Sur la cohérence des lignes spectrales du point de vue de la théorie des quanta

Autor(en): **Epstein, Paul**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **1 (1919)**

PDF erstellt am: **28.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-742139

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Meyer et Gerlach[1], on a retiré avec précaution l'air du condensateur, de façon que la particule reste constamment dans le champ de la lunette, et l'on a ainsi déterminé la vitesse de chute de la particule à différentes pressions. *On a effectivement trouvé,* pour des particules de Pt, Au, Ag et Al pulvérisés électriquement dans l'air atmosphérique, *la relation linéaire exigée par la loi entre la vitesse et l'inverse de la pression.*

La loi de Stokes-Cunningham étant ainsi reconnue exacte, on peut déterminer le rayon d'une particule de densité inconnue, et, de là, la densité même de cette particule, en procédant comme suit. Soient $p_1 = 1 : q_1$ et $p_2 = 1 : q_2$, deux pressions pour lesquelles les vitesses de chute sont v_1 et v_2; on a :

$$X = 6\pi\mu a v_1 \left(1 + \frac{B}{a} q_1\right)^{-1} = 6\pi\mu a v_2 \left(1 + \frac{B}{a} q_2\right)^{-1}$$

ou :

$$v_1 : v_2 = (a + Bq_1) : (a + Bq_2) ,$$

donc :

$$a = B \frac{v_2 q_1 - v_1 q_2}{v_1 - v_2} .$$

La densité σ de la particule résulte alors de :

$$X = \frac{4}{3} \pi a^3 \sigma g , \quad \sigma = \frac{9}{2} \frac{\mu v}{g} \frac{1}{a^2 + aBq}$$

Si l'on prend pour B les valeurs de Millikan ou d'Ehrenhaft, on trouve les résultats suivants : les particules provenant d'un seul et même métal ont toutes des densités différentes, et, en général, des densités très inférieures à celle du métal lui-même. En particulier, les particules de Pt présentaient des densités descendant jusqu'à 0,6. Ces faibles densités ne sont propablement qu'apparentes pour les métaux nobles et proviennent soit de ce que les particules ne présentent pas une forme sphérique, soit de ce qu'elles possèdent une structure essentiellement spongieuse.

Paul Epstein (Zurich). — *Sur la cohérence des lignes spectrales du point de vue de la théorie des quanta.*

L'émission de lignes spectrales s'effectue, suivant les idées de Niels Bohr, pendant le passage d'un électron d'une trajectoire stationnaire à une autre. Dernièrement, Bohr et A. Rubinowicz ont essayé indépendamment l'un de l'autre, de pénétrer plus profondément dans le mécanisme même du phénomène. A cet effet, Bohr, procédant d'une façon purement phénoménologique, se base sur l'équivalence de l'Elec-

[1] E. Meyer et W. Gerlach, *Elster- und Geitel-Festschrift,* p. 196.

trodynamique et de la théorie des quanta dans le domaine des grandes longueurs d'onde, tandis que Rubinowicz part des principes de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Si l'on cherche à réunir à la fois les hypothèses de Bohr et de Rubinowicz admises simultanément, on tombe sur l'hypothèse simple suivante : *dans le cas limite des grandes longueurs d'onde, l'Electrodynamique reste valable (avec certaines restrictions) dès le début du passage de Bohr, et le mouvement de l'électron se poursuit avec émission d'énergie conformément aux règles, jusqu'à ce que l'énergie afférente à la trajectoire stationnaire la plus proche soit atteinte.*

Mise en calcul, cette hypothèse conduit aux expressions suivantes pour la longueur de cohérence d'un train d'ondes et la largeur des lignes, en admettant une résolution complète par un appareil optique idéal :

$$l = \frac{k}{\varkappa^{2/3}} \cdot \lambda^{\frac{5}{3}} \quad ; \quad \Delta\lambda = \frac{\varkappa^{\frac{2}{3}}}{k} \lambda^{\frac{1}{3}} \; ;$$

avec

$$k = 2{,}27 \,.\, 10^9 \text{ cm}^{-1} \,,$$

où $\varkappa$ représente la charge du noyau de l'atome hydrogénoïde. (Ces expressions sont valables pour les lignes fondamentales d'une série et doivent être modifiées d'une façon correspondante pour les autres lignes).

Ces relations qui ne sont rigoureusement valables que pour les grandes longueurs d'onde, ont été également étendues, par extrapolation, aux longueurs d'ondes plus courtes. Dans le champ du spectre visible, on obtient pour l un nombre si grand, qu'il n'est nullement accessible à l'expérience, et se trouve complètement caché par l'effet thermo-cinétique. Par contre, les valeurs de la durée de l'émission $t = \frac{l}{c}$ peuvent être comparées aux nombres observés récemment par J. Stark :

Lignes	t calculé	t observé
H_α	$1{,}59 \,.\, 10^{-8}$ sec	$< 2.10^{-7}$ sec
H_β	$1{,}29 \,.\, 10^{-8}$ »	$< 2.10^{-7}$ »
H_γ	$0{,}58 \,.\, 10^{-7}$ »	2.10^{-7} »
H_δ	$9{,}08 \,.\, 10^{-7}$ »	4.10^{-7} »

Eu égard à l'incertitude de l'extrapolation théorique aux courtes longueurs d'onde, et aux difficultés expérimentales qu'offrent les mesures, on ne peut s'attendre qu'à une concordance dans l'ordre de grandeur seulement.

La théorie est susceptible d'un examen plus minutieux dans le domaine des fréquences de Röntgen.

Franz TANK (Zurich). — *Sur l'atome d'hélium selon la théorie de Bohr.*

Des considérations générales sur la structure des termes des séries spectrales conduisent à l'hypothèse que, lors de l'émission des séries, un électron se détache du lien atomique proprement dit et se meut en dehors des autres électrons sur une trajectoire stationnaire. Ce mouvement s'effectue dans un champ qui peut être considéré comme un champ de Coulomb, modifié par des termes correctifs provenant de l'action des électrons intérieurs. Si la disposition de ces électrons est radiale-symétrique, ou, tout au moins, s'il est possible de la ramener à l'être par une distribution convenable des charges sur les trajectoires, on peut résoudre le problème des mouvements de l' « électron de série » du point de vue de la théorie des quanta, jusqu'à la seconde approximation.

On se convainct facilement par le calcul qu'on peut donner une valeur approchée du potentiel du système « noyau + électrons intérieurs » en un point éloigné, à l'aide de potentiel de deux charges E′ et E″ situées à une distance de $2c$, si l'on choisit celles-ci convenablement. Le mouvement de l' « électron de série » est donc approximativement un mouvement qui a lieu sous l'action de deux centres attractifs fixes ; il peut être traité au moyen de coordonnées elliptiques suivant la règle de quantification donnée par M. EPSTEIN[1].

Dans le cas de l'hélium neutre, il convient de prendre un noyau de charge $+2e$; alors, des deux électrons, l'un est l'électron de série détaché, tandis que l'autre se meut sur un cercle correspondant au nombre n_0 de quanta. Aux trois directions de l'espace correspondent trois nombres n_1, n_2, n_3 dans la quantification du mouvement de l'électron de série. Pour les énergies, c'est-à-dire h fois un terme de série, on obtient par le calcul, en faisant abstraction d'une constante additive :

$$H = \frac{2\pi^2 m e^2 (E' + E'')^2}{h^2 (n_1 + n_2 + n_3 + \Delta n)^2}$$

où

$$\Delta n = \frac{16\pi^4 c^2 m^2 e^2 E'E''}{h^4 (n_2 + n_3)^3} \left(1 - \frac{3n_3^2}{(n_2 + n_3)^2}\right)$$

m et e sont la masse et la charge de l'électron. En outre, on a :

$$E' = E'' = + \frac{e}{2}$$

[1] EPSTEIN, P.-S. *Ann. de Phys.*, 50, 489, 1916.