

ATTI
DELLA
REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCX.

1913

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXII.

2° SEMESTRE.



ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL CAV. V. SALVIUCCI

1913

Le considerazioni svolte [10], [12] e [13], giustificano l'affermazione inversa. Così il teorema [2] è stabilito.

14. Variando $2n$, il p_{m+1} resta utile per l'algoritmo [11] dal valore

$$2n = p_m^2 + p_m$$

al valore

$$2n = p_{m+1}^2 + p_{m+1} - 2;$$

onde, per un dato p_{m+1} , il minimo valore di ω sarà

$$(16) \quad \omega_1 = \frac{p_m^2 + p_m}{2} - p_{m+1} + 1.$$

15. Tenuto conto della (16), che elimina n , il teorema [2] per il caso di $g = 1$ dà:

Condizione necessaria e sufficiente affinché un numero pari $2n > 132$ sia la somma di due numeri primi dello stesso ordine, è che esista almeno un numero minore di

$$\frac{p_m^2 + p_m}{2} - p_{m+1} + 2$$

non rappresentabile da alcuna delle forme [2].

Il qual teorema sembra additare una via alla dimostrazione del teorema di Goldbach.

Matematica. — *Teoria del Colpo d'ariete* ⁽¹⁾. Nota dell'ingegnere L. ALLIEVI, presentata dal Corrispondente V. REINA.

IV. — CONTRACCOLPI DI RITORNO A REGIME.

Se dopo una manovra di chiusura o di apertura che ha messo la tubazione in regime perturbato, l'intercettatore venga arrestato, è senz'altro evidente che il fenomeno idrodinamico successivo all'arresto deve svolgersi assintoticamente alle nuove condizioni di regime permanente, relative al grado di apertura raggiunto.

Indicando con η_*, ζ_* i valori di η e ζ relativi a un istante t_* della 1^a fase dopo l'arresto, è ovvio che la serie concatenata $\zeta_1 \zeta_2 \zeta_3 \dots$ ecc., rela-

(¹) La Nota I, *Esposizione generale del metodo*, fu pubblicata nel volume IX, serie 5^a, delle Memorie dell'Accademia.

Le Note successive, di carattere prevalentemente tecnico, appaiono negli Atti della Associazione Elettrotecnica italiana, e del Collegio degli ingegneri di Milano.

Si dà qui il riassunto della Nota IV, mentre il riassunto delle Note II e III fu pubblicato nel volume XXII, serie 5^a, 1^o sem., fasc. 8^o, dei Rendiconti dell'Accademia.

tiva agli istanti $t_* + \mu$, $t_* + 2\mu$, $t_* + 3\mu$, ecc., sarà, per la relazione fondamentale (9) (ved. Nota I)

$$\zeta_{i-1}^2 + \zeta_i^2 - 2 = 2\varrho(\eta_{i-1} \zeta_{i-1} - \eta_i \zeta_i),$$

determinata dal sistema:

$$(XVII) \quad \left\{ \begin{array}{l} \zeta_*^2 + \zeta_1^2 - 2 = 2\varrho_*(\zeta_* - \zeta_1) \\ \zeta_1^2 + \zeta_2^2 - 2 = 2\varrho_*(\zeta_1 - \zeta_2) \\ \zeta_2^2 + \zeta_3^2 - 2 = 2\varrho_*(\zeta_2 - \zeta_3) \\ \dots \dots \dots \end{array} \right.$$

avendo posto $\varrho\eta_* = \varrho_* =$ caratteristica della tubazione pel nuovo stato di regime.

Il valore limite di tali serie concatenate risulta $\zeta_m = 1$, valore che soddisfa la equazione generale (XVII) ponendovi $\zeta_{i-1} = \zeta_i = \zeta_m$, mentre il diagramma circolare delle serie concatenate (fig. IX a fig. XII) illustra in forma elegantemente semplicissima le leggi del ritorno a regime.

Esso, in questo caso, risulta costituito da due soli circoli γ_1 e γ_2 , simmetrici rispetto alla bisettrice degli assi, di centro

$$C_1 \text{ (coord. } +\varrho_* \text{ e } -\varrho_*) \text{ e } C_2 \text{ (coord. } -\varrho_* \text{ e } +\varrho_*)$$

e di raggio $\sqrt{\varrho_*^2 + 2}$; ed è chiaro, dalle figure, che le serie concatenate $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3 \dots$ ecc. tendono al valore della coordinata di K, e cioè al valore limite ζ_m , realizzando così il nuovo regime permanente.

Ma tale nuovo regime non può realizzarsi quando la manovra perturbatrice sia stata di chiusura completa, onde $\eta_* = 0$, $\varrho_* = 0$, e le (XVII) diventano:

$$(XVIII) \quad \left\{ \begin{array}{l} \zeta_*^2 + \zeta_1^2 - 2 = 0 \\ \zeta_1^2 + \zeta_2^2 - 2 = 0 \\ \dots \dots \dots \end{array} \right.$$

ed il carico oscilla indefinitamente fra i limiti ζ_m^2 e $2 - \zeta_m^2$.

I due circoli γ_1 e γ_2 coincidono in tal caso in un unico circolo di centro O e raggio $\sqrt{2}$, di cui un punto di coordinate ζ_* e $\sqrt{2 - \zeta_*^2}$ individua i carichi limiti.

Tornando al caso generale e al sistema (XVII), possiamo, con metodo analogo a quello segnato nel riassunto delle Note II e III, investigare i di-

versi casi di leggi secondo cui ha luogo il ritorno a regime, scrivendo le (XVII) nella forma:

$$(XIX) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{2e_* - (\zeta_* + 1)}{2e_* + \zeta_1 + 1} = \frac{\zeta_1 - 1}{\zeta_* - 1} \\ \frac{2e_* - (\zeta_1 + 1)}{2e_* + \zeta_2 + 1} = \frac{\zeta_2 - 1}{\zeta_1 - 1} \\ \dots \dots \dots \end{array} \right.$$

analoga affatto a quella delle (XII), riassunto Nota II.

I diversi casi che possono presentarsi, dipendono esclusivamente da segno del numeratore della 1^a (XIX).

1^o caso:

$$2e_* - (\zeta_* + 1) < 0 \quad \text{o} \quad e_* < \frac{1}{2}(\zeta_* + 1).$$

In questo caso è ovvio che, essendo i due membri della 1^a (XIX) di segno negativo, se si abbia

$$\zeta_* > 1, \quad \text{sarà} \quad \zeta_1 < 1 \quad (\text{fig. IX});$$

e se, invece,

$$\zeta_* < 1, \quad \text{sarà} \quad \zeta_1 > 1 \quad (\text{fig. X}).$$

In ambo le ipotesi il carico è dunque passato per il valore limite $\zeta_m^2 = 1$, in un certo istante della 1^a fase dopo l'arresto, e deve riprendere lo stesso valore $\zeta_m^2 = 1$ ad intervalli μ consecutivi a quell'istante.

Se ne conclude che il carico, in questo caso, è oscillatoriamente asintotico al valore di regime. Le figg. IX e X illustrano questo caso nelle due ipotesi $\zeta_* \leq 1$.

2^o caso:

$$2e_* - (\zeta_* + 1) = 0 \quad , \quad e_* = \frac{1}{2}(\zeta_* + 1).$$

In questo caso si ha, ovviamente,

$$\zeta_1 = \zeta_2 = \zeta_3 = \dots = 1:$$

e cioè il carico raggiunge il valore di regime nel primo istante di ritmo intero dopo l'arresto, e lo mantiene nei successivi.

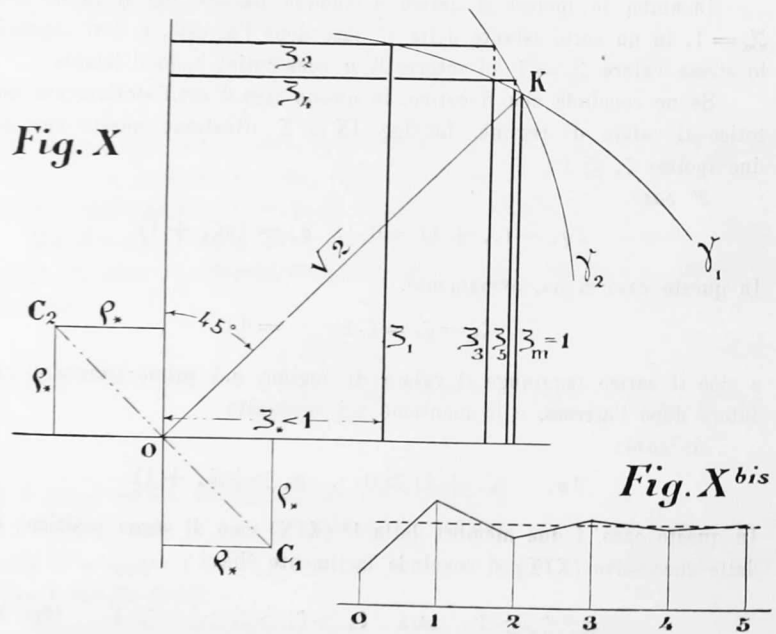
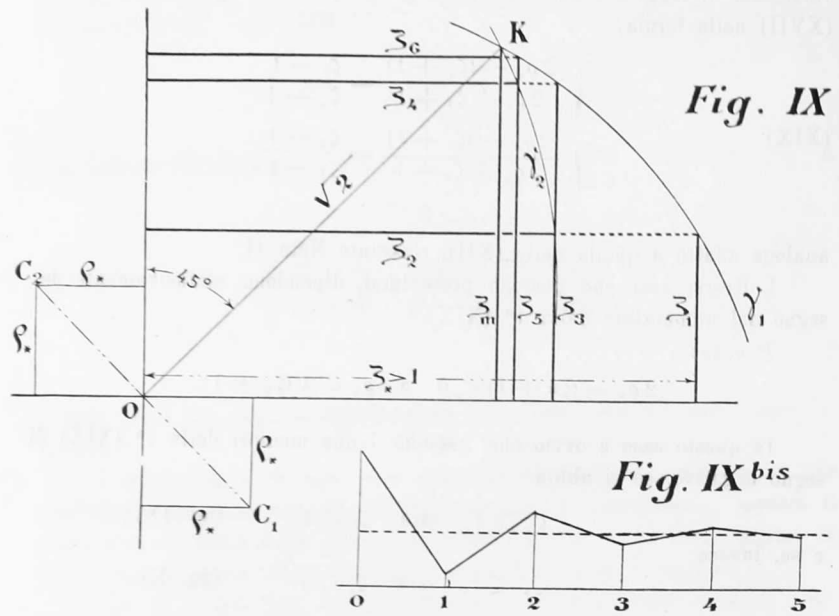
3^o caso:

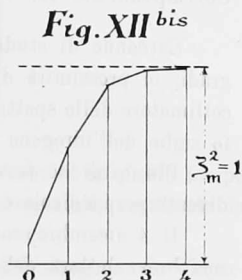
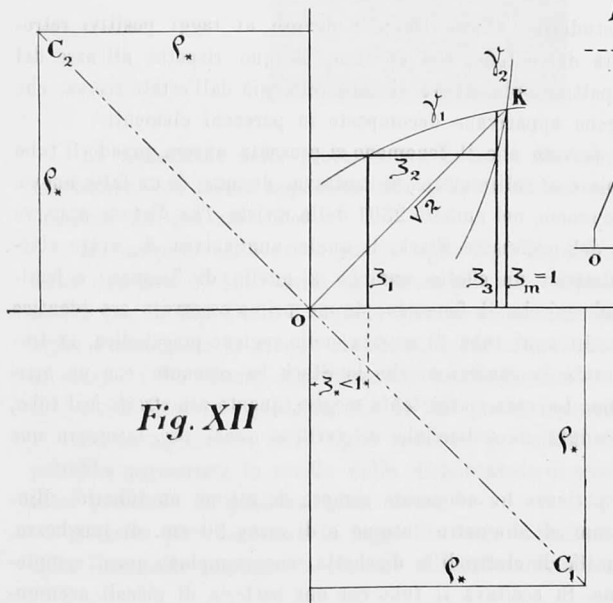
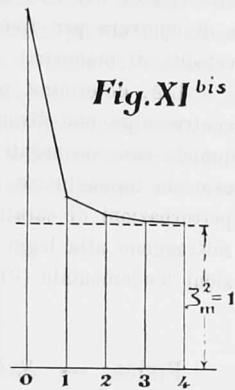
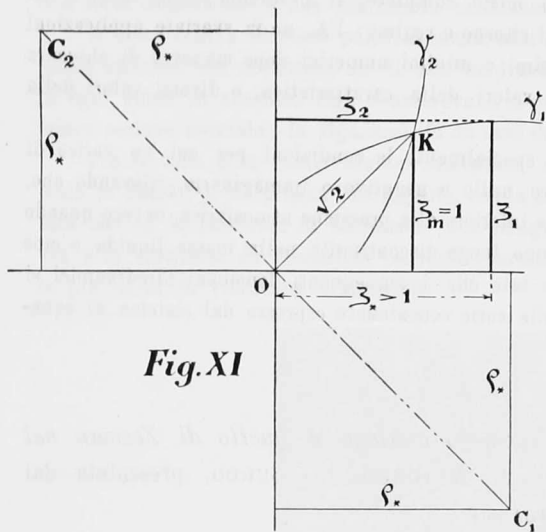
$$2e_* - (\zeta_* + 1) > 0 \quad , \quad e_* > \frac{1}{2}(\zeta_* + 1).$$

In questo caso, i due membri della 1^a (XIX) sono di segno positivo; onde dalle successive (XIX) si conclude facilmente che:

$$\text{se } \zeta_* > 1, \quad \text{sarà} \quad \zeta_* > \zeta_1 > \zeta_2 > \dots > 1 \quad (\text{fig. XI});$$

$$\text{se } \zeta_* < 1, \quad \text{sarà} \quad \zeta_* < \zeta_1 < \zeta_2 < \dots < 1 \quad (\text{fig. XII});$$





e cioè in ambo le ipotesi il carico è semplicemente assintotico al valore di regime.

Gli enunciati, formole e diagrammi esibiti risolvono dunque, nella sua forma più generale ed in modo completo, il problema delle leggi e dei carichi di contraccolpo nel ritorno a regime; l'A. ne fa svariate applicazioni alla ricerca dei loro massimi o minimi numerici dopo manovre di chiusura o di apertura per diversi valori della caratteristica, e diversi valori della velocità di manovra.

L'A. determina più specialmente le condizioni per cui un carico di contraccolpo può diventare nullo o negativo o immaginario, rilevando che, quando esso sia negativo e inferiore alla pressione atmosferica, ovvero quando esso sia immaginario, hanno luogo discontinuità nella massa liquida, e cioè perturbazioni di carattere tale che i susseguenti fenomeni idrodinamici si sottraggono alle leggi delle serie concatenate espresse dal sistema di equazioni fondamentale (9).

Fisica. — *Sul fenomeno analogo a quello di Zeeman nel campo elettrico.* Nota di ANTONINO LO SURDO, presentata dal Corrispondente A. GARBASSO.

Cercando di studiare l'effetto Doppler dovuto ai raggi positivi retrogradi, in prossimità del catodo, con un tubo obliquo rispetto all'asse del collimatore dello spettroscopio, avevo riconosciuto, già dall'estate scorsa, che le righe dell'idrogeno apparivano decomposte in parecchi elementi.

Più tardi ho trovato che il fenomeno si presenta ancora quando il tubo diventa perpendicolare al collimatore. Si trattava, dunque, di un fatto nuovo.

Il 4 dicembre scorso, nel numero 2301 della rivista *The Nature*, apparve una breve lettera del professore Stark, il quale annunciava di avere ottenuto nel campo elettrico un effetto analogo a quello di Zeeman; e facilmente potei persuadermi che il fenomeno da me prima osservato era identico a quello di Stark. In ogni tubo di scarica, nella regione precatodica, si trovano infatti realizzate le condizioni che lo Stark ha ottenuto con un artificio ingegnosissimo. La cosa riesce tanto meglio, quanto più stretto è il tubo, perchè allora la caduta di potenziale si verifica quasi per intero in uno spazio brevissimo.

Nelle mie esperienze ho adoperato sempre da ultimo un tubetto cilindrico di circa 4 mm. di diametro interno e di circa 20 cm. di lunghezza, fornito alle estremità di elettrodi a dischetto, che riempiono quasi completamente la sezione. Si eccitava il tubo con una batteria di piccoli accumulatori, e si regolava la pressione per modo che lo spazio precatodico risultasse di cm. 0,9; la intensità della corrente, per una differenza di potenziale