ATTI

DELLA

REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCXCIX.

1902

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XI.

1° Semestre.

ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL CAV. V. SALVIUCCI

1902

Fisica. — *Sul fenomeno Majorana.* Nota del Socio W. Voigt.

Il sig. Majorana ha presentato a codesta Accademia nella seduta del 4 maggio il primo risultato delle sue osservazioni sopra un fenomeno magnetico analogo all' elettrostatico di Kerr, e mi ha poi comunicato per iscritto i suoi risultati ulteriori. Mi sia permesso di mostrare che i fenomeni osservati si possono facilmente trattare in via teoretica seguendo i principî da me adoperati nella spiegazione dell' effetto Kerr.

La teoria moderna della dispersione opera con grandezze vettoriali K_h, le quali sono caratteristiche delle vibrazioni proprie delle particelle ponderabili — elettroni — e le collega con le forze elettriche K propagantesi nell' etere, mediante relazioni lineari fra le rispettive componenti X_h, Y_h, Z_h e X, Y, Z della forma

$$X_h + a_h \frac{\partial X_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 X_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h X \quad \text{etc.} \tag{1}$$

in cui a_h, b_h, ε_h sono costanti.

Si può ora introdurre nelle formole l' azione di un campo magnetico R sopra queste vibrazioni, in via puramente fenomenologica, riunendo le ipotesi: 1° che le equazioni restino lineari nelle componenti di vibrazione; 2° che le forze agiscano solo sopra i vettori *vibranti* K_h; 3° che i termini di aggiunta non implichino consumo di energia. Limitandosi allora alle derivate, secondo il tempo, del grado più basso si ottengono necessariamente come termini del primo ordine rispetto alle componenti A, B, C del campo i seguenti:

$$c_h \left(C \frac{\partial Y_h}{\partial t} - B \frac{\partial Z_h}{\partial t} \right) \quad \text{etc.}$$

i quali, come io ho mostrato altrove, contengono la spiegazione dell' effetto Zeeman e dei fenomeni che l' accompagnano. Però essi non sono sufficienti per condurre ai fatti trovati dal Majorana, principalmente perchè l' ordine di grandezza dei parametri c_h è, nei corpi da lui studiati, assai troppo piccolo per dar luogo ad effetti così cospicui.

I termini di aggiunta del secondo grado hanno, colle medesime restrizioni di prima e per ragioni di simmetria, la forma

$$\frac{\partial^2 X_h}{\partial t^2}(A^2 d_h + B^2 d'_h + C^2 d'_h) + \left(\frac{\partial^2 Y_h}{\partial t^2} B + \frac{\partial^2 Z_h}{\partial t^2} C \right) A (d_h - d'_h) \quad \text{etc.}$$

e rappresentano, come pare, i risultati del Majorana in modo soddisfacente sotto tutti i punti di vista. Per mostrarlo, io trascurerò i termini del primo ordine a causa dei fattori c_h, che hanno nel caso attuale valore appena apprezzabile.

Facendo allora coincidere l'asse Z con la direzione del campo, le formole (1) così completate, suonano:

$$
(2) \quad \left\{
\begin{aligned}
& X_h + a_h \frac{\partial X_h}{\partial t} + (b_h + d'_h R^2) \frac{\partial^2 X_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h X \\
& Y_h + a_h \frac{\partial Y_h}{\partial t} + (b_h + d'_h R^2) \frac{\partial^2 Y_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h Y \\
& Z_h + a_h \frac{\partial Z_h}{\partial t} + (b_h + d_h R^2) \frac{\partial^2 Z_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h Z
\end{aligned}
\right.
$$

colle quali si dovranno combinare le formole Maxwell-Hertz nell'ipotesi che le componenti di polarizzazione, che compaiono in queste, abbiano i valori $X + \Sigma X_h, Y + \Sigma Y_h, Z + \Sigma Z_h$.

Da quelle formole si ricava per un' onda piana propagantesi normalmente alle linee di forza i seguenti valori degli indici di rifrazione n_n, n_p, e degli indici di assorbimento $\varkappa_n, \varkappa_p$ per vibrazioni elettriche normali e rispettivamente parallele alle linee di forza:

$$
(3) \quad \left\{
\begin{aligned}
& n^2_n (1 - \varkappa^2_n) = 1 + \Sigma \frac{\varepsilon_h \vartheta^2 \Delta'_h}{N'_h} \quad , \quad 2 n^2_n \varkappa_n = \Sigma \frac{\varepsilon_h a_h \vartheta^3}{N_h} \\
& n^2_p (1 - \varkappa^2_p) = 1 + \Sigma \frac{\varepsilon_h \vartheta^2 \Delta_h}{N_h} \quad , \quad 2 n^2_p \varkappa_p = \Sigma \frac{\varepsilon_h a_h \vartheta^3}{N_h}
\end{aligned}
\right.
$$

in cui

$$
(4) \quad \left\{
\begin{aligned}
& \Delta_h = \vartheta^2 - (b_h + d_h R^2) \quad , \quad \Delta'_h = \vartheta^2 - (b_h + d'_h R^2) \\
& N_h = \Delta^2_h + a^2_h \vartheta \quad , \quad N'_h = \Delta'^2_h + a^2_h \vartheta^2
\end{aligned}
\right.
$$

e $2\pi \vartheta = \tau$ rappresenta il periodo di vibrazione.

Dunque il corpo, nel campo magnetico, diventa birifrangente e pleocroitico come un ordinario cristallo uniasse. Il Majorana ha potuto infatti, dietro mio consiglio, constatare direttamente questo pleocroismo.

Ammettendo, nei corpi studiati e nel campo delle osservazioni, $\varkappa$ piccolo rispetto all'unità, n_n e n_p poco differenti fra di loro in modo da potere sostituire $2n_0$ ad $n_n + n_p$ (intendendo con n_0 il valore originario, senza campo, dell'indice di rifrazione) e di poi supponendo $R^4 \vartheta^4 d_h^2$ piccolo rispetto a $(\vartheta^2 - b_h)^2$, si ottiene dalle (3) e (4) con facile riduzione:

$$
(5) \quad \left\{
\begin{aligned}
& n_n - n_p = \frac{R^2 \vartheta^2}{2 n_0} \Sigma \frac{\varepsilon_h (\Theta^2_h - a^2_h \vartheta^2)(d'_h - d_h)}{N_h N'_h} \\
& n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p = \frac{R^2 \vartheta^3}{n_0} \Sigma \frac{\varepsilon_h a_h \Theta_h (d'_h - d_h)}{N_h N'_h}
\end{aligned}
\right.
$$

in cui si è posto $\vartheta^2 - b_h = \Theta_h$. Si può interpretare in queste formole la grandezza $n_n - n_p$ come la *misura della birifrangenza* ed $n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p$ come la *misura del pleocroismo*.

Le formole (5) si semplificano di molto, se si ammette che il mezzo sia caratterizzato principalmente da *una* riga d'assorbimento nell'ultravioletto; ciò che si verifica in molti casi. Allora il quoziente fra pleocroismo e birifrangenza prende il valore speciale:

$$\frac{n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p}{n_n - n_p} = \frac{2a\,\Theta\vartheta}{\Theta^2 - a^2\vartheta^2} \tag{6}$$

in cui naturalmente non compare più l'indice h.

Ora segue dalle (3) che senza azione del campo

$$\frac{2n^2_0\,\varkappa_0}{n^2_0 - 1} = \frac{a\,\vartheta}{\Theta}\,; \tag{7}$$

se quindi si pone:

$$\frac{2n^2_0\,\varkappa_0}{n^2_0 - 1} = \operatorname{tg}\varphi\,, \tag{8}$$

si avrà

$$\frac{n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p}{n_n - n_p} = \operatorname{tg} 2\varphi\,. \tag{9}$$

Le osservazioni del Majorana hanno condotto alle seguenti leggi per la birifrangenza: che questa è proporzionale al quadrato del campo, proporzionale alla concentrazione delle soluzioni molto diluite ed indirettamente proporzionale al quadrato della lunghezza d'onda.

La prima legge è contenuta senz'altro nella (5); la seconda segue pure da questa, poichè in soluzioni diluite, in cui le molecole attive non agiscono sensibilmente l'una sopra l'altra, a, b, d sono indipendenti dalla concentrazione, ed ε cresce proporzionalmente con questa. La terza segue pure dalla (5), se, come è per solito, la sostanza è caratterizzata in prima linea da righe di assorbimento nell'ultravioletto, giacchè allora Θ_h è sensibilmente proporzionale a ϑ^2, N_h ed N'_h a ϑ^4.

Per ciò che riguarda l'assorbimento, il Majorana ha trovato che all'onda più lenta corrisponde l'assorbimento maggiore. Questo segue in fatti dalla formola (9); poichè siccome nelle sostanze cimentate $\varkappa_0$ era piccolo e $n_0 > 1$, si ha φ piccola e quindi

$$\frac{n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p}{n_n - n_p} > 0\,.$$