ATTI

DELLA

REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCVII.

1910

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XIX.

2° SEMESTRE.

ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL CAV. V. SALVIUCCI

1910

RENDICONTI

DELLE SEDUTE

DELLA REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

MEMORIE E NOTE

DI SOCI O PRESENTATE DA SOCI

Comunicazioni pervenute all'Accademia sino al 21 agosto 1910.

Fisica tecnica. — *Ancora su la radiazione di un'antenna inclinata.* Nota del Corrispondente ANTONIO GARBASSO.

1. Nella prima Nota su questo argomento [1] io mi richiamavo in sostanza alla soluzione data da Hertz per il problema dell'antenna verticale, ricavavo le espressioni della forza elettrica e della forza magnetica in punti lontani dall'aereo, e ne deducevo le formule relative al caso di un'antenna inclinata.

Su la legittimità di quel calcolo mi furono mossi certi appunti, i quali si possono ribattere introducendo fin da principio la soluzione che corrisponde ad un'antenna comunque diretta.

2. Non è difficile generalizzare ed estendere il processo del Hertz; e la cosa si fa nel miglior modo applicando il seguente teorema [2]:

Alle equazioni del campo elettromagnetico

$$(1)\qquad \begin{cases} A\,\dfrac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \operatorname{rot}\mathbf{E}\,, \\[2ex] A\,\dfrac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\operatorname{rot}\mathbf{M}\,, \end{cases}$$

si soddisfa ponendo

$$(2)\qquad \begin{cases} \mathbf{M} = A\,\dfrac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}\mathbf{P}\,, \\[2ex] \mathbf{E} = -\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{P}\,, \end{cases}$$

[1] Rend. R. Acc. dei Lincei (5), XIX, [1], 724, 1910.

[2] Per le notazioni si veda C. Burali Forti e R. Marcolongo, *Elementi di calcolo vettoriale*. Bologna, Nicola Zanichelli, 1909.

e intendo che il vettore **P** *sia soluzione della*

$$\left(A^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta'_2\right) \mathbf{P} = 0 . \tag{3}$$

Questo risulta osservando che, se si tien conto delle (2), la seconda delle (1) si riduce ad un'identità, e la prima fornisce

$$\operatorname{rot} A^2 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} = - \operatorname{rot}\operatorname{rot}\operatorname{rot} \mathbf{P} . \tag{*}$$

Ma

$$- \operatorname{rot}\operatorname{rot} \mathbf{P} = \Delta'_2 \mathbf{P} - \operatorname{grad}\operatorname{div} \mathbf{P} ,$$

$$\operatorname{rot}\operatorname{grad}\operatorname{div} \mathbf{P} = 0 ,$$

e sostituendo in (*)

$$\operatorname{rot}\left(A^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta'_2\right) \mathbf{P} = 0 ,$$

che per la (3) è soddisfatta [1].

3. Supponiamo adesso che il vettore **P** abbia le coordinate

$$\left\{\begin{aligned} P_1 &= \alpha_1 \frac{\mathrm{TI}l}{2\pi} \cos \frac{2\pi}{\mathrm{T}} (t - \mathrm{A}r) , \\ P_2 &= \alpha_2 \frac{\mathrm{TI}l}{2\pi} \cos \frac{2\pi}{\mathrm{T}} (t - \mathrm{A}r) , \\ P_3 &= \alpha_3 \frac{\mathrm{TI}l}{2\pi} \cos \frac{2\pi}{\mathrm{T}} (t - \mathrm{A}r) \text{ [2]} , \end{aligned}\right. \tag{4}$$

intendendo per $\alpha_1 , \alpha_2 , \alpha_3$ i tre coseni direttori; e poniamo al solito

$$\left\{\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathrm{X}\mathbf{i} + \mathrm{Y}\mathbf{j} + \mathrm{Z}\mathbf{k} , \\ \mathbf{M} &= \mathrm{L}\mathbf{i} + \mathrm{M}\mathbf{j} + \mathrm{N}\mathbf{k} . \end{aligned}\right.$$

[1] A questo teorema fa riscontro un altro, secondo il quale alle equazioni (1) si soddisfa pure ponendo

$$\left\{\begin{aligned} \mathbf{M} &= \operatorname{rot}\operatorname{rot} \mathbf{P} , \\ \mathbf{E} &= \mathrm{A} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \mathbf{P} , \end{aligned}\right.$$

e assoggettando ancora la **P** alla (3).

Si confronti A. Righi, *L'ottica delle oscillazioni elettriche*, Nota A, Bologna, Nicola Zanichelli, 1897.

[2] Nelle equazioni (4) e nel seguito si è scritto per opportunità tipografica r in luogo di mod $\mathbf{r}$.

Viene senz'altro

$$(5)\quad \begin{cases} \mathrm{L} = \dfrac{\mathrm{T I} l}{2\pi}\left(m^2\alpha_3\dfrac{y}{r^2}\cos\psi + m\alpha_3\dfrac{y}{r^3}\sin\psi - m^2\alpha_2\dfrac{z}{r^2}\cos\psi \right. \\ \qquad\qquad \left. - m\alpha_2\dfrac{z}{r^3}\sin\psi\right), \\ \mathrm{M} = \dfrac{\mathrm{T I} l}{2\pi}\left(m^2\alpha_1\dfrac{z}{r^2}\cos\psi + m\alpha_1\dfrac{z}{r^3}\sin\psi - m^2\alpha_3\dfrac{x}{r^2}\cos\psi \right. \\ \qquad\qquad \left. - m\alpha_3\dfrac{x}{r^3}\sin\psi\right), \\ \mathrm{N} = \dfrac{\mathrm{T I} l}{2\pi}\left(m^2\alpha_2\dfrac{x}{r^2}\cos\psi + m\alpha_2\dfrac{x}{r^3}\sin\psi - m^2\alpha_1\dfrac{y}{r^2}\cos\psi \right. \\ \qquad\qquad \left. - m\alpha_1\dfrac{y}{r^3}\sin\psi\right), \end{cases}$$

con

$$m = \frac{2\pi}{\mathrm{T}}\mathrm{A}\,,$$

$$\psi = \frac{2\pi}{\mathrm{T}}(t - \mathrm{A}r);$$

e per punti vicini all'origine

$$\begin{cases} \mathrm{L} = \dfrac{\mathrm{A} l \mathrm{I}\sin\psi}{r^2}\left(\alpha_3\dfrac{y}{r} - \alpha_2\dfrac{z}{r}\right). \\ \mathrm{M} = \dfrac{\mathrm{A} l \mathrm{I}\sin\psi}{r^2}\left(\alpha_1\dfrac{z}{r} - \alpha_3\dfrac{x}{r}\right), \\ \mathrm{N} = \dfrac{\mathrm{A} l \mathrm{I}\sin\psi}{r^2}\left(\alpha_2\dfrac{x}{r} - \alpha_1\dfrac{y}{r}\right); \end{cases}$$

e di conseguenza

$$\mathrm{mod}\,\mathbf{M} = -\mathrm{A}\frac{l\mathrm{I}\sin\dfrac{2\pi t}{\mathrm{T}}}{r^2}\sin(\mathbf{P}, \mathbf{r}).$$

Le soluzioni (4) *rappresentano il campo di un elemento di corrente, posto all'origine delle coordinate, diretto secondo* $\mathbf{P}$, *con la lunghezza* l *e l'intensità (variabile)*

$$\mathrm{I}\sin\frac{2\pi t}{\mathrm{T}}.$$

Per punti lontani dell'aereo le (5) forniscono invece

$$(6)\qquad \mathrm{mod}\,\overline{\mathbf{M}} = -\frac{2\pi}{\mathrm{T}}\frac{\mathrm{I}l\mathrm{A}^2}{r}\cos\frac{2\pi}{\mathrm{T}}(t - \mathrm{A}r)\,.\,\sin(\mathbf{P}, \mathbf{r}).$$

4. Quanto alle coordinate della forza elettrica si ottiene, per grandi valori di r,

$$X = -\frac{2\pi}{T}\frac{IlA^2}{r}\cos\frac{2\pi}{T}(t-Ar).\left(\alpha_1\frac{z^2}{r^2}+\alpha_1\frac{y^2}{r^2}-\alpha_3\frac{xz}{r^2}-\alpha_2\frac{xy}{r^2}\right),$$

$$= -\frac{2\pi}{T}\frac{IlA^2}{r}\cos\frac{2\pi}{T}(t-Ar).\left[\alpha_1-\frac{x}{r}\left(\alpha_1\frac{x}{r}+\alpha_2\frac{y}{r}+\alpha_3\frac{z}{r}\right)\right],$$

$$= -\frac{2\pi}{T}\frac{IlA^2}{r}\cos\frac{2\pi}{T}(t-Ar).\left[\alpha_1-\frac{x}{r}\cos(\mathbf{P},\mathbf{r})\right],$$

. . . .

e dunque

$$\text{(7)}\qquad \mathrm{mod}E = -\frac{2\pi}{T}\frac{IlA^2}{r}\cos\frac{2\pi}{T}(t-Ar).\sin(\mathbf{P},\mathbf{r}).$$

Le equazioni (6) e (7) coincidono in sostanza con le (7) della Nota precedente.

Chimica-fisica. — *Ricerche chimico-fisiche sulla lente cristallina*[1]. Nota del Corrispondente FILIPPO BOTTAZZI e di NOÈ SCALINCI.

XIII. INFLUENZA DI DIVERSI SALI IN SOLUZIONE DILUITA SULL'IMBIBIZIONE DELLA LENTE.

Abbiamo sperimentato l'azione sulla lente di diversi cloruri (di sodio, di potassio, di calcio e di magnesio) e di diversi sali (cloruro, nitrato, acetato, solfato, tartrato) di sodio. Le tabelle contengono i risultati di queste ricerche. Come si vede, abbiamo usato da una parte soluzioni molto diluite dei diversi sali ($^n/_{200}$, $^n/_{150}$, $^n/_{100}$ e $^n/_{50}$); e dall'altra una soluzione ($^n/_5$) che, per quanto riguarda il $NaCl$, avevamo trovato essere (ved. Nota VI) quella che meno danneggia la lente cristallina. I risultati delle esperienze fatte con le soluzioni saline molto diluite vanno confrontati con quelli dell'imbibizione in acqua pura (ved. Nota III e XI): essi diranno se le piccole quantità di sali di natura diversa modificano, o no, l'imbibizione della lente quale avverrebbe in acqua pura; se, cioè, a quelle deboli concentrazioni, i diversi sali abbiano il potere di rendere già manifesta la loro azione specifica sul colloide lenticolare. Si noti che, in quelle soluzioni, è poco verosimile che si faccia sentire l'influenza della concentrazione, specialmente se si considera che la lente normale non è un blocco colloidale privo di elettroliti, anzi ne

[1] Lavoro eseguito nel laboratorio di Fisiologia sperimentale della R. Università di Napoli.