ATTI

DELLA

REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCIV.

1907

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XVI.

1° SEMESTRE.

ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL CAV. V. SALVIUCCI

1907

Fisica. — *Le correnti di Foucault nel nucleo conduttore interno ad un solenoide percorso da corrente alternata.* Nota di F. Piola, presentata dal Corrispondente A. Sella.

I signori Battelli e Magri hanno studiato matematicamente (1) come l'intensità di una corrente *sinusoidale*, percorrente un solenoide, venga modificata dalla presenza di un'anima di ferro nel solenoide stesso. Essi hanno trattato in particolare modo i casi limiti di frequenze molto piccole e molto grandi, ed hanno sottoposto quest'ultimo caso ad esperienze (2) usando, per produrre le correnti oscillatorie, scariche di condensatori e trascurando lo smorzamento delle oscillazioni stesse, ed hanno ottenuto conferma alle loro illazioni.

L'influenza che il nucleo esercita sull'intensità della corrente che percorre il solenoide dipende, oltre che dalla sua permeabilità, dalle correnti di Foucault che si generano nel nucleo le quali fanno che gli strati esterni esercitino una azione di *schermo* al penetrare del campo negli strati profondi, schermo insormontabile, come ha mostrato il Maxwell (3) nei mezzi di conducibilità elettrica infinita. Questa azione fa che il flusso di induzione magnetica non si distribuisca uniformemente nella sezione e molti fisici si sono proposti di determinarlo sperimentalmente: scopo della presente Nota è determinarlo teoricamente in forma finita, in *ampiezza* e *fase*, nel caso che la corrente sia dovuta ad una f. e. m. sinusoidale. In altra prossima Nota sarà trattato il caso nel quale la corrente sia dovuta a scarica di un condensatore.

Le ipotesi che ammetteremo saranno le solite e cioè:

a) che il campo magnetico sia parallelo all'asse del nucleo cilindrico, supponendo quindi che fra il nucleo ed il solenoide esista uno spazio sufficiente per poter trascurare l'andamento vorticoso delle linee di forza magnetica.

b) che sia costante la permeabilità del mezzo.

Il nucleo sia formato da un fascio di ν fili uguali lunghi l e ciascuno del raggio di r cm. La sostanza della quale sono fatti i fili abbia la permeabilità μ, supposta costante, e la resistenza specifica δ. Il solenoide, lungo quanto i fili, e della sezione retta S abbia n spire disposte uniformemente per modo che per ogni cm. se ne abbiano:

$$n_1 = \frac{n}{l}.$$

(1) Rend. Lincei, XV, 2° sem., 1906, pag. 153.
(2) Rend. Lincei, XV, 2° sem. 1906, pag. 397.
(3) Paris, 1887, T. 2°, pag. 326.

La frequenza della corrente, per quanto elevata, sia tale che la lunghezza d'onda ad essa relativa superi notevolmente la lunghezza del filo che costituisce il solenoide e quindi si possa considerare il campo magnetico risultante come avente la stessa fase in tutta la lunghezza del nucleo.

Il campo magnetico nell'interno di un conduttore soddisfa alla nota equazione differenziale

$$\Delta^2 V = m \frac{\partial V}{\partial t} \tag{1}$$

avendo posto

$$m = \frac{4\pi\mu}{\delta}. \tag{2}$$

Indicate con X, Y, Z le componenti del campo rispetto a tre assi ortogonali e preso quello delle x coincidente coll'asse del solenoide sarà, per le ipotesi fatte:

$$\Delta^2 X = m \frac{\partial X}{\partial t} \qquad Y = Z = 0. \tag{3}$$

Se i fili sono abbastanza lunghi per poter trascurare nello spazio compreso fra essi l'azione smagnetizzante degli estremi, il campo magnetico nell'interno di ciascun filo sarà simmetrico intorno all'asse del filo stesso, che è parallelo all'asse delle x, e quindi la (3) potrà scriversi, in coordinate cilindriche,

$$\frac{\partial^2 X}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial X}{\partial \varrho} = m \frac{\partial X}{\partial t} \tag{4}$$

dove ϱ rappresenta il raggio vettore nella sezione retta di ciascun filo.

Il flusso di induzione magnetica, traversante la sezione retta del solenoide, si potrà considerare come dovuto alla somma $N = N_1 + N_2$ dei flussi traversanti rispettivamente l'aria ed il ferro.

Sarà

$$N_1 = 4\pi n n_1 (S - \nu\pi r^2) j = L_1 j \tag{5}$$

ed

$$N_2 = n\mu\nu \int_s X ds \tag{6}$$

avendo indicato con j la corrente elettrica traversante il solenoide, con s la sezione di ciascun filo del nucleo e con L_1 il coefficiente di autoinduzione corrispondente alla porzione di sezione retta non occupata dai fili.

L'integrale che comparisce nella (6) può essere trasformato in altro rispetto al tempo che meglio si presta al calcolo. Infatti, derivando rispetto a t e ricordando la (3), avremo:

$$\frac{d}{\partial t}\int_s \mathrm{X}\,ds = \int_s \frac{\partial \mathrm{X}}{\partial t}\,ds = \frac{1}{m}\int_s \Delta^2 \mathrm{X}\,ds.$$

D'altra parte, pel teorema di Green relativo a 2 variabili,

$$\int_s \Delta^2 \mathrm{X}\,ds = \int_\lambda \frac{\partial \mathrm{X}}{\partial \varrho}\,d\varrho$$

dove $\frac{\partial \mathrm{X}}{\partial \varrho}$ è la derivata di X, secondo la normale al contorno λ della sezione, presa verso l'*esterno*, e l'integrale del 2° membro si intende esteso al contorno stesso. Ma, tutto essendo simmetrico rispetto all'asse del filo, $\frac{\partial \mathrm{X}}{\partial \varrho}$ sarà costante lungo il cammino di integrazione ed avremo:

$$\int_\lambda \frac{\partial \mathrm{X}}{\partial \varrho}\,d\varrho = \frac{\partial \mathrm{X}}{\partial \varrho}\int_\lambda d\varrho = 2\pi\varrho\,\frac{\partial \mathrm{X}}{\partial \varrho}$$

per cui

$$\int_s \frac{\partial \mathrm{X}}{\partial t}\,ds = \frac{2\pi\varrho}{m}\,\frac{\partial \mathrm{X}}{\partial \varrho}$$

ed infine:

$$\int_s \mathrm{X}ds = \frac{2\pi\varrho}{m}\,\frac{\partial}{\partial \varrho}\int \mathrm{X}dt \tag{7}$$

a meno di una costante arbitraria (costante non solo rispetto a t ma anche a ϱ).

La (6) potrà allora scriversi:

$$\mathrm{N}_2 = \frac{2\pi r\,n\nu\mu}{m}\left[\frac{\partial}{\partial \varrho}\int \mathrm{X}dt\right]_{\varrho=r} \tag{8}$$

Alla superficie dei fili il campo è quello dovuto al solenoide e quindi

$$\mathrm{X}_{\varrho=r} = 4\pi n_1 j\,. \tag{9}$$

Indicata con ε la f. e. m. esterna applicata agli estremi del rocchetto e con R la resistenza elettrica *effettiva*, nel senso dato da lord Kelvin a questa parola, avremo alla superficie, cioè per $\varrho = r$

$$\varepsilon = \mathrm{R}j + \frac{d\mathrm{N}}{dt} = \mathrm{R}j + \frac{d\mathrm{N}_1}{dt} + \frac{d\mathrm{N}_2}{dt}$$

e per la (9) potremo scrivere

$$\varepsilon = \frac{R}{4\pi n_1} X + \frac{L_1}{4\pi n_1} \frac{\partial X}{\partial t} + \frac{2\pi r\, n \nu \mu}{m} \frac{\partial X}{\partial \varrho}. \tag{10}$$

Ponendo

$$L_2 = 4\pi n n_1 \mu \,.\, \nu \,.\, \pi r^2,$$

ossia indicando con L_2 il valore che avrebbe il coefficiente di auto-induzione in corrispondenza alla porzione di sezione retta occupata dai fili se il campo in essi si distribuisse uniformemente, la (10) diverrà:

$$\left[RX + L_1 \frac{\partial X}{\partial t} + L_2 \frac{2}{mr} \frac{\partial X}{\partial \varrho} \right]_{\varrho = r} = 4\pi n_1 \varepsilon. \tag{11}$$

Il 2° termine dal 1° membro della (11) potrà trascurarsi tutte le volte che l'area della sezione occupata dai fili e la permeabilità di essi sarà grande, rispetto all'area occupata dall'aria ed alla permeabilità di questa. In tal caso saremo quando il fascio sarà ridotto ad un solo nucleo massiccio di ferro occupante tutto il solenoide.

Supponendo la f. e. m. periodica, potremo esprimere questa con una serie della forma

$$\varepsilon = \sum_{p=1}^{p=\infty} \varepsilon_p = \sum_{p=1}^{p=\infty} A_p\, e^{ip\,\omega t} \tag{12}$$

con A_p costante *complessa*, ω costante *reale* che rappresenta la frequenza $\frac{2\pi}{T}$ corrispondente al periodo più lungo, ed i simbolo dell'immaginario.

A f. e. m. periodica corrisponderà campo magnetico pure periodico e potremo scrivere:

$$X = \sum_{p=1}^{p=\infty} X_p = \sum_{p=1}^{p=\infty} B_p\, e^{ip\,\omega t} \tag{13}$$

con B_p espressione *complessa* indipendente da t. Nella (13) ciascun termine dovrà soddisfare alla (4) ed è facile vedere che questa condizione sarà soddisfatta quando ciascuna B_p soddisfi alla equazione differenziale:

$$\frac{d^2 B_p}{d\varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \frac{dB_p}{d\varrho} = ip\, m\omega\, B_p$$

o, ponendo:

$$q_p^2 = pm\,\omega\varrho^2, \quad \text{per cui} \quad \frac{d}{d\varrho} = \sqrt{pm\,\omega}\, \frac{d}{dq_p}$$

alla:

$$\frac{d^2 B_p}{dq_p^2} + \frac{1}{q}\frac{dB_p}{dq_p} = i\,B_p.$$

Questa ammette per integrale generale

$$B_p = X_{0p}\,J_0(q_p) + Y_{0p}\,K_o(q_p) \quad (^1) \tag{14}$$

dove

X_{0p} ed Y_{0p} sono costanti ed J_0 e K_0 sono le funzioni, rispettivamente interna ed esterna, di Bessel d'ordine zero dell'argomento

$$q_p^1 = \sqrt{ip\,m\omega}\,\varrho$$

Poichè a noi interessa lo spazio occupato da ciascun filo, cioè quello spazio nel quale può divenire ϱ, e quindi q, zero, sarà $Y_{0p} = 0$ e l'integrale generale si ridurrà al solo 1° termine della (14) nel quale alla costante X_{0p} dovrà essere dato il valore che risulterà dalle condizioni ai limiti. Avremo:

$$X = \sum_{p=1}^{p=\infty} X_{0p}\,J_0(q_p)\,e^{ip\,\omega t}. \tag{15}$$

La condizione alla superficie espressa dalla (11) diverrà

$$\sum_{p=1}^{p=\infty}\left[\left\{RX_p + L_1\frac{\partial X_p}{\partial t} + L_2\frac{2}{mr}\frac{\partial X_p}{\partial \varrho}\right\}_{\varrho=r} - 4\pi\,n_1\,\varepsilon_p\right] = 0 \tag{16}$$

ossia:

$$\sum\left[X_{0p}\left\{(R + ip\omega\,L_1)\,J_0(q_p) + p\omega\,L_2\frac{2}{q_p}\frac{d\,J_0(q_p)}{dq_p}\right\}_{\varrho=r} - 4\pi\,n_1\,A_p\right]e^{ip\,\omega t} = 0 \tag{17}$$

e dovendo essere verificata per qualunque valore di t, avrà nulli tutti i coefficienti dei singoli esponenziali per cui darà tante equazioni quanti saranno i termini che vorremo considerare nelle serie.

Ora il coefficiente di X_{0p} nella (17) non può essere nullo poichè ciò verrebbe a dire che il corrispondente termine della espressione del campo, nel quale è immerso il nucleo, dovrebbe essere indipendente dal tempo, contro l'ipotesi, il che si vede chiaramente supponendo $L_1 = o$ e pensando alla analogia della (16) colla equazione alla superficie nella trasmissione del calore (²), dove al rapporto fra la conduttività *esterna* ed *interna* sia

(¹) J. J. Thomson, Rec. Researches, pag. 263.

(²) Fourier, *Opere*, t. 1°, cap. 6°.

stato sostituito $\frac{mr\mathrm{R}}{2\mathrm{L}_2}$. Da questa osservazione deriva che, se una A_p è nulla, lo sarà la corrispondente X_{0p}, e se tutte le A_p, meno una, saranno nulle, ossia se la f. e. m. sarà *sinusoidale*, sarà pure sinusoidale il campo magnetico da essa prodotto.

Campo magnetico. Nell'ipotesi sinusoidale le (12), (15), (17), ponendo $p = 1$, diventano:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \, e^{i\omega t} \tag{18}$$

$$\mathrm{X} = \mathrm{X}_0 \, \mathrm{J}_0 \, e^{i\omega t} \tag{19}$$

$$\mathrm{X}_0 \left\{ (\mathrm{R} + i\omega \mathrm{L}_1) \, \mathrm{J}_0 + \omega \mathrm{L}_2 \frac{2\mathrm{J}_0^1}{q} \right\}_{\varrho = r} = 4\pi n_1 \varepsilon_0 \tag{20}$$

dove s'è scritto ε_0 al posto di A_1 ed X_0 al posto di X_{01}. Inoltre s'è indicato con J_0^1 la derivata di J_0 rispetto a q dove:

$$\mathrm{J}_0 = \mathrm{ber}\, q + i \, \mathrm{bei}\, q = \mathrm{J} \, e^{i\psi}$$

con

$$\mathrm{ber}\, q = 1 - \frac{q^4}{(2 \,.\, 4)^2} + \frac{q^8}{(2 \,.\, 4 \,.\, 6 \,.\, 8)^2} \cdots\cdots$$

$$\mathrm{bei}\, q = \frac{q^2}{2^2} - \frac{q^6}{(2 \,.\, 4 \,.\, 6)^2} + \frac{q^{10}}{(2 \,.\, 4 \,.\, 6 \,.\, 8 \,.\, 10)^2} \cdots\cdots$$

avendo adottato le notazioni di lord Kelvin [1] ed avendo posto

$$\mathrm{J} = \sqrt{\mathrm{ber}^2 q + \mathrm{bei}^2 q} \quad \text{e} \quad \mathrm{tg}\, \psi = \frac{\mathrm{bei}\, q}{\mathrm{ber}\, q}$$

Nel seguito indicheremo con $\mathrm{ber}' q$ e $\mathrm{bei}' q$ le derivate prime, rispetto all'argomento q, rispettivamente di $\mathrm{ber}\, q$ e $\mathrm{bei}\, q$.

Poichè per $t = 0$ e $\varrho = 0$ la (19) diventa

$$\mathrm{X} = \mathrm{X}_0 ,$$

X_0 non è che il campo magnetico sull'asse del cilindro al tempo zero.

Dalla (20), separando la parte reale dalla immaginaria ed indicando con φ la fase di X_0 rispetto ad ε_0, ossia del campo sull'asse rispetto a quella della f. e. m., facilmente si trae:

$$\mathrm{mod}\, \mathrm{X}_0 = \frac{4_1 \pi n_1 \ \mathrm{mod.}\ \varepsilon_0}{\sqrt{\left\{ \mathrm{R}\,\mathrm{ber} - \omega \left(\mathrm{L}_1 \,\mathrm{bei} - \mathrm{L}_2 \frac{2\,\mathrm{ber}'}{q} \right) \right\}^2 + \left\{ \mathrm{R}\,\mathrm{bei} + \omega \left(\mathrm{L}_1 \,\mathrm{ber} + \mathrm{L}_2 \frac{2\,\mathrm{bei}'}{q} \right) \right\}^2}} \quad \text{per } \varrho = r \tag{21}$$

$$\mathrm{tg}\, \varphi = \frac{\mathrm{R}\,\mathrm{bei} + \omega \left(\mathrm{L}_1 \,\mathrm{ber} + \mathrm{L}_2 \frac{2\,\mathrm{bei}'}{q} \right)}{\mathrm{R}\,\mathrm{ber} - \omega \left(\mathrm{L}_1 \,\mathrm{bei} - \mathrm{L}_2 \frac{2\,\mathrm{ber}'}{q} \right)} \quad \text{per } \varrho = r . \tag{22}$$

[1] *Mathematical and Physical Papers*, vol. III, pag. 491.

La (19) può scriversi:

(23) $$X = JX_0\, e^{i(\omega t+\psi)}$$

da cui:

(24) $$\text{mod}\, X = J\, \text{mod}\, X_0$$

e ψ differenza di fase fra il campo in un punto qualsiasi del cilindro e quello sull'asse. Dalla tav. I, calcolata coi dati tratti dalle tavole di lord Kelvin, si scorge chiaramente come J vada rapidamente crescendo con $q = \sqrt{m\omega}\, \varrho$ o, in altre parole, l'ampiezza del campo vada rapidamente diminuendo, come è noto, col penetrar nell'interno del cilindro e tanto più quanto più elevata è la frequenza, la permeabilità e la conduttività. La tavola stessa ci mostra come tg ψ vada, coll'aumentare di q, e quindi di ϱ, cambiando alternativamente di segno, spiegando le magnetizzazioni di segno opposto riscontrate da più sperimentatori, sciogliendo in un acido un nucleo di ferro magnetizzato per mezzo di correnti alternate di grande frequenza.

Tav. I.

q	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	8,0	10,0	15,0	20,0
J	1,00	1,00	1,02	1,08	1,23	1,51	1,96	2,58	3,44	4,62	6,23	8,45	11,50	41	150	4200	50000
tg ψ	0	0,06	0,25	0,61	1,29	3,64	- 8,75	- 1,91	- 0,89	- 0,39	- 0,02	0,35	0,83	- 1,67	0,40	1,00	0,24

Flusso di induzione. Il flusso di induzione magnetica traverso una sezione retta di raggio ϱ, fatta in uno dei fili, lo otterremo dalla (8) nella quale si introduca il valore (19) del campo e si faccia $\nu = 1$. Avremo:

(25) $$N = -\, i X_0 \frac{n\delta}{2\omega} q \frac{dJ_0}{dq} e^{i\omega t}$$

dove s'è fatta $= 0$ la costante intesa nella (7) poichè, al limite per $\varrho = 0$, deve essere $N = 0$. Confrontando la (25) colla (19) potremo scrivere:

$$N = -\, iX \frac{n\delta q}{2\omega} \frac{\text{ber}'\, q + i\, \text{bei}'\, q}{\text{ber}\, q + i\, \text{bei}\, q}$$

od anche:

(26) $$N = nX \,.\, \pi\varrho^2 \,.\, \mu \,.\, \frac{2(\text{bei}'q - i\, \text{ber}'q)}{q(\text{ber}\, q + i\, \text{bei}\, q)}.$$

Ponendo:

$$J^1 = \sqrt{\text{ber}'^2 q + \text{bei}'^2 q}$$

ed indicando con Φ la differenza di fase fra il flusso N ed il campo X al contorno, avremo:

(27) $$\text{mod}\, N = n\, \text{mod}\, X \,.\, \pi\varrho^2 \,.\, \mu \,.\, \frac{2J^1}{qJ}$$

(28) $$\text{tg}\, \Phi = -\, \frac{\text{ber}\, \text{ber}' + \text{bei}\, \text{bei}'}{\text{ber}\, \text{bei}' - \text{bei}\, \text{ber}'}.$$

La (27) ci indica che l'ampiezza del flusso magnetico è quella che si avrebbe, se il campo avesse in tutta la sezione del filo il valore che ha al contorno, ma moltiplicato per il numero:

$$g = \frac{2J^1}{qJ} = \frac{2\sqrt{\mathrm{ber}'^2 + \mathrm{bei}'^2}}{q\sqrt{\mathrm{ber}^2 + \mathrm{bei}^2}} \tag{29}$$

La (28) esprime il ritardo Φ col quale il flusso *segue* il campo al contorno del nucleo.

Nella Tav. II sono calcolati alcuni valori di g e tg Φ e si vede come, col crescere di q, g vada rapidamente diminuendo e tg Φ avvicinandosi all'unità, cioè lo sfasamento ad $\frac{1}{8}$ di periodo.

Tav. II.

q	0	1	2	3	4	5	6	8	10	20
g	1,00	0,99	0,85	0,61	0,46	0,37	0,32	0,24	0,19	0,01
$-\mathrm{tg}\,\Phi$	0	0,14	0,44	0,71	0,82	0,85	0,87	0,91	0,93	0,97

Poichè tanto g che Φ sono funzioni della sola q, si vede che per ridurre il flusso nello stesso rapporto o per ottenere uguali sfasamenti, con cilindri di sostanze differenti e con oscillazioni della stessa frequenza, occorre prendere le sezioni di quelli proporzionali a $\frac{\delta}{\mu}$. Per avere lo stesso effetto con la stessa sostanza ma con frequenze differenti, le sezioni dovranno essere in ragione inversa delle frequenze.

In particolare, prendendo pel ferro $\delta = 10^4$ e $\mu = 10^3$, per cui $\frac{\delta}{\mu} = 10$, e pel rame $\delta = 1600$ e $\mu = 1$, per cui $\frac{\delta}{\mu} = 1600$ si otterrà la stessa riduzione di flusso, che si ottiene con un cilindro di ferro, prendendone uno di rame avente una sezione 160 volte maggiore, ossia un raggio 12,65 volte maggiore. Con frequenza di 50 oscillazioni al 1^s avremo pel ferro $q_1 = \sqrt{m\omega}\,\varrho = \sqrt{\frac{4\pi\mu}{\delta}} \,.\, 2\pi \,.\, 50\ \varrho = 20 \,.\, \varrho$ circa e con frequenza 5.10^5 $q = 2000\ \varrho$ circa, per cui per ridurre il flusso (Tav. II) a circa $\frac{1}{3}$ del valore che avrebbe se il campo avesse in tutta la sezione il valore che ha al contorno, occorre un cilindro di ferro del diametro di 5 mm. con frequenza 50, e ne basta uno di $\frac{5}{100}$ di mm. con frequenza di $\frac{1}{2}$ milione.

Se invece di considerare un solo filo del nucleo considereremo tutti i ν *fili*, l'*ampiezza* del flusso verrà moltiplicata per ν, ma la *fase* rimarrà invariata. Ne segue che variando il numero di fili tutti uguali contenuti in un solenoide non veniamo ad influire sulla fase del flusso magnetico ma solo sulla sua ampiezza, e di ciò sarà tratto partito nella verifica sperimentale alla quale intendo sottoporre questi calcoli.

In alcuni casi limiti le formule che abbiamo scritte assumono una forma molto semplice ed esprimono proprietà note.

Per ω molto piccolo, q riesce pure molto piccolo, e poichè, per $q = 0$, si ha:

$$\operatorname{ber} q = 1 \qquad \operatorname{bei} q = 0$$

$$\frac{2 \operatorname{ber}' q}{q} = 0 \qquad \frac{2 \operatorname{bei}' q}{q} = 1 .$$

il radicale che entra nella (21) si riduce sensibilmente a $\sqrt{R^2 + \omega^2 (L_1 + L_2)^2}$ ossia:

« Per oscillazioni molto lente il campo sull'asse del nucleo ha lo stesso « valore che avrebbe se il nucleo non esistesse ».

Per ω molto grande, q lo sarà pure e poichè $\operatorname{ber} q$ e $\operatorname{bei} q$ non diventano contemporaneamente infinitamente piccoli, il radicale diverrà molto grande e però: « Per oscillazioni sufficientemente rapide il campo sull'asse « del nucleo è nullo ».

Quando la resistenza specifica cresce infinitamente, q diviene infinitesimo, e però:

$$J = 1 \qquad g = 1 .$$

In tal caso il nucleo non viene a produrre alcuna influenza, ossia il campo in un punto interno qualsiasi ha lo stesso valore di quello al contorno: infatti mancando il conduttore interno al solenoide le correnti di Foucault non possono nascere ed è eliminata l'azione di *schermo*.

Fisica. — *Le correnti di Foucault nella scarica di un condensatore.* Nota di F. Piola, presentata dal Corrispondente A. Sella.

Questa Nota sarà pubblicata nel prossimo fascicolo.