

ATTI  
DELLA  
REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCVI.

1909

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XVIII.

1° SEMESTRE.



ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL CAV. V. SALVIUCCI

1909

e questo è precisamente accaduto nell'istante in cui è stata presa la fotografia della fig. 5. Ora il secondo arco si presenta come una scintilla improvvisamente scoccata fra i due elettrodi, e non risente affatto l'azione del campo presente; di più esso è accompagnato da un colpo secco che attesta il suo carattere esplosivo.

Del resto, che tra i due fenomeni, iniziamento dell'arco e iniziamento della scintilla, debba esserci una relazione intima appare subito se si ammettono le conclusioni della mia Nota precedente, secondo le quali l'inizio dell'arco è fatto dagl' ioni positivi, cioè proprio da quella specie di ioni che inizia la scintilla (1).

A questo proposito mi piace osservare che ad una conclusione identica si può giungere interpretando alcune esperienze recenti del La Rosa (2). Questi trova che un arco bruscamente e rapidamente interrotto dà lo spettro di righe che è caratteristico della scintilla pilota. D'altra parte secondo lo Stark (3) uno spettro di righe è sempre dovuto a ioni positivi. Dunque tanto la scintilla pilota, quanto la riaccensione dell'arco, sono dovute ad un processo in cui entrano in giuoco ioni positivi.

**Fisica.** — *Costituzione dell'arco voltaico.* Nota di A. OCCHIALINI, presentata dal Corrispondente A. BATTELLI.

Questa Nota sarà pubblicata nel prossimo fascicolo.

**Fisica.** — *Sulla scomposizione magnetica delle linee spettrali* (4). Nota di MARIO TENANI, presentata dal Corrispondente A. BATTELLI.

1) Il fenomeno diretto di Zeeman consiste, come è noto, in una speciale modificazione che un campo magnetico esercita sul periodo e sulla forma delle vibrazioni emesse da una sorgente luminosa. Se si fanno le osservazioni sulla luce emessa secondo le linee di forza del campo magnetico, nel caso più semplice previsto dalla teoria elementare di Lorentz, si ha uno sdoppiamento delle linee spettrali, e le due linee che così hanno origine, si presentano polarizzate circolarmente in senso inverso. Se si fanno le osservazioni perpendicolarmente al campo, ogni linea si trova, sempre nel caso

(1) Towsend, Phil. Mag. 6, 598, 1903.

(2) La Rosa, Memorie Reale Acc. Lincei, Serie 5<sup>a</sup>, v. 7<sup>o</sup>, fasc. 4<sup>o</sup>.

(3) Stark, Journ. de Phys., 6, 46, 1907.

(4) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal prof. Battelli.

più semplice, sostituita da tre righe (tripletto), delle quali la mediana, che conserva la lunghezza d'onda del raggio primitivo, è polarizzata rettilineamente in un piano parallelo alle linee di forza del campo: e le due componenti laterali risultano polarizzate perpendicolarmente al campo stesso.

La teoria dei fenomeni magneto-ottici, sviluppata dal Voigt nelle sue pubblicazioni degli *Annalen der Physik*, degli anni 1898-1902, movendo dalla teoria elettronica della dispersione, ha richiamato l'attenzione degli sperimentatori sull'esistenza di una dissimmetria di posizione delle componenti laterali del tripletto rispetto alla sua componente mediana. Le dissimmetrie così teoricamente previste, furono osservate su molte linee spettrali: e sebbene possa sorgere il dubbio che molte delle dissimmetrie notate possano essere ascritte a casi anomali di fenomeno di Zeeman, e cioè siano di natura del tutto diversa da quelle cui la teoria accennata si riferisce, pur tuttavia la conferma che altre deduzioni dalle medesime formule hanno trovato in tutti i campi della magneto-ottica, pongono fuor di dubbio l'esistenza della dissimmetria accennata.

Come in una mia recente pubblicazione <sup>(1)</sup> ho avuto occasione di notare, le formole del Voigt lasciano prevedere un fenomeno intimamente connesso con tali dissimmetrie, e che consiste in ciò, che le linee laterali del tripletto normale e le componenti del doppietto longitudinale posseggono, a parità di campo magnetico, distanze (misurate nella scala delle frequenze) diverse.

La teoria elementare di Lorentz, che per prima seppe dare ragione del fenomeno di Zeeman e che condusse al risultato fondamentale che i fenomeni luminosi son dovuti alle vibrazioni di quegli stessi elettroni che si muovono liberamente di moto traslatorio nei raggi catodici, non aveva fatto prevedere tale particolarità: e del resto, pare a prima vista ben strano, che il medesimo elettrone, vibrando, possa emettere, nelle due direzioni parallela e perpendicolare al campo, vibrazioni di frequenza diversa. Parrebbe quindi che su tali circostanze le due teorie si trovassero in aperta contraddizione.

Al contrario, bisogna pensare <sup>(2)</sup> che, mentre la teoria di Lorentz tratta in fondo il caso particolare di un elettrone vibrante da solo in un campo magnetico e si propone di trovare le modificazioni da questo apportate alle sue vibrazioni in funzione semplicemente della sua carica e della sua massa, la teoria del Voigt, partendo da uno dei sistemi di esplicazione (*erklärungs-systeme*) dell'assorbimento selettivo, tien conto delle azioni reciproche che il gran numero di elettroni che riempiono ogni elemento di volume devono esercitare sopra le onde elettromagnetiche emesse da ciascuno di essi. E che poi tale reciproca influenza segna leggi e approdi a risultati diversi nelle sue direzioni normale e parallela alle linee di forza, non può, in fondo, molto meravigliare.

<sup>(1)</sup> Rend. Acc. Lincei, vol. XVII, 2° sem., serie 5ª, pag. 714 (1908).

<sup>(2)</sup> v. Voigt, *Magneto- und Elektro-optik*, pag. 171.

Mostreremo poi subito quali importanti risultati si possono ottenere nell'ordine d'idee delle teorie elettroniche quando, accertata l'esistenza di questa differenza di sdoppiamento, se ne ammetta la natura conforme alle deduzioni della teoria del Voigt.

2) Trattandosi dell'accertamento di un fenomeno dovuto all'azione reciproca degli elettroni vibranti nel campo magnetico e essenzialmente dipendente dal loro numero, è naturale il pensare che la sua misura possa servire a valutare intanto questo numero.

Ed ecco come, combinando opportunamente le formule del Voigt, si può giungere a tale risultato.

La teoria magneto-ottica del Voigt conduce alla seguente espressione per l'indice complesso di refrazione delle onde polarizzate circolarmente in senso  $\pm$  rispetto alle linee di forza del campo, emesse longitudinalmente al campo, in un intorno sufficientemente ristretto di una riga di assorbimento di frequenza  $\nu_0$ :

$$(1) \quad n_{\pm}^2 = n_0^2 - \frac{e}{\nu_0(2(\mu \mp \mu_0) - i\nu')}$$

dove  $n_0$  indica l'indice di refrazione che regnerebbe nell'intorno stesso se non vi fossero elettroni vibranti con frequenza  $\nu_0$ ;  $\mu$  è la differenza tra la frequenza  $\nu_0$  e la frequenza per cui si cerca l'indice di refrazione  $n_{\pm}$ ;  $e$  e  $\nu'$  sono costanti caratteristiche della riga  $\nu_0$ , e  $\mu_0$  è una quantità proporzionale al campo magnetico  $R$ , il cui coefficiente di proporzionalità, se  $e$  è la carica,  $m$  la massa degli elettroni di frequenza  $\nu_0$ ,  $c$  la velocità della luce nel vuoto, ha per espressione  $-\frac{e}{2mc}$ , onde

$$(2) \quad \mu_0 = -\frac{eR}{2mc}$$

La discussione della formula sopra ricordata mostra facilmente che, nei casi ordinari, in cui l'assorbimento non sia molto forte, il « coefficiente d'assorbimento »  $n_{\pm}$  presenta due massimi per  $\mu = \pm \mu_0$ . I massimi di  $n_{\pm}$  corrispondono, come è noto, alle posizioni delle righe d'assorbimento: la formula precedente ci dice dunque che dalla riga primitiva son derivate due altre righe con frequenze differenti fra loro di  $2\mu_0$ . Se con  $\nu_1$  e  $\nu_2$  indichiamo le frequenze delle due nuove righe, con  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  la loro lunghezza d'onda, sarà

$$(3) \quad \nu_1 - \nu_2 = 2\mu_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_1} - \frac{2\pi c}{\lambda_2} = \frac{2\pi c \delta}{\lambda_0^2}$$

dove al prodotto  $\lambda_1 \lambda_2$  si è sostituito, come la piccolezza dello sdoppiamento rende possibile, il quadrato della lunghezza d'onda primitiva  $\lambda_0$ , e  $\delta$  indica

la differenza  $\lambda_1 - \lambda_2$  che si trae dalle misure spettroscopiche. Per le onde polarizzate trasversalmente ed emesse in senso normale al campo, l'indice complesso di rifrazione è legato a quelli delle onde emesse, longitudinalmente, dalla formula

$$(4) \quad \frac{1}{n^2} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{n_+^2} + \frac{1}{n_-^2} \right).$$

Nell'istessa ipotesi che ci ha condotto alla conclusione precedente per le onde polarizzate circolarmente in senso inverso, si può, seguendo semplicemente le sostituzioni in (4), ottenere l'indice di rifrazione  $n$  sotto la formula (1)

$$(4') \quad n = n_0 \left( 1 - \frac{\frac{1}{2} N \left( 1 + \frac{N}{Q} \right)}{2\mu - (N + i\nu') + Q} - \frac{\frac{1}{2} N \left( 1 - \frac{N}{Q} \right)}{2\mu - (N + i\nu') - Q} \right)$$

ove si sia posto

$$(a) \quad N = \frac{\rho}{2\nu_0 n_0^2} \quad Q = \sqrt{4\mu_0^2 + N^2}.$$

La parte immaginaria di  $n$  rappresenta il coefficiente di assorbimento  $n\kappa$  e per essa troviamo l'espressione

$$(5) \quad n\kappa = \frac{1}{2} n_0 \nu' N \left( \frac{1 + N/Q}{(2\mu - N + Q)^2 + \nu'^2} + \frac{1 - N/Q}{(2\mu - N - Q)^2 + \nu'^2} \right).$$

Da questa espressione noi abbiamo subito due massimi valori per  $n\kappa$ , corrispondenti ai valori di  $\mu$ :

$$(6) \quad 2\mu_1 = N - Q \quad 2\mu_2 = N + Q;$$

abbiamo anche qui dunque che l'unica riga primitiva è stata sostituita da due righe, che, se  $Q \neq 0$ , saranno dissimmetricamente disposte rispetto alla posizione primitiva. La differenza tra le frequenze di queste due righe sarà  $Q$ , ossia, per la posizione (a),

$$(7) \quad \sqrt{4\mu_0^2 + N^2}.$$

Se  $\delta_1$  sarà la differenza di lunghezza d'onda delle due righe in discorso (che sono le righe laterali del tripletto), questa differenza corrisponderà, secondo un calcolo analogo a quello eseguito in (3), a una differenza tra le frequenze di  $\frac{2\pi c \delta_1}{\lambda_0^2}$ ; sicchè si avrà

$$(8) \quad \frac{2\pi c \delta_1}{\lambda_0^2} = \sqrt{4\mu_0^2 + N^2}.$$

(1) Vedi Voigt, Magneto- und Elektro-optik, pp. 170-171.

3) Supponiamo ora che si siano misurate, a parità di campo magnetico, la differenza  $\delta$  di lunghezza d'onda delle componenti la doppietta longitudinale e la corrispondente differenza  $\delta_1$  delle linee laterali della tripletta emessa perpendicolarmente al campo. La (3) ci darà immediatamente  $2\mu_0$ ; e tale valore, introdotto nella (8), ci darà immediatamente il valore di N.

Osserviamo che, secondo le osservazioni fin qui eseguite, l'indice di refrazione  $n_0$ , che compare nelle nostre formule, e di cui abbiamo già accennato il significato, si differenzia poco da 1; in tal caso, la prima delle posizioni ( $\alpha$ ),

$$N = \frac{e}{2v_0 n_0^2},$$

ci abilita senz'altro a trovare il valore della costante  $e$ .

Rammentiamo ora che la teoria elettronica della dispersione assegna alla costante  $e$ , che compare nelle formule degli indici di refrazione, l'espressione (<sup>1</sup>)

$$(9) \quad e = 4\pi \mathfrak{N} \frac{e^2}{m},$$

dove, come sopra,  $e$  ed  $m$  sono la carica e la massa degli elettroni che danno luogo alla riga di assorbimento, nel cui intorno si cerca l'indice di refrazione;  $\mathfrak{N}$  è il loro numero per ogni cm. cubico.

Noi vediamo di qui allora come, noto il rapporto  $\frac{e}{m}$ , si possa senza altro dalla (9) conoscere il prodotto  $\mathfrak{N}e$ , cioè la carica per unità di volume.

Se sulla carica  $e$  accetteremo il valore proposto da J. J. Thomson, avremo di qui il valore di  $\mathfrak{N}$ .

Inoltre, moltiplicando il prodotto  $\mathfrak{N}e$  per  $\frac{m}{e}$ , avremo  $\mathfrak{N}m$ , cioè la massa vibrante nell'unità di volume.

Conoscendosi inoltre il valore  $\frac{E}{M}$  — dove E è la carica d'un atomo del metallo in studio in un elettrolita, ed M il suo peso atomico — e supponendo che la carica d'un elettrone sia uguale a quella di ogni valenza di un atomo del metallo stesso in un elettrolita, avremo subito il prodotto  $\mathfrak{N}M$ , cioè la densità del vapore luminoso in studio.

Discuteremo in seguito, di fronte ai risultati sperimentali, se le considerazioni precedenti potranno essere applicate alle righe da noi studiate; per ora osserviamo brevemente i vantaggi che tale metodo può, nella maggior parte dei casi, presentare su quelli già proposti e usati per la deduzione delle stesse costanti della teoria.

(<sup>1</sup>) Voigt, *Magneto- und Elektro-optik*, pag. 107.

Sta in questa verifica la questione fondamentale che si presenta in questo genere di ricerche.

Ora, a differenza di ciò che avviene coi metodi precedentemente usati da Hallo (<sup>1</sup>), da Geiger (<sup>2</sup>), che hanno avuto per base la misura della rotazione magnetica del piano di polarizzazione in vicinanza di una riga di assorbimento, e anche col metodo usato da P. Zeeman (<sup>3</sup>), avente per base la misura della dissimmetria del tripletto, a causa della difficoltà di accertarsi dell'immobilità della sua riga mediana, il metodo proposto in questo studio permette l'agevole confronto dei valori trovati per mezzo di esso con quelli dedotti dalla misura della detta dissimmetria, e può così rendere certi dell'applicabilità o meno della teoria.

4) Molto gravi sono le difficoltà sperimentali che si incontrano in questo genere di ricerche: e in un prossimo lavoro esporrò i risultati ottenuti su righe che permisero più agevoli misure. Tali furono le linee della seconda serie secondaria (<sup>4</sup>) degli elementi della seconda colonna del sistema naturale di Mendelejeff.

Come è noto, gli elementi di questo gruppo hanno spettri a righe, le cui frequenze si possono ottenere sostituendo i successivi numeri interi al posto della lettera  $n$  in formule del tipo

$$A + Bn^{-2} + Cn^{-4}.$$

Per ogni elemento si hanno due serie di linee corrispondenti a due sistemi di valori delle costanti  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , ciascuna delle quali a sua volta dà luogo ad altre due serie, semplicemente coll'aggiunta di una costante al valore di  $A$ . Si hanno insomma due serie di triplette.

A queste relazioni fra i numeri che rappresentano le frequenze delle varie linee, corrispondono altre relazioni fra le linee stesse, che valgono a dare a questa classificazione delle linee, empiricamente scoperta, il carattere di una vera e propria classificazione naturale, ed assegnare alle costanti che in quelle formule compariscono, il significato di vere costanti fisiche dell'elemento.

Fra le altre relazioni, gli studi di Runge e Paschen (<sup>5</sup>) hanno posto in evidenza che le linee di una stessa serie presentano scomposizioni magnetiche della stessa specie e uguali se misurate nella scala delle frequenze, e che lo stesso vale per le serie corrispondenti dei diversi spettri (regola di Preston) (<sup>6</sup>).

(<sup>1</sup>) Hallo, *Dissertation Amsterdam*, 1902.

(<sup>2</sup>) Geiger, *Ann. der Ph.* 23, pag. 757, 1907.

(<sup>3</sup>) Zeeman, *Amsterdam Proc.* April 1906, Dec. 1907, Gen. 1908, Mar. 1908.

(<sup>4</sup>) *Zweite nebenseerie* di Kayser e Runge (*Kayser Spectroscopie*, B. 2, cap. IX, 1902).

(<sup>5</sup>) C. Runge e F. Paschen, molti lavori in *Berl. Ber. und Abh.* 1902.

(<sup>6</sup>) Th. Preston, *Nature*, 59, pag. 248, 1899.

Infatti, le linee della seconda serie di triplette presentati dagli elementi del secondo gruppo di Mendelejeff, mostrano tre tipi di scomposizione magnetica a seconda del valore della costante  $A$  che loro compete e che si ripetono in tutte le linee della serie.

Una di tali serie per ciascuno degli elementi presenta, osservata perpendicolarmente al campo, dei triplette magnetici puri molto ben visibili. Essi si prestano bene all'osservazione anche con mezzi non eccessivamente potenti.

Le conclusioni tratte per una delle righe di queste serie varranno non solo per tutte le altre righe della serie stessa, ma ancora ci potranno lasciar trarre qualche conclusione per le linee corrispondenti degli altri corpi del gruppo.

**Fisica.** — *Sul comportamento magnetico-ottico della linea  $b_4$  del magnesio.* Nota di MARIO TENANI, presentata dal Corrispondente A. BATTELLI.

**Fisica.** — *Esperimenti intorno all'effetto della luce sulla conducibilità del vapore di ipoazotide.* Nota di MARIO TENANI, presentata dal Corrispondente A. BATTELLI.

Le Note precedenti saranno pubblicate nei prossimi fascicoli.

**Meteorologia.** — *Andamento diurno della temperatura dell'aria alla Capanna Margherita e ad Alagna.* Nota dei dottori C. ALESSANDRI e F. EREDIA, presentata dal Socio V. VOLTERRA.

In una Nota da uno di noi pubblicata <sup>(1)</sup>, si è parlato del modo come è regolato il servizio meteorologico negli Osservatori del Monte Rosa. Tralasciamo pertanto dal riportare tutte quelle precauzioni prese per il buon funzionamento degli strumenti meteorologici.

Nella presente Nota ci proponiamo di studiare l'andamento diurno della temperatura dell'aria, desumendolo dalle osservazioni orarie raccolte negli anni 1907 e 1908, durante il periodo di permanenza alla Capanna Margherita, cioè dalla 3<sup>a</sup> decade di luglio alla 1<sup>a</sup> decade di settembre.

Come è stato allora detto, si sono impiantate a Valdobbia e ad Alagna delle stazioni meteorologiche, munite di ottimi registratori, che raccoglieranno per tutto l'anno i valori dei vari elementi meteorologici e che, un giorno interpretate, potranno indicare le condizioni normali di quelle regioni

<sup>(1)</sup> Alessandri C., *Gli Osservatori del Monte Rosa in rapporto al servizio meteorologico.* Atti della R. Accademia dei Lincei, vol. XVIII, fase. 7<sup>o</sup>, 1<sup>o</sup> settembre 1909.