
Membres de l'Académie des sciences depuis sa création : Louis de Broglie

Ondes et quanta - Note manuscrite



INSTITUT DE FRANCE
Académie des sciences



N

W. de Castro
Recoz99Ondes et Quanta⁽¹⁾ par M. Louis de Broglie
présentée par M. Perrin

Considérons un mobile matériel de masse propre m_0 se mouvant par rapport à un observateur fixe avec une vitesse $v = \beta c$ ($\beta < 1$). D'après le principe de l'invariance de l'énergie, il doit posséder une énergie interne égale à $m_0 c^2$. D'autre part, le principe des quanta conduit à attribuer cette énergie interne à un phénomène périodique simple de fréquence ν_0 telle que

$$h\nu_0 = m_0 c^2$$

c étant toujours la vitesse limite de la théorie de Relativité et h la constante de Planck.

Pour l'observateur fixe, à l'énergie totale du mobile, correspondra une fréquence $\nu = \frac{m_0 c^2}{h\sqrt{1-\beta^2}}$. Mais, si cet observateur fixe observe le phénomène périodique interne du mobile, il le verra ralenti et lui attribuera une fréquence $\nu_1 = \nu_0 \sqrt{1-\beta^2}$; pour lui, ce phénomène varie donc comme $\sin 2\pi \nu_1 t$.

Supposons maintenant qu'au temps $t=0$, le mobile coïncide dans l'espace avec une onde de fréquence ν et de phase se propageant dans la même direction que lui avec la vitesse $\frac{c}{\beta}$. Cette onde de vitesse plus grande que c ne peut correspondre à un transport d'énergie; nous la considérerons seulement comme une onde fictive associée au mouvement des ~~particules~~ mobile.

Je dis que, si au temps $t=0$, il y a accord de phase entre les vecteurs de l'onde et les phénomènes internes du mobile, cet accord de phase subsistera. En effet, au temps t le mobile est à une distance de l'origine

(1) Au sujet de la présente note, voir M. Brillouin C.R. CLXVIII, 1919, p. 1818. 168

M^{lle} de Loy

Nv

égale à $vt = x$; son mouvement ^{interne} est alors représenté par $\sin 2\pi \nu \tau$.

L'onde, en ce point, est représentée par $\sin 2\pi \nu (t - x/v) = \sin 2\pi \nu x (\frac{1}{v} - \frac{1}{v})$

Les deux sinus sont égaux, l'accord de phase est réalisé si l'on a:

$$v_1 = v(1 - \beta^2)$$

condition évidemment satisfait par les définitions de v et v_1 .

La démonstration de cet important résultat repose uniquement sur le principe de relativité restreinte et sur l'exactitude de la relation des quantités tant pour l'observateur fixe que pour l'observateur entraîné.

Appliquons d'abord ceci à un atome de lumière. J'ai montré ailleurs que l'atome de lumière doit être considéré comme comme un mobile de masse très petite ($< 10^{-50}$ grammes) se mouvant avec une vitesse très sensiblement égale à c (vitesse légèrement inférieure). Nous arrivons donc à l'énoncé suivant "L'atome de lumière équivaut en raison de son énergie totale à une radiation de fréquence ν , est le siège d'un phénomène périodique interne qui, vu par l'observateur fixe, a en chaque point de l'espace même phase qu'une onde de fréquence ν se propageant dans la même direction avec une vitesse sensiblement égale (quoique très légèrement supérieure) à la constante dite vitesse de la lumière"

Passons maintenant au cas d'un électron décrivant et à une vitesse uniforme sensiblement inférieure à c une trajectoire fermée. Au temps $t=0$, le mobile est en O un point O . L'onde fictive associée partant alors de O et décrivant toute la trajectoire, avec la vitesse $\frac{c}{2}$, rattrape l'électron au temps τ en un point O' tel que $OO' = \beta c \tau$.

On a donc $\tau = \frac{1}{2} [\beta c (\tau + T_2)]$ ou $\tau = \frac{\beta^2}{1-\beta^2} T_2$
 où T_2 est la période de révolution de l'électron sur son orbite. La phase instantanée de l'électron, quand celui-ci va de O en O' , varie de :

(1) Voir Journal de Physique] Tome III série VI 1922. p. 422.

$$2\pi \nu \tau = 2\pi \frac{m_0 c^2}{h} T_2 \frac{\beta^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$$



N 2
 M^{me} Robert

Il est presque nécessaire de supposer que la trajectoire de l'électron n'est stable que si l'onde fictive passant en O' retrouve l'électron en phase avec elle : l'onde de fréquence ν et de vitesse $\frac{c}{2}$ doit être en résonance sur la longueur de la trajectoire. Ceci conduit à la condition :

$$\frac{m_0 \beta^2 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} T_2 = n h \quad n \text{ étant entier.}$$

Montrons que cette condition de stabilité est bien celle des théories de Bohr et Sommerfeld pour une trajectoire décrite à vitesse constante. Appelons $p_x p_y p_z$ les quantités de mouvement de l'électron suivant trois axes rectangulaires. La condition générale de stabilité énoncée par Ehrenfest est en effet :

ce qui fait dans le cas présent s'écrire: $\int_0^h (p_x dx + p_y dy + p_z dz) = n h$ (n entier)⁽¹⁾

comme ci dessus. $\int_0^h \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) dt = \frac{m_0 \beta^2 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} n h$

M. L. L. L. L.

Dans le cas d'un électron tournant avec une vitesse angulaire ω sur un cercle de rayon R , on retrouve pour les vitesses assez petites la formule primitive de Bohr $m_0 \omega R^2 = n \frac{h}{2\pi}$.

Si la vitesse varie le long de la trajectoire, on retrouve encore la formule de Bohr-Einstein si β est petit. Si β prend de grandes valeurs, la question devient plus compliquée et nécessitera un examen spécial.

Poursuivant dans la même voie, nous sommes parvenus à des résultats importants qui seront prochainement communiqués. Nous sommes dès aujourd'hui en mesure d'expliquer les phénomènes de diffraction et d'interférences en tenant compte des quanta de lumière.



(1) Le cas des mouvements quasi périodiques ne présente aucune difficulté nouvelle. La nécessité de satisfaire à la condition énoncée au texte pour une infinité de pseudo-périodes conduit aux conditions de Sommerfeld.