

Ondes électromagnétiques et photons en radioélectricité

L. de BROGLIE

Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences
Prix Nobel de Physique

Résumé

L'auteur expose dans cet article comment l'interprétation de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution qu'il avait esquissée dans ses premiers travaux et qu'il a reprise et beaucoup développée depuis une vingtaine d'années, permet de comprendre pourquoi l'on peut calculer l'action d'une onde hertzienne sur un récepteur de radio en employant les équations de Maxwell qui ignorent l'existence des photons, bien que cette existence soit certaine. Un grand nombre de ceux qui liront cet article trouveront sans doute que les idées qui y sont exposées fournissent une image beaucoup plus satisfaisante des processus étudiés que ne peuvent le faire les formalismes très abstraits usuellement employés aujourd'hui en Mécanique quantique et en théorie quantique des champs.

1. Aperçu sur l'emploi des « échantillons » en radiotechnique

Je rappelle d'abord qu'on utilise pour les radio-communications des ondes hertziennes de fréquences élevées et que, pour transmettre la voix humaine, on module l'amplitude de l'onde hertzienne émise, dite « onde porteuse », à fréquence sonore. A la réception, l'onde émise est recueillie dans des systèmes oscillants (antennes, circuits oscillants ou cavités résonnantes) et elle y produit une oscillation électrique de haute fréquence modulée à fréquence acoustique. Un dispositif de détection coupe toutes les alternances négatives de l'onde de sorte qu'il ne reste que les alternances positives modulées à fréquence acoustique. Le courant ainsi obtenu est envoyé dans un haut-parleur qui, en raison de son inertie, n'est sensible qu'à la valeur moyenne du courant. Le haut-parleur reproduit donc les sons qui ont été recueillis par le microphone au poste d'émission. Tel est le principe bien connu de la radiotéléphonie.

Mais on s'est aperçu qu'il suffisait de faire émettre par le poste émetteur de petits morceaux de l'onde hertzienne modulée : c'est ce que l'on nomme des « échantillons » de l'onde modulée totale. Je n'insiste

pas sur la façon dont on peut émettre ces échantillons. Au poste de réception, le circuit oscillant est accordé sur la fréquence de l'onde hertzienne porteuse et l'arrivée successive des échantillons y produit des impulsions rythmées sur la fréquence de l'onde. Ces impulsions, si elles sont assez nombreuses (par exemple, s'il en arrive au moins une ou deux par période du circuit oscillant), y entretiendront une oscillation ayant la fréquence de l'onde porteuse, mais dont l'amplitude variera suivant les variations lentes de l'amplitude des échantillons. On obtiendra donc le même résultat que si l'on avait excité le circuit oscillant par la totalité de l'onde porteuse. En résumé, on peut transmettre un message téléphonique en envoyant au poste récepteur non pas la totalité de la modulation d'amplitude de l'onde hertzienne porteuse par le courant microphonique, mais seulement un nombre suffisant d'échantillons de cette modulation.

Au premier abord, il pourrait sembler que cet « échantillonnage » n'ait pas beaucoup d'intérêt pratique car il est plus compliqué d'émettre uniquement des échantillons de la modulation sonore de l'onde porteuse que d'émettre l'ensemble de cette modulation. Mais, en réalité, l'échantillonnage présente un très grand intérêt pour la technique des télécommunications. En effet, il est possible d'intercaler sur une même onde porteuse plusieurs séries d'échantillons correspondant à des transmissions téléphoniques différentes. Au poste récepteur, un faisceau d'électrons sans inertie animés d'un mouvement de rotation rapide pourra distribuer les N séries d'échantillons incidents entre N circuits oscillants indépendants tous accordés sur la fréquence hertzienne de l'onde porteuse. Après détection, chacun de ces circuits oscillants pourra alimenter un haut-parleur qui fera entendre l'une des N transmissions téléphoniques transportées par une seule onde porteuse, ce qui est évidemment très intéressant au point de vue technique.

Sans insister sur l'utilisation technique de l'échantillonnage, je voudrais indiquer comment s'effectue

l'excitation d'un circuit oscillant par l'arrivée des échantillons d'une onde hertzienne modulée. Elle peut être comparée à l'entretien du mouvement d'un système mécanique tel qu'un pendule à l'aide d'impulsions brusques qui sont rythmées à la fréquence du système oscillant. Il suffit pour cela que les impulsions soient assez nombreuses, mettons une ou deux par période du pendule. C'est d'ailleurs ainsi que, dans une horloge, le mouvement du balancier, qui tend toujours à s'amortir, conserve une amplitude constante parce que le mécanisme bien connu de l'échappement lui fournit deux fois par période une impulsion rythmée à la fréquence de son mouvement.

Je m'excuse d'avoir si longuement insisté sur des questions qui sont si connues des techniciens des radiocommunications, mais il est nécessaire de les avoir présentes à l'esprit pour bien comprendre ce qui va suivre.

2. Action d'une onde hertzienne sur un circuit oscillant

Il est certain que toutes les ondes électromagnétiques transportent des photons. La chose est depuis longtemps bien établie pour la lumière par l'existence de l'effet photoélectrique et d'autres effets analogues, mais le fonctionnement des masers ne permet plus aujourd'hui d'en douter en ce qui concerne les ondes hertziennes. Un problème difficile et capital se pose alors. Quand une onde hertzienne vient agir sur le système oscillant d'un récepteur (antenne, circuit oscillant, cavité résonnante), la description de l'interaction de l'onde avec le récepteur se fait couramment d'une façon très exacte à l'aide des équations de Maxwell et cela même pour des ondes centimétriques ou millimétriques où cependant le contenu énergétique $h\nu$ des photons devient très important. On peut dire que, jusqu'à ces dernières années, les radioélectriciens pouvaient ignorer la structure « photonique » des rayonnements qu'ils utilisaient. Or cela est très surprenant puisqu'il est bien certain que l'énergie recueillie par le récepteur lui est délivrée par l'onde d'une façon discontinue, ce qui n'est aucunement contenu dans les équations de Maxwell. Comment comprendre que l'on puisse, à l'aide d'équations qui ne représentent certainement pas la véritable structure des ondes électromagnétiques, prévoir exactement leur action sur un circuit oscillant ?

Je me crois aujourd'hui en mesure d'aborder la solution de ce problème en utilisant la tentative de réinterprétation de la mécanique ondulatoire, c'est-à-dire de la coexistence des ondes et des particules, que, reprenant les idées qui étaient les miennes en 1923-24, à l'époque de ma thèse de Doctorat, j'ai à nouveau développées depuis plus de 15 ans sous le nom de « Théorie de la double solution ». Je ne ferai que rappeler le principe de cette théorie sans entrer dans tous les développements que j'ai pu lui donner ⁽¹⁾. L'image physique que j'adopte, d'une façon générale, pour représenter la liaison d'un corpuscule avec son

onde est la suivante : l'onde serait un phénomène physique d'une extrêmement petite amplitude qui se propagerait dans l'espace, au cours du temps, suivant les équations de propagation appropriées à sa nature et devrait être soigneusement distinguée des ondes ψ à amplitude arbitrairement normée, couramment utilisées en mécanique quantique. Cette onde comporterait une très petite région où son amplitude atteindrait une valeur très élevée, région qui constituerait le corpuscule. Le corpuscule, se trouvant ainsi incorporé à l'onde, aurait un mouvement déterminé par la propagation de l'onde. De plus, point essentiel qui se trouvait déjà dans ma thèse de 1924, le corpuscule serait assimilable à une horloge et son mouvement serait tel que, pendant son déplacement dans l'onde, sa vibration interne resterait constamment en phase avec celle de l'onde. Tout cela s'exprime d'ailleurs par des formules très précises que j'ai pu démontrer et généraliser de diverses façons.

Si l'on applique cette conception générale au cas particulier de l'onde électromagnétique, on est amené, ainsi que je l'ai montré dans mon livre « Ondes électromagnétiques et Photons », à assimiler l'onde de base à une onde électromagnétique du type classique, mais de très faible amplitude, qui obéit aux équations de Maxwell. Les photons étant des particules du type « bosons » qui peuvent se grouper sur une même onde, cette très faible onde électromagnétique de base peut comporter comme accidents locaux de sa structure un grand nombre de photons dont la vibration interne est toujours en phase avec celle de l'onde, à l'endroit où ils se trouvent.

Nous allons maintenant chercher à appliquer ces conceptions au problème de l'action d'une onde hertzienne sur un récepteur. L'onde porteuse de photons a, d'après nos idées, une amplitude si faible qu'elle ne peut pas mettre un circuit oscillant en oscillations d'une façon sensible. Mais chaque fois qu'un photon arrive sur le récepteur, il lui communique une impulsion brusque et, comme la vibration de chaque photon est en phase avec l'onde qui le transporte, les impulsions rythmées que les photons apportent au récepteur suffisent à le mettre et à le maintenir en oscillation régulière. En somme, l'action des photons sur un circuit oscillant serait la même que si celui-ci recevait une onde hertzienne de même phase que la très faible onde de base, mais ayant une amplitude beaucoup plus grande. On voit bien ainsi la grande importance de l'hypothèse que la vibration interne des corpuscules est toujours en phase avec l'onde qui les porte.

Si cette conception est exacte, la mise en oscillation d'un récepteur par une onde hertzienne présenterait une grande analogie avec la technique des transmissions par échantillons sommairement esquissée dans le premier paragraphe. En effet, chaque photon arrivant sur le récepteur lui apporte un échantillon d'une onde de même phase que l'onde porteuse incidente, mais d'amplitude beaucoup plus grande. Le circuit oscillant de réception se trouve ainsi soumis à de brusques impulsions arrivant aléatoirement, mais toujours rythmées par la phase de l'onde porteuse. Bien qu'étant de nature différente puisqu'elle est applicable même à une onde non modulée, la mise en oscillation d'un récepteur par les photons d'une

(1) Voir par exemple mon livre « Ondes électromagnétiques et Photons », Paris, Gauthier-Villars 1968, où l'on trouvera une bibliographie assez complète.

onde hertzienne incidente apparaît comme un processus tout à fait analogue à celui qui est utilisé en radiotéléphonie quand on transmet par échantillons la modulation sonore d'une onde hertzienne. C'est d'ailleurs ce qui va être précisé par les calculs qui vont être développés dans le prochain paragraphe.

Concevoir, comme je viens de l'expliquer, la mise en oscillation d'un récepteur par une onde hertzienne me paraît être la seule manière de comprendre comment les calculs effectués avec la théorie de Maxwell, qui ne traduit pas l'existence des photons, peut cependant donner des résultats exacts.

3. Calculs précisant les idées précédentes

Raisonnons d'abord à la manière classique en considérant une onde hertzienne monochromatique plane de fréquence ν se propageant le long d'un axe Oz avec un champ électrique E vibrant le long de l'axe Oz normal à Ox . Nous écrirons :

$$E_x = H_y = a \cos 2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right). \quad (1)$$

Une barre représentant la moyenne dans le temps, l'expression de la densité moyenne de l'énergie dans l'onde sera :

$$\frac{1}{2} \overline{(E_x^2 + H_y^2)} = \overline{E_x^2} = \frac{a^2}{2}. \quad (2)$$

Mais, pour introduire nos conceptions, nous devons maintenant supposer que l'amplitude a a une valeur très faible et que l'énergie, au lieu d'être répandue uniformément dans l'onde, est concentrée dans des photons de contenu énergétique interne $h\nu$ où h est la constante de Planck. L'action de ces photons sur le circuit oscillant de réception devra être la même, suivant nos conceptions, que celle d'une onde dont les photons sont des échantillons et pour laquelle on a :

$$\mathcal{E}_x = \mathcal{H}_y = A \cos 2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) \quad (3)$$

où $A = Ca$ avec $C \gg 1$. Si ρ désigne le nombre moyen de photons par unité de volume dans l'onde, on devra évidemment poser :

$$\frac{1}{2} \overline{(\mathcal{E}^2 + \mathcal{H}^2)} = \overline{\mathcal{E}_x^2} = \frac{A^2}{2} = \rho h\nu \quad (4)$$

d'où la relation :

$$\frac{C^2 a^2}{2} = \rho h\nu. \quad (5)$$

Les formules précédentes vont nous permettre d'étudier d'abord le cas où l'onde n'est pas modulée, puis le cas où l'onde est modulée.

Dans le cas où l'onde hertzienne n'est pas modulée, l'amplitude a de la formule (1) est une constante et le circuit oscillant du récepteur reçoit par unité de temps un nombre d'impulsions brusques en phase avec le champ électrique E_x de l'onde porteuse corres-

pondant à une densité moyenne d'énergie égale à $\rho h\nu$, c'est-à-dire, d'après (4), proportionnelle au carré de l'amplitude A de l'onde fictive échantillonnée définie par (3). Tout doit donc se passer comme si le circuit oscillant subissait l'action d'une onde d'amplitude A ayant une structure classique, c'est-à-dire *sans concentration de l'énergie en photons*. Et cela explique le succès, qui autrement serait incompréhensible, de l'emploi exclusif, dans les calculs usuels en radiotechnique, des ondes électromagnétiques classiques.

Envisageons maintenant le cas où l'onde hertzienne incidente est modulée à la fréquence $\nu_1 \ll \nu$. Son champ électromagnétique pourra toujours se représenter par la formule (1), maintenant nous devons poser :

$$a = a_0 + a_1 \cos 2\pi\nu_1 \left(t - \frac{z}{c} \right) \quad (6)$$

avec $\nu_1 \ll \nu$. L'onde fictive échantillonnée sera donc définie par les champs :

$$\mathcal{E}_x = \mathcal{H}_y = A \cos 2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) \quad (7)$$

avec :

$$A = C \left[a_0 + a_1 \cos 2\pi\nu_1 \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \quad (8)$$

où $\nu_1 \ll \nu$, mais la relation (5) sera toujours valable sous la forme :

$$\frac{A^2}{2} = \frac{C^2 a^2}{2} = \rho h\nu. \quad (9)$$

Seulement, ici, la densité moyenne ρ des photons dans l'onde variera en un point donné suivant la fréquence de modulation ν_1 . Le circuit oscillant du récepteur recevra donc, par unité de temps, un nombre d'impulsions brusques en phase avec le champ électrique de l'onde porteuse très faible qui variera d'après (8) et (9) comme :

$$\left[a_0 + a_1 \cos 2\pi\nu_1 \left(t - \frac{z_0}{c} \right) \right]^2$$

où z_0 est l'abscisse qui définit la position du circuit oscillant. De nouveau ici, nous obtenons que tout se passe comme si le circuit oscillant était soumis à l'action du champ électrique $\mathcal{E}_x$ d'une onde hertzienne du type classique de fréquence ν dont l'amplitude serait modulée à la fréquence ν_1 . On comprend ainsi le succès des procédés d'échantillonnage utilisés en radiotechnique ; mais nous devons remarquer que, pour nous, l'action d'une onde hertzienne sur un récepteur résulte toujours d'un échantillonnage par photons même quand l'onde incidente, modulée ou non modulée, est transmise intégralement sans être découpée en petits morceaux séparés.

4. La relation d'incertitude $\delta n \cdot \delta \phi \geq 2\pi$

La théorie quantique du rayonnement a conduit à admettre la validité d'une relation d'incertitude

entre le nombre de photons portés par un train d'ondes électromagnétiques et sa phase de la forme :

$$\delta n \cdot \delta \varphi \geq 2\pi \quad (10)$$

On a cherché à rattacher cette relation à la quatrième relation d'incertitude d'Heisenberg $\delta w \cdot \delta t \geq \hbar$ dont la signification exacte est d'ailleurs assez discutée. Mais il semble que les raisonnements proposés pour établir cette déduction reposent sur des confusions. Or, les idées exposées dans les précédents paragraphes permettent, je crois, de trouver le véritable sens de la relation (10).

Pour le voir, nous partirons de l'idée suivante : dans toutes les relations d'incertitude de la théorie quantique portant sur un produit de la forme $\delta a \cdot \delta b$, les incertitudes δa et δb sont des incertitudes sur le résultat d'une mesure de la grandeur correspondante, les grandeurs a et b n'étant pas mesurables avec précision dans une même opération de mesure.

Nous pouvons appliquer cette idée générale à la relation (10) car δn et $\delta \varphi$ ne sont pas simultanément mesurables. En effet, pour mesurer n , il faudrait pouvoir faire produire par les n photons portés par le train d'ondes des effets photoélectriques séparés et dénombrables. Au contraire, pour enregistrer la phase, nous devons faire *coopérer* les photons du train d'ondes à la production d'une oscillation dans un système du type circuit oscillant, cavité résonnante, etc., de la façon qui a été étudiée plus haut. Or cette opération n'est pas compatible avec un dénombrement des photons. Les conditions sont donc remplies pour qu'il existe une relation d'incertitude entre n et φ .

Pour préciser notre point de vue, nous allons chercher à imaginer un procédé de mesure tel que les incertitudes δn et $\delta \varphi$ puissent avoir toutes les deux une valeur déterminée. Soit un train d'ondes portant un nombre *inconnu* n de photons et ayant une largeur spectrale $\delta \nu$ reliée à la durée d'émission τ du train d'ondes par la relation classique :

$$\delta \nu \cdot \tau \simeq 1 \quad (11)$$

Si nous voulons chercher à attribuer à la fois avec la plus grande précision possible le nombre de photons et la phase de l'onde, nous devons faire traverser par le train d'ondes un dispositif où se produisent des effets photoniques de nature quantique tels que l'effet photoélectrique, effets en principe dénombrables, puis le faire arriver sur un système capable d'osciller en enregistrant la phase.

Si alors, dans le dispositif de comptage des photons, nous observons m effets, il arrive seulement $\delta n = n - m$ photons sur le système oscillant, δn étant inconnu puisque n est inconnu. En d'autres termes, m photons ayant été soustraits au train d'ondes par l'effet photoélectrique, il restera dans le train d'ondes un nombre inconnu δn de photons susceptibles de coopérer à la mise en oscillation d'un circuit oscillant. Les idées développées au paragraphe précédent nous conduisent à admettre que les δn photons en question vont agir sur le circuit oscillant par impul-

sions successives rythmées sur la phase de l'onde et il sera raisonnable d'admettre que le circuit oscillant ne pourra se mettre à osciller régulièrement que s'il reçoit au moins une impulsion par période. Cela nous amène à écrire $\delta n \frac{T}{\tau} \geq 1$ ou, d'après (11) :

$$\delta n \geq \frac{\nu}{\delta \nu} \quad (12)$$

Mais il faut maintenant définir ce que nous appelons l'incertitude $\delta \varphi$ sur la phase. Nous proposons de le faire de la façon suivante. Si l'onde était strictement monochromatique, la variation de sa phase pendant une période $T = 1/\nu$ serait égale à 2π , ce qui revient à dire qu'elle n'aurait pas varié puisqu'elle n'est définie qu'à 2π près. Mais une onde n'est jamais strictement monochromatique : elle est toujours constituée par un train d'ondes de largeur spectrale $\delta \nu$ et la variation de la phase de la composante de fréquence $\nu + \delta \nu$ pendant le temps T sera (à 2π près) :

$$\delta \varphi = 2\pi \delta \nu T = 2\pi \frac{\delta \nu}{\nu} \quad (13)$$

Si nous admettons que le $\delta \varphi$ défini par (13) peut être considéré comme l'incertitude sur la valeur de la phase telle que nous pouvons la déduire de l'analyse de l'oscillation du circuit oscillant, la comparaison de formules (12) et (13) nous fournit immédiatement la relation (11). Nous voyons ainsi que cette relation d'incertitude (11) correspond bien à une expérience où l'on cherche à déterminer à la fois, mais nécessairement avec une certaine imprécision, le nombre n des photons portés par le train d'ondes et la phase de ce train d'ondes.

Notre démonstration de la relation (11) se trouve ainsi découler naturellement des idées générales que nous avons développées dans les paragraphes précédents sur la constitution des ondes électromagnétiques en accord avec les idées générales de la théorie de la double solution.

Nous devons ajouter l'importante remarque suivante. L'incertitude $\delta \varphi$ figurant dans la relation (11) ne doit pas être interprétée, comme on le fait habituellement, comme étant une incertitude sur la phase d'une onde strictement monochromatique dont la réalisation est impossible, mais comme traduisant le fait que l'on a toujours affaire à un train d'ondes ayant une largeur spectrale $\delta \nu$ non nulle.

A ce point de vue, il est intéressant de mettre la définition (13) en relation avec le fait suivant : en employant le langage des radioélectriciens, on peut dire que, pour enregistrer correctement la composition spectrale du train d'ondes incident, le système oscillant utilisé doit avoir une « qualité » Q telle que sa bande passante $\Delta \nu$ donnée par la formule $\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\alpha}{Q}$, où α est un coefficient de l'ordre de l'unité, soit au moins égale à la largeur spectrale du train d'ondes.