

La formule (12) se réduit maintenant à

$$du'_i = du_i \quad (i > 1), \quad du'_1 = -du_1.$$

Donc, $J = 1$.

Il nous reste à tenir compte des points P qui subissent plusieurs réflexions entre les temps 0 et t . A cet effet, on démontre qu'ils occupent un volume infiniment petit du second ordre, si t est infiniment petit du premier ordre. On en conclut que la dérivée de V' par rapport à t est nulle; donc, V' est constant et égal à V .

ÉLECTRO-OPTIQUE. — *Remarques sur les spectres corpusculaires et l'effet photo-électrique.* Note de MM. MAURICE et LOUIS DE BROGLIE, présentée par M. Brillouin.

A. Dans les spectres corpusculaires magnétiques des électrons émis par les éléments sous l'excitation des rayons X, l'énergie d'une raie corpusculaire due à des électrons arrachés à un niveau K est de la forme

$$h(\nu - \nu_k),$$

où ν est la fréquence de la radiation excitatrice et ν_k celle de la discontinuité critique K.

M. Whiddington, dans un travail récent (1), remarque qu'il n'observe pas les raies corpusculaires du type précédent lorsque $h(\nu - \nu_k)$ est inférieur à $h\nu_k$.

Nous avons aussi trouvé que, dans ces conditions, les raies paraissaient moins faciles à obtenir, et nous avons repris quelques spectres pour éclaircir ce point.

D'après la règle de M. Whiddington, en employant comme rayons excitateurs les rayons K du tungstène, on ne devrait plus avoir de raies corpusculaires provenant de la couche K pour les métaux de nombre atomique supérieur à 50 (étain); l'expérience montre cependant que, pour l'iode ($N = 53$), les raies corpusculaires venant de la couche K sont visibles entre les deux principales raies dues à la fluorescence du radiateur secondaire. Dans le cas du baryum ($N = 56$), où les raies de la couche K sont passées du côté des petites énergies par rapport aux raies de fluorescence, on les

(1) *Phil. Mag.*, juin 1922, p. 1126.

aperçoit encore, bien qu'assez faiblement, dans une région riche en fond continu.

Enfin, pour un nombre atomique encore plus élevé, samarium ($N = 62$), les raies en question ne sont plus visibles peut-être à cause de l'intensité du fond continu.

Ces divers résultats montrent que les raies corpusculaires émancées d'un niveau s'affaiblissent, mais ne disparaissent pas quand leur énergie restante devient inférieure à celle de ce niveau.

La théorie ⁽¹⁾ permet de chercher à prévoir quelle sera la variation de l'intensité des raies corpusculaires excitées par une radiation ν donnée sur un même niveau ν_k , par exemple, de différents éléments; on trouve que l'énergie totale du flot de corpuscules composant la raie (soit le produit du nombre de ces corpuscules par l'énergie de chacun) s'exprime par

$$I = A \nu_k^2 \frac{\nu - \nu_k}{\nu^4},$$

ce qu'on peut également envisager comme une fonction du nombre atomique N en remplaçant ν_k par sa valeur en fonction de N (loi de Moseley).

Cette expression doit, quand le nombre atomique s'élève, passer par un maximum puis décroître ensuite rapidement, et c'est bien ce que l'expérience montre; mais il faut remarquer que les opacités des raies font entrer aussi en ligne de compte la variation de la sensibilité de l'émulsion en fonction de l'énergie individuelle des corpuscules qui la frappent, ce qui rend difficile une vérification numérique de la position du maximum.

B. On est loin de pouvoir répondre complètement à la question suivante: Que deviennent les électrons libérés dans l'intérieur d'un solide par des rayons excitateurs pénétrants? Nous savons que les uns sortent avec les énergies que décèlent les raies du spectre corpusculaire; il est certain qu'une grande partie de l'énergie des autres est finalement convertie en chaleur.

En supposant que les pertes de vitesse ne se produisent que par des chocs faisant jouer les quanta, il interviendra dans les conditions ordinaires un abaissement de l'énergie individuelle des corpuscules jusqu'au moment où celle-ci sera inférieure à celle qui correspond au premier potentiel d'ionisation; les chocs sont alors élastiques et la conversion en énergie thermique

⁽¹⁾ *Comptes rendus*, t. 173, 1921, p. 527.

se conçoit. M. Léon Brillouin⁽¹⁾ a du reste développé une théorie du fond continu des rayons X qui introduit aussi la notion d'agitation thermique à la fin du parcours des électrons.

Vers la fin de leur carrière un grand nombre de corpuscules voient donc leur énergie se grouper autour d'une valeur de quelques volts et l'on s'explique la présence de très nombreux électrons lents signalés particulièrement par Schearer dans un travail récent⁽²⁾. M. Ledrus, au cours de recherches sur les spectres corpusculaires, a également rencontré un fond continu prononcé dont l'intensité croissait à mesure que les vitesses des électrons s'abaissaient.

C. Millikan a conclu à la fin d'une belle série de recherches poursuivies sur l'effet photo-électrique de radiations appartenant à la lumière visible et au début de l'ultraviolet que, dans ce cas, l'énergie des électrons expulsés, corrigée de l'effet de sortie du milieu solide, était sensiblement égale au quantum $h\nu$ de la radiation excitatrice, sans faire intervenir de terme représentant un travail atomique de sortie⁽³⁾; les électrons intéressés seraient alors des électrons de conductibilité, libres ou très peu liés. C'est bien, semble-t-il, ce qui doit se passer tant que le quantum de la lumière employée ne dépasse pas le premier potentiel d'ionisation et, dans ces conditions, il n'y a rien là de contradictoire vis-à-vis des résultats qui concernent l'effet photo-électrique des rayons X.

SPECTROSCOPIE. — *Sur la loi de dispersion des spectres prismatiques dans l'ultraviolet.* Note de M. PIERRE SALET, présentée par M. A. de Gramont.

J'ai donné⁽⁴⁾ une formule simple et rapide qui représente avec une exactitude pratiquement parfaite la relation observée entre la longueur d'onde λ et la position l d'une raie dans un spectre. Cette formule avait été vérifiée grâce à des clichés de dispersions très variées obtenus avec le spectrographe de M. Hamy et s'étendant de $\lambda 3800$ à 4900 . Il y avait intérêt à voir si elle s'appliquait aussi dans l'ultraviolet, et M. de Gramont

(1) *Comptes rendus*, t. 170, 1920, p. 274.

(2) *Phil. Mag.*, novembre 1922, p. 793.

(3) A moins d'admettre que l'absorption n'a pas lieu par quanta, ce qui est contredit par les spectres corpusculaires.

(4) *Comptes rendus*, t. 160, 1915, p. 715.

a bien voulu me donner, pour cette vérification, un cliché obtenu avec un spectrographe en quartz et une plaque courbée, la dispersion étant d'environ 6 U. A. par millimètre vers $\lambda 2300$.

L'étude de ce cliché montre que ma formule représente bien la position des raies. Pour 25 raies pointées entre $\lambda 2250$ et 3100 , la différence entre les positions mesurées et calculées est, en moyenne, de $\pm 0^{\text{mm}},005$, c'est-à-dire ne dépasse guère les erreurs d'observations.

Rappelons les calculs très simples auxquels conduit ma formule. On détermine pour trois longueurs d'onde différentes la valeur $k = \frac{d\lambda}{d\lambda}$ (1). Le fait physique que j'ai mis en évidence est que l'on peut poser

$$k = A\lambda^2 + B\lambda + C;$$

A, B, C étant des constantes. Ayant trois valeurs de k , on a ces constantes par la résolution de trois équations du premier degré et le calcul d'une table de valeurs de k est très rapide. Or c'est cette table qui servira presque uniquement au spectroscopiste, qui n'aura généralement à rapporter les raies mesurées qu'à des raies de comparaisons voisines (2), et l'avantage de la méthode est surtout le calcul rapide et direct de cette table dont les valeurs peuvent changer d'un cliché à l'autre (en raison notamment de la température) pour un même instrument (3).

Si les raies sont trop éloignées, on emploiera ma formule complète :

$$l = \frac{2}{Q} \arctan \frac{\lambda - d}{e} + \text{const.}$$

(1) Il suffit pour cela de diviser la différence de λ de deux raies connues, par leur distance mesurée. Nous avons vérifié, pour les dispersions que nous avons étudiées, qu'on a ainsi théoriquement la valeur de k à 0,001 U. A. près pour la moyenne des deux longueurs d'onde, quand leur distance ne dépasse pas 30 U. A. On peut d'ailleurs déterminer k avec plusieurs couples dans la même région de la courbe. La moyenne de deux valeurs de k correspond à la demi-somme des longueurs d'onde moyennes de deux couples, pourvu que leur distance soit moindre que 30 U. A. On évite ainsi l'emploi d'une formule de Cornu pour trois raies voisines, que j'avais indiqué dans ma précédente Note.

(2) La différence de λ de deux raies vaut leur distance multipliée par la valeur de k correspondant à leur moyenne quand la distance n'est pas trop grande (inférieure à 10 U. A. pour les dispersions que nous avons étudiées).

(3) Avec d'autres méthodes, il faudrait calculer les coefficients d'une nouvelle formule pour chaque cliché, formule dont il faudrait ensuite calculer la dérivée pour chaque valeur λ de la table.