

LA CARICA DELLE SONDE RADIOATTIVE IN PRESENZA DI VENTO

R. CIALDEA - A. LO SURDO † - G. ZANOTELLI

Nelle condizioni naturali il funzionamento delle sonde radioattive, destinate alla misura del potenziale elettrico, è notoriamente perturbato dalla presenza dei movimenti dell'aria: questa considerazione ci indusse a suo tempo a studiare l'effetto della presenza della carica spaziale sul valore del potenziale di equilibrio, sia quando l'aria circostante alla sonda è in quiete ⁽¹⁾, sia quando la stessa è in movimento nella direzione del campo elettrico ⁽²⁾. Rilevammo allora in qual modo il potenziale assunto dalla sonda fosse influenzato dalla velocità della corrente d'aria, e le conclusioni dedotte valgono per le misure di potenziale effettuabili con le sonde, finché il campo elettrico si mantiene costante nel tempo.

Ma allorché il campo elettrico è variabile, è importante lo studio del regime transitorio delle sonde radioattive, e noi già lo eseguiamo per le condizioni di aria calma ⁽³⁾. Indubbiamente i movimenti dell'aria si ripercuotono sulle modalità di carica e di scarica, e l'attitudine della sonda a seguire le variazioni del campo è presumibilmente influenzata dalla velocità della corrente d'aria che la investe ⁽⁴⁾. Da ciò emerge l'opportunità di integrare il ciclo delle nostre ricerche sul funzionamento delle sonde radioattive nel condensatore piano con lo studio dell'andamento dei fenomeni transitori in presenza di vento.

A questo scopo abbiamo elaborato alcune considerazioni teoriche, riferendoci al consueto modello di sonda, già adottato nelle precedenti ricerche, rappresentata da uno strato ionizzante esteso, piano e sottile, parallelo alle armature di un condensatore indefinito, nel quale condensatore fluisce una corrente d'aria uniforme e parallela alle linee di campo. Ci siamo peraltro limitati a considerare i due casi estremi in cui la velocità dell'aria è assai piccola o assai grande rispetto a quella assunta dagli ioni sotto la sola azione del campo, giacché tale considerazione ci è sembrata sufficiente a lumeggiare le linee generali del fenomeno.

Abbiamo poi messo a raffronto i risultati così ottenuti con quelli di una serie di esperienze condotte sul comportamento, in regime transitorio, delle sonde reali sottoposte all'azione del vento in un condensatore piano.

Per analizzare teoricamente l'influenza del vento, nel caso di piccole velocità, sul periodo transitorio delle sonde radioattive, seguiremo lo stesso metodo ed accetteremo le stesse ammissioni di cui

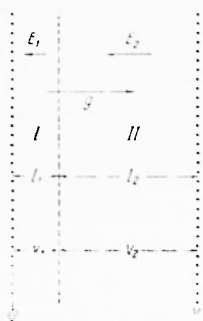


Fig. 1

Nella fig. 1 sono indicate le armature del condensatore, permeabili alla corrente d'aria uniforme di velocità g , e lo strato ionizzante: E_1 , V_1 , l_1 ed E_2 , V_2 , l_2 sono i campi, le differenze di potenziale e gli spessori relativi rispettivamente alla prima e seconda regione in cui lo spazio interno al condensatore è diviso dallo strato ionizzante.

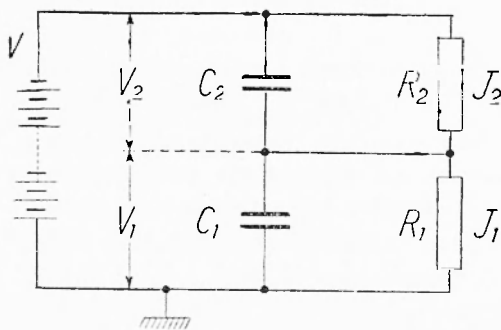


Fig. 2

al precedente lavoro relativo al regime transitorio in assenza di vento ($^{\circ}$). La sonda era allora schematizzata in forma di strato conduttore e ionizzante, sottile e parallelo alle armature del condensatore piano indefinito: si trascurava il tempo occorrente all'assetto della carica spaziale rispetto a quello necessario alla carica delle capacità relative allo strato ionizzante: si ammettevano infine verificate le condizioni già poste da J. J. Thomson per assumere che la densità della corrente ionica fosse proporzionale al quadrato della differenza di potenziale applicata fra gli elettrodi.

Questa disposizione può tradursi nello stesso schema equivalente già utilizzato nella precedente ricerca e rappresentato in fig. 2: C_1 , R_1 , J_1 e C_2 , R_2 , J_2 rappresentano rispettivamente le capacità della sonda e dello strumento di misura per unità di sezione verso l'una o l'altra armatura, le resistenze apparenti della prima e seconda regione e le

densità di corrente ionica attraverso la prima e seconda regione, densità che per le ipotesi da noi poste si suppongono approssimativamente costanti in tutte le sezioni di ciascuna regione.

Ammesse le condizioni di Thomson e supposta sempre $g < kE$ (primo regime), ove con k si è indicata la mobilità degli ioni di ciascun segno, le relazioni approssimate che intercorrono fra le differenze di potenziale e le densità di corrente ionica ai capi della prima regione, in cui si muovono solo ioni positivi, e rispettivamente della seconda, in cui si muovono solo ioni negativi, sono le seguenti, perfettamente analoghe a quelle già stabilite per il primo regime nel nostro precedente lavoro (2)

$$V_1 = \frac{1}{k_1} \left[\frac{2}{3} \right] \sqrt{8 \pi J_1'^2 k_1 + g_1'}, \quad [1]$$

$$V_2 = \frac{1}{k_2} \left[\frac{2}{3} \right] \sqrt{8 \pi J_2'^2 k_2 - g_2'}. \quad [2]$$

Queste relazioni si differenziano da quelle allora trovate per il solo fatto di aver ammesso, nel caso presente, diverse le densità di corrente ionica J_1 e J_2 che fluiscono attraverso le due regioni.

Ovviamente debbono essere sempre uguali le densità di corrente totali relative alle due regioni, ciascuna composta della densità di corrente ionica e di quella di carica della rispettiva capacità, cioè

$$J_1 + C_1 \frac{dV_1}{dt} = J_2 + C_2 \frac{dV_2}{dt}. \quad [3]$$

Ricordando che la differenza di potenziale costante applicata al condensatore è

$$V = V_1 + V_2, \quad [4]$$

e procedendo con metodo perfettamente analogo a quello precedentemente seguito (2), possiamo eliminare fra le quattro relazioni precedenti le tre grandezze V_2 , J_1 , J_2 , ottenendo per la V_1 l'equazione differenziale

$$C \frac{dV_1}{dt} = (a_2^2 - a_1^2) V_1^2 - 2a_2^2 \left(V + \frac{g_2'}{k_2} - \frac{g_1' a_1^2}{k_1 a_2^2} \right) V_1 + \\ + a_2^2 \left(V^2 + 2V \frac{g_2'}{k_2} + \frac{g_2'^2}{k_2^2} - \frac{g_1'^2 a_1^2}{k_1^2 a_2^2} \right) \quad [5]$$

in cui si è per semplicità posto

$$C = C_1 + C_2, \quad [6]$$

$$a_1 = \sqrt{\frac{9}{32\pi} \frac{k_1}{l_1^3}}, \quad a_2 = \sqrt{\frac{9}{32\pi} \frac{k_2}{l_2^3}}. \quad [7]$$

Questa equazione, che per $g=0$ si riduce ovviamente a quella corrispondente in assenza di vento (⁵), ammette un integrale generale di identica forma, cioè

$$\frac{V_1 - \beta}{V_1 - a} = A e^{-t/\tau}, \quad [8]$$

ove A è una costante di integrazione determinabile in base al valore iniziale $V_{1,0}$ di V_1 per $t=0$, ed a , β , τ dipendono ora da g e assumono le espressioni

$$a = a_0 \left[1 + \frac{g}{V} \left(\frac{l_2}{k_2} - \frac{l_1}{k_1} \frac{a_1}{a_2} \right) \right], \quad \beta = \beta_0 \left[1 + \frac{g}{V} \left(\frac{l_2}{k_2} + \frac{l_1}{k_1} \frac{a_1}{a_2} \right) \right], \quad [9]$$

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + \frac{g}{V} \left(\frac{l_2}{k_2} - \frac{l_1}{k_1} \right)}.$$

Le grandezze a_0 , β_0 , τ_0 non sono altro che le corrispondenti grandezze per le condizioni di aria calma (⁶)

$$a_0 = \frac{V}{1 - \frac{a_1}{a_2}}, \quad \beta_0 = \frac{V}{1 + \frac{a_1}{a_2}}, \quad \tau_0 = \frac{C}{2a_1 a_2 V}.$$

Poiché la soluzione coincide formalmente con quella già ottenuta in assenza di vento, possono senz'altro trasferirsi al caso presente tutte le considerazioni allora dedotte per l'andamento del potenziale in funzione del tempo, purché si tenga presente la dipendenza delle a , β , τ dalla velocità del vento. In particolare il potenziale di equilibrio $V_{1,s} = \beta$, che si ottiene dalla [8] facendo tendere t all'infinito, coincide, come era da prevedersi, con quello determinato a suo tempo (⁷).

A noi interessa più specificamente di determinare come le piccole velocità della corrente d'aria influiscano sul tempo richiesto dalla sonda per la carica o la scarica. Assai più espressivo della costante di tempo τ , è, a questo fine, il tempo di dimezzamento $T_{0,5}$, cioè il tempo occorrente perché la sonda superi metà dell'intervallo fra il potenziale di regime $V_{1,s}$ e quello iniziale $V_{1,0}$, che, come fu a suo

tempo mostrato (²), è determinabile a partire dalla soluzione [8] nella forma

$$T_{0,5} = \tau \ln \left[1 + \frac{V_{4,8} - \alpha}{V_{4,0} - \alpha} \right] \quad [12]$$

Per lo scopo anzidetto è sufficiente considerare la derivata di questa grandezza rispetto alla velocità del vento, per $g=0$, dato che la velocità stessa è sempre presa assai piccola. Il calcolo materiale, tenuto presenti le [9], [10], non offre difficoltà: ad es. per la carica della sonda a partire dal potenziale $V_{1,0}=0$, supposto per semplicità $l_1=l_2$, la variazione percentuale elementare del tempo di dimezzamento in rapporto alla variazione della velocità del vento, finché questa è assai piccola, assume la forma

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{T_{0,5}} \frac{dT_{0,5}}{dg} \right]_{g=0} = \\ & = \frac{1}{kV} \left[l_1 - l_2 + 2 \left(\frac{l_2}{l_1} \right)^{3/2} \frac{l_2^{3/2} - l_1^{3/2}}{(3l_2^{3/2} + l_1^{3/2}) \ln [(3l_2^{3/2} + l_1^{3/2}) / (l_2^{3/2} + l_1^{3/2})]} \right]. \quad [13] \end{aligned}$$

Per $l_1=l_2$, questa espressione si annulla, cioè esiste una posizione intermedia tra le armature in cui il tempo di dimezzamento risulta indipendente dalla velocità del vento: questa circostanza corrisponde alla eventualità già rilevata (³) in cui il regime di carica della sonda è quello stesso di carica di un condensatore attraverso ad una resistenza puramente ohmica. Al passaggio attraverso tale posizione intermedia l'espressione in parentesi a secondo membro cambia segno. Assumendo per k come valore approssimato medio fra le due specie di ioni 500 u.e.s., prendendo per lo spessore del condensatore $l_1+l_2=60$ cm e per la differenza di potenziale applicata $V=1.5$ u.e.s., la [13] fornisce per le tre posizioni della sonda $l_1=15; 30; 45$ cm, rispettivamente i valori $+1.3 \cdot 10^{-2}$; 0 ; $-2.1 \cdot 10^{-2}$. Ne risulta che, allorché la sonda è prossima alla prima oppure alla seconda armatura, l'aumento della velocità del vento porta ad un aumento o ad una diminuzione del tempo di dimezzamento, per quanto questa ultima sia in confronto assai più lieve: via via che la sonda si porta verso il centro del condensatore l'influenza del vento si attenua sempre più, sino a rendersi insensibile.

E' chiaro poi che se la velocità del vento è invece di verso contrario a quello supposto in fig. 1, cioè è concorde con il campo elet-

trico ($g < 0$), il suo aumento, in valore assoluto, provocherà la diminuzione del tempo di dimezzamento in prossimità della prima armatura e l'aumento in prossimità della seconda: in altre parole, fissata una certa posizione della sonda, la variazione del tempo di dimezzamento si inverte con l'invertirsi del verso della velocità del vento.

Vogliamo ora considerare il comportamento della sonda durante i periodi transitori di carica e di scarica, allorché la velocità del vento è grande di fronte a quella degli ioni nel campo elettrico (secondo regime). È ovvio intanto che, come già rilevammo nel caso analogo per il potenziale di regime, non può ora più ritenersi ammissibile la condizione di Thomson, perché gli ioni vengono asportati dallo strato ionizzante, per azione del movimento dell'aria, mano a mano che essi si formano, in modo che il flusso ionico di ciascun segno non appare più dipendente dal campo elettrico, ma sensibilmente costante (saturazione). Nelle presenti circostanze, riferendoci come al solito alle posizioni della fig. 1, la prima regione risulta completamente vuota di cariche, non essendo per ipotesi il campo elettrico al limite dello strato ionizzante sufficiente a permettere che gli ioni positivi risalgano la corrente dell'aria: gli stessi ioni positivi vengono trasportati nella seconda regione insieme con quelli negativi, e si muovono con questi ultimi verso la seconda armatura. Sebbene le velocità delle due specie di ioni siano differenti e date precisamente da $g \pm kE$ rispettivamente per gli ioni negativi e positivi, le due densità di corrente ionica J_- e J_+ risultano sempre necessariamente uguali in valore assoluto fra loro, perché vige il regime di saturazione: precisamente le stesse sono date dal prodotto dell'intensità di ionizzazione nello strato per lo spessore, sia pure supposto infinitesimo, di quest'ultimo. Mancando nel secondo regime ogni corrente di conduzione ionica attraverso la prima regione, ogni variazione del potenziale dello strato intermedio deve presupporre una corrente di carica o scarica attraverso la seconda regione, ovviamente determinata dalla differenza tra le correnti ioniche dei due segni. È chiaro quindi che ove la velocità del vento sia presa sufficiente ad assicurare la saturazione, risultando sempre uguali in valore assoluto tali due correnti, non potrà sussistere alcun processo di carica o scarica dello strato. La costante di tempo del fenomeno deve quindi necessariamente tendere all'infinito, allorché

la velocità del vento cresce oltre un certo limite. Anzi poiché ciò deve verificarsi sia quando la corrente d'aria è concorde sia quando è discorde con il campo elettrico, giacché queste due eventualità si differenziano solo per essere le cariche dei due segni o tutte nella prima o tutte rispettivamente nella seconda regione, è presumibile che la costante di tempo cresca con la velocità del vento, indipendentemente dal suo segno.

Esponiamo ora i risultati della parte sperimentale della ricerca, che fu diretta a determinare il tempo di dimezzamento proprio di una sonda reale, situata in diverse posizioni nell'interno del condensatore, e in presenza di una corrente d'aria fluente parallelamente alle linee di forza. Furono adottati il dispositivo ed il metodo di misura già diffusamente descritti nelle due precedenti ricerche (1)(2).

Il campo elettrico era generato dalle due grandi armature di

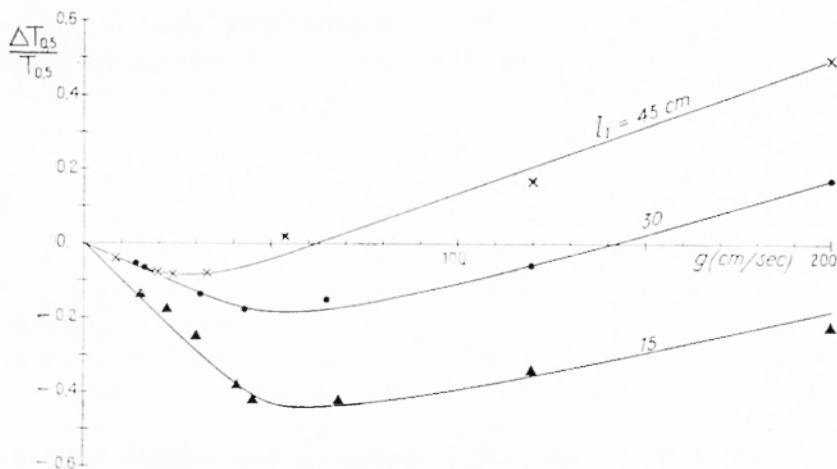


Fig. 3

rete metallica poste alla distanza di 60 cm: una corrente d'aria prodotta dalla piccola galleria aerodinamica fluiva lungo le linee del campo. Le esperienze furono condotte per vari valori della velocità g del vento crescenti da 0 a circa 200 cm/sec. La sonda radioattiva impiegata era il solito cubetto di ottone di 15 mm di spigolo, che porta su una delle facce un dischetto metallico ricoperto elettroliticamente di polonio. La sonda veniva collocata nell'interno del

condensatore in tre diverse posizioni, cioè 15, 30 e 45 cm dall'armatura a potenziale zero.

Alcuni risultati delle determinazioni sperimentali del tempo di dimezzamento nel caso della carica della sonda a partire dal potenziale $V_{1,0}=0$ sono rappresentati nel diagramma di fig. 3, relativo alle tre posizioni della sonda. In ordinate sono riportati gli incrementi, dovuti all'azione del vento, del tempo di dimezzamento in rapporto allo stesso tempo in assenza di vento, cioè $\Delta T_{0,5} / T_{0,5} = [(T_{0,5})_g - (T_{0,5})_0] / (T_{0,5})_0$; in ascisse le velocità del vento. In queste esperienze il vento fluiva in senso concorde al campo verso la prima armatura, inizialmente collegata alla sonda, cioè in verso contrario a quel-

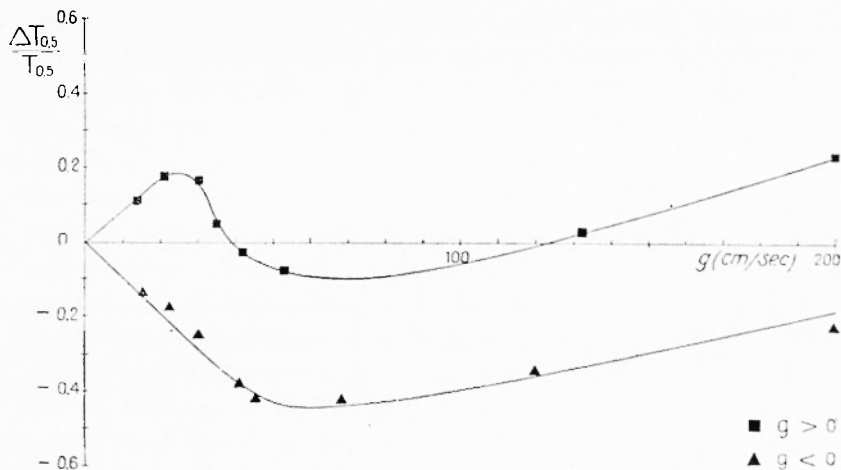


Fig. 4

lo indicato in fig. 1. Come si vede, mentre per forti velocità del vento il tempo di dimezzamento cresce con il crescere della velocità del vento, per piccole velocità invece diminuisce, in maniera più pronunciata allorché la sonda si trova in prossimità della prima armatura, e sempre meno spiccatamente invece via via che si viene a trovare in punti più lontani.

Nel diagramma di fig. 4 sono riportati invece gli stessi incrementi percentuali del tempo di dimezzamento per la posizione $l_1=15$ cm, in cui la dipendenza della variazione della velocità del vento è più spiccata, in confronto a quelli relativi alla stessa posizione, ottenuti però invertendo la velocità del vento, in modo che questo, discorde

ora al campo elettrico, fluiva verso la seconda armatura. Mentre per forti velocità del vento, indipendentemente dal loro senso, il tempo di dimezzamento aumenta sempre, per piccole velocità invece l'inversione del loro senso inverte anche il segno della variazione del tempo di dimezzamento.

Il diagramma di fig. 4 ci illustra inoltre una interessante particolarità del comportamento del tempo di dimezzamento per valori intermedi delle velocità del flusso di aria, corrispondenti all'intervallo di transizione fra il primo ed il secondo regime (2). Allorché il vento fluisce discordemente al campo elettrico, all'aumentare della sua velocità il tempo di dimezzamento presenta prima un massimo e poi un minimo, oltre il quale riprende a crescere indefinitamente; se invece il vento fluisce concordemente al campo, si ha un unico minimo. In ogni caso quindi risulta che il tempo di dimezzamento assume nell'intervallo di transizione fra il primo ed il secondo regime un valore minimo. Tuttavia questi risultati sperimentali non debbono essere valutati oltre il loro significato, anche perché, come accenneremo in seguito, sull'andamento del tempo di dimezzamento agiscono in maniera rilevante la forma e le dimensioni della sonda.

Mettendo a raffronto i risultati ora riportati con le conclusioni teoriche, si riscontra soddisfacentemente verificata la circostanza che da tali conclusioni era a suo tempo emersa, cioè che mentre nel secondo regime l'aumento di velocità del flusso di aria agisce sempre nel senso di ritardare il processo di carica, nel primo regime, per velocità prossime a zero, la presenza del vento può, a seconda del suo verso, accelerare o ritardare lo stesso processo.

Esaminando invece il comportamento, per piccole velocità del vento, del tempo di dimezzamento nelle varie posizioni della sonda, si riscontra che mentre la previsione teorica indica una inversione dell'andamento per velocità del vento crescenti a seconda che la sonda si consideri prossima all'una od all'altra armatura, a detta dell'esperienza ciò non si verifica. Sorgeva il fondato dubbio che la ragione del disaccordo dovesse ricercarsi nel fatto che la schematizzazione adottata di una sonda in forma di strato ionizzante indefinito non fosse, in queste circostanze, più idonea a rappresentare la sonda reale (19).

Per chiarire questo punto abbiamo condotte alcune altre espe-

rienze per le tre stesse posizioni della sonda, per vento concorde alla direzione del campo elettrico, e limitatamente a basse velocità del vento, con una sonda estesa, costituita da un telaio metallico parallelo alle armature del condensatore, della sezione di 720 cm², portante 27 sonde (19).

I valori della derivata dell'incremento percentuale del tempo di dimezzamento così ottenuti sono messi a raffronto nella seguente tabella con i corrispondenti rilevabili per la sonda normale dal diagramma di fig. 4, e con quelli dedotti in via teorica.

I_1	15	30	45 cm
sonda normale	$+8,0 \cdot 10^{-3}$	$+3,5 \cdot 10^{-3}$	$+3,5 \cdot 10^{-3}$
sonda estesa	$+2,8 \cdot 10^{-2}$	$+1,2 \cdot 10^{-3}$	$-2,9 \cdot 10^{-3}$
teoria	$+1,3 \cdot 10^{-2}$	0	$-2,4 \cdot 10^{-3}$

Come si vede la teoria è in accordo, che può ritenersi almeno qualitativamente soddisfacente, con i risultati sperimentali relativi alla sonda estesa, ciò che dimostra come, per piccole velocità del vento, forma e dimensioni della sonda reale possano esplicare un effetto rilevante sull'andamento della carica.

Riassumendo, le conclusioni di maggior rilievo che emergono dal nostro studio ci sembrano le seguenti:

1) Per piccole velocità del vento i processi di carica o di scarica della sonda risultano rallentati od accelerati a seconda del verso in cui fluisce la corrente d'aria. E' prevedibile perciò che la presenza di piccole fluttuazioni dell'aria intorno alla sonda possa in media non alterare, se non in misura assai ridotta, il tempo richiesto dalla sonda per raggiungere il potenziale di equilibrio.

2) Per forti velocità del vento, invece, il tempo richiesto per l'equilibrio risulta sempre aumentato qualunque sia la direzione del

vento, cioè in queste condizioni il movimento dell'aria riduce sostanzialmente l'efficienza dell'egualizzatore di potenziale.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Maggio 1949.

RIASSUNTO

Si studia l'effetto di una corrente d'aria parallela alle linee del campo elettrico sul processo di carica di una sonda radioattiva collocata nell'interno di un condensatore piano. Vengono elaborate alcune considerazioni teoriche per il modello della sonda sottile e lateralmente indefinita, che permettono di concludere che la corrente d'aria, mentre per piccole velocità può, a seconda del suo verso, ritardare oppure accelerare il processo di carica della sonda, per forti velocità invece ritarda sempre tale processo. Sono state poi condotte esperienze i cui risultati concordano con le deduzioni teoriche, ed illustrano anche l'effetto delle dimensioni della sonda reale.

BIBLIOGRAFIA

- (¹) R. CIALDEA, A. LO SURDO: Annali di Geofisica I, 49, 1948; R. CIALDEA, A. LO SURDO, G. ZANOTELLI: Annali di Geofisica I, 155, 1948.
(²) R. CIALDEA, A. LO SURDO, G. ZANOTELLI: Annali di Geofisica I, 491, 1948.
(³) R. CIALDEA, A. LO SURDO, G. ZANOTELLI: Annali di Geofisica II, 1, 1949.
(⁴) M. MOULIN: Le Radium IV, 18, 1907.
(⁵) Cfr. form. [6] nel lavoro citato a nota (²).
(⁶) Cfr. form. [9] e [13] nel lavoro citato a nota (²).
(⁷) Cfr. form. [17] nel lavoro citato a nota (²).
(⁸) Cfr. form. [23] nel lavoro citato a nota (²).
(⁹) Cfr. form. [20] nel lavoro citato a nota (²).
(¹⁰) R. CIALDEA: Annali di Geofisica I, 364, 1948.