IL CAMPO MAGNETICO E LO SPETTRO AD ALTA FREQUENZA DEGLI ELEMENTI.

Nota di RITA BRUNETTI.

In un lavoro sulla « Ionizzazione per effetto delle particelle elettrizzate in movimento » Sir J. J. Thomson nel 1912 ¹⁾ ha proposto di considerare la origine dei raggi X caratteristici come dovuta all'aumento di energia da parte di un atomo carico di elettricità positiva in seguito alla cattura di una particella negativa appartenente a un fascio di raggi catodici. Infatti l'energia in sovrabbondanza nell'atomo restaurato verrebbe dispersa per irraggiamento; il calcolo del valore dell'energia così accumulata e poi irraggiata porta a considerare per la sua lunghezza d'onda un valore dell'ordine di 10^{-8} cm., cioè dell'ordine delle lunghezze d'onda dei raggi X. Il tipo di questa radiazione è determinato esclusivamente dalle proprietà dell'atomo.

Il meccanismo mediante il quale la energia potenziale si trasforma in energia radiante è stato in seguito specificato nei lavori del Bohr ²⁾.

Egli con Rutherford ammette che gli elettroni di un atomo, guidati dalle ordinarie leggi della elettrodinamica, ruotino intorno al nucleo positivo seguendo orbite ellittiche di cui l'atomo è il fuoco. Sotto l'azione di una causa esterna, che può essere l'urto di una particella catodica coll'atomo, qualche elettrone verrebbe rimosso dalla sua per cadere talvolta in altra orbita più interna. Nel caso in cui la caduta ha luogo, verrebbe emessa una radiazione la cui frequenza (ν) è rappresentata dalla relazione

$$(1) \quad A_1 - A_2 = h\nu$$

¹⁾ *Phil. Mag.*, vol. 23, pag. 449, 1912.

²⁾ *Phil. Mag.*, vol. 26, pag. 1, 1913.

dove A_1 è la energia potenziale dell'elettrone nell'orbita primitiva, A_2 è quella nell'orbita finale, h è la costante universale per la energia raggiata in quantità finite.

Naturalmente il valore $A_1 - A_2$ della energia che il sistema emette, quando ν è la frequenza dei raggi X, corrisponde precisamente alla variazione della sua energia potenziale in seguito alla cattura di un elettrone dotato di una determinata forza viva. Esperienze del Whiddington ¹⁾ confermano con l'accordo dei numeri questa concezione e costituiscono in certo senso una riprova di quanto è stato detto dal Thomson.

In particolare, considerazioni ed esperienze del Moseley ²⁾, di Malmer ³⁾ e Kossel ⁴⁾, hanno portato quest'ultimo a ritenere che le orbite fra cui hanno luogo i salti degli elettroni meno stabili, in seguito ai quali viene emessa la radiazione X caratteristica, siano le più interne, e precisamente, se chiamiamo 1 l'anello più interno, 2 il successivo e così via, Kossel suppone che le radiazioni K siano dovute a elettroni che vanno a occupare posti vacanti nell'anello 1 (K_α da 2 a 1, K_β da 3 a 1), le radiazioni L a uno o più elettroni che vanno a occupare posti vacanti in anelli di ordine superiore, e così via per altri tipi di radiazione.

Questo modo di vedere del Kossel, differente da quello che era stato primamente proposto dal Moseley, specialmente per quanto riguarda la radiazione di tipo K si presta a un minor numero di obbiezioni, e spiega bene una gran copia di fatti, onde gode ora del maggior favore ⁵⁾.

* * *

A questo complesso di vedute ed ipotesi noi possiamo oggi applicarci a prevedere quello che potrà essere l'effetto sul vi-

¹⁾ *Roy. Soc. of London*, vol. 85, pag. 323, 1911,

²⁾ *Phil. Mag.*, vol. 26, pag. 1024, 1913; e vol. 27, pag. 703, 1914.

³⁾ *Phil. Mag.*, vol. 28, pag. 787, 1914.

⁴⁾ *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, 16, pag. 953, 1914.

⁵⁾ *Phil. Mag.*, vol. 30, pag. 412, 1915.

bratore ¹⁾ dei raggi X di agenti esterni, come campo magnetico od elettrico.

L'andamento generale del fenomeno di emissione della energia del tipo X caratteristico, è lo stesso di quello che il Bohr suppone appartenere alla emissione delle radiazioni luminose a bassa frequenza, differente è soltanto la causa esterna che determina tale processo di emissione, perciò noi possiamo applicare allo studio delle perturbazioni prodotte da agenti esterni su questo processo, *almeno in via di ipotesi*, i medesimi criteri che sono stati adoperati pel caso della emissione di basse frequenze.

Mi limito per ora a considerare le conseguenze della presenza di un campo magnetico all'atto della produzione della radiazione ad alta frequenza.

Mentre l'effetto del campo elettrico sulle radiazioni luminose si spiega almeno in parte con la teoria dei quanta, l'effetto del campo magnetico così come è trattato nei lavori del Bohr ²⁾ non trae che poco vantaggio dai quanta e continua ad essere interpretato col sussidio delle teorie fondate sulla elettrodinamica classica e continua del Lorentz ³⁾.

Sappiamo che sotto l'azione di un campo magnetico le righe di uno spettro a bassa frequenza presentano una scomposizione, che nel caso più semplice, è un tripletto simmetrico di cui la componente centrale ha la stessa posizione della riga originale, ed è polarizzata col vettore elettrico parallelo al campo, mentre le esterne sono polarizzate col vettore elettrico perpendicolare al campo magnetico: inoltre che secondo i calcoli

¹⁾ Adopero per brevità la parola *vibratore* per quanto essa abbia attualmente perduto il suo significato primitivo e non conservi più che un valore storico.

²⁾ *Phil. Mag.*, vol. 27, pag. 518, 1914.

³⁾ Il Bohr nella trattazione di questo argomento dice espressamente di limitare le sue considerazioni alla regione delle *basse frequenze*, certo in vista che solo per essa esistono le prove dell'esperienza e per esse la teoria del Lorentz è stata creata.

del Lorentz la differenza di frequenza fra le componenti esterne e la interna è la stessa per ogni riga spettrale ed è uguale a

$$\tau = \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m} \cdot H,$$

dove H indica la intensità del campo magnetico e c la velocità della luce, $\frac{e}{m}$ è il noto rapporto fra carica e massa dell'elettrone; quindi *qualunque possa essere il valore di ν invece della (1) dovrà valere per tali righe la relazione*

$$A_1 - A_2 = h(\nu \pm \tau).$$

Se dunque le considerazioni generali della teoria classica bastano da sè a spiegare il fenomeno di Zeeman esso si dovrà manifestare per ragione di continuità per qualunque frequenza, anche per le frequenze elevatissime dei raggi X.

La sua provata eventuale assenza o modificazione potrebbe invece rendere necessario di mettere ancora una volta da parte la teoria classica del Lorentz e sostituirla, come in altri casi, altra teoria esplicativa, una per es. in cui entrino in gioco i *quanta*.

* * *

Il problema principale che ho tentato di affrontare con mezzi puramente sperimentali è dunque il seguente:

esaminando l'azione eventuale che il campo magnetico esercita sugli spettri ad alta frequenza raccogliere qualche elemento che dica della necessità di esprimere gli elementi relativi al movimento di un elettrone intorno al nucleo positivo e la posizione della sua orbita nello spazio per mezzo di quantità finite e discontinue di energia (quanta).

Questo primo lavoro raccoglie esclusivamente i risultati preliminari dell'esame dello spettro delle radiazioni ad alta frequenza prodotte in un campo magnetico di una variabilità non molto estesa.

**Il potere risolutivo di un cristallo
e la scomposizione magnetica delle righe spettrali.**

Per mettere in evidenza direttamente il fenomeno di Zeeman per le basse frequenze occorrono mezzi spettrali di potere risolutivo molto notevole.

È da prevedere che tanto più questo dovrà valere per le alte frequenze.

Esaminiamo dunque anzi tutto il valore dei mezzi di analisi delle alte frequenze, che sono attualmente a nostra disposizione.

Le considerazioni che in proposito si possono fare sono le seguenti:

Un piano cristallino si comporta rispetto a un fascio di raggi X come uno specchio perfettamente selettivo, la riflessione della radiazione λ avendo luogo esclusivamente quando è soddisfatta la relazione.

$$(2) \quad n\lambda = 2d \sin \theta$$

dove n è un numero intero denotante l'ordine dello spettro, d è la costante reticolare del cristallo, θ l'angolo di incidenza del fascio sul piano cristallino.

Lo studio quindi del potere risolutivo del cristallo è questione da trattarsi usando criteri di pura geometria ¹⁾.

Se differenziamo la (2) si ottiene

$$n d\lambda = 2d \cos \theta d\theta.$$

Chiamiamo con R la distanza della superficie su cui lo spettro viene registrato dall'asse del cristallo piano ruotante, o più generalmente — comprendendo anche il caso di una superficie cristallina ricurva — dal punto della superficie cristallina da cui partono le radiazioni di cui si tratta, e dividiamo e moltiplichiamo per R la precedente

$$n d\lambda = \frac{2d \cos \theta}{R} R d\theta$$

¹⁾ Vedere anche De Broglie, *Jour. de Phys.*, serie V, t. V, pag. 230, 1916.

$Rd\theta = ds$, è l'arco di cerchio, se $d\theta$ è molto piccolo, compreso sulla superficie registrante fra le due radiazioni le cui lunghezze d'onda differiscono di $d\lambda$. Perchè esse risultino riconoscibili bisogna almeno che

$$ds > \frac{f}{2},$$

ove f indica in centimetri la larghezza del fascio emergente dal cristallo, cioè che

$$(3) \quad d\lambda > \frac{d \cos \theta}{nR} f$$

Dalla (3) si deduce che la *risoluzione per una radiazione che si riflette sotto l'angolo θ è tanto maggiore, cioè $d\lambda$ è tanto più piccolo, quanto più grande è R e quanto più piccolo è f ; essa aumenta coll'impiccolire della costante cristallina e col crescere dell'ordine degli spettri, e nello stesso spettro è più grande per radiazioni che si riflettono sotto un angolo θ grande.*

Bisogna notare che, nel caso del cristallo piano, f si può ritenere prossimamente come la porzione di superficie cristallina investita da un fascio parallelo di raggi X; e perciò con molta approssimazione sarà eguale alla larghezza della fenditura.

Nel caso in cui si faccia uso del cristallo curvato, f è invece la porzione di superficie cristallina che si può considerare come piana, e perciò come investita sotto un angolo costante θ dal fascio parallelo; ma questo valore di f può riuscire *inferiore* alla larghezza della fenditura e tanto più piccolo quanto più piccolo è il raggio di curvatura del cristallo usato per l'analisi spettrale.

* * *

Calcoliamo il potere separatore nel 1.° ordine pel salgemma in condizioni accessibili all'esperienza. Se poniamo

$$R = 10 \text{ cm.}, \quad f = 0.01 \text{ cm.}, \quad d = 2.81 \times 10^{-8} \text{ cm.}$$

risulta per $\cos \theta$ eguale al suo massimo valore

$$d\lambda = 2.81 \times 10^{-11} \text{ cm.}$$

Col salgemma a 10 cm. di distanza si ottengono cioè separate radiazioni che differiscono di circa $\frac{3}{1000}$ di Unità Ängstrom, se la fenditura è di $\frac{1}{100}$ di cm.

* * *

La differenza che una riga del tripletto nel fenomeno di Zeeman presenta dalla radiazione λ fondamentale, quando H sia la intensità del campo espressa in Gauss, e c la velocità della luce, è data, come è noto, da

$$d\lambda = \frac{1}{4\pi e} \cdot \frac{e}{m} \cdot H \cdot \lambda^2.$$

Ora se per λ poniamo 2×10^{-8} cm., a un di presso la lunghezza d'onda delle radiazioni del ferro, e per H 5000 Gauss, si avrà per $d\lambda$ il valore approssimato

$$d\lambda = 3 \times 10^{-8} = 0.003 \times 10^{-5} \text{ U. Ä.}$$

L'ordine di grandezza del fenomeno di Zeeman normale pei raggi X con un campo di 5000 Gauss sarebbe dunque di 3×10^{-8} U. Ä. A renderlo visibile per via spettrale è dunque necessario disporre di un cristallo che abbia un potere risolutivo 100.000 volte più grande del salgemma o poter eseguire l'osservazione nel primo ordine a un chilometro di distanza dalla superficie cristallina!

Poichè la trasformazione della energia potenziale del sistema in energia radiante ha luogo nell'interno dell'atomo è forse più opportuno tener conto del campo probabilmente esistente nell'anticatodo.

Con un campo nell'aria di 5000 Gauss possiamo ritenere nell'anticatodo esista pel ferro un campo alquanto differente, ma dello stesso ordine, il che porta per $d\lambda$ un valore ugualmente inanalizzabile.

Nonostante queste previsioni negative non era certamente da trascurare la prova sperimentale che può dare di esse la

conferma e che eventualmente può mettere di fronte al fatto nuovo, non previsto. Per questo ho eseguito l'esperienza che viene descritta nel seguente paragrafo.

Dispositivo sperimentale.

Il dispositivo sperimentale di cui ho fatto uso per introdurre il tubo nel campo magnetico è indicato nella figura.

Il tubo a raggi X a forma di T era costruito in modo da permettere di infilare il ramo riservato al catodo, C, nell'interno del nucleo di un elettromagnete tipo Weiss: una finestra chiusa con un foglio di alluminio dello spessore di 0,01 mm. circa copriva la fenditura, F, del coperchietto di ebanite masticiato con ceralacca sulla parte aperta del ramo grosso del tubo disposto trasversalmente al campo — diametro di questo ramo compreso fra 1,5 e 3 cm. —; il tubo stava in collegamento con la pompa rotativa a mercurio. I raggi catodici prodotti nel tubo avevano per tal modo la direzione del campo e non subivano deviazione magnetica.

L'anticatodo nel tubo, A, era fissato a un sostegno alquanto elastico. La forma dell'anticatodo (se di materiale magnetico) era tale da non subire rotazione sotto l'azione del campo.

Esso era guardato dalla fenditura del tubo a 45° o per profilo e risultava in generale come un prolungamento delle espansioni polari del magnete nell'interno del tubo, così che veniva notevolmente ristretto lo spazio libero lasciato dalla presenza del tubo fra di esse e aumentata l'intensità del campo magnetico.

Alcuni metalli sono stati introdotti nel tubo sotto forma di piccoli prismi a sezione quadrata (profilo) o triangolare, altri sono stati deposti in lamine sopra materiale magnetico e non magnetico (ferro o alluminio).

*
* * *

Ho misurato la intensità media del campo magnetico fuori dell'anticatodo durante le esperienze introducendo una spirale di bismuto della resistenza iniziale di 13,82 Ohm nello spazio fra le espansioni polari riserbato al tubo.

La misura veniva eseguita inserendo accanto alla spirale il pezzetto stesso di metallo che doveva funzionare nel tubo come anticatodo nelle stesse condizioni sperimentali.

I campi realmente esistenti nell'anticatodo hanno valore certo differente da quello misurato fuori di esso.

Campo con una espansione polare a tronco di cono da una parte;
l'altra espansione piana: larghezza del campo 3 cm. circa.

Intraferro vuoto H varia fra 2000 e 2500 Gauss

Intraferro con anticatodo prisma-
tico di ferro » » 2800 e 3400 »

Intraferro con anticatodo piano di
ferro » » 3300 e 3600 »

In queste condizioni le righe esterne del tripletto in cui si scompone la 5875,87 dell'Elio osservate con uno scaglione, si vedono perfettamente scisse e spostate di circa 0,1 di U. Ä. dalla posizione di riposo.

* * *

I radiogrammi furono eseguiti con metodo fotografico. Per la descrizione del dispositivo spettrale di cui ho fatto uso rimando alla mia nota: « Spettri ad alta frequenza con lamine di salgemma cilindriche » ¹⁾.

Anche il metodo di lettura delle radiazioni è quello che ho indicato in tale lavoro.

Le osservazioni furono eseguite trasversalmente al campo sopra le radiazioni provenienti da metalli magnetici come ferro e nickel, e non magnetici come il rame.

Il tubo veniva alimentato con un rocchetto intensivo a 4 autoinduzioni primarie in serie preceduto da un interruttore rotativo a mercurio: il raddrizzamento della corrente veniva eseguito con intervalli di scintilla in serie (4 in numero) fra punta e disco.

La scintilla equivalente senza campo era di cm. 10 circa, col campo era alquanto inferiore. La intensità della corrente nel tubo da 1 a 2 M. A., e il tempo di posa variava da venti minuti a due ore secondo il caso.

* * *

Il tubo quando il campo non era introdotto presentava aspetto normale; poichè esso era mantenuto piuttosto molle si aveva cioè luminosità cinerina all'anodo, raggi catodici visibili nel loro percorso e azzurri; fluorescenza verde molto vivace sulle pareti del tubo di vetro X italiano di fronte all'anticatodo.

Quando si introduceva il campo l'aspetto del tubo veniva modificato e diventava caratteristico. Il fascio di raggi catodici sempre visibile con una leggera colorazione rosea veniva fortemente concentrato in un pennello sottile attaccato a un punto dell'anticatodo, che s'arroventava tanto più quanto più il campo era intenso: ogni fluorescenza delle pareti del tubo

¹⁾ *Nuovo Cimento*, serie VI, vol. XIII, pag. 224, 1917.

scompareva per la mancanza forse dei raggi catodici riflessi dalla superficie anticatodica intorno a sè in ogni direzione.

Per questo fatto la sorgente dei raggi X che normalmente è una regione alquanto estesa dell'anticatodo era ridotta effettivamente a un punto, e il fascio uscente dal tubo si prestava meglio a diventare per effetto delle fenditure perfettamente parallelo; senza contare che assai probabilmente esso era anche libero dalle radiazioni primarie provenienti dalle pareti del tubo e dalle altre parti metalliche in esso contenute.

Per questo fatto il potere risolutivo del sistema spettrale era migliorato, $d\lambda$ era impiccolito senza bisogno di aumentare R ; f era modificato e raggiungeva le condizioni indicate nel calcolo a pag. 7 del presente lavoro, mentre prima si trovava in condizioni assai meno favorevoli.

I risultati delle esperienze.

I risultati spettrali hanno risentito enormemente di questi vantaggi. Infatti nelle fotografie di spettri che già avevo esaminato, ho potuto mettere in evidenza ciò che a una prima osservazione e nelle condizioni d'allora ¹⁾ era potuto sfuggire: *vale a dire che le righe α e β dello spettro K degli elementi risultano non semplici, ma costituite di due componenti elementari.*

Questo compare già visibilmente nel *primo ordine di spettri.*

Le due componenti non pare abbiano eguale intensità: quella a lunghezza d'onda minore sarebbe la più intensa, sia nella riga α che nella β , almeno per gli elementi che ho esaminato.

Questo ²⁾ concorda coi risultati di altri sperimentatori che riuscivano pure con un sistema complicato di fenditure a migliorare il potere risolvante del loro dispositivo spettrale e a vedere scomposte le due righe dello spettro K degli elementi nel *2.º ordine di spettri.*

¹⁾ *Nuovo Cimento. Loc. cit.*

²⁾ Cioè la presenza di un doppietto per le α e le β .

Il sig. Malmer ¹⁾ in seguito a risultati negativi ottenuti relativamente alla costituzione delle righe dell'argento in due componenti attribuiva questa scomposizione a un effetto secondario dovuto alla troppo vasta superficie di emissione delle radiazioni: se altre prove non fossero già intervenute a togliere questo dubbio, le condizioni in cui sono state eseguite le esperienze presenti potrebbero ben farlo per se stesse.

I risultati numerici della misura delle lunghezze d'onda per alcuni degli elementi che ho osservati sono nella tavola che segue

Elementi	1. ^a	2. ^a	Media	Differenza
Ferro α . .	1.931	1.923	1.927	0.008
β . .	1.752	1.742	1.747	0.010
Nickel α . .	1.654	1.646	1.650	0.008
β . .	1.502	1.491	1.498	0.011
Rame α . .	1.546	1.537	1.541	0.009
β . .	1.408	1.397	1.402	0.011

Le misure hanno una precisione dell'ordine di $\frac{2}{1000}$ circa, nel 1.^o ordine.

Le radiazioni del ferro si sono più spesso presentate come righe grosse non bene scisse ²⁾).

¹⁾ *Phil. Mag.*, vol. 28, pag. 793, 1914.

²⁾ Qualche volta, più di una, e forse in corrispondenza dei campi magnetici meno intensi che potessi ottenere le righe del ferro sono apparse semplici. Il controllo della cosa tuttavia per le difficoltà sperimentali incontrate fin qui risulta così incerto che non intendo questa osservazione elevare per ora a risultato di esperienza.

In generale però le distanze fra le due componenti delle righe α di ferro, nickel, rame, risultano alquanto superiori ai valori che per alcuni di essi sono stati trovati per altra via. Per me infatti essi risultano in media di $\frac{8}{1000}$, mentre i valori che presentano altri autori non superano i $\frac{5}{1000}$. Invece la distanza delle β concorda bene con quella trovata per gli stessi elementi col metodo ordinario del cristallo ruotante e all'infuori della presenza del campo magnetico.

* * *

Poichè non è nello scopo immediato di questo lavoro mi astengo per ora da commenti sopra questi risultati e da rilievi sui legami esistenti fra le radiazioni degli elementi della serie K.

Mi basti concludere in seguito ai risultati delle considerazioni ed esperienze contenute nelle pagine precedenti che:

a) i mezzi ordinari di analisi spettrale relativi alle alte frequenze per quanto dotati di notevole potere risolutivo, non ci danno speranza di scoprire per via diretta un fenomeno di scomposizione di tali radiazioni sotto l'azione dei campi magnetici che attualmente possiamo produrre, se tale scomposizione è del tipo e dell'ordine di grandezza del fenomeno di Zeeman classico per le basse frequenze, posto che esso abbia effettivamente luogo, come non è dato ancora escludere in base alle ipotesi fin qui accettate circa la emissione delle radiazioni a elevata frequenza;

b) le righe dello spettro K degli elementi studiati si presentano anche col metodo del cristallo curvato come doppie che differiscono in media di $\frac{8}{1000}$ e di $\frac{11}{1000}$ di U. Ä. rispettivamente;

c) nello spettro caratteristico degli elementi esaminati in campo magnetico non si sono potute accertare modificazioni qualitative di sorta sotto l'azione dei campi magnetici di valore e variabilità limitata, di cui si è fatto uso sin qui.

Altre ricerche e forse differenti artifici sperimentali soltanto potranno rispondere alla questione che giustifica il presente lavoro.

Firenze, Istituto di Studi Superiori, luglio 1918.