



Interférences des quanta de lumière

Al. Proca

► To cite this version:

Al. Proca. Interférences des quanta de lumière. Journal de Physique et le Radium, 1928, 9 (2), pp.73-80. 10.1051/jphysrad:019280090207300 . jpa-00205322

HAL Id: jpa-00205322

<https://hal.science/jpa-00205322>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

INTERFÉRENCES DES QUANTA DE LUMIÈRE

par M. AL. PROCA.

Institut du Radium, Paris.

Sommaire. — L'auteur observe que, pour obtenir les conditions de quanta les plus générales, on n'utilise que les coordonnées d'espace et qu'on néglige systématiquement et sans aucune raison, la coordonnée temps. Il montre que si l'on fait jouer le même rôle à toutes les coordonnées on obtient :

a) *Pour un atome dans un état stationnaire*, les conditions de quanta classiques, définissant les niveaux d'énergie.

b) *Pour un atome de Bohr qui émet et absorbe, en régime permanent*, ces mêmes conditions, plus une autre qui exprime que la lumière, émise et absorbée, est cohérente, c'est-à-dire qu'elle est apte à provoquer des interférences.

La lumière émise peut donc être considérée comme constituée par des photons, sans qu'elle cesse pour cela d'être cohérente; ceci élimine la principale objection contre la théorie des quanta de lumière d'Einstein.

Le mécanisme même d'un atome émetteur implique la cohérence; *la condition de cohérence est une condition de quanta*. Par conséquent, on doit attribuer à la capacité d'interférence d'un train de photons le même degré de réalité qu'à l'existence des états stationnaires de l'atome.

Les règles de quanta et la théorie des photons d'Einstein semblent pouvoir gouverner désormais un domaine où il ne leur avait pas été possible de pénétrer jusqu'à présent.

1. La crise de la théorie de la lumière. — Les faits expérimentaux sur lesquels on peut baser une théorie de la lumière se divisent aujourd'hui en deux classes bien distinctes : d'une part, les phénomènes d'interférences et ceux qui s'y rattachent, et de l'autre, les phénomènes qui ont comme prototypes l'effet photoélectrique et l'effet Compton. Corrélativement, il existe deux théories antagonistes, irréductibles l'une à l'autre, qui ne peuvent expliquer chacune que les phénomènes d'une seule catégorie. Cet antagonisme est un des aspects du conflit, qui prend chaque jour plus d'ampleur en Physique, entre les concepts du continu et du discontinu, appliqués aux phénomènes naturels.

Les phénomènes de la première catégorie sont régis par des lois qui dérivent de la théorie classique de Maxwell. Suivant l'hypothèse de Fresnel, celle-ci envisage la lumière comme un phénomène vibratoire, dont l'élément essentiel est une onde continue. Au moyen de cette hypothèse, la phase est définie sans ambiguïté et la lumière est cohérente par définition.

La découverte de phénomènes ne rentrant pas dans le cadre de cette théorie a amené Einstein à proposer, en 1905, sa théorie des quanta de lumière. Suivant son hypothèse, la lumière se compose d'« atomes de lumière », de photons $h\nu$, voyageant isolés dans l'espace, émis au hasard, et, par conséquent, ne présentant pas la propriété de cohérence. De nouvelles découvertes expérimentales nous obligent aujourd'hui à admettre que la notion de photon n'est pas une pure fiction, qu'elle n'est pas seulement une hypothèse commode, mais qu'elle correspond effectivement à une réalité physique.

En même temps que l'expérimentation, la théorie d'Einstein s'est développée et s'est enrichie d'apports nouveaux; le progrès a été tel, qu'aujourd'hui elle est devenue indispensable pour l'étude de tout un chapitre de la Physique moderne.

Toutefois, la lacune initiale subsiste : malgré tous les efforts faits pour fondre ensemble

les ondes et les photons, cette théorie ne peut pas expliquer les phénomènes d'interférence. Il n'a pas encore été possible de trouver la raison pour laquelle les trains de photons sont cohérents, c'est-à-dire sont émis suivant un rythme déterminé.

Or, il nous semble que cette lacune n'est qu'apparente. L'incapacité de la théorie d'expliquer certains faits où la cohérence joue un rôle principal, provient simplement du fait qu'on a négligé, jusqu'à présent, une des données du problème. La solution que nous allons en donner n'introduit pour ainsi dire pas d'hypothèse nouvelle. Elle ne fait qu'utiliser dans ce domaine l'idée féconde de Minkowski sur l'identité du rôle que jouent les coordonnées d'espace et de temps. En analysant les faits à l'aide de cette conception, le problème de la théorie de la lumière se résout facilement, comme nous allons le voir dans ce qui suit.

2. Cohérence et quanta. — Soit donc un atome émettant des photons en régime permanent. Pour qu'un phénomène d'interférence puisse avoir lieu, il faut, avant tout, que l'émission soit cohérente. Si en un point de l'espace, deux photons, issus du même atome et ayant parcouru des chemins différents, présentent une certaine différence de marche, il faut que celle-ci subsiste pour les photons qui suivent. Ceci exige que, sur un même rayon, les photons se suivent à des distances égales à la longueur d'onde λ , ou — ce qui revient au même — que deux émissions successives soient séparées par un intervalle de temps égal à

$$T = \frac{\lambda}{c} = \frac{1}{\nu}.$$

Comme on peut le voir facilement, cette condition est trop restrictive. Il suffit, en effet, que les photons soient émis à des intervalles variables τ_i , mais *toujours égaux à un multiple entier de T* , $\tau_i = n \cdot T$; statistiquement l'aspect des franges d'interférence sera le même.

Ceci indiqué, le principe de la solution proposée est le suivant. Observons qu'exprimer la cohérence de la lumière revient à dire que τ_i ne peut pas avoir n'importe quelle valeur, mais qu'il doit être un multiple entier de $T = \frac{1}{\nu}$. Cette limitation fait penser, par analogie, à celle que le premier postulat de Bohr impose à l'atome : celui-ci ne peut pas se trouver dans n'importe quel état mécaniquement possible, mais seulement dans un état stationnaire, bien défini par les conditions de quanta.

Nous croyons que la propriété qui impose à la lumière la cohérence est de même nature que celle qui restreint le nombre des états possibles de l'atome. *La condition de cohérence est une condition de quanta.*

Les conditions de quanta, connues, sont relatives à un atome qui ne rayonne pas et ne font intervenir que les coordonnées q et les moments p . Nous pensons que si l'on quantifie complètement le système formé par un atome émetteur, on trouvera, outre les conditions connues, une de plus, qui sera justement celle de la cohérence : elle contiendra le temps et sera le pendant des conditions de quanta classiques, qui ne contiennent que des coordonnées et des moments.

Nous allons donc écrire les conditions de quanta les plus générales et nous allons les appliquer à un atome qui rayonne en tombant d'un niveau E à un niveau E_1 .

3. Conditions complètes de quantification. — L'énoncé le plus général des conditions de quanta, qui montre en même temps leur signification profonde, a été donné par Léon Brillouin ⁽¹⁾; c'est son analyse que nous suivrons ici.

L'équation générale de Schrödinger d'un système quelconque étant

$$\text{div. grad. } \psi - \frac{4\pi i}{h} \frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{8\pi^2}{h^2} E \psi = 0, \quad (1)$$

⁽¹⁾ L. BRILLOUIN, *J. Phys.*, t. 7 (1926), 353.

L. Brillouin pose

$$\psi = e^{\frac{2\pi i}{h} S}.$$

Dans le cas d'un système conservatif, on a

$$S = Et + A(q),$$

E étant la constante de l'énergie, et $A(q)$, une fonction qui ne dépend que des coordonnées $q_1 \dots q_n$, et a des déterminations multiples : en un point $q_1 \dots q_n$, elle est de la forme

$$A = A_0 + \sum m_i I_i,$$

m_i étant des entiers, et I_i , des constantes appelées périodes.

Suivant L. Brillouin, les conditions de quanta s'obtiennent en égalant à nh les périodes de la fonction d'action $A(q)$

$$I_i = n_i \cdot h.$$

Cet énoncé ne vise que les systèmes à énergie constante. Mais l'équation (1) est valable aussi pour les systèmes à énergie variable. Pour ces systèmes, il est naturel de généraliser, en gardant l'énoncé du théorème, mais en y introduisant la fonction d'action complète S , à la place de $A(q)$.

Nous prendrons donc désormais, comme conditions de quanta généralisées, les relations qui s'obtiennent en égalant à des multiples entiers de h les périodes de la fonction de Brillouin S , définie par l'équation en ψ de Schrödinger, quand on y fait

$$\psi = e^{\frac{2\pi i}{h} S}$$

4. Périodes de la fonction S . — Avec ces conditions complètes :

a) Si le système possède une énergie constante E , on peut poser, comme L. Brillouin :

$$S = Et + A(q).$$

Les périodes de S seront alors identiques aux périodes de $A(q)$, puisque le terme Et n'en fournit pas de nouvelles. Le nouvel énoncé redonne donc, dans ce cas, les valeurs classiques.

b) Si l'énergie du système est variable, on ne peut rien affirmer *a priori*, ni même que le système est quantifié. Tout dépend des résultats d'une étude — à faire — sur les valeurs caractéristiques de l'équation (1). Mais si nous admettons le deuxième postulat de Bohr, toute incertitude disparaît.

Supposons, en effet, que le système demeure un temps τ_i dans un état stationnaire d'énergie E_2 , et qu'il passe brusquement dans un autre état E_1 , où il demeure τ_{i+1} et ainsi de suite. Tant que le système reste dans l'état E_2 , il ne cesse d'être conservatif, nous sommes dans le cas précédent et nous pouvons écrire

$$S = E_2 t + A_2(q).$$

Nous sommes sûrs que $A_2(q)$ ne dépend pas du temps t et que ses périodes sont telles qu'elles fournissent les mêmes conditions de quantification que celles de la fonction $A(q)$ définie précédemment. Pour chaque intervalle τ_k de la vie de l'atome, nous pouvons écrire une relation de la forme

$$S = E_k t + A_k(q),$$

seul k étant différent.

Les périodes de $A(q)$ définissent les états stationnaires. Si donc S possède une autre période distincte de celles-là, elle ne pourra provenir que du terme $E_k.t$. C'est ce terme que nous devons examiner en détail.

5. Cohérence. Cas particulier. — Démontrons que si l'on considère un atome de Bohr dont l'énergie varie périodiquement par quanta $h\nu$, le temps τ qui s'écoule entre une émission et une absorption est un multiple entier de $1/\nu$.

La valeur de S pour un instant et une configuration donnés, est de la forme

$$S = S_1 + \sum m_i I_i. \quad (m_i \text{ entiers})$$

On trouvera toutes les périodes en prenant les coefficients I_i des nombres entiers m_i . Pour trouver la valeur de S , nous partirons avec une détermination quelconque, d'un instant initial $t = t_0$ et d'une configuration donnée $q_1^0 \dots q_n^0$ et nous ferons évoluer le système jusqu'en $q_1 \dots q_n, t$.

Si nous faisons cette opération en laissant les q constants, les périodes classiques — celles de $A(q)$ — n'apparaîtront pas et il ne restera dans l'expression de S que la période qui nous intéresse, celle qui correspond à la variable temps. A cause de la séparation des variables q et t dans l'expression de S ,

$$S = E_k.t + A_k(q)$$

la période calculée ainsi est justement la période cherchée, celle qui apparaîtrait si les b variaient.

Ceci étant posé, cherchons le diagramme de S en fonction de t , à q constants

$$S = E_k t + \text{const.}$$

Une observation est essentielle à ce sujet :

Dans les circonstances habituelles, si le temps varie d'une manière continue, la fonction S reste continue, même si l'énergie varie brusquement de E_1 à E_2 .

En effet, le terme en t n'est pas $E_k t$, mais, en fait,

$$\int_{t_0}^t E_k dt$$

d'après l'équation de Jacobi. Ce terme reste continu en t , même avec E discontinu. S n'est d'ailleurs définie qu'à une constante additive près; l'adjonction de cette constante dans

$\psi = e^{\frac{2\pi i}{h} S}$ ne change pas l'équation (1).

On peut encore considérer la fonction d'action classique S_0 , première approximation de S . On a

$$S_0 = \int_{t_0}^t L dt,$$

L étant la fonction de Lagrange et l'intégrale étant prise sur une trajectoire, dans l'espace de configuration. S est continue même si E varie brusquement, pourvu qu'elle ne passe pas par l'infini, cas que nous excluons. Il est facile de former une fonction L' telle que

$$S = \int_{t_0}^t L' dt$$

et de répéter le même raisonnement point par point.

Avec ces observations, on trace aisément le diagramme de variation de S en fonction de t (fig. 1).

La pente de OA est E_2 , celle de AB est E_1 . Aux points A, B, ..., où E varie, S reste continue.

En un point M quelconque, la valeur de S sera

$$S = E_2 t + 2n \cdot \tau (E_1 - E_2)$$

si M se trouve sur un segment parallèle à OA , c'est-à-dire si l'atome possède en ce moment l'énergie E_2 ; ou bien

$$S = E_1 t + (2n + 1) \tau (E_2 - E_1)$$

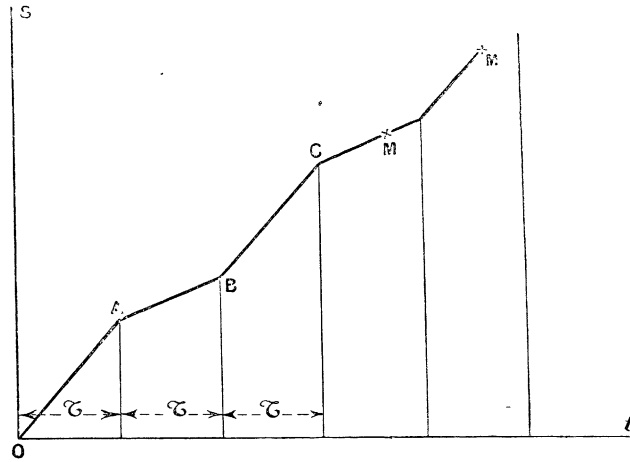


Fig. 1.

si M se trouve sur un segment parallèle à AB , c'est-à-dire si l'atome possède l'énergie E_1 .
De toute façon, S est de la forme

$$S = E_k t + m (E_2 - E_1) \tau \quad (m \text{ entier})$$

Pour une énergie et un temps donnés, S n'est pas fixée d'une manière univoque. Elle n'est déterminée qu'à une constante additive près, qui se présente sous la forme d'un produit de $\tau (E_2 - E_1)$ par un nombre entier. Par conséquent, l'expression $\tau (E_2 - E_1)$ est ce que nous avons appelé une période de S .

Une analyse plus approfondie montre que la nature de cette période est *identique* à celle des périodes de la fonction $A(q)$, c'est-à-dire *aux expressions que nous posions égales à nh dans l'ancienne théorie des quanta.*

Cette nouvelle période nous fournira une nouvelle condition de quanta

$$\tau (E_2 - E_1) = nh$$

et avec

$$E_2 - E_1 = h\nu$$

(ν , fréquence émise),

$$h\nu\tau = n \cdot h$$

il résulte

$$\tau = \frac{n}{\nu} = n \cdot T.$$

Donc l'intervalle de temps qui s'écoule entre une émission et une absorption est un multiple entier de la période de la lumière émise. *A fortiori*, le temps qui s'écoule entre deux émissions le sera. Si donc la lumière est cohérente, la distance entre deux quanta émis sera un multiple entier de la longueur d'onde.

6. Cohérence. Cas général. — Soit un atome d'un corps incandescent, par exemple, émettant suivant les règles de Bohr. Supposons de plus que ce corps ait atteint un équilibre de régime. L'atome considéré recevra alors de l'énergie, par choc par exemple; il montera du niveau E_1 au niveau E_2 où il restera un temps τ_1 , après quoi il retombera sur le niveau E_1 , où il séjournera τ_2 secondes, et ainsi de suite. Si l'on représente la valeur de l'énergie en fonction du temps, le diagramme sera celui qu'indique la figure 2.

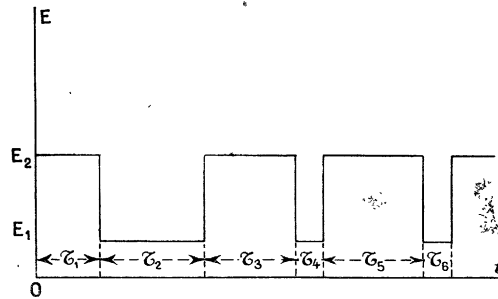


Fig. 2.

Les valeurs de τ_i , intervalle pendant lequel l'atome sera dans un des états E_1 ou E_2 , ne suivront aucune loi; tout au plus pourrait-on établir une relation statistique, exprimant l'existence d'un régime permanent.

Une analyse exactement pareille à la précédente nous montre que l'expression de la fonction S est

$$S = E_1 t + (E_2 - E_1) \sum_i \tau_i \quad i = 2, 4, 6, \dots, 2n,$$

ou bien

$$S = E_2 t - (E_2 - E_1) \sum_k \tau_k \quad k = 1, 3, 5, \dots, (2n - 1);$$

S n'est déterminée qu'à une constante additive près :

$$(E_2 - E_1) \sum_j \tau_j = h\nu \sum_j \tau_j = \sum_j h\nu \cdot \tau_j.$$

Elle n'est plus à proprement parler « multipériodique », mais elle reste indéterminée, de la forme $S = S_1 + \sum h\nu \tau_j$. Or, c'est là le fait essentiel qui permet la quantification. Je dis que pour quantifier le phénomène, il suffit de poser

$$(E_2 - E_1) \tau_j = n_j h, \quad (n \text{ entier})$$

Pour justifier cette affirmation nous nous servirons toujours de l'analyse de L. Brillouin.

Celle-ci repose, comme toute la théorie moderne, sur l'axiome que l'équation de Schrödinger doit avoir une solution ψ , finie, continue et à détermination simple. Or

$$\psi = e^{\frac{2\pi i}{h} S}.$$

Si S est multipériodique

$$S = S_1 + \sum m_l I_l \quad (m_l \text{ entiers})$$

ψ sera univoque si l'on pose $I_l = n_l h$ (n_l entiers), car l'indétermination de S sera compensée par la périodicité de l'exponentielle, en vertu de la relation ⁽¹⁾

$$\frac{2\pi i}{h} \sum m_l I_l = 2\pi i \sum m_l n_l.$$

Mais, si S est simplement indéterminée de la forme

$$S = S_1 + \sum k_j$$

ψ sera encore univoque, si l'on pose

$$k_j = n_j h. \quad (n_j \text{ entiers})$$

car

$$\frac{2\pi i}{h} \sum k_j = 2\pi i \sum n_j.$$

Il résulte donc de cette analyse que nous devons poser

$$(E_2 - E_1) \tau_j = n_j h, \quad (j = 1, 2, \dots).$$

On peut remarquer qu'il n'y a pas d'ambiguïté sur le nombre de termes de la somme $(E_2 - E_1) \sum \tau_j$ qu'il faut évaluer à nh . Car le nombre de termes étant arbitraire, on peut se limiter à un seul, et on tombe bien sur la condition précédente.

Cette condition donne, toujours avec $E_2 - E_1 = h\nu$

$$h\nu \tau_j = n_j h$$

$$\tau_j = \frac{n_j}{\nu} = n_j \cdot T$$

(n_j entiers)

Donc entre une émission et une absorption consécutives (et *a fortiori* entre deux émissions) il s'écoule un temps, multiple entier de la période de la lumière émise ou absorbée. La distance entre deux quanta de lumière émis est donc un multiple entier de la longueur d'onde. *La lumière doit donc être cohérente.*

7. Observations finales. — Nous avons obtenu ce résultat en utilisant presque sans modification la théorie des quanta sous sa forme actuelle. Le seul apport nouveau a été une généralisation minime des conditions de quantification, en tenant compte d'une variable qu'on négligeait à tort jusqu'à présent, à savoir : le temps. En appliquant cette idée, on ne modifie pas la théorie, on la complète. Nous constatons qu'en ce domaine aussi, la conception de Minkowski sur le rôle de la variable temps se montre féconde en résultats.

On peut donc dire que l'explication de la cohérence était déjà contenue dans les postulats de Bohr et dans l'équation de Schrödinger. Mais ce n'est que pour avoir une plus grande généralité que nous avons utilisé dans ce qui précède l'équation de Schrödinger ; le résultat obtenu est complètement indépendant de toute considération de mécanique ondulatoire. On peut arriver à rendre compte de la cohérence de la lumière en utilisant exclusivement les anciennes conditions de quanta, sous la forme de Schwarzschild-Sommerfeld ⁽²⁾. La théorie des quanta n'est donc nullement en contradiction avec les faits expérimentaux qui démontrent cette cohérence, avec les interférences par exemple. Tout au contraire, c'est elle qui exige l'existence de cette propriété de la lumière et qui, par conséquent, aurait pu faire prévoir ces expériences.

⁽¹⁾ Cf. L. BRILLOUX, *loc. cit.*

⁽²⁾ Voir : *Sur la théorie des quanta de lumière*, collection des suggestions scientifiques, chez A. Blanchard, 3, rue de la Sorbonne à Paris.

Remarquons encore (cf. § 4), que les conclusions que nous avons tirées sont basées essentiellement sur le deuxième postulat de Bohr, qui seul nous a permis d'écrire

$$S = E_k t + A(q).$$

Tous les résultats de la théorie des quanta *et, en plus, la cohérence*, sont donc qualitativement compris dans les deux postulats de Bohr. On ne peut s'empêcher d'admirer l'intuition vraiment géniale qui a réussi à condenser en ces deux énoncés simples, les principes qui régissent un nombre immense, probablement la totalité, des phénomènes naturels.

Le théorème que nous avons démontré semble susceptible d'applications intéressantes. Il serait nécessaire de soumettre à une nouvelle étude — que nous ne tenterons pas ici — tous les problèmes où les photons interviennent et peut-être, en particulier, les statistiques du rayonnement. Ces applications ne se borneront certainement pas à des questions théoriques ; on peut s'attendre à ce que des résultats pratiques s'ensuivent. Ainsi, par exemple, il est à peu près certain, d'après les expériences de Bothe et Geiger, qu'il existe un couplage rigoureux entre le photon diffusé et l'électron de recul, dans le phénomène de Compton. Si donc la radiation diffusée est cohérente — ce qui est le cas —, on doit s'attendre à ce que l'émission corpusculaire qui l'accompagne le soit aussi. Pareillement, dans un atome en régime permanent, les absorptions se suivant à des intervalles nT , on doit s'attendre à ce que la même chose arrive si les photons incidents ionisent l'atome, c'est-à-dire s'ils provoquent l'effet photoélectrique. On est ainsi amené à penser que, vraisemblablement, *les rayonnements corpusculaires sont aussi cohérents*, et cela tant pour les photoélectrons que pour le rayonnement β primaire des corps radioactifs (à l'exception peut-être des rayons β nucléaires).

Nous avons montré dans ce qui précède, que l'émission des photons est cohérente. Pour que les franges d'interférence apparaissent, il faut encore préciser le mécanisme de l'action sur un écran de deux photons ayant une différence de marche donnée. Ceci nous conduit à analyser la structure intime d'un quantum de lumière. C'est ce que nous allons faire dans une autre publication.

Manuscrit reçu le 7 décembre 1927.

