



## LA THÉORIE QUANTIQUE DU RAYONNEMENT

---

La théorie de la Lumière s'est présentée successivement sous des aspects différents : théorie des corpuscules de Newton, théorie des ondes de Huyghens et de Fresnel, théorie des champs électromagnétiques de Maxwell. Il est assez aisé de concilier la conception ondulatoire avec la conception électromagnétique : il suffit, en effet, de supposer que les grandeurs lumineuses qui, d'après Fresnel, doivent se propager par ondes, sont de nature électromagnétique. Sans ambiguïté pour le vide, sans grandes difficultés pour les milieux matériels, on est ainsi parvenu à donner un sens électromagnétique aux grandeurs vectorielles de la théorie ondulatoire de la Lumière. Finalement, la Lumière s'est trouvée définie en tout point de l'espace par des grandeurs vectorielles électromagnétiques (champs et inductions électriques et magnétiques) : c'est pourquoi, depuis Maxwell, la théorie de la Lumière se trouve être à la fois une théorie électromagnétique et une théorie du type de la « Physique du champ », c'est-à-dire faisant intervenir des champs de grandeurs définies dans une région étendue de l'espace; mais c'est aussi une théorie de type ondulatoire, parce que les grandeurs lumineuses se propagent par ondes (dans le vide avec une vitesse caractéristique constante  $c$ ) et que toute perturbation lumineuse peut s'analyser, suivant le procédé de Fourier, comme une superposition d'ondes planes monochromatiques.

Bien différente est la conception corpusculaire de la Lumière : ici plus de grandeurs définies en tout point, plus de phénomènes ondulatoires s'étalant dans l'espace, mais des corpuscules localisés décrivant des trajectoires à une dimension. Ici, le champ

fait place à la singularité, le continu au discontinu. La distance apparaît donc très grande entre les deux genres d'images. Aussi, tandis que les conceptions de Fresnel et de Maxwell parvenaient à s'amalgamer aisément, les succès qu'elles remportaient dans l'interprétation des faits expérimentaux semblaient prouver d'une manière irréfutable l'inexactitude fondamentale de toute conception corpusculaire de la Lumière. Cependant, plus récemment, la découverte de phénomènes tels que l'effet photoélectrique, où se manifeste un aspect nettement corpusculaire de la Lumière, et le développement de la théorie des Quanta ont montré qu'il était nécessaire de chercher un compromis entre l'image des corpuscules et l'image des champs ondulatoires et électromagnétiques.

Comme il est bien connu, le problème consistant à harmoniser le point de vue des ondes et le point de vue des corpuscules a été, en principe, résolu par la Mécanique ondulatoire. Il a été résolu par une association fondamentale entre les notions d'onde et de corpuscule, l'état de tout corpuscule devant toujours être représenté par une onde qui lui est associée. Cette représentation des états d'un corpuscule par une onde associée est d'ailleurs bien différente des représentations employées par l'ancienne Physique antérieure aux Quanta. La fonction d'onde associée au corpuscule, la fonction  $\Psi$  comme on la nomme habituellement, ne décrit en aucune façon la structure du corpuscule ou son état précis de localisation ou de mouvement tel qu'il était conçu par la Physique ancienne. Elle représente seulement d'une façon statistique les diverses valeurs qu'une observation comportant mesure peut conduire à attribuer aux grandeurs attachées au corpuscule et les probabilités respectives de ces diverses valeurs. Les diverses grandeurs décrivant un corpuscule, par exemple les trois coordonnées qui fixent sa position dans l'espace, n'ont plus, comme dans les conceptions classiques, des valeurs certaines à tout moment, mais toute une série de valeurs possibles à chaque instant. Ainsi, à tout instant, le corpuscule peut se manifester à l'observation en un point quelconque d'une région étendue de l'espace, la probabilité pour que ce soit précisément en un certain point de cette région étant donnée par le carré de l'amplitude de la fonction d'onde  $\Psi$  en ce point. En Mécanique ondulatoire, le caractère discontinu du corpuscule persiste à exister et se manifeste par le fait que les grandeurs mesurables relatives au

corpuscule conservent la nature de grandeurs attachées à une entité discrète, possédant des paramètres caractéristiques propres, tels que masse, charge électrique..., etc.; mais l'onde  $\Psi$ , en donnant une représentation statistique de toutes les valeurs possibles de chacune de ces grandeurs, permet de rétablir la continuité. Autrement dit, tandis qu'une mesure précise conduit toujours à un résultat exprimable dans le langage corpusculaire, l'onde  $\Psi$ , qui est une grandeur de champ définie en chaque point de l'espace à tout instant, permet de représenter l'ensemble des possibilités par une image conforme aux habitudes de la Physique classique du champ. Par exemple, le carré de l'amplitude de l'onde  $\Psi$  donnant la probabilité de localisation du corpuscule, cette onde représente par son extension dans l'espace l'ensemble des localisations possibles.

Ainsi se sont trouvées réconciliées, d'une manière à la fois fort subtile et très intéressante, les idées de la Physique du champ et celle de la Physique corpusculaire. De plus, c'est l'évolution du champ  $\Psi$  au cours du temps, évolution qui dépend naturellement des conditions aux limites auxquelles le champ  $\Psi$  doit s'adapter, qui règle les probabilités des manifestations discontinues du corpuscule : l'histoire du corpuscule est donc inséparable de celle de tout l'ensemble du champ  $\Psi$  associé. Toutes ces idées sont indispensables pour parvenir à concilier dans la théorie de la Lumière l'existence des grains d'énergie lumineuse avec l'exactitude mille fois prouvée des prévisions de la théorie ondulatoire.

Considérons, par exemple, l'expérience bien connue des trous d'Young. Les possibilités de localisation du photon dans le champ d'interférences dépendent des conditions de propagation de l'onde lumineuse associée, des conditions topologiques qu'elle rencontre en progressant. Néanmoins, le caractère corpusculaire du photon subsiste dans le champ d'interférences, puisqu'il y peut manifester sa présence en un point par un effet photo-électrique local. Ainsi se trouvent juxtaposées dans l'interprétation actuelle de l'expérience des trous d'Young les deux images du corpuscule et de l'onde, mais elles s'y trouvent juxtaposées d'une manière très originale qui les empêche d'entrer jamais en contradiction directe. Si l'on pouvait, par exemple, obtenir le phénomène d'interférences d'Young et déterminer en même temps par lequel des deux trous le photon a passé, on mettrait en conflit

flagrant l'image ondulatoire et l'image corpusculaire : car, comment expliquerait-on que seul un des trous d'Young ait joué un rôle dans le mouvement du corpuscule, alors que le phénomène d'interférences observé dépend d'une façon tout à fait symétrique de chacun des deux trous? Or, ce conflit ne peut pas se produire, parce que, comme l'ont montré notamment les fines analyses de M. Bohr, on ne peut à la fois obtenir le phénomène d'interférences et déterminer par lequel des trous a passé le photon. Si on laisse le phénomène d'interférences se produire librement, rien ne peut indiquer le trajet suivi par chaque photon avant de parvenir dans la région où sont détectées les franges d'interférences; si, au contraire, on place près de l'un des trous d'Young un dispositif permettant de déceler le passage d'un photon à travers ce trou, la présence de ce dispositif, par l'action même qu'il exerce sur le photon, trouble complètement le phénomène et fait totalement disparaître les franges d'interférences. Deux images, en principe inconciliables, nous sont nécessaires pour décrire les faits, mais jamais nous n'aurons à employer simultanément ces deux images dans des conditions qui nous conduiraient à une véritable contradiction. Les images d'onde et de corpuscule ont des validités qui se limitent mutuellement, toute tentative faite pour préciser l'une des images introduisant des incertitudes sur l'autre. C'est ce qu'expriment en termes mathématiques les fameuses relations d'incertitude d'Heisenberg :

$$(1) \quad \delta q \cdot \delta p \geq h \quad (h \text{ constante de Planck}),$$

où  $q$  est une des coordonnées du corpuscule et  $p$  le moment conjugué au sens de Lagrange.

Toutes ces idées sont bien connues, et jouent un rôle essentiel dans toutes les formes de la Mécanique ondulatoire, mais elles ne suffisent pas encore aux besoins de la théorie du rayonnement. Elles nous permettent, certes, de comprendre comment un photon peut manifester un caractère corpusculaire, tout en étant représenté dans son évolution par un champ  $\Psi$  à caractère ondulatoire. Mais, en général, une onde lumineuse porte de nombreux photons, et il nous faudra étudier encore comment une onde  $\Psi$  de la Mécanique ondulatoire peut se prêter à la représentation globale de nombreux corpuscules. C'est là, d'ailleurs, une question qui s'est posée en Mécanique ondulatoire tout à fait indé-

pendamment de la théorie de la Lumière et y a donné naissance à un chapitre particulièrement intéressant et difficile de cette science nouvelle : la théorie de la seconde quantification.

La question essentielle que se pose la théorie de la seconde quantification est la suivante : Si une même onde  $\Psi$  est associée à tout un ensemble de particules de même espèce, comment devra-t-on traduire le fait que, dans toute observation ou mesure, on devra toujours trouver des nombres entiers de particules ? Le fait que, dans toute observation conduisant à répartir les particules en un certain nombre de catégories, on doit toujours avoir un nombre entier de particules dans chaque catégorie, est une conséquence nécessaire du caractère d'unités physiques attribué aux particules. La théorie de la seconde quantification est parvenue à construire un formalisme qui est parfaitement satisfaisant à ce point de vue. Sans vouloir insister ici sur ce formalisme d'allure assez abstraite, nous voulons mettre en relief une idée physique qui se dégage très nettement de la théorie de la seconde quantification<sup>1</sup> : c'est qu'il est impossible de déterminer à la fois par une observation les intensités et les phases relatives des composantes de Fourier de l'onde  $\Psi$  associée à un ensemble de particules de même nature. La chose est assez aisée à comprendre. Déterminer les intensités des composantes de Fourier d'une onde revient en somme à isoler ces composantes, comme on le fait pour la Lumière à l'aide d'un prisme ou d'un réseau ; et c'est, par suite, supprimer l'influence des différences de phase entre ces composantes. Au contraire, si l'on veut avoir des indications sur ces différences de phase, il faut observer un phénomène global où coopèrent plusieurs composantes de Fourier, ce qui interdit évidemment tout isolement de ces composantes. Nous retrouvons ici une de ces idées si profondes qui ont été introduites par les théories physiques nouvelles et dont la portée philosophique est loin d'être encore aperçue dans toute son étendue à l'heure actuelle. De même que la localisation des corpuscules et leur état de mouvement sont des « aspects complémentaires » au sens de Bohr, qui ne peuvent être tous deux entièrement précisés à un même instant ; de même que l'existence d'un système formé de corpuscules (atome ou molécule, par exemple) en tant qu'orga-

1. Tout au moins ce qui suit s'applique-t-il aux particules qui, comme les photons, obéissent à la statistique de Bose-Einstein.

nisme autonome et l'individualité de ces constituants sont aussi des aspects complémentaires, toute observation du système dans son évolution propre devant largement respecter son autonomie, tandis qu'une analyse complète du système exige nécessairement sa destruction; de même ici, la collaboration de plusieurs composantes de Fourier, faisant intervenir la cohérence des phases au sens usuel de l'Optique, est « complémentaire » de la répartition entre composantes de Fourier des entités physiques individuelles, cette répartition exigeant un isolement des composantes de Fourier qui brise la cohérence des phases, alors que l'observation des phénomènes dus à cette cohérence n'est compatible avec aucun dénombrement des particules attachées à telle ou telle composante de Fourier. Cette nouvelle « complémentarité » au sens de Bohr s'exprime par les nouvelles relations d'incertitude :

$$(2) \quad \delta N. \delta \Phi \geq 1,$$

où  $N$  est le nombre de particules attachées à une certaine composante de Fourier, et  $\Phi$  la phase de cette composante. Ce sont les relations d'incertitude de la seconde quantification.

Tous ces développements ne sont pas encore suffisants pour obtenir une véritable théorie quantique. Ils montrent bien comment doit se faire le raccord entre le point de vue corpusculaire et le point de vue ondulatoire, entre les grains d'énergie et les champs  $\Psi$ ; mais ils ne permettent pas encore de rejoindre le point de vue électromagnétique de Maxwell, ni même l'image des ondes lumineuses transversales et polarisées, dont l'Optique physique ne saurait se passer. Pour aller jusque-là, il faut d'abord, ainsi que je l'ai déjà expliqué dans d'autres exposés, introduire pour le photon une forme de la Mécanique ondulatoire qui contienne les éléments de symétrie nécessaires à la représentation de la polarisation. On peut le faire en partant de la Mécanique ondulatoire relativiste de l'électron magnétique et tournant due à M. Dirac, et en supposant de plus que le photon est formé de deux constituants symétriques obéissant à des équations du type de Dirac. On obtient ainsi une véritable Mécanique ondulatoire du photon. Du même coup, on arrive aisément à armer le photon d'un champ électromagnétique. Le champ  $\Psi$  du photon apparaît, en effet, comme une grandeur à plusieurs composantes (ainsi que l'est déjà le champ  $\Psi$  de l'électron magné-

tique de Dirac) : les grandeurs électromagnétiques de la Lumière sont définies comme des combinaisons linéaires de ces composantes et se trouvent coïncider avec les grandeurs de la théorie de Maxwell.

Mais, comme, dans les phénomènes où intervient le rayonnement, il y a presque toujours de nombreux photons en présence, il est tout naturel, pour représenter les propriétés de ces assemblées de photon, de soumettre l'onde  $\Psi$  du photon à l'opération de la seconde quantification, puisqu'un procédé de ce genre a très bien réussi dans le cas des particules matérielles. Or, ici, la seconde quantification de l'onde  $\Psi$  du photon entraîne automatiquement l'existence de relations d'incertitude entre les composantes du champ électromagnétique de la Lumière. Nous pouvons préciser la forme de ces relations d'incertitude de la manière suivante. Supposons que, dans une onde lumineuse de longueur d'onde  $\lambda$ , nous disposions un appareil de mesure occupant un volume  $V$  et susceptible de nous fournir la valeur moyenne des champs électromagnétiques dans ce volume  $V$  : les relations d'incertitude dont nous parlons nous apprennent que l'on ne peut mesurer simultanément avec exactitude la valeur d'une des composantes du champ électrique de l'onde lumineuse et celle d'une des composantes perpendiculaires du champ magnétique. Si  $\Delta E_x$  est l'incertitude sur l'une des composantes du champ électrique et  $\Delta H_y$  l'incertitude sur l'une des composantes perpendiculaires à  $E_x$  du champ magnétique, on a toujours :

$$(3) \quad \Delta E_x \cdot \Delta H_y \geq \frac{hc}{\lambda V}.$$

Ces relations d'incertitude pour les champs électromagnétiques ont été trouvées, grâce à un raisonnement direct, par M. Heisenberg au début du développement de la théorie quantique du rayonnement. Elles résultent, en effet, très naturellement du fait qu'une mesure simultanée, aussi précise que possible, des grandeurs électromagnétiques d'une onde lumineuse, si elle est effectuée à l'intérieur d'un volume  $V$  de l'espace parcouru par cette onde, ne doit jamais pouvoir conduire à localiser une fraction de photon dans le domaine  $V$ . Autrement dit, l'existence des incertitudes données par la formule (3) est nécessaire pour que la continuité du champ électromagnétique n'entre pas en conflit direct avec le caractère discontinu du pho-

ton, tout comme l'existence des incertitudes données par la formule (1) est nécessaire pour empêcher l'image des ondes de se trouver jamais en conflit direct avec l'image des corpuscules. On peut, d'ailleurs, montrer aussi qu'en fait aucun procédé de mesure imaginable ne peut fournir un résultat plus précis que ne le permettent les relations (3) : cette démonstration résulte d'une analyse subtile des conditions de la mesure des champs électromagnétiques qui a été faite par MM. Bohr et Rosenfeld. M. Bohr a fait ici une analyse tout à fait analogue à celle qu'il avait développée antérieurement pour les relations (1).

Sur les formules de la théorie quantique des champs électromagnétiques exposée de la manière formelle qui est usuelle, on peut voir déjà que les relations d'incertitude (3) pour les champs correspondent à l'impossibilité de connaître simultanément le nombre des photons liés à l'une des composantes de Fourier du champ électromagnétique et la phase de cette composante. Mais ceci apparaît plus clairement encore avec la Mécanique ondulatoire du photon, qui met immédiatement en relation la quantification des champs et les relations d'incertitude (3) avec la méthode générale de seconde quantification appliquée à l'onde du photon.

..

Dans ce qui précède, nous avons vu comment on pouvait obtenir une bonne théorie d'ensemble du rayonnement quantifié dans le vide. Mais des difficultés plus grandes se présentent quand on passe à l'étude du rayonnement en présence de matière, à la théorie des échanges d'énergie entre matière et radiation. Dans la théorie électromagnétique classique, on représente ces échanges d'énergie d'une façon assez dyssymétrique. D'une part, l'action du champ électromagnétique sur les charges est représentée par l'introduction, dans les équations du mouvement des charges, des forces électriques et magnétiques que le champ doit exercer sur ces charges ; d'autre part, l'action des charges électriques sur le champ électromagnétique est représentée par le second membre des équations non homogènes qui, d'après Maxwell et Lorentz, règlent l'évolution de ce champ en présence de matière. Dans la théorie quantique du rayonnement, au contraire, les

choses se présentent de façon plus symétrique et, par suite, plus satisfaisante. On y considère le système global formé par le rayonnement et les particules matérielles électrisées : on forme l'opérateur qui représente l'énergie de ce système en y faisant figurer des « termes d'interaction », qui correspondent à l'ensemble des échanges d'énergie, par transitions quantiques, entre la matière et le rayonnement. Suivant une voie différente, dans la Mécanique ondulatoire du photon on peut d'abord écrire l'équation des ondes pour le système formé par un photon et les particules électrisées, puis soumettre l'onde du photon à la seconde quantification : on retrouve ainsi pour l'énergie du système l'opérateur obtenu par la théorie quantique des champs.

Quand on a ainsi formé l'opérateur qui correspond à l'énergie d'un système constitué de photons et de particules électrisées, l'application d'une méthode générale bien connue en Mécanique ondulatoire, la méthode des perturbations, conduit à étudier par approximations successives les divers phénomènes d'interaction qui peuvent se produire entre la matière et le rayonnement. On trouve ainsi d'abord des phénomènes de première approximation dont la probabilité est proportionnelle au carré de la charge électrique des particules : ils correspondent, soit au phénomène primaire où il y a cession totale de son énergie par le photon à la matière (effet photoélectrique au sens large du mot comprenant l'absorption du rayonnement par les systèmes atomiques ou moléculaires et l'effet photoélectrique au sens étroit du mot), soit au phénomène primaire inverse du précédent où il y a émission d'un photon par la matière. En deuxième approximation (phénomènes dont les probabilités sont proportionnelles à la quatrième puissance de la charge des particules), on trouve les diverses sortes de diffusion : diffusion cohérente de Rayleigh et de Thomson, diffusions avec changement de fréquence de Raman et de Compton. On peut les concevoir comme des processus complexes comportant la succession de deux phénomènes primaires d'émission et d'absorption (avec retour à l'état initial dans le cas de la diffusion cohérente, avec passage à un état final différent de l'état initial dans le cas de la diffusion avec changement de fréquence). En troisième approximation, on trouve le rayonnement dit d'accélération et divers effets multiples, etc. — Tous les résultats obtenus par ces calculs, où le point de vue de la théorie quan-

tique des champs et celui de la Mécanique ondulatoire du photon se rejoignent entièrement, sont très satisfaisants et tout à fait en accord avec ce que pouvait faire attendre l'application du principe de correspondance de Bohr.

Dans ces théories, on n'admet pas l'existence d'actions directes des charges électriques les unes sur les autres : le seul phénomène primaire est l'échange d'énergie et de quantité de mouvement entre une particule électrisée, d'une part, et le rayonnement, d'autre part. Il faut pourtant expliquer pourquoi tout se passe comme s'il existait entre deux particules électrisées une force d'attraction ou de répulsion Coulombienne. On y parvient par l'analyse suivante. Considérons deux charges électriques A et B. La charge A peut céder de l'énergie et de la quantité de mouvement au rayonnement ambiant, qui ainsi modifié, peut, à son tour, réagir sur la charge B ; le processus inverse (action de la charge B sur le rayonnement ambiant suivi de l'action de ce rayonnement sur la charge A) pouvant d'ailleurs se produire également. Or le résultat final de ces deux processus inverses est une action apparente des deux charges l'une sur l'autre. Comme le rayonnement électromagnétique peut se décomposer en ondes longitudinales et en ondes transversales, ces dernières constituant la Lumière, il est naturel de faire le calcul successivement pour ces deux catégories d'ondes. Pour les ondes longitudinales, on obtient ainsi le potentiel coulombien électrostatique habituel ; pour les ondes transversales, on obtient des termes correctifs représentant des effets de « retardement » bien connus dans la théorie des potentiels électromagnétiques. Ces corrections sont représentées en première approximation par les formules, aujourd'hui classiques, de Breit et de Möller.

Jusqu'ici tout va bien. Mais les choses se gâtent lorsqu'on cherche à évaluer la réaction de la particule sur elle-même, ce qui devrait conduire à trouver la valeur de l'énergie propre de la particule. Le schéma du calcul est toujours le même : la particule électrisée agit sur le rayonnement qui, à son tour, réagit sur la particule elle-même. Or, ici, aussi bien pour les ondes longitudinales que pour les ondes transversales, on trouve des énergies infinies. C'est là une difficulté qui est tout à fait caractéristique de la théorie quantique de la radiation dans son état actuel. Il est, d'ailleurs, facile de voir d'où elle provient. Dans la théorie clas-

sique, pour pouvoir attribuer à l'électron une énergie finie, il est nécessaire de supposer que l'électron a un rayon fini  $r_0$ , de façon que l'énergie de son champ électrostatique soit finie. On trouve ainsi que le rayon  $r_0$  doit avoir une valeur de la forme  $\eta \frac{e^2}{m_0 c^2}$  où  $e$  et  $m_0$  sont la charge électrique et la masse propre de l'électron,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $\eta$  étant un coefficient de l'ordre de l'unité dont la valeur exacte dépend des hypothèses faites sur la répartition de l'électricité à l'intérieur ou à la surface de l'électron, c'est-à-dire d'hypothèses sur la structure interne de l'électron. On trouve ainsi pour  $r_0$  une valeur de l'ordre de  $10^{-13}$  centimètres, ce qui, dans le cadre des idées classiques, est très acceptable. Dans les théories quantiques la question ne peut pas être posée de la même manière, car ces théories, à cause des incertitudes qu'elles comportent, ne peuvent pas décrire des structures, comme le faisaient les théories antérieures. Pour elles, une distribution continue dans l'espace ne peut jamais apparaître que comme la représentation statistique d'une incertitude sur la localisation spatiale d'un élément ponctuel. Ne pouvant introduire une structure de l'électron au sens classique, les auteurs de la description quantique des champs électromagnétiques ont admis implicitement le caractère ponctuel de l'électron, et c'est là ce qui a conduit à des valeurs infinies pour les énergies propres des électrons et pour leurs interactions avec le rayonnement.

Plusieurs tentatives ont été faites, naturellement, pour éviter ces valeurs infinies, qui sont physiquement inadmissibles. Aucune d'elles jusqu'à présent n'a remporté un succès assez complet pour qu'on puisse la considérer comme levant la difficulté. La question reste ouverte. D'autres difficultés se dressent d'ailleurs devant la théorie quantique du rayonnement dans le domaine des très hautes fréquences, dont l'importance est si grande pour l'étude des rayons cosmiques. Dès que la fréquence d'une radiation est assez élevée pour que son quantum dépasse le double de l'énergie propre de l'électron, cette radiation est susceptible de donner naissance, même dans le vide, à l'apparition d'une paire de corpuscules formée d'un électron positif et d'un électron négatif, paire qui est créée, peut-on dire, aux dépens de l'énergie de la radiation. La possibilité d'un tel phénomène a pour résultat que ces rayonnements de très haute fréquence ne doivent plus

obéir à des équations du type « linéaire » analogues à celles qu'on avait toujours rencontrées jusqu'ici dans les théories de la Lumière. Il doit en résulter de grandes complications, dont l'étude est à peine amorcée. Nous arrivons ainsi à des questions qui sont, pour ainsi dire, à l'extrême limite de nos connaissances actuelles : la théorie quantique du rayonnement a encore là beaucoup de progrès à accomplir.

LOUIS DE BROGLIE.

