V_{inc} ai capi dell'intero dielettrico, se è disponibile un elettrone libero in grado di cominciare una valanga elettronica, in un tempo di circa 10^{-8} s una quantità di carica q_c si trasferisce da una superficie all'altra del vuoto determinando su c una diminuzione della tensione $\Delta v_c = (v_{inc} - v_{ext})$, dove con v_{ext} si è indicato il valore di tensione residua alla estinzione della scarica.

La tensione ai capi di c poi aumenta di nuovo seguendo la tensione di alimentazione e può raggiungere ancora una volta la tensione v_{inc} , con una nuova susseguente scarica, cosicché in un periodo della tensione di alimentazione si produce una serie ricorrente di impulsi di scarica. Per esempio, nel caso di Fig.2.9 sono visibili 8 scariche per ciclo della tensione di alimentazione.

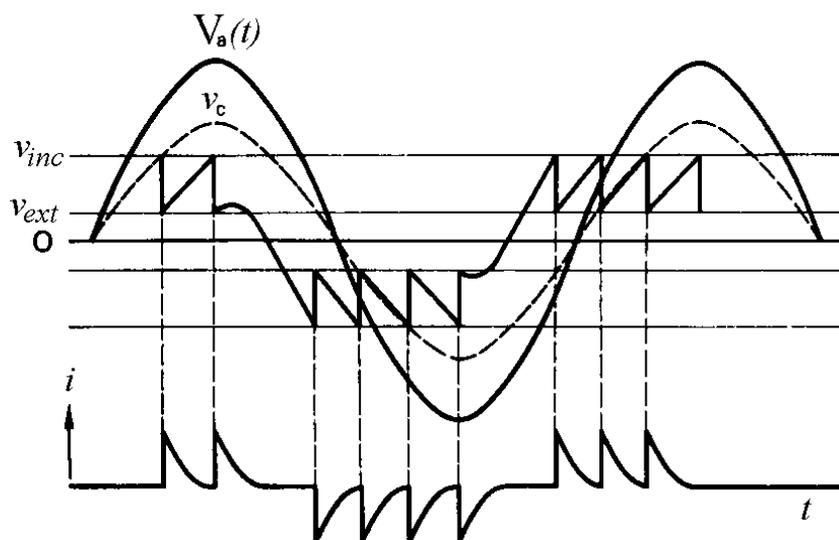


Fig.2.9: Ricorrenza di scariche parziali in un periodo della tensione di alimentazione

Per lo studio del circuito equivalente è importante fare le seguenti considerazioni: all'atto dello sviluppo della scarica, in un intervallo di tempo molto breve (10^{-8} s) rispetto al periodo della tensione di alimentazione (20ms), viene trasferita tra le armature della capacità c la carica q_c , cui corrisponde la diminuzione di tensione Δv_c che si ripartisce sulle capacità a e b .

Considerando una "descrizione stazionaria" di un fenomeno di fatto "impulsivo", possiamo ricavare la diminuzione di tensione ΔV_b ai capi della capacità b notando che, rispetto alla scarica, le capacità a e b sono in serie tra loro e in parallelo alla capacità c :

$$\Delta V_b = \Delta v_c \left(\frac{a}{a+b} \right) \quad (2.11)$$

e la diminuzione di tensione ΔV ai capi del provino, ossia ai capi della capacità a :

$$\Delta V = \Delta v_c \left(\frac{b}{a+b} \right) \quad (2.12)$$

Dalla (2.12), ricordando la (2.10), si ricava che la diminuzione di tensione ai capi dell'oggetto in prova risulta sensibilmente inferiore a quella avvenuta ai capi della cavità in seguito alla scarica parziale.

Poiché la carica $q_c = c * \Delta v_c$ non può essere misurata direttamente da alcuno strumento, per le misure di scariche parziali si fa riferimento alla carica q_a che si manifesta ai capi dell'oggetto in prova. Essa è detta *carica apparente* in quanto rappresenta la carica che, iniettata istantaneamente ai capi del provino, dà luogo alla stessa caduta di tensione causata dalla scarica parziale q_c nel vacuolo:

$$q_a = \Delta V * \left(a + \frac{bc}{b+c} \right) \cong a * \Delta V \quad (2.13)$$

e, dalla (2.12),

$$q_a \cong b * \Delta v_c \quad (2.14)$$

Ricordando, inoltre, le (2.9), possiamo scrivere:

$$q_a \cong \frac{b}{c} * q_c = \epsilon_r \frac{d}{D} * q_c \quad (2.15)$$

da cui si evince che la carica apparente q_a è manifestamente più piccola della carica q_c trasferita nel vacuolo durante il processo di scarica parziale, ma è ad essa direttamente correlata. Soprattutto, a differenza di q_c , è facilmente misurabile essendo essa proporzionale alla caduta di tensione ΔV ai capi dell'oggetto in prova, così come messo in evidenza dalla (2.13).

La *carica apparente* risulta, inoltre, proporzionale alla energia ΔW dissipata nella scarica parziale. Tale energia ΔW è infatti pari alla differenza tra l'energia accumulata nella capacità c della cavità prima della scarica e quella rimasta dopo la scarica:

$$\Delta W = \frac{1}{2} c * (v_{inc}^2 - v_{ext}^2) = \frac{1}{2} c * (v_{inc} - v_{ext})(v_{inc} + v_{ext}) = \frac{1}{2} c * \Delta v_c (v_{inc} + v_{ext}) \quad (2.16)$$

Poiché v_{ext} è generalmente molto prossima a zero, possiamo scrivere:

$$\Delta W \cong \frac{1}{2} c * \Delta v_c * v_{inc} \quad (2.17)$$

e, dalla definizione di tensione di innesco, si ricava:

$$v_{inc} = V_{inc} \frac{b}{b+c} \quad (2.18)$$

da cui, sostituendo nella (2.17), e ricordando la (2.14),

$$\Delta W \cong \frac{1}{2} c * \Delta v_c * V_{inc} \frac{b}{b+c} \cong \frac{1}{2} \Delta v_c * b * V_{inc} \cong \frac{1}{2} q_a * V_{inc} \quad (2.19)$$

La *carica apparente* riesce così a dare una ragionevole rappresentazione della energia dissipata durante una scarica parziale. Se, per esempio, $V_{inc}=10\text{kV}$ e $q_a=10\text{pC}$, allora $\Delta W=7*10^{-8}\text{J}$. Questa energia è dissipata in un intervallo di tempo molto piccolo, dell'ordine di 10^{-8}s , cosicché l'effetto del calore prodotto può essere molto dannoso.

La *carica apparente* è inoltre legata alle dimensioni del vacuolo. Infatti, dalla (2.14), si ottiene

$$q_a \cong b \Delta v_c \cong \varepsilon * s * \frac{\Delta v_c}{D} \quad (2.20)$$

da cui si evince che la carica apparente aumenta all'aumentare della superficie s del vacuolo. Poiché la diminuzione di tensione Δv_c può ritenersi direttamente proporzionale allo spessore della cavità, si ricava che la carica apparente è strettamente legata al volume del vacuolo. Infine, è possibile constatare che la carica apparente è inversamente proporzionale allo spessore del provino, cosicché le misure di scariche parziali diminuiscono in sensibilità quando il provino ha uno spessore sempre più grande.

In definitiva possiamo dire che la scelta di q_a come misura delle scariche parziali è soddisfacente in quanto:

- q_a è facilmente misurabile perché proporzionale alla caduta di tensione ai capi del provino;
- q_a è legata alla energia dissipata nella scarica;
- q_a è legata alle dimensioni del vacuolo ed quindi è un indice della bontà del dielettrico.

2.4 Le scariche parziali in DC

Rispetto al caso AC, le scariche parziali in DC presentano alcune importanti differenze:

- poiché il campo applicato non cambia polarità, il movimento delle cariche avviene sempre nello stesso verso;
- in seguito alla scarica, gli elettroni si portano sulla superficie anodica del vacuolo generando così una distribuzione di carica che riduce il campo e porta all'estinzione della scarica stessa. Nel caso AC, quando c'è inversione di polarità della tensione applicata, parte

degli elettroni intrappolati può rendersi subito disponibile per una emissione elettronica nel senso opposto e dare subito luogo ad una nuova scarica parziale. Nel caso DC, invece, poiché il campo applicato ha sempre lo stesso verso, è necessario aspettare che sulla superficie catodica, ormai priva di elettroni, possa generarsi la opportuna distribuzione di carica che dia luogo all'innalzamento del campo nel vacuo e poi alla scarica successiva. Poiché gli elettroni devono essere forniti dalla corrente di conduzione nel dielettrico, si capisce come l'intervallo di tempo tra una scarica e la successiva può divenire anche molto lungo.

A differenza del circuito equivalente di Fig.2.8 utilizzato per scariche in AC, nel circuito equivalente per lo studio delle scariche parziali in DC vengono introdotte la resistenza superficiale R_c della cavità, la resistenza R_b del dielettrico in serie alla cavità e la resistenza R_a della restante parte del dielettrico (Fig.2.10).

Infatti, essendo le resistenze R_a , R_b , R_c molto grandi rispetto alle reattanze capacitive, con alimentazione AC la tensione ai capi del vacuo è determinata dalle sole capacità a , b , c . Con alimentazione in DC, invece, durante i transitori veloci, la distribuzione di potenziale è ancora determinata dalle capacità, ma quando l'alimentazione assume il suo valore di regime, la distribuzione viene regolata dalle resistività superficiali e di volume della cavità e del dielettrico.

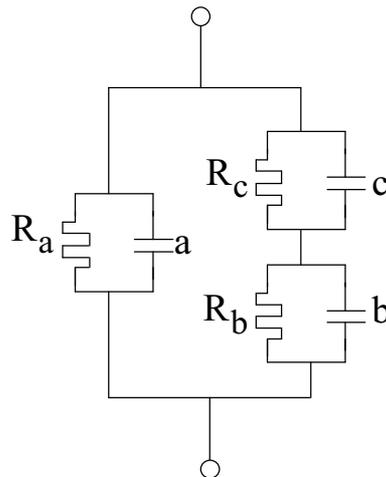


Fig.2.10: Circuito equivalente per scariche parziali in DC

Supponiamo allora di applicare una tensione continua V_a ; la tensione v_c ai capi del vacuo comincia a crescere secondo una legge del tipo:

$$v_c = v_\infty + (v_0 - v_\infty) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.21)$$

dove v_0 è il valore assunto all'istante iniziale ($t=0$) dalla tensione ai capi della cavità, v_∞ è la tensione a regime e τ è la costante di tempo del circuito:

$$v_\infty = V_a \frac{R_c}{R_c + R_b} \quad (2.22)$$

$$\tau = \frac{R_b R_c}{(R_b + R_c)}(b + c) \quad (2.23)$$

In questa situazione, l'intervallo di tempo t_r tra le due scariche successive è proporzionale a τ e uguale a

$$t_R = -\tau \ln \frac{v_\infty - v_{inc}}{v_\infty - v_{ext}} \quad (2.24)$$

dove v_{inc} è la tensione di innesco della scarica nella cavità e v_{ext} è la tensione di estinzione. Se si assume che le superfici del vacuolo non siano conduttive ($R_c = \infty$), la costante di tempo τ può essere approssimata dalla espressione

$$\tau = R_b(b + c) \quad \Rightarrow \quad \tau = \frac{1}{G_b}(b + c) \quad (2.25)$$

dove G_b rappresenta la conduttanza del dielettrico in serie alla cavità. Ne risulta che la costante di tempo è inversamente proporzionale alla conducibilità del dielettrico. Quindi, gli elevati valori da essa assunti ($10 \div 1000s$) giustificano la frequenza di scarica molto bassa che si ha nel caso di alimentazione DC, che può essere anche di alcuni ordini di grandezza inferiore a quella per alimentazione in AC.

Le resistenze R_a , R_b , R_c non rimangono comunque costanti nel tempo: R_c , per esempio, diminuisce a causa della formazione di uno strato conduttivo lungo le pareti del vacuolo, dovuto probabilmente ai depositi formati in seguito alla scarica parziale e la frequenza di scarica è destinata così a diminuire.

Nei casi reali c'è però da sottolineare che, affinché possa avvenire una scarica all'interno di un vacuolo, si devono verificare due condizioni necessarie:

- La tensione ai capi del vacuolo deve superare la tensione minima di breakdown v_b ;
- Deve rendersi disponibile un elettrone libero che dia inizio alla valanga elettronica.

Questo significa che la scarica avverrà per un valore di sovratensione Δv_s rispetto alla tensione minima di breakdown v_b , alla quale si accompagna un tempo di ritardo t_L (time-lag); poiché l'ampiezza q della scarica i -esima dipende dalla caduta di tensione Δv_c ($q = b \Delta v_c$) e quindi dalla sovratensione Δv_b , essa sarà tanto più grande quanto è maggiore il tempo di ritardo $t_{L,i}$ (Fig.2.11).

Una volta avvenuta la scarica, poi, sarà necessario un tempo t_R (recovery-time) affinché ai capi del vacuolo possano stabilirsi di nuovo le condizioni per una nuova scarica, ossia si possa raggiungere la tensione minima di breakdown. E' chiaro che, quanto maggiore è l'ampiezza q_i , tanto maggiore sarà il recovery-time alla scarica successiva.

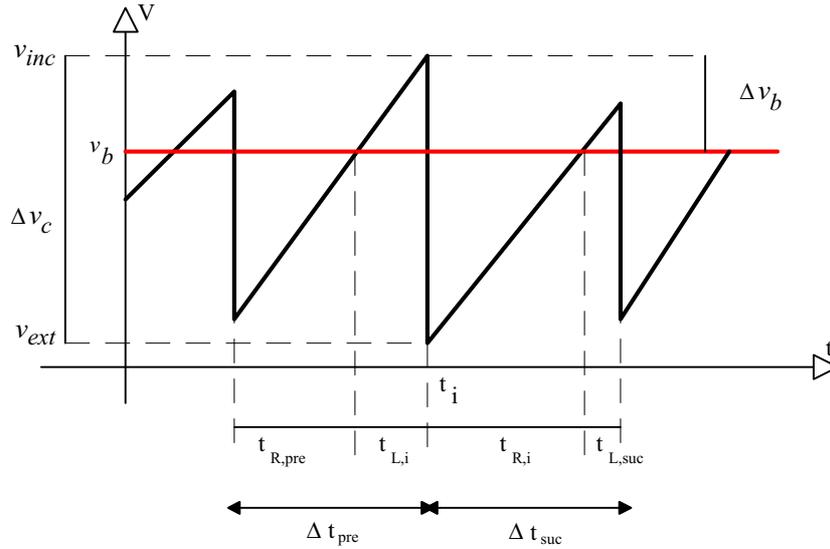


Fig.2.11: Ricorrenza delle scariche parziali in DC

Esiste pertanto una chiara dipendenza tra intervalli di scarica e ampiezze di scarica e, di conseguenza, l'intervallo di tempo Δt_{suc} tra l'*i*-esima scarica e la successiva potrà variare tra scarica e scarica e assumere valori diversi a seconda del fenomeno di scarica. Esso dipenderà dal recovery-time dell'*i*-esima scarica e dal time-lag della scarica successiva:

$$\Delta t_{suc}(i) = t_{R,i}(i) + t_{L,suc}(i) \quad (2.26)$$

mentre l'intervallo di tempo Δt_{pre} tra l'*i*-esima scarica e la precedente dipenderà dal recovery-time della scarica precedente e dal time-lag dell'*i*-esima scarica

$$\Delta t_{pre}(i) = t_{R,pre}(i) + t_{L,i}(i) \quad (2.27)$$

Data la supposta dipendenza tra gli intervalli di tempo Δt_{suc} e Δt_{pre} e le ampiezze di scarica q , le relazioni fondamentali costituenti questo rapporto possono essere utilizzate per un tentativo di caratterizzazione delle scariche parziali in DC.

Infine, è opportuno osservare che, nel caso di alimentazione DC, non ha senso parlare di *inception voltage*, ossia del valore di tensione ai capi del provino in corrispondenza del quale si ha la scarica nel vuoto; questa constatazione ci suggerisce che la definizione di *inception voltage* deve essere in qualche modo correlata con la frequenza di scarica, per cui alcuni autori hanno pensato di definirla come la tensione in corrispondenza della quale la frequenza di scarica supera un certo valore (p.e. 1/min).

2.5 Considerazioni critiche sul circuito equivalente

Nei paragrafi precedenti abbiamo visto come il modello elementare “*abc*”, analogamente a qualsiasi circuito equivalente, sia in grado di spiegare in principio, sia per alimentazione AC che DC, la natura dei segnali che appaiono ai terminali di un oggetto in prova nel circuito esterno di misura quando avviene una scarica parziale.

Allo stesso tempo, però, come ogni circuito equivalente, esso può non avere alcuna corrispondenza con il fenomeno fisico che ha luogo in occasione di una scarica parziale. Come dimostrato in seguito, esso è infatti basato su una erronea applicazione del concetto di capacità al caso di una cavità all'interno di un dielettrico e, per questa ragione, la sua validità può essere posta in discussione non appena si passi ad un'analisi quantitativa del fenomeno di scarica.

E' noto infatti che in un campo Laplaciano esiste una proporzionalità diretta tra la carica $+Q$ e $-Q$ situata su due elettrodi e la tensione U applicata tra essi:

$$C = \frac{|Q|}{U} \quad (2.28)$$

dove C rappresenta la capacità tra i conduttori. Se non si ha induzione completa, ovvero la carica non è la stessa sulle due armature, allora C rappresenta la capacità parziale tra i conduttori; se inoltre il campo è di tipo Poisson, se cioè esiste una carica spaziale nella regione compresa tra gli elettrodi, allora la proporzionalità tra $|Q|$ e U non è più valida.

Le superfici delle cavità all'interno dei solidi dielettrici non sono però conduttive e, in particolare, non sono equipotenziali; attribuire, quindi, un valore di capacità ad un vacuolo viola la definizione stessa di capacità. Se, inoltre, si pensa che in un dielettrico perfetto non sono presenti cariche sulle superfici del vacuolo prima di qualsiasi attività di scarica, allora si capisce che la applicazione della (2.28) al problema della cavità all'interno di un solido non assume più alcun significato.

Sebbene il modello "abc" si sia mostrato particolarmente utile nella simulazione dei transistori elettrici e abbia costituito la base sia per la applicazione delle tecniche di misura, sia per la realizzazione e lo sviluppo dei sistemi di rilevamento delle scariche parziali, esso tende a mascherare la vera natura dei processi fisici connessi con la scarica in vacuoli. Inoltre, non fornisce alcuna risposta a domande quali "Qual è la relazione tra carica apparente e dimensione, forma e posizione di una cavità in un dielettrico?", "Qual è la più piccola cavità rilevabile?" ecc. Esso può così dare luogo a risultati sbagliati se si tentano analisi quantitative: una valida interpretazione del fenomeno delle scariche parziali e una migliore comprensione delle relazioni che legano la carica misurata ai parametri rappresentativi della cavità può essere ottenuta solo con la applicazione delle leggi fondamentali dell'elettrostatica.

2.6 Bibliografia

- [1] J.S.Townsend, *Electricity in Gases*, Oxford, 1914
- [2] J.S.Townsend, *The Ionization of Gases by Collision*, Constable & Co. Ltd., London, 1916
- [3] L.B.Loeb and J.M.Meek, *The Mechanism of Electric Spark*, Stanford University Press, 1940
- [4] H.Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworths, 1964
- [5] G.Baldo, "Il Fenomeno della Scarica in Aria su Lunghe Distanze", *L'Elettrotecnica*, Vol.LVI, N.11, pp.661-674, 1969
- [6] G.A.Dawson and W.P.Winn, "A Model for Streamer Propagation", *Z. Phys.*, Vol.183, pp.159-171, 1965

- [7] Y.Takahashi, S.Kato and S.Kobayashi, "Discharge Voltage of Dielectric Gaps and the Generalized Secondary Ionization Coefficient Γ of the Dielectric Cathode", 2nd International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, 1988
- [8] J.C.Devins, "The Physics of Partial Discharges in Solid Dielectrics", IEEE Trans. on Elec. Ins., Vol.19, pp.475-495, 1984
- [9] T.Tanaka, "Internal Partial Discharges and Material Degradation", IEEE Trans. on Elec. Ins., Vol.EI-21, No.6, 1986
- [10] P.H.F.Morshuis, "Partial Discharge Mechanism in Voids Related To Dielectric Degradation", IEE Proc. Sci. Meas. Technol., Vol.142, No.1, 1995
- [11] P.H.F.Morshuis, "Assessment of Dielectric Degradation by Ultrawide-band PD-Detection", IEEE Trans. on Diel. and Elec. Ins., Vol.2, No.5, 1995
- [12] A.Gemant and W.v.Philippoff, "Die Funken-strecke Mit Vorkondensator", Zs. Techn. Phys. Vol.13, pp.425-430, 1932.

3. Rilevamento delle scariche parziali

Tutti i metodi di rilevazione delle scariche parziali sono basati sulla acquisizione delle grandezze che caratterizzano i diversi fenomeni fisici che accompagnano la scarica parziale durante la sua evoluzione, quali, ad esempio, la emissione di luce o di suoni, oppure la degradazione chimica dei materiali.

Sicuramente, però, il fenomeno che maggiormente viene sfruttato è la nascita di transitori elettrici nel circuito di misura in seguito ad una scarica parziale; per cui, come evidenziato nei capitoli precedenti, la misura di scariche parziali, sia in alternata che in continua, è basata sulla acquisizione dell'istante t_i di occorrenza della scarica e sulla registrazione della diminuzione di tensione ΔV ai capi dell'oggetto in prova che, come già sottolineato, permette di risalire al valore della carica apparente q_a .

Poiché l'ampiezza della carica da rilevare è nell'ordine di qualche picroCoulomb e poiché, generalmente, si trattano oggetti con capacità di pochi microFarad, ci si rende conto facilmente che le variazioni di tensione da misurare possono non superare le decine di microvolts. Se poi si pensa che, durante una prova di scariche parziali, vengono di norma applicate tensioni di qualche decina di kV, si capisce che, oltre ai suddetti segnali, si possono manifestare segnali disturbo creati, per esempio, da fenomeni corona in vicinanza di elettrodi con forma appuntita, o da contatti non perfetti nel circuito di misura, oppure dalla presenza di armoniche nella tensione di alimentazione o ancora da disturbi elettromagnetici provenienti da stazioni, ecc.. Ne consegue che l'obiettivo primario di un sistema di rilevamento di scariche parziali consiste nel sopprimere tali interferenze e raggiungere una adeguata sensibilità in relazione alla presenza degli inevitabili disturbi elettrici nel sistema di misura.

La differenza tra rilevamento in alternata o in continua riguarda solo il modo migliore per registrare la scarica: mentre infatti in AC è consuetudine rappresentare gli impulsi su una ellisse, nel caso DC non esiste ancora uno standard accettato dalla maggioranza dei ricercatori; d'altra parte, vista la relativamente bassa frequenza di scarica in DC, non ha senso avere una rappresentazione grafica sull'oscilloscopio della scarica stessa.

Tradizionalmente, sono due i metodi di rilevazione elettrica che vengono comunemente usati: il *metodo diretto* e il *metodo a ponte*, i quali verranno descritti in dettaglio nei paragrafi successivi.

3.1 Il metodo diretto

Lo schema di principio per la misura con il metodo diretto, introdotto nel 1941 da Austin e Whitehead [1], è illustrato in Fig.3.1

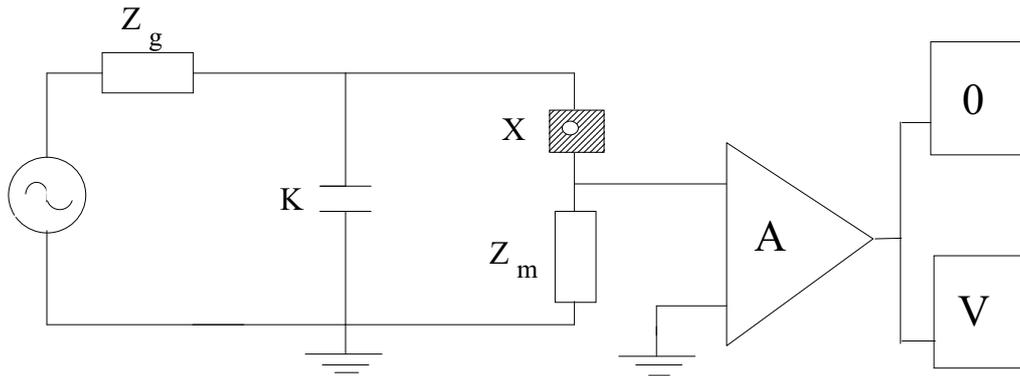


Fig.3.1: Circuito per rilevamento con metodo diretto delle scariche parziali

Z_m è l'impedenza di misura ai capi della quale viene preso il segnale che, opportunamente amplificato e filtrato della componente a frequenza industriale, viene inviato al blocco di misura, costituito da un voltmetro V e da un oscillografo O . L'impedenza Z_g è l'impedenza del generatore, la quale costituisce un filtro passa-basso che presenta una bassa impedenza a frequenza industriale e una grande impedenza alle frequenze elevate tipiche delle correnti associate alle scariche parziali, per cui disaccoppia il generatore dalla restante parte del circuito quando avviene la scarica nell'oggetto in prova X .

K è la capacità di accoppiamento, interessata dalle componenti ad alta frequenza della corrente in occasione della scarica necessaria che, per quanto detto sopra, non interessano il generatore. Essa deve essere esente da scariche parziali fino al valore massimo della tensione di prova.

L'impedenza Z_m , anziché essere posta in serie con X , potrebbe anche essere in serie con K : le due soluzioni sono elettricamente equivalenti se l'impedenza del generatore è elevata; la seconda soluzione potrebbe adottarsi nel caso in cui sia prescritto che l'oggetto in prova debba funzionare con un punto a potenziale di terra oppure quando risulta molto probabile una scarica superficiale (flashover) lungo l'oggetto in prova, che potrebbe, in tal caso, danneggiare l'impedenza di misura.

Si osserva, però, che in questa configurazione, la corrente di scarica i_x , proveniente dall'oggetto in prova X , non è pari a quella che attraversa l'impedenza di misura Z_m , ma si deve tener conto della corrente di spostamento che potrebbe interessare le capacità parassite C_p , schematizzabili tra i terminali in alta tensione e la terra, falsando il risultato della prova (Fig.3.2).

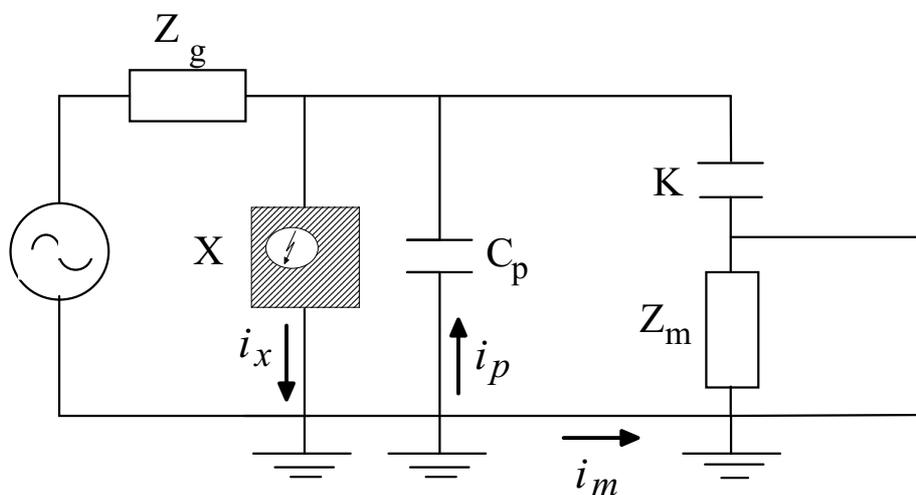


Fig.3.2: Effetto delle capacità parassite sul circuito di misura con metodo diretto

L'impedenza di misura Z_m in generale può essere schematizzata o da una resistenza R in parallelo con la propria capacità parassita C (Fig.3.3.a) oppure da un circuito oscillante RLC parallelo (Fig.3.3.b).

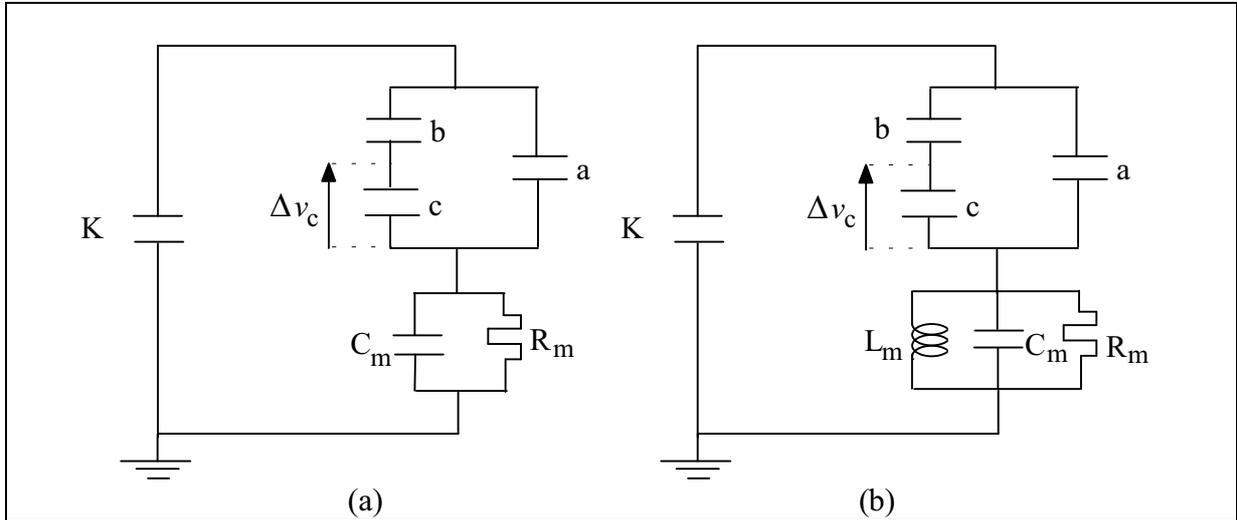


Fig. 3.3: Circuiti equivalenti per il rilevamento della carica apparente

Per il calcolo della tensione rilevata ai capi dell'impedenza di misura, basta ricordare (vedi cap. 2) che la scarica parziale nell'oggetto in prova provoca, nel tempo di circa 10^{-8} s, il trasferimento della carica $q_c = c * \Delta v_c$ tra le pareti dell'eventuale vacuolo presente nel dielettrico.

La diminuzione di tensione Δv_c ai capi della cavità si ripartisce tra la serie della capacità b con l'impedenza equivalente risultante dal parallelo della capacità a con la serie tra la capacità K e la capacità C_m .

$$\Delta V_m = \Delta v_c \frac{K}{K + C_m} \frac{b}{b + \frac{KC_m}{K + C_m} + a} \quad (3.1)$$

ovvero,

$$\Delta V_m = \Delta v_c \frac{bK}{bK + bC_m + KC_m + aK + aC_m} \quad (3.2)$$

Poiché generalmente risulta

$$a \gg b \quad c \gg b \quad (3.3)$$

si ricava:

$$\Delta V_m \cong \Delta v_c \frac{bK}{KC_m + aK + aC_m} \quad (3.4)$$

che può essere scritta in funzione di q_c :

$$\Delta V_m \cong \frac{q_c}{c} \frac{bK}{KC_m + aK + aC_m} \quad (3.5)$$

Ricordando la definizione di carica apparente e la relazione (2.15) tra q_a e q_c , si ottiene, in definitiva:

$$\Delta V_m \cong q_a \frac{1}{a + C_m \left(1 + \frac{a}{K}\right)} \quad (3.6)$$

Nel caso di Fig.3.3.a, la capacità C_m si scarica sulla resistenza R_m secondo una legge del tipo:

$$V_m(t) = \Delta V_m * \exp\left(-\frac{t}{R_m C_{eq}}\right) \quad (3.7)$$

dove C_{eq} è la capacità equivalente vista dai morsetti di misura AB:

$$C_{eq} = C_m + \frac{K\left(a + \frac{bc}{b+c}\right)}{K + a + \frac{bc}{b+c}} \cong C_m + \frac{Ka}{K+a} \quad (3.8)$$

Dalla (3.7), sostituendo la (3.6) e la (3.8), si perviene all'espressione della variazione di tensione ai capi dell'impedenza di misura, in seguito ad una scarica parziale:

$$V_m(t) = q_a \frac{1}{a + C_m \left(1 + \frac{a}{K}\right)} * \exp(-\alpha t) \quad (3.9)$$

in cui $\alpha^{-1} = R_m C_{eq}$.

Dalla (3.9) si possono trarre le seguenti conclusioni:

- l'altezza dell'impulso è proporzionale alla carica apparente q_a ed è indipendente dalla resistenza R . Il segnale di tensione decade con legge esponenziale secondo la costante di tempo $\tau = R_m C_{eq}$;
- un valore piccolo della resistenza R_m consente di diminuire il valore della costante di tempo τ e avere in uscita un impulso di breve durata, assicurando così la possibilità di registrare più impulsi successivi;
- la capacità di accoppiamento è indispensabile: se $K \rightarrow 0$, allora anche $\Delta V_m \rightarrow 0$;
- l'ampiezza dell'impulso misurato è inversamente proporzionale alla capacità dell'oggetto in prova.

E' inoltre importante osservare che è necessario limitare il segnale a frequenza industriale ai capi dell'impedenza di misura per evitare la saturazione dell'amplificatore. A questo scopo, si può scegliere di aumentare il valore della capacità C_m (che però comporterebbe anche una riduzione dell'ampiezza del segnale ad alta frequenza generato dalla scarica parziale), o anche ridurre il valore della resistenza R_m , ovvero porre in parallelo ad essa una induttanza L_m che presenti bassa impedenza a frequenza industriale.

In quest'ultimo caso, se Z_m fosse costituita da un circuito RLC (Fig.3.2.b), poiché generalmente accade che $4R_m^2 C_{eq} > L_m$, la risposta in tensione diverrebbe:

$$V_m(t) = q_a \frac{1}{a + C_m \left(1 + \frac{a}{K}\right)} \exp(-\alpha t) \left[\cos(\omega_0 t) - \frac{\alpha}{\omega_0} \sin(\omega_0 t) \right] \quad (3.10)$$

$$\text{in cui } \alpha = \frac{1}{2R_m C_{eq}} \text{ e } \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC_{eq}} - \frac{1}{4R_m^2 C_{eq}^2}}.$$

Ne risulta che la tensione ai capi dell'impedenza di misura è composta da un termine di smorzamento e un termine oscillatorio, con valor massimo proporzionale, anche in questo caso, alla carica apparente relativa alla scarica parziale nell'oggetto in prova.

Le relazioni (3.9) e (3.10) mettono in evidenza come l'impedenza di misura, insieme all'oggetto in prova e al condensatore di accoppiamento, determini la durata e la forma degli impulsi di tensione che vengono misurati e, di conseguenza, le caratteristiche dell'amplificatore, la cui larghezza di banda deve accordarsi con lo spettro di frequenze del segnale da misurare.

E', inoltre, ben evidente, che non è facile calcolare la costante di proporzionalità tra la carica apparente q_a che interessa l'oggetto in prova in seguito alla scarica parziale e l'ampiezza della tensione rilevata ai capi dello strumento di misura e, se anche si procedesse per via analitica al calcolo della funzione di trasferimento, l'operazione di calcolo dovrebbe essere ripetuta ogni qualvolta si cambia la configurazione geometrica del sistema di misura oppure si sostituisce l'oggetto in prova o se ne modificano le connessioni, per tener conto delle variazioni di capacità del provino e delle capacità parassite. Per questi motivi si procede sperimentalmente, effettuando l'operazione di taratura con il sistema nelle esatte condizioni di prova; con circuito di alimentazione in alta tensione aperto, si inietta, tramite un calibratore, un impulso di carica di ampiezza nota ai capi del provino e si esamina la conseguente deflessione verticale sull'oscilloscopio.

In Fig.3.4 è presentato il circuito di calibrazione normalmente utilizzato:

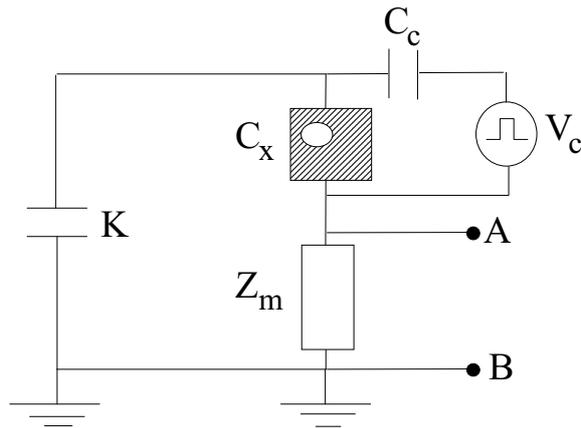


Fig.3.4: Circuito di calibrazione

Il calibratore è generalmente costituito da un generatore di tensione a onda quadra posto in serie ad una capacità C_c di pochi picoFarad, molto più piccola della capacità C_x . La carica Q_x iniettata nell'oggetto in prova è facilmente valutabile:

$$Q_x = V_c \frac{C_c C_x}{C_c + C_x + \left(\frac{K C_m}{K + C_m} \right)} \quad (3.11)$$

Poiché, generalmente, risulta

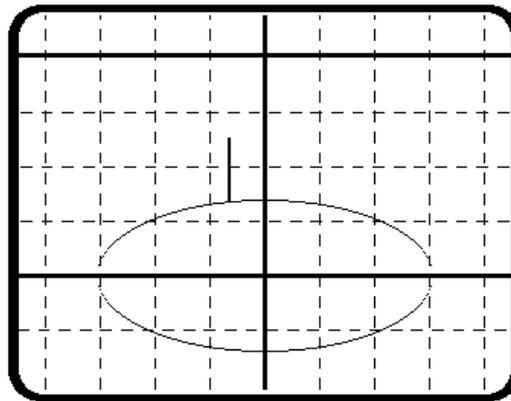
$$\begin{aligned} K &\gg C_m \\ C_x &\gg C_m \\ C_x &\gg C_c \end{aligned} \quad (3.12)$$

Allora, dalla (3.11), la carica Q_x , che simula la carica apparente, diviene:

$$Q_x = V_c C_c \quad (3.13)$$

Sul display dell'oscilloscopio appare l'impulso di calibrazione che può essere opportunamente dimensionato (Fig.3.5) per fissare la desiderata deflessione verticale (picoCoulomb/divisione). In questo modo si stabilisce una semplice relazione tra l'immagine sullo schermo e l'entità della scarica parziale indipendentemente dall'impedenza di misura, dalla lunghezza di banda, dal rapporto di trasformazione ecc.

Calibration Signal 100 [pC]



F2

New Calibration

F8

Save And Exit

Fig.3.5: Impulso di calibrazione da 100pC

Il grande vantaggio della misura diretta risiede nella sua semplicità, per cui essa viene normalmente usata nelle prove di routine su prodotti industriali. Purtroppo, con questa configurazione, non è possibile poter distinguere tra segnali provenienti dall'oggetto in prova e segnali esterni: se è necessaria questo tipo di distinzione si preferisce allora la misura con il metodo del ponte bilanciato.

3.2 Circuito a ponte bilanciato

Il circuito di misura a ponte bilanciato, proposto per la prima volta nel 1961 da Kreuger [2], è mostrato in Fig.3.6. L'oggetto in prova C_x costituisce un ramo in alta tensione del ponte ed è accoppiato a un condensatore campione C_s :

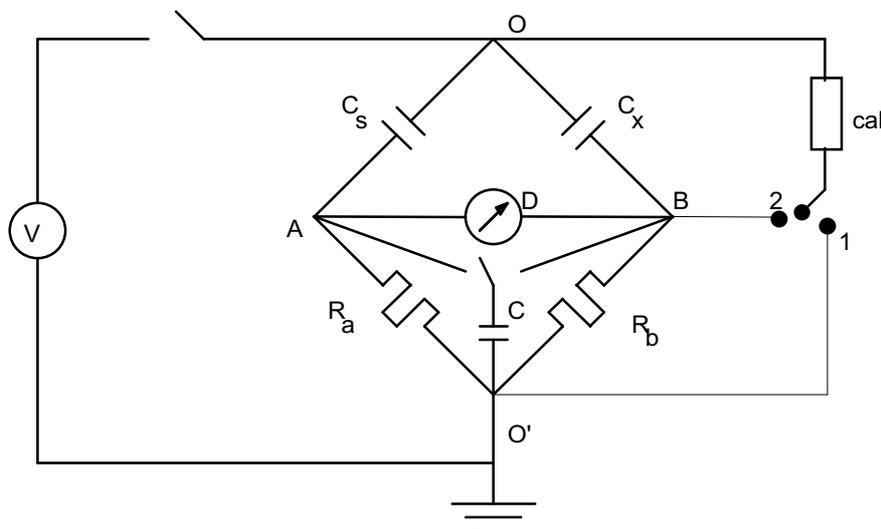


Fig. 3.6: Circuito a ponte bilanciato

In un ponte perfettamente equilibrato, qualunque sia la tensione applicata tra i punti O e O', la tensione tra i punti AB della diagonale del ponte è sempre nulla. Allora, qualunque segnale rilevato tra A e B non dipenderà dal circuito di alimentazione o da eventuali disturbi esterni al ponte e, se si ritiene che il condensatore di accoppiamento sia esente da scariche parziali, questo

segnale potrà essere direttamente associato alla scarica parziale nell'oggetto in prova.

E' comunque vero che, se la caratteristica ($\text{tg}\delta$ -frequenza) dell'oggetto in prova differisce da quella del condensatore campione, non è possibile ottenere la soppressione di tutte le frequenze non desiderate e, di conseguenza, un perfetto bilanciamento del ponte.

In questo caso conviene procedere all'equilibratura utilizzando un generatore di tensione ad onda quadra che contenga tutte le frequenze comprese nella banda passante dell'amplificatore di misura. Si può allora applicare un calibratore tra il punto O in alta tensione e il punto di terra O' (posizione 1 del calibratore in Fig.3.4), iniettando una carica $V_c \cdot C_c$ ai capi del ponte, e agire sulle impedenze variabili per avere un segnale nullo sulla diagonale di rilevazione AB.

Se l'oggetto in prova è schematizzato con una capacità C_x in serie ad una resistenza R_x , ponendo la capacità C in parallelo a R_a , le equazioni di equilibrio del ponte sono:

$$\begin{aligned} \frac{R_x}{R_b} &= \frac{C_a}{C_s} \\ \frac{C_x}{C_s} &= \frac{R_a}{R_b} \\ \text{tg}\delta &= \omega R_x C_x = \omega C_a R_a \end{aligned} \quad (3.14)$$

In Fig.3.7 è rappresentato un segnale, simulante un disturbo esterno dell'entità di 200 pC, rilevato ai capi della diagonale del ponte, prima della equilibratura. In Fig.3.8 è, invece, raffigurato lo stesso segnale ad equilibratura avvenuta: il disturbo è ora compreso nella soglia di rumore dello strumento rilevatore.

Setup file: TVOIL_A

Bridge Balancing

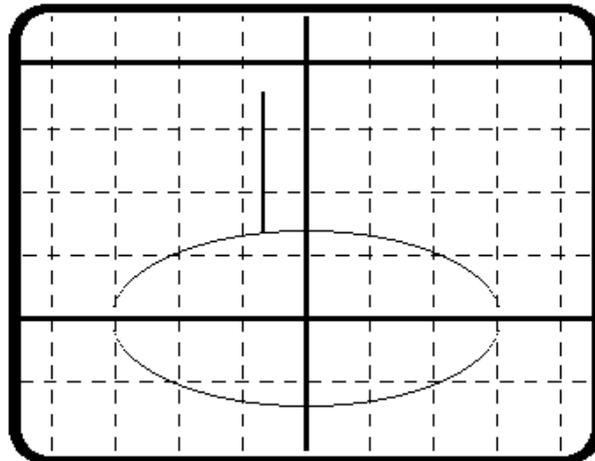


Fig.3.7: Segnale di disturbo da 200pC, prima dell'equilibratura del ponte

Setup file: TVOIL_A

Bridge Balancing

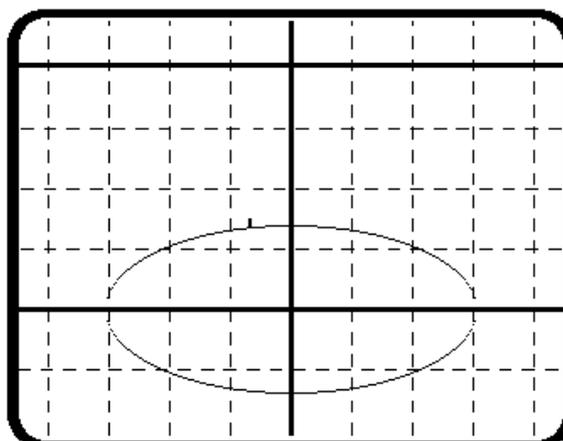


Fig.3.8: Segnale di disturbo da 200pC, dopo l'avvenuta equilibratura del ponte

Una volta equilibrato il ponte, si può procedere con la *calibrazione*. Questa si rende necessaria in quanto, come già precisato nei paragrafi precedenti, anche in questo caso non risulta facile calcolare la costante di proporzionalità tra la carica apparente q_a che interessa l'oggetto in prova in seguito alla scarica parziale e l'ampiezza della tensione rilevata ai capi della diagonale AB del ponte. Il calibratore viene posto ai capi di C_x in prova nella posizione 2 di Fig.3.4, in modo da iniettarvi una carica di ampiezza nota, mentre si rileva la conseguente deflessione verticale sull'oscilloscopio.

Terminata la calibrazione si riporta il calibratore nei punti O e O' e si valuta la qualità del bilanciamento, descritta dal rapporto di reiezione m definito come il rapporto tra la deflessione verticale rilevata con il calibratore in posizione OB (pC/mm) e la deflessione con il calibratore in posizione OO' (pC/mm). I rapporti di reiezione raggiungibili attualmente sono:

- $m=5000$ per provini uguali e ben schermati;
- $m=100\div 500$ per provini diversi costituiti dallo stesso materiale;
- $m=3\div 30$ per un semplice bilanciamento con un condensatore campione;

Al termine di tutte queste operazioni preliminari si può procedere alla misura di scariche parziali. Per valutare il segnale di scarica sulla diagonale di misura AB, basta ripetere i ragionamenti già descritti nel caso di rilevamento con misura diretta; ogni considerazione svolta prima per il circuito di misura diretta può ora essere riformulata anche per un circuito a ponte bilanciato.

3.3 Misure assistite dal calcolatore

Il segnale di tensione rilevato tramite la misura diretta o a ponte può essere studiato seguendo due approcci differenti che si sono rapidamente diffusi quando l'uso del calcolatore è divenuto pratica comune in tutte le misure di laboratorio e che costituiscono le due differenti metodologie mediante le quali viene oggi affrontato lo studio delle scariche parziali.

3.3.1 Il metodo time-resolved

Il primo metodo, denominato Time Resolved Measurement (TRM), consiste nel rilevare

quella che viene definita la “vera forma” del segnale di scarica durante le poche decine di nanosecondi in cui avviene il trasferimento di carica in un difetto all’interno di un materiale isolante.

Già intorno agli anni ‘60, Raether [5] fece uso di questa tecnica per i suoi studi sui meccanismi di scarica nei gas, ma è solo negli ultimi anni, con l’introduzione di sempre più sofisticati e veloci oscilloscopi digitali, che questa metodologia di misura ha preso nuovo vigore.

Infatti, questo tipo di acquisizione richiede l’adozione di amplificatori con bande passanti dell’ordine di alcune centinaia di MHz e una correlata frequenza di campionamento per la conversione analogico-digitale. Ne consegue che l’acquisizione dei segnali implica l’occupazione di una notevole quantità di memoria e, pertanto, la durata di una registrazione continua è sempre dell’ordine di poche decine di secondi.

Così come già evidenziato nei paragrafi precedenti, il circuito di misura determina la forma dell’impulso di tensione ai capi dell’impedenza di misura; condizione necessaria per la riproduzione fedele dell’impulso di scarica è allora che la costante di tempo τ del circuito che fornisce la corrente apparente sia molto più piccola della costante di tempo del processo di scarica nella cavità.

Il valore della minima costante di tempo τ è pertanto determinato dalla velocità con cui si sviluppa la scarica nel vacuo e dipende dal meccanismo con cui essa si manifesta: se la scarica è di tipo Townsend, τ può essere scelta nell’intervallo tra qualche nanosecondo e alcune decine di nanosecondi, mentre, nel caso di scarica streamer, τ deve tipicamente non superare il centinaio di picosecondi.

La tecnica TRM è stata applicata con successo per differenti tipi di applicazioni:

- a) localizzazione di difetti in cavi per alta tensione e in stazioni in isolamento gassoso [6];
- b) soppressione di disturbi esterni e innalzamento della sensibilità della misura [7];
- c) studio del fenomeno fisico all’interno del difetto [3] e del relativo invecchiamento del dielettrico [4].

Gli svantaggi maggiori riguardano le difficoltà nella realizzazione di un buon circuito di misura che consenta di evitare la distorsione del segnale nel suo cammino verso il rivelatore.

3.3.2 Il metodo classico

Il secondo metodo è quello che viene definito “metodo classico”, nel quale non interessa la forma dell’impulso di scarica ma solo la sua ampiezza (proporzionale alla carica messa in gioco durante una scarica parziale) e l’istante di manifestazione della scarica (o l’angolo di fase per prove in AC).

In questo caso, i segnali sono amplificati con un rivelatore avente ampiezza di banda dell’ordine di alcune centinaia di kHz, per cui la frequenza del convertitore analogico digitale può essere limitata al MHz. Gli impulsi sono raffigurati su una ellisse rappresentante un ciclo della tensione di prova, in posizione corrispondente all’angolo di fase in cui è avvenuta la scarica (Fig.3.9).

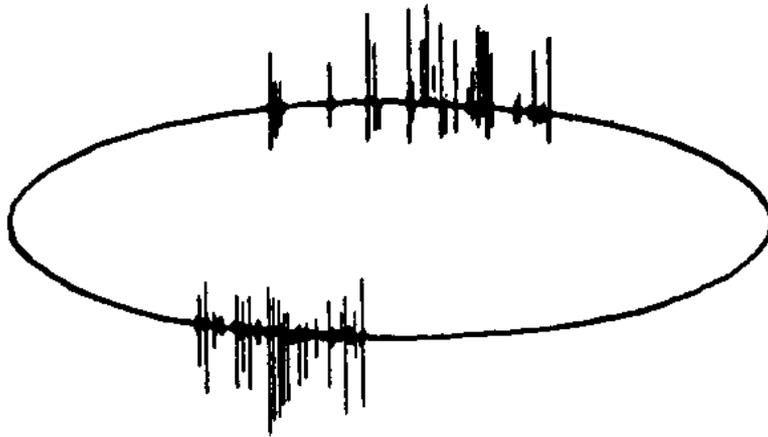


Fig.3.9: Raffigurazione degli impulsi di scarica con metodo di rilevamento classico

L'occupazione di memoria è molto modesta perché non interessa la forma del segnale ma solo il suo valore di picco, ed è quindi possibile condurre prove anche molto lunghe, seguendo l'evoluzione temporale del processo di scarica. Il problema fondamentale di un'analisi di questo tipo, così come sarà chiarito più avanti, deriva dalla necessità di introdurre un cosiddetto tempo morto (dead-time), durante il quale non è possibile alcuna registrazione di scariche e che può comportare la perdita di un gran numero di informazioni se l'intervallo di tempo intercorrente tra una scarica e la successiva è molto più piccolo del dead-time dell'apparecchiatura di misura.

In genere i rilevatori convenzionali di scariche parziali consentono di amplificare il segnale con tre diverse bande di frequenza cui corrispondono i segnali di risposta riportati in Fig.3.10. Il segnale (a) si riferisce all'uscita di un amplificatore a larga banda (40-400kHz), il segnale (b) è fortemente smorzato rispetto al primo e si ricava con una larghezza di banda più piccola (130-160kHz) mentre il segnale (c) si riferisce all'uscita da un amplificatore a banda stretta (70-80kHz) e, dato il suo carattere fortemente oscillatorio, è quello meno utilizzato nella pratica.

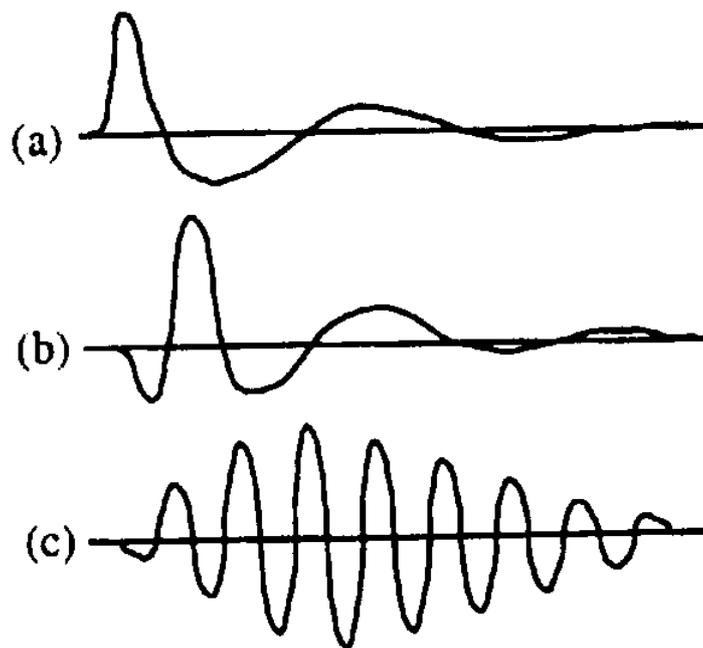


Fig.3.10: Impulso di scarica ottenuto con rilevazione tramite “metodo classico”

La scelta tra le diverse bande di frequenza è dettata dalla presenza di eventuali disturbi a frequenza ben determinate che possono eventualmente essere soppressi da una giusta selezione della larghezza di banda; generalmente, però, in tutti i sistemi la frequenza di taglio superiore è sempre inferiore ai 500kHz per impedire le interferenze con le frequenze radio AM che comunemente sono comprese tra i 540 e i 1600kHz.

Poiché, ai fini della misura, interessano solo l'istante in cui si manifesta il segnale e il suo valore di picco, non è necessario acquisire tutta la forma d'onda, da cui ne consegue una occupazione di memoria veramente esigua.

E' però importante avere indicazioni sulla durata di una singola onda completa perché questa influisce notevolmente sulla risoluzione del sistema di rilevazione. Per acquisire una nuova scarica è infatti necessario che il segnale precedente si porti stabilmente al di sotto di una soglia minima di rumore prefissata; è cioè necessario aspettare un tempo morto, il cosiddetto *dead-time*, durante il quale è impossibile ogni acquisizione. E' evidente che un segnale con un'oscillazione molto lenta comporta la perdita di un numero maggiore di impulsi che un segnale fortemente smorzato, per cui si sconsiglia l'adozione di un filtro a banda larga quando la frequenza dei segnali di scarica è particolarmente elevata.

Dalle considerazioni sopra svolte è possibile ricavare la struttura classica hardware per un sistema digitale di rilevamento delle scariche parziali; esso può essere composto di due parti: una relativa alla acquisizione del valore di picco del segnale in uscita dal rilevatore, l'altra relativa alla determinazione dell'angolo di fase (Fig.3.11).

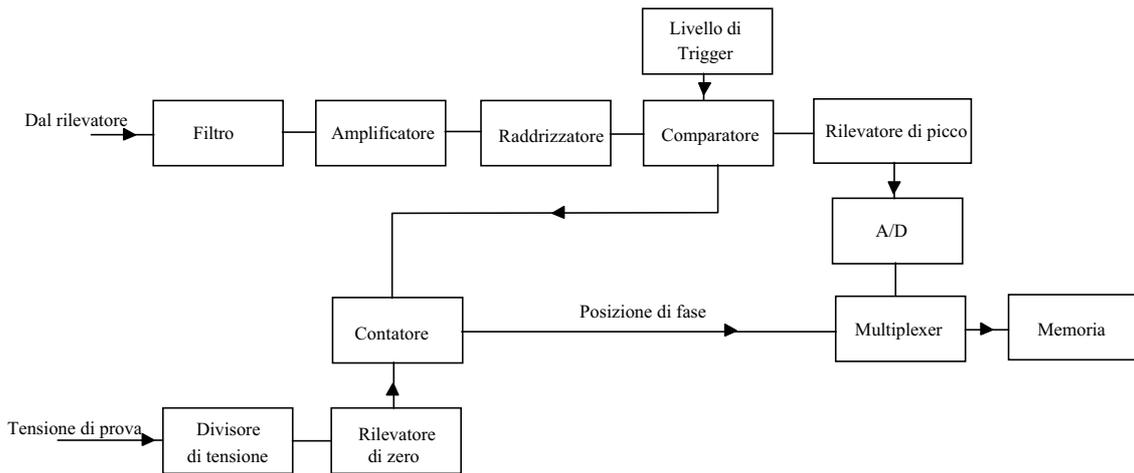


Fig.3.11: schema a blocchi per l'acquisizione al calcolatore di scariche in AC

Il segnale in uscita dal rivelatore viene dapprima amplificato e filtrato e successivamente inviato ad un raddrizzatore. Se l'uscita supera un livello di trigger scelto via software, essa viene mandata a un circuito "peak and hold" che fornisce un segnale in tensione pari al valore di picco dell'onda in ingresso; tale segnale viene poi inviato al convertitore A/D per la conversione analogico-digitale.

Contemporaneamente, non appena il comparatore rileva la presenza di un segnale pronto per la acquisizione, il contatore, sincronizzato con la tensione di prova, viene abilitato per fornire l'istante e quindi la posizione di fase relativa alla scarica in questione.

3.3.3 L'acquisizione delle scariche parziali in DC

Così come discusso nel secondo capitolo, i segnali di scariche parziali in DC hanno la caratteristica di avere sempre la stessa polarità, dettata dalla polarità della tensione di alimentazione. Questa particolarità consente di poter distinguere facilmente tra segnali nel provino e segnali provenienti da altre parti del circuito, che provocano la circolazione di correnti di polarità opposta (Fig.3.12).

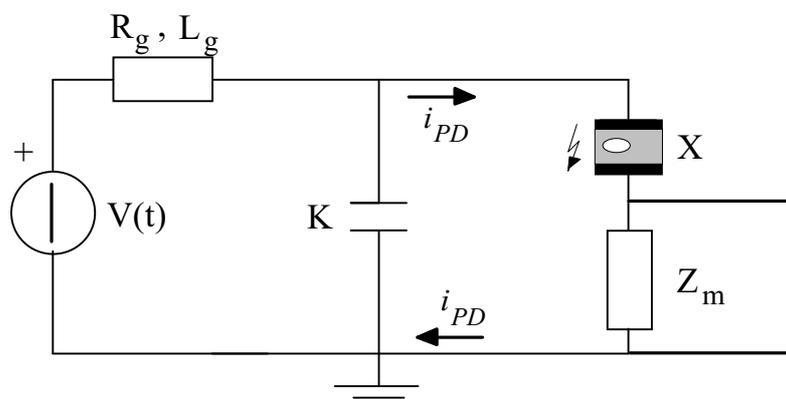


Fig.3.12: Rilevamento con metodo diretto di scariche parziali in DC

Un buon sistema hardware per il rilevamento di scariche parziali in DC deve pertanto differenziarsi da un sistema di acquisizione in AC proprio perché deve essere in grado di

sfruttare questa possibilità di discriminazione tra gli impulsi.

In principio esso può essere costituito da 4 parti ben distinte (Fig.3.13):

1. un rivelatore tradizionale, con ampiezza di banda di 200kHz, che in uscita fornisce un segnale la cui ampiezza è proporzionale alla carica messa in gioco da una scarica parziale e il cui segno dipende dalla polarità della corrente che fluisce nel circuito di misura;
2. un sistema condizionatore di segnale, che seleziona solo impulsi di una determinata polarità, prefissata via software, e che, tramite un livello di trigger, distingue i segnali dal rumore di fondo. Un circuito rivelatore di picco fornisce poi un segnale proporzionale al valor massimo dell'impulso di scarica, che viene inviato per la conversione analogico-digitale;
3. una scheda di acquisizione, che include un convertitore A/D per rilevare la ampiezza del segnale di scarica, un timer per acquisire l'istante di occorrenza della scarica, un convertitore D/A per fornire il segnale di trigger al circuito di comparazione;
4. un computer, per la memorizzazione e elaborazione dei dati.

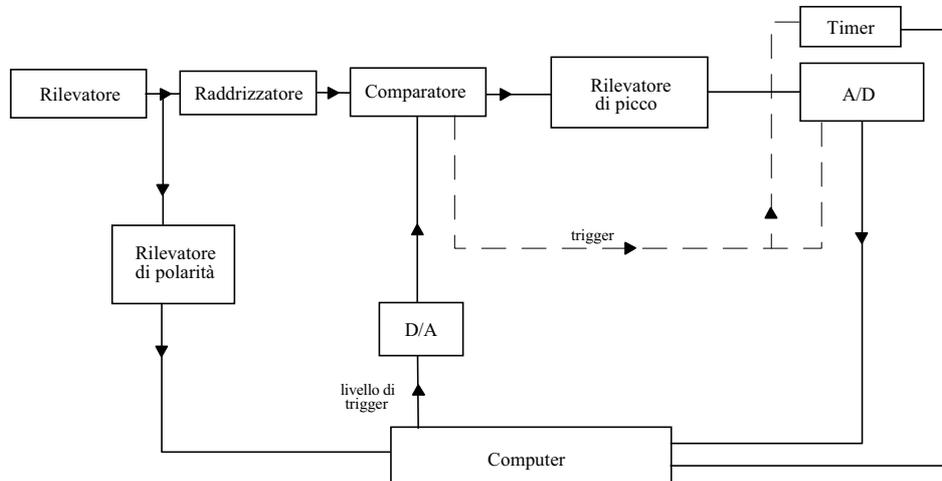


Fig.3.13: schema a blocchi per l'acquisizione al computer di scariche in DC

La soppressione dei segnali di polarità non desiderata è accompagnata da una perdita di dati, in quanto, durante l'intervallo di tempo t_{dead} in cui il segnale viene scartato, non è possibile la registrazione di altre scariche e una nuova acquisizione può cominciare solo quando il segnale in ingresso si è portato al di sotto della soglia di rumore. la misura di scariche parziali deve perciò essere accompagnata da una stima, seppur approssimata, della perdita di dati durante il generico intervallo di prova t_{meas} .

Bibliografia

- [1] A.E.W.Austen and S.Whitehead, "Discharges in Insulation under Alternating Current Stresses", Journal IEE, Vol.88, Part II, pp.18-23, 1941.
- [2] F.H.Kreuger, *Detection and Location of Discharges in Plastic-insulated HV Cables*, Thesis Delft University 1960.
- [3] J.C.Devins, "The Physics of Partial Discharges in Solid Dielectrics", IEEE Trans on Elec. Ins., Vol. EI-19, No.5, pp.475-495, 1984
- [4] P.H.F.Morshuis, F.H.Kreuger, "Relation between Time-resolved Discharge parameters

and Aging”, Proc. 6th Int. Conf. on Dielectric Materials, Measurements and Applications, Manchester, 1992.

- [5] H.Raether, “*Electron Avalanches and Breakdown in Gases*”, Butterworths, London, 1964
- [6] F.H.Kreuger, M.G.Wezenburg, A.G.Wiemer, W.A.Sonneveld, “Errors in the Location of Partial Discharges in High Voltage Solid Dielectri Cables”, IEEE Electr. Ins. Mag.,No.9, pp.15-23, 1993.
- [7] G.C.Stone, H.G.Sedding, N.Fujimoto, J.M.Braun, “Practical implementation of ultrawideband Partial discharge Detectors”, IEEE Trans. on Elec. Ins., Vol. EI-27, pp.70-81, 1992.

4. La diagnostica

La diagnostica, associata a misure di scariche parziali su un oggetto qualsiasi, si propone l'obiettivo del riconoscimento e della localizzazione dei difetti nell'isolamento elettrico, al fine di ottenere informazioni utili sul processo di scarica e sul suo sviluppo, per poter così intervenire o preventivamente in fase di progettazione e produzione per garantire la qualità del prodotto oppure in esercizio per assicurarne la migliore condizione di funzionamento.

A tal fine risulta necessaria un'attenta interpretazione dei dati raccolti per poter identificare lo stato dell'isolamento e dare una stima della durata di vita del componente in prova.

Come riportato nei capitoli precedenti, la scarica parziale induce il trasferimento di una cosiddetta "carica apparente" tra gli elettrodi del sistema di isolamento e, quindi, la circolazione di una corrente transitoria in un'opportuna impedenza di misura Z_m ; la lettura del valore di picco della tensione transitoria ai capi di Z_m consente di determinare il valore della "carica apparente" correlata alla scarica parziale.

La sola conoscenza del valore di carica indotta sull'elettrodo di misura non ci consente però di ottenere alcuna interpretazione sul fenomeno di scarica in corso in quanto legato, per esempio, non solo al tipo di difetto (geometria, dimensione), ma anche al tipo di materiale costituente l'isolamento o al gas in cui si sviluppa la scarica. La sua ampiezza e frequenza dipende, inoltre, dalla disponibilità di elettroni primari che possano dar luogo alla valanga elettronica e, poiché ogni scarica successiva è legata alla formazione di nuova carica in corrispondenza del difetto, essa dipende dalla posizione da esso occupata nel sistema in esame e, quindi, dalla distribuzione di campo in quella regione.

Se poi si considera che l'ampiezza di un segnale in ingresso al rilevatore può essere la risultante di più scariche avvenute "contemporaneamente", cioè in tempi più piccoli del tempo di risoluzione del sistema di misura, e che questo segnale può essere sovrapposto ad eventuali segnali di rumore provenienti dall'ambiente esterno, si capisce che l'interpretazione dei dati in nostro possesso deve essere necessariamente basata su un loro opportuno trattamento e una loro manipolazione.

Per molti anni, in passato, la diagnostica si è effettuata visivamente, esaminando le figure di scarica ottenute tramite la sovrapposizione degli impulsi ad alta frequenza ad una ellisse rappresentante un ciclo della tensione di alimentazione. In questo modo era possibile osservare la distribuzione degli impulsi di scarica in funzione dell'angolo di fase e valutare se un particolare tipo di scarica assumeva, nella configurazione attuale, una sua forma ben precisa, tale da poter essere facilmente distinta da quelle create in condizioni di prova differenti.

Il risultato di queste considerazioni fu l'elaborazione di un documento redatto nel 1969 da un gruppo di lavoro della CIGRE [1] in cui sono tracciate le direttive per il riconoscimento dei diversi tipi di scariche parziali: a tal proposito, le figure 4.1.a e 4.1.b mostrano, rispettivamente, un esempio delle immagini ottenute per scariche in cavità (che si caratterizzano per il loro andamento simmetrico) e scariche corona (che si presentano generalmente concentrate in un ristretto angolo di fase):

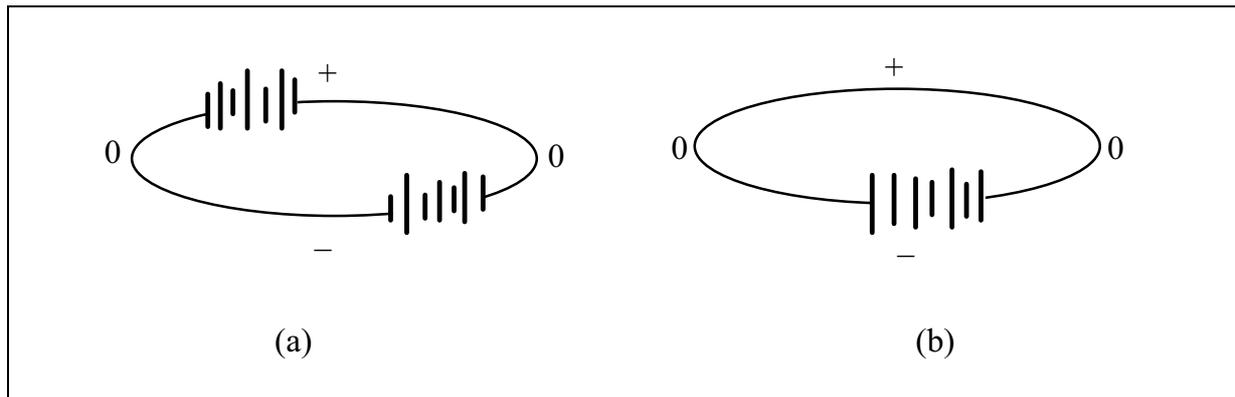


Fig.4.1: Scariche parziali in cavità (a) e scariche corona (b)

A causa, però, del comportamento stocastico del processo di scarica, il riconoscimento risultava quasi sempre molto difficile e, soprattutto, legato alla abilità e all'esperienza dell'operatore.

Sebbene questo tipo di diagnostica sia tuttora in uso, l'utilizzo sempre più diffuso del computer ha aperto nuove strade e possibilità, consentendo una più facile manipolazione e catalogazione dei dati, nonché fornendo strumenti sempre più sofisticati per la loro elaborazione.

Numerosi sono stati i tentativi di trovare un algoritmo opportuno di elaborazione dei dati, per giungere poi alla identificazione della scarica: Okamoto e Tanaka [2] sono stati tra i primi ad introdurre opportune distribuzioni statistiche di dati, a caratterizzarle con alcuni parametri predefiniti e, tramite questi, a distinguere differenti sorgenti di scariche parziali; Hozumi et al. hanno, invece, fatto ricorso all'utilizzo di reti neurali [3], mentre Zaengl et al. hanno considerato la possibilità di introdurre l'analisi frattale per il riconoscimento delle scariche [4, 5]. Tra queste tecniche, quella che più rapidamente si sta diffondendo in ambito scientifico e industriale è basata sulla valutazione di opportuni parametri statistici in grado di discriminare tra i diversi tipi di scarica e sarà argomento del prossimo paragrafo.

4.1 La diagnostica tramite parametri statistici

Il principio su cui si basa questa tecnica di diagnostica assistita dal calcolatore consiste nel rilevare, durante una prova di scariche parziali, tre grandezze fondamentali, che possono essere definite come quantità base:

- l'ampiezza di scarica q_i , cioè il valore di picco del singolo impulso di scarica;
- l'angolo di fase φ , che rappresenta in gradi la fase del ciclo della tensione di prova in corrispondenza della quale avviene la scarica;
- la tensione di innesco V_i , cioè il valore istantaneo della tensione applicata nell'istante di scarica.

Dalle quantità base possono poi essere dedotte delle grandezze secondarie, che, per semplicità, possono essere divise in tre gruppi distinti, a seconda che esse siano analizzate in funzione del tempo, in funzione dell'ampiezza di scarica oppure dell'angolo di fase φ .

Il primo gruppo di grandezze consiste di quantità che possono essere valutate nel tempo sia nella semionda positiva che nella semionda negativa della tensione di alimentazione.

Possiamo pertanto determinare, per esempio:

- l'energia $w(t)$ dissipata;
- il numero di scariche $N_q(t)$;
- la corrente media di scarica $i(t)$;
- l'ampiezza massima di scarica $q_{max}(t)$;
- l'ampiezza media di scarica $q_{mean}(t)$, ecc.

Il secondo gruppo di quantità dedotte è costituito dallo spettro degli impulsi di scarica, ossia la distribuzione $H(q)$ del numero di scariche manifestatesi, in funzione dell'ampiezza di scarica q e la distribuzione $H(w)$ del numero di scariche in funzione della energia dissipata, così come mostrato in Fig.4.2 per le scariche superficiali.

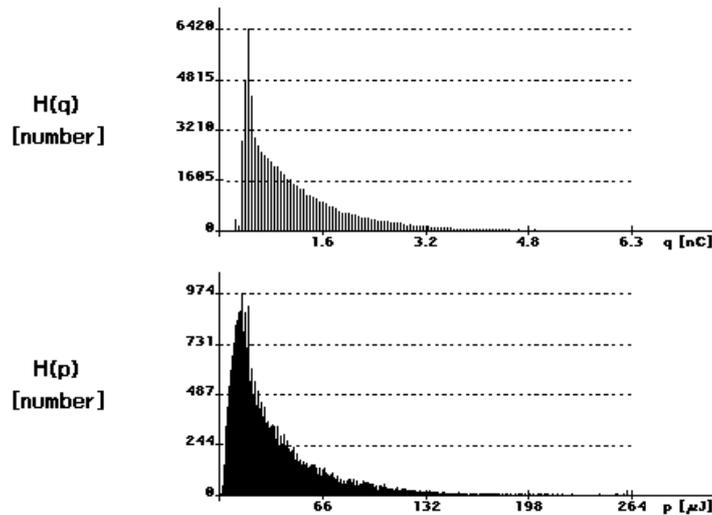


Fig.4.3: Distribuzioni $H(q)$ e $H(w)$ per scariche superficiali

Il terzo gruppo comprende quantità espresse in funzione dell'angolo di fase φ , che, pertanto, potrebbero essere rappresentative della ripetitività del fenomeno di scarica parziale e delle condizioni di innesco della scarica.

Il ciclo della tensione di prova viene suddiviso in un numero prefissato di finestre temporali, ognuna corrispondente ad un ben determinato intervallo di fase (Fig.4.3); in ognuna di queste finestre viene poi fatta una valutazione statistica dei singoli eventi di scarica.

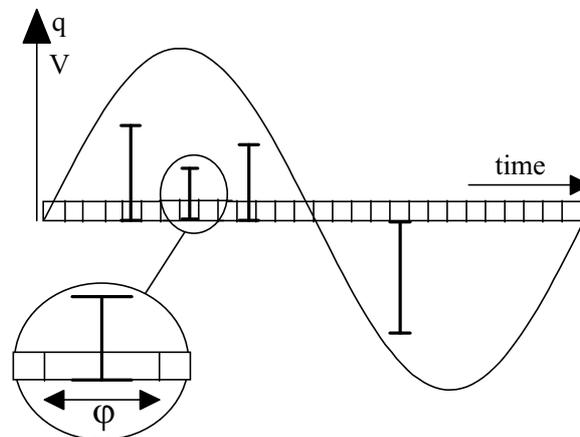


Fig.4.3: Creazione delle finestre di fase per un ciclo della tensione di alimentazione

Ne risultano le seguenti distribuzioni:

- distribuzione del numero di impulsi $H_n(\varphi)$, che rappresenta il numero di scariche parziali osservate in ogni finestra temporale in funzione dell'angolo di fase;
- la distribuzione dell'ampiezza massima di scarica $H_{qmax}(\varphi)$, che descrive il valor massimo di scarica osservato in ognuna delle finestre temporali, in funzione dell'angolo di fase φ ;
- la distribuzione dell'ampiezza media degli impulsi di scarica $H_{qm}(\varphi)$, che può essere ottenuta dalla media aritmetica delle ampiezze di scarica rilevate in ciascuna delle finestre temporali.

E' chiaro che, se le distribuzioni sopra elencate mostrassero una forma ben precisa e caratteristica del tipo di difetto dal quale sono originate, potrebbero costituire un elemento essenziale per la classificazione delle scariche parziali.

E' pur vero, però, che il confronto visivo tra le varie distribuzioni e il successivo riconoscimento di una possibile fonte di scariche può risultare molto semplice quando le differenze tra esse sono notevoli, mentre diventa assai complicato quando, per caratterizzare un difetto, si richieda il confronto tra un numero molto maggiore di distribuzioni, ognuna con delle proprie caratteristiche peculiari.

Talvolta, per arrivare ad una rapida soluzione, possono bastare la capacità e l'esperienza dell'operatore in grado di cogliere le differenze tra le differenti forme di distribuzione generate; il più delle volte è preferibile avvalersi dei numerosi strumenti di calcolo oggi disponibili per caratterizzare numericamente il problema e creare degli algoritmi adeguati per la sua risoluzione.

L'ostacolo può pertanto essere superato se si pensa di caratterizzare le distribuzioni tramite alcuni parametri predefiniti che siano in grado di quantificare le informazioni in esse contenute.

Supponiamo allora di avere una funzione di distribuzione discreta $f(x)$, tale che:

$$f(x) = P(X = x_i) = p_i \quad (4.1)$$

in cui P è la funzione di probabilità, x_i è un valore discreto e p_i è il valore di probabilità per x_i .
Definite la media μ e la varianza σ^2 della distribuzione:

$$\mu = \sum x_i \cdot p_i \quad (4.2)$$

$$\sigma^2 = \sum (x_i - \mu)^2 \cdot p_i \quad (4.3)$$

si possono ricavare i seguenti operatori per la descrizione della distribuzione:

1. la skewness, Sk , che descrive la asimmetria della distribuzione rispetto ad una distribuzione normale:

$$Sk = \frac{\sum (x_i - \mu)^3 \cdot p_i}{\sigma^3}; \quad (4.4)$$

essa è nulla per una distribuzione simmetrica, positiva se la distribuzione è asimmetrica verso sinistra e negativa se lo è verso destra;

2. la kurtosis, Ku , che è un indice della “acutezza” della distribuzione rispetto alla distribuzione normale:

$$Ku = \frac{\sum (x_i - \mu)^4 \cdot p_i}{\sigma^4}; \quad (4.5)$$

essa è zero se la distribuzione è normale, è positiva se la distribuzione è più aguzza e negativa se è più appiattita;

3. il cross correlation factor cc , che indica la differenza tra la distribuzione relativa alla semionda positiva e quella caratteristica della semionda negativa:

$$cc = \frac{\sum x_i y_i - \sum x_i \sum y_i / n}{\sqrt{\left[\sum x_i^2 - (\sum x_i)^2 / n \right] \cdot \left[\sum y_i^2 - (\sum y_i)^2 / n \right]}} \quad (4.6)$$

dove x_i e y_i si riferiscono rispettivamente alle due semionde della tensione di prova e n è il numero di finestre in una semionda. Un cross-correlation factor cc uguale a 0 indica una asimmetria totale, $cc=1$ indica una perfetta simmetria

4. Il numero di picchi P_e , che rende possibile la distinzione tra distribuzioni con un singolo picco e distribuzioni con diversi picchi:

$$P_e = \sum peak(x_i) \quad (4.7)$$

in cui $peak(x_i)=1$ se, nella finestra di fase x_i , la distribuzione è caratterizzata da un picco locale. Il picco locale nella finestra di fase può essere definito se contemporaneamente si verificano le seguenti condizioni:

$$\frac{dy_{i-1}}{dx_{i-1}} > 0 \quad e \quad \frac{dy_{i+1}}{dx_{i+1}} < 0 \quad (4.8)$$

in cui il rapporto $\frac{dy_{i\pm 1}}{dx_{i\pm 1}}$ è il coefficiente differenziale prima o dopo il possibile picco locale della distribuzione;

5. la asimmetria A_Q , è definita come il rapporto del livello medio di scarica nella semionda negativa e nella semionda positiva del ciclo della tensione di prova per le distribuzioni $H_n(\varphi)$, $H_{qmax}(\varphi)$, $H_{qn}(\varphi)$. Per esempio, nel caso della distribuzione dell'ampiezza media degli impulsi di scarica, essa risulta pari a

$$A_Q = \frac{Q_s^- / N_q^-}{Q_s^+ / N_q^+} \quad (4.9)$$

in cui il termine Q_s^\pm è la somma delle ampiezze di scarica e N_q^\pm è il numero di scariche. Il valore assunto da A_Q può variare tra -1 e +1: il valore +1 (-1) indica che esiste solo una distribuzione nella semionda negativa (positiva); il valore 0 ci dice che le distribuzioni nelle due semionde hanno la stessa ampiezza;

6. la asimmetria di fase A_φ , della distribuzione $H_{qn}(\varphi)$, necessaria per rilevare la differenza tra la tensione di innesco nella semionda positiva e in quella negativa del ciclo della tensione di alimentazione:

$$A_\varphi = \frac{\varphi_{inc}^-}{\varphi_{inc}^+} \quad (4.10)$$

dove φ_{inc}^\pm è la fase di innesco nelle semionde negativa e positiva.

In definitiva, è possibile ottenere un set di 29 parametri statistici che costituisce la cosiddetta fingerprint del problema (Fig.4.4); essa risulta l'analogia dell'impronta digitale che nelle indagini poliziesche permette di risalire all'identità di una persona; così, dopo un test di scariche parziali, la fingerprint consente di riconoscere un particolare tipo di scarica tra le tante e varie in precedenza catalogate.

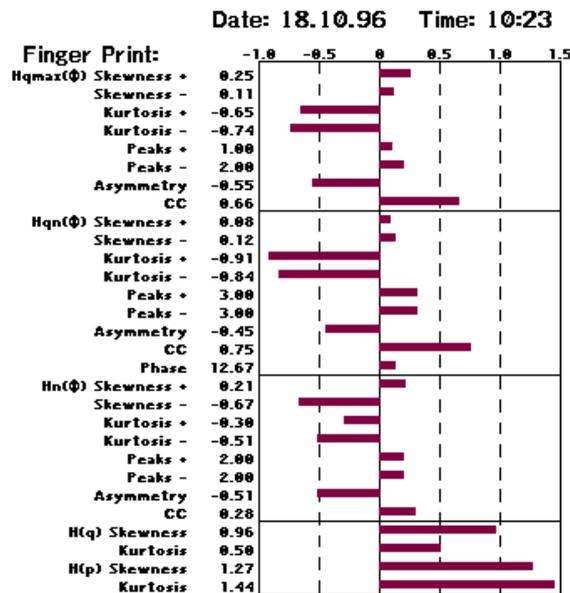


Fig.4.4: Esempio di fingerprint ricavata da una prova di scariche parziali

Se ne deduce che il riconoscimento di una determinata scarica può avvenire in seguito ad un processo articolato in due fasi:

- la costruzione di un data-base ben organizzato che contiene le fingerprints caratteristiche dei più comuni difetti;
- il confronto della fingerprint ottimale, determinata dopo la prova, con quelle contenute nel data-base.

Due sono pertanto gli obiettivi che devono essere raggiunti:

1. Poiché una data-base deve essere costruito collezionando le fingerprints di difetti di origine nota, è necessario verificare che queste differiscano effettivamente dalle altre fingerprints relative ad altri difetti, cioè che siano impronte digitali caratteristiche del difetto. E' pertanto necessario implementare un algoritmo in grado di **discriminare** le fingerprints tra loro, ossia in grado di suddividere le fingerprints di origine nota in gruppi ben distinti l'uno dall'altro.
2. Una volta formato il data base, è necessario elaborare degli algoritmi opportuni che consentano di confrontare la fingerprint di un difetto di origine sconosciuta con quelle contenute nel data-base e di **classificare** eventualmente il tipo di difetto.

I metodi di discriminazione e classificazione che hanno fornito i risultati più attendibili saranno l'oggetto dei due successivi paragrafi.

4.2 La discriminazione

Lo scopo fondamentale della fase di discriminazione consiste nel verificare che un insieme di fingerprints di origine nota, cioè ricavate da misure su un difetto ben determinato e conosciuto a priori, possano ritenersi caratteristiche di quel particolare difetto per poter costituire così un gruppo che possa essere distinto da quelli ricavati da prove su oggetti differenti e relativi a meccanismi di scarica o difetti diversi da quello in esame.

La discriminazione può anche essere utilizzata per trovare le differenze tra le fingerprints ricavate da prove su uno stesso difetto, per valutare, ad esempio, se, durante l'invecchiamento del materiale, possano essersi verificate le condizioni per un cambiamento dei processi di scarica interessanti il difetto stesso.

Alla fine del processo di discriminazione vengono ricavati diversi gruppi di fingerprints, ognuno relativo ad un particolare difetto, i quali possono essere collezionati per ottenere un data-base cui fare riferimento per la classificazione di scariche di origine sconosciuta.

E' facile rendersi conto che, se ogni fingerprint fosse caratterizzata, per esempio, da due soli parametri statistici S_1 e S_2 , la discriminazione in un sistema bidimensionale con assi S_1 e S_2 risulterebbe molto banale e potrebbe essere fatta anche visivamente. Nelle nostre analisi ci troviamo però di fronte a fingerprints caratterizzate non da due, bensì da 29 parametri statistici, ossia siamo costretti a lavorare in uno spazio a 29 dimensioni, per cui si rende necessario trovare gli algoritmi opportuni che riescano a trasformare lo spazio multidimensionale in uno spazio a due o al massimo a tre dimensioni, nei quali risulta molto più semplice operare.

Tra le tecniche di discriminazione più diffuse possiamo sicuramente citare la cosiddetta *cluster analysis*, che verrà brevemente descritta nel paragrafo successivo.

4.2.1 Cluster analysis

Con *cluster analysis* [8] si intende quel complesso di tecniche con le quali si tenta di risolvere il problema di raggruppare le unità di un collettivo, ognuna descritta da un insieme di p parametri, in un certo numero di gruppi o grappoli (*clusters*), in modo che le unità contenute in un gruppo siano omogenee tra loro rispetto ai p parametri considerati e ogni unità del collettivo sia inclusa in uno e un solo gruppo.

Questa tecnica risulta particolarmente utile non solo per la sua semplicità, ma soprattutto perché con essa si ottengono automaticamente i diversi gruppi che vengono rappresentati graficamente mediante una struttura ad albero detta *dendrogramma* che consente una immediata discriminazione.

Per la sua implementazione, esistono diversi algoritmi, che possono essere raggruppati in due grandi classi:

- 1) algoritmi scissori, in cui si parte da un unico gruppo formato da tutte le unità statistiche e lo si divide progressivamente in gruppi più fini;
- 2) algoritmi aggregativi, che hanno fornito i migliori risultati nella diagnostica relativa alle scariche parziali [9], i quali procedono con una serie di fusioni successive a partire dalle unità, fino alla fusione in un unico gruppo.

Nel caso particolare della tecnica di clustering aggregativa, denominata *average distance method*, i gruppi finali sono formati adottando la seguente procedura:

1. si dichiara ogni fingerprint come gruppo separato e si calcola la distanza d tra ogni gruppo

$$d_{i,j} = \sqrt{\sum_{n=1}^p (x_{in} - x_{jn})^2} \quad (4.11)$$

in cui $d_{i,j}$ è la distanza tra i gruppi i e j , x_{jn} è l' n -simo parametro caratteristico del gruppo j e p è il numero dei parametri caratteristici;

2. i due gruppi separati dalla minima distanza sono fusi insieme a costituire un unico gruppo, cosicché il numero totale di gruppi si riduce di uno;
3. si calcolano di nuovo le distanze tra i rimanenti gruppi. Con l'*average distance method* si valuta in particolare la distanza media tra due gruppi distinti

$$d_{(ij),k} = \text{avg}(d_{i,k} ; d_{j,k}) \quad (4.12)$$

dove $d_{(i,j),k}$ è la distanza tra il gruppo k e il gruppo (i,j) ;

4. si ripetono i passi 2 e 3 finché non si sia formato un unico gruppo finale.

Il classico *dendrogramma* che si ricava dopo aver seguito i passi da 1 a 4 è mostrato in Fig.4.5, in cui la scala percentuale mostra la dissimilarità tra le fingerprints, calcolata relativamente alla distanza degli ultimi due gruppi fusi insieme.

Ne consegue che fingerprints simili sono connesse tra loro con livelli di dissimilarità molto bassi, mentre fingerprints molto diverse tra loro sono connesse a livelli di dissimilarità molto elevati. Dalla Fig.4.5 risulta evidente che, osservando i rami principali della struttura, sono facilmente riconoscibili tre gruppi distinti tra loro.

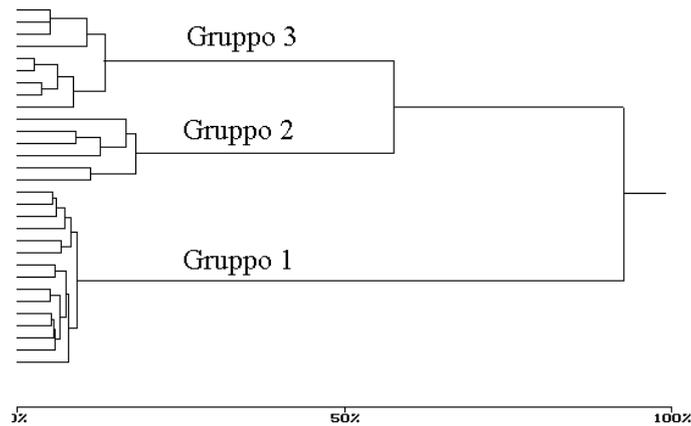


Fig.4.5: Dendrogramma ricavato con la tecnica “*average distance method*”

E' comunque da tenere presente che la *cluster analysis* fornisce i risultati migliori quando le fingerprints relative ad un determinato difetto si trovano nello spazio multidimensionale ben separate da tutte le altre, così come mostrato in Fig.4.16.a; sorgono invece problemi quando (vedi Fig.4.6.b) le distanze tra fingerprints appartenenti a gruppi diversi sono comparabili a quelle intercorrenti tra fingerprints dello stesso gruppo, nonostante che i confini tra i due gruppi siano ben delimitati.

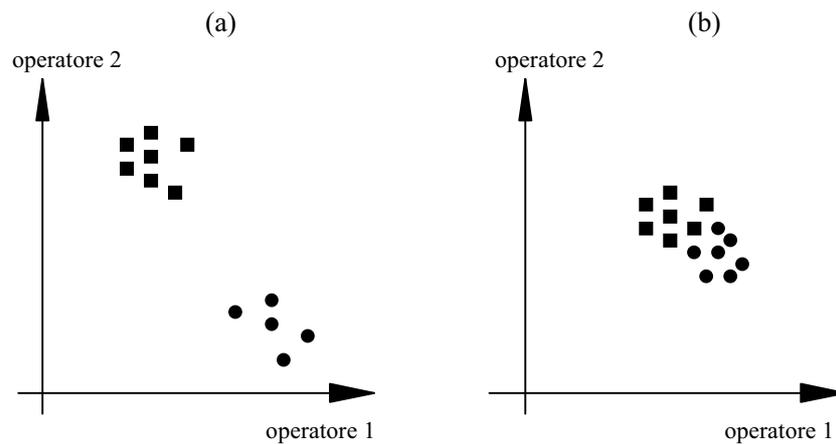


Fig.4.6: Gruppi discriminabili (a) o non (b) con l’*average distance method*

4.3 La classificazione

Tramite il processo di classificazione si cerca di assegnare una etichetta ad una scarica di origine sconosciuta; ossia, calcolata la fingerprint della scarica incognita, la si confronta con quelle relative a scariche di origine nota collezionate in un data-base preconstituito e se ne valutano similitudini e differenze per poter infine giungere ad un suo riconoscimento.

Molteplici sono stati i metodi di classificazione adoperati nel corso degli ultimi anni, (basati su modelli quali reti neurali, logica fuzzy, sistemi esperti ecc.), ognuno caratterizzato da vantaggi e svantaggi e da un proprio campo di applicabilità.

Non sono però da dimenticare anche alcuni metodi convenzionali di classificazione, che sembrano tuttora fornire i migliori risultati, tra i quali possiamo sicuramente considerare cosiddetto *centour score method*.

4.3.1 Il centour score method

Il *centour score method* [10, 11] si basa su una particolare rappresentazione delle fingerprints collezionate in un data-base. Supponendo infatti di aver effettuato N prove su un campione rappresentativo di un difetto noto, si riportano su un piano a 29 dimensioni le fingerprints associate ad ognuna di esse e si valuta il centro C di questa distribuzione (Fig.4.7).

La fingerprint X di origine sconosciuta viene analizzata, calcolando anche per essa il centro C_x e confrontando la sua posizione con quella assunta dagli altri centri relativi ai difetti standard contenuti nel data-base.

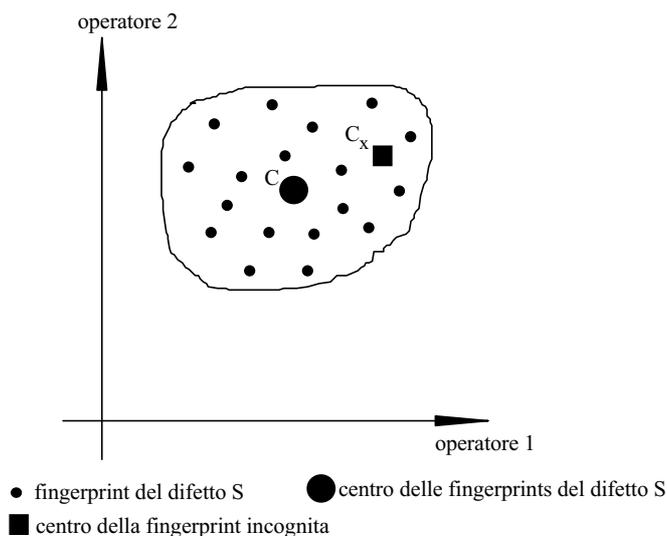


Fig.4.7: Insieme delle fingerprint con il relativo centro C

Il *centour score* è definito come la percentuale delle fingerprints del difetto noto che si trovano più lontane dal loro centro di gravità C , rispetto al centro C_x della fingerprint di origine sconosciuta.

Il *centour score* può variare tra lo 0% e il 100%, ma non deve essere confuso con la probabilità che il difetto X sia uguale al difetto standard, anche se ne dà sicuramente una rappresentazione ad essa molto vicina (Fig.4.8).

Recognition

Device : Artificial Made Defects

Problems:	%	0	25	50	75	100
Corona in Air	96	████████████████████				
Damaged Capacitor	0					
Electrode Bound Cavity	0					
Dielectric Bound Cavity	0					
Corona in Oil	0					

Fig.4.8: Esempio di classificazione con il “*centour score method*”

4.4 La diagnostica in DC

Le tecniche di diagnostica in AC sopra descritte si sono ormai diffuse rapidamente sia in ambito industriale che scientifico: l'affidabilità dei risultati e la semplicità d'uso ne fanno uno strumento molto pratico per la realizzazione di test di scariche parziali su componenti per alte tensioni.

Diverso è il discorso per il rilevamento e la classificazione delle scariche parziali in DC. La relativamente bassa frequenza di ripetizione degli impulsi ha sempre fatto ritenere che esse dovessero costituire un fattore secondario nell'invecchiamento dei materiali dielettrici e, di conseguenza, che non dovessero essere effettuati sforzi per una più approfondita analisi del fenomeno.

Recentemente l'accresciuto interesse dell'industria per i vantaggi della trasmissione di potenza in continua quali, per esempio, l'assenza di componenti reattive o l'assenza di perdite dielettriche, si è accompagnato alla sempre più crescente consapevolezza degli effetti nocivi prodotti in DC dagli effetti della carica spaziale, dalle inversioni di polarità, dalle variazioni di temperatura, dalla posizione dei difetti nel dielettrico.

Inoltre, la progressiva miniaturizzazione dei componenti elettrici ha fatto sì che il problema degli elevati valori di campo elettrico in continua venisse affrontato anche per applicazioni non di potenza quali apparati a raggi-X, microscopia e spettroscopia elettronica ecc., mentre, allo stesso tempo, anche l'industria aeronautica si è sensibilizzata al problema dell'accumulo di carica su parti di aeromobili e ai relativi effetti sulle scariche parziali nei componenti elettronici.

Tutto questo accresciuto interesse è sfociato nel corso degli ultimi anni nel tentativo di riesaminare il discorso già formulato per la diagnostica in AC e di riproporlo per il riconoscimento e la classificazione delle scariche parziali in DC, caratterizzandolo con gli elementi peculiari del fenomeno di scarica in continua. A questo proposito i lavori di Kreuger e di Fromm [12.] costituiscono un valido punto di partenza per una prima investigazione del fenomeno e per evidenziare le differenze rispetto alla scarica in AC, e rappresentano un primo passo verso l'individuazione di nuovi strumenti di diagnostica.

4.4.1 Le distribuzioni statistiche in DC

Come già osservato nel secondo capitolo, le quantità base da rilevare in una misura di scariche parziali in DC sono le medesime da acquisire in AC, ossia l'ampiezza della scarica q e l'istante di tempo t in cui essa avviene.

Naturalmente, in DC non è possibile introdurre alcuna rappresentazione dei dati in funzione dell'angolo di fase φ perché questa non avrebbe alcun significato, e non è pertanto possibile ottenere alcuna figura di scarica rappresentativa di un determinato difetto nell'isolamento, in termini di impulsi su un'ellisse.

Allo stesso tempo, secondo quanto proposto da Fromm [14], si è pensato di assumere l'analogia della rappresentazione delle quantità base e delle quantità derivate in funzione di φ , e sostituire l'angolo di fase con l'intervallo di tempo Δt_{suc} tra una scarica e la successiva e l'intervallo di tempo Δt_{pre} tra la stessa scarica e la precedente.

Questa scelta ci consente pertanto di creare distribuzioni statistiche quali:

1. $H_n(\Delta t)$, distribuzione del numero di scariche parziali osservate nella finestra di tempo Δt in funzione di Δt ;

2. $H_{qmax}(\Delta t_{pre})$ e $H_{qmax}(\Delta t_{suc})$, che rappresentano l'ampiezza massima di scarica rilevata nella finestra di tempo Δt in funzione di Δt_{pre} e Δt_{suc} ;
3. $H_{qn}(\Delta t_{pre})$ e $H_{qn}(\Delta t_{suc})$, distribuzioni dell'ampiezza media di scarica osservata nella finestra di tempo Δt in funzione di Δt_{pre} e Δt_{suc} ;
4. $H(q)$, distribuzione dell'ampiezza di scarica q .

I primi dati sperimentali hanno evidenziato che tali distribuzioni possono assumere delle ben precise connotazioni per scariche dello stesso tipo e potrebbero pertanto essere molto utili per una loro classificazione.

Le scariche corona, per esempio, sono caratterizzate da ampiezza e intervallo tra scariche più o meno costanti e danno luogo ad una distribuzione $H(\Delta t_{suc})$ con un picco molto evidente in una zona molto ristretta (Fig. 4.9).

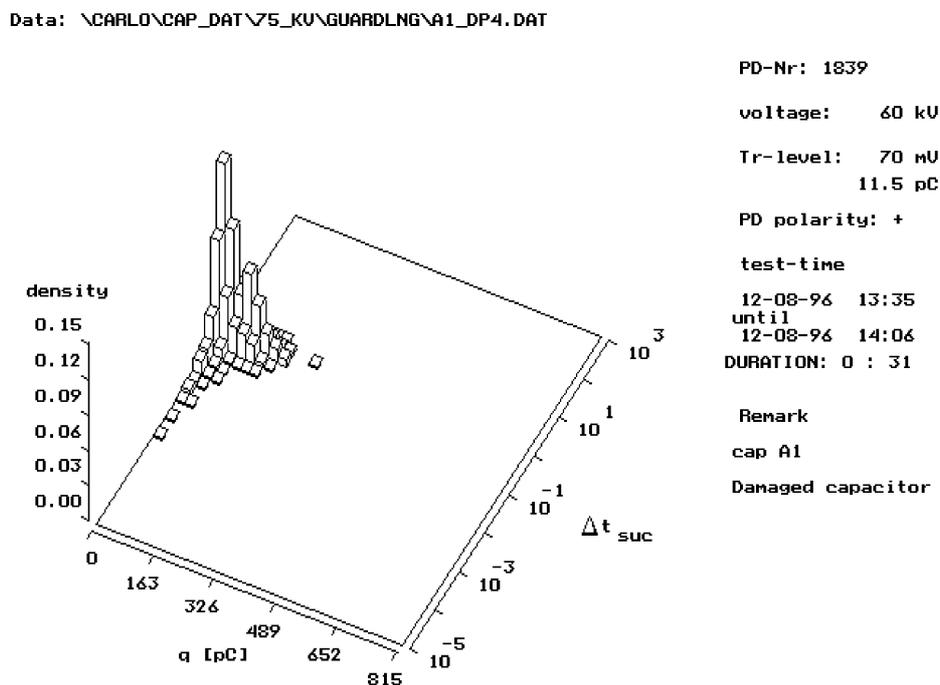


Fig.4.9: Distribuzione $H(\Delta t_{suc})$ per scariche corona in aria

Così come già sperimentato in AC, le distribuzioni caratteristiche di un difetto potrebbero essere descritte tramite parametri statistici quali *skewness*, *kurtosis*, *picchi*, *asimmetria*, *cross-correlation factor* e dare luogo anche in questo caso a un set di 22 operatori statistici costituenti la cosiddetta *fingerprnt* del difetto. Tenendo poi conto dell'analogia tra angolo di fase φ e intervalli di tempo Δt_{pre} e Δt_{suc} si potrebbero utilizzare le tecniche di riconoscimento e classificazione che già tanti buoni risultati hanno dato nella diagnostica in AC.

4.5 Bibliografia

- [1] "Recognition of Discharges", CIGRE Electra, Dec. 1969, No. 11
- [2] T.Okamoto and T.Tanaka, "Novel Partial Discharge Measurement Computer-aided Measurement System" IEEE Trans. on Elec. Ins., Vol.21, pp.105-1019, 1986
- [3] N.Hozumi, T.Okamoto, T.Imajo, "Discrimination of Partial Discharge Patterns Using a

- Neural Network”, IEEE Trans. on Elec. Ins., Vol.28, pp.1-8, 1993
- [4] L.Satish, W.S.Zaengl, “Can Fractal Features be Used for Recognizing 3-D Partial Discharge Patterns?”, IEEE Trans. on Diel. and Elec. Ins., Vol.2, No.3, pp.352-359 1995.
 - [5] A.Krivda, E.Gulski, L.Satish, W.S.Zaengl, “The Use of Fractal Features for Recognition of 3-D Discharge Patterns”, IEEE Trans. on Elec. Ins., Vol.2, No.5, pp.889-892 1995.
 - [6] E.Gulski and F.H.Kreuger, “Computer-aided Analysis of Discharge Patterns”, Journal of Phys. D: Appl. Phys., Vol.23, pp.1569-1575, 1990
 - [7] E.Gulski, “Discharge Pattern Recognition in High Voltage Equipment”, IEE Proc. Sci. Meas. Technol., Vol.142, No.1, 1995
 - [8] A.Rizzi, *Analisi dei Gruppi (Cluster Analysis)*, La Goliardica Editrice, Roma, 1981
 - [9] A.Krivda, *Recognition of Discharges. Discrimination and Classification*, PhD-thesis Delft University of Technology, Delft University Press, 1995.
 - [10] E.Gulski, *Computer-aided Recognition of Partial Discharges Using Statistical Tools*, PhD-thesis Delft University of Technology, Delft University Press, 1991.
 - [11] F.H.Kreuger, E.Gulski, A.Krivda, “Classification of Partial Discharges”, IEEE Trans. on Elec. Ins., Vol.28, pp.917-931, 1993.
 - [12] U.Fromm, *Partial Discharge and Breakdown Testing at High DC Voltage*, Ph.D. Thesis Delft University of Technology, Delft University Press, 1995