

Dualité onde-particule - L'interféromètre de Mach-Zehnder

M. Betz, I. de Lima et G. Mussatto

Informations Complémentaires

Ce matériel contient des informations complémentaires sur les thèmes suivants :

- détails historiques et techniques sur l'interféromètre de Mach-Zehnder ;
- interprétations de la Mécanique Quantique ;
- description théorique des états monophotoniques et leur production en laboratoire.

I. Développement et fonctionnalité de l'interféromètre de Mach-Zehnder

A. Histoire

L'interféromètre connu sous le nom d'*interféromètre de Mach-Zehnder* a été initialement développé, de façon indépendante, dans deux laboratoires distincts. **Ludwig Zehnder** était un physicien suisse qui vécut de 1854 à 1949 et fut professeur à l'Université of Fribourg. L'article dans lequel il a introduit l'interféromètre est

Ein neuer Interferenzrefraktor par L. Zehnder, *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, vol. 11, p. 275, 1891.

Ernst Mach, fameux physicien et philosophe autrichien, vécut de 1838 à 1916 et, alors qu'il travaillait à Prague, développa le même instrument en collaboration avec son fils **Ludwig**. Ce travail a été publié par ce dernier dans le même journal :

Über einen Interferenzrefraktor par L. Mach, *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, vol. 12, p. 89, 1892.

B. Description

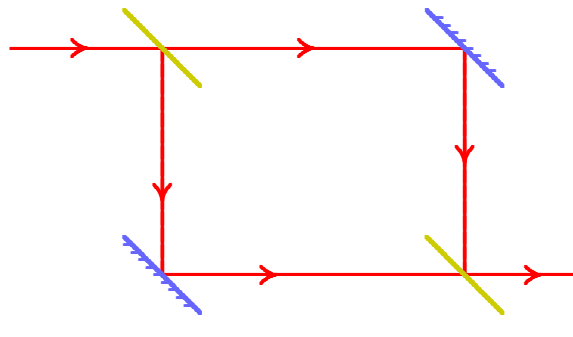


FIGURE 1 – Représentation schématique de l'interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre est composé de deux *miroirs semi-réfléchissants* et de deux miroirs totalement réfléchissants. Le faisceau incident est divisé en deux composantes par le premier miroir semi-réfléchissant. Ces composantes possèdent la même intensité et se propagent dans des directions perpendiculaires. Après réflexion par les miroirs totalement réfléchissants, ces composantes se rencontrent de nouveau au second miroir semi-réfléchissant. Les bras parallèles de l'instrument doivent être exactement égaux. Dans la visualisation, ainsi que dans la discussion du formalisme mathématique sous-jacent, il est supposé que l'angle d'incidence d'un faisceau sur un miroir est toujours de

45° et que des détecteurs sont présents à la sortie de l'appareil. En réalité, il est plus usuel d'employer un écran et d'observer la figure d'interférence formée sur celui-ci. Pour que cela soit possible, il faut que les angles d'incidence des faisceaux soient légèrement différents de 45°.

Dans le laboratoire, les miroirs sont d'habitude disposés verticalement sur une table. Le faisceau se propage horizontalement.

Une excellente *simulation Java* de l'interféromètre a été développée par l'*Université de Munich*. Pour une version modifiée (avec une interface en portugais), voir [ici](#). Ce didacticiel peut être considéré comme une simulation "réaliste" du dispositif expérimental, en contraste avec la visualisation "conceptuelle" présentée [ici](#).

C. Déphasages dûs aux réflexions

Le comportement de l'interféromètre est fondamentalement déterminé par la *différence de phase* entre les composantes du faisceau lorsqu'elles interfèrent. En plus de pouvoir éventuellement être affectée par la présence d'un matériau transparent sur le chemin d'une des composantes du faisceau, cette différence dépend des *déphasages introduits par les réflexions*.

Le déphasage induit par un miroir réfléchissant dépend du type de matériau utilisé pour produire la réflexion. Pour certains miroirs, la couche réfléchissante est faite d'un matériau diélectrique. Dans ce cas, si l'indice de réfraction de cette couche est supérieur à l'indice du milieu dans lequel le faisceau se propage, la réflexion introduit un déphasage de π radians. En contraste, si l'indice de réfraction de la couche est inférieur à celui du milieu, aucun déphasage ne s'ensuit. Il existe aussi des miroirs dont la couche réfléchissante est métallique et, par conséquent, conductrice. Dans ce cas, le déphasage dépend du métal utilisé.

Dans l'interféromètre de Mach-Zehnder, chaque composante du faisceau subit nécessairement une, et seulement une, réflexion par un miroir totalement réfléchissant. Pour cette raison, le déphasage introduit par une telle réflexion se révèle en fait *sans importance*. Par *pure convenance*, on supposera, dans le développement du formalisme et dans les commentaires accompagnant les animations, que ce déphasage possède la même valeur que celui associé à une réflexion par un miroir semi-réfléchissant, pour lequel la valeur $\pi/2$ sera adoptée. Les raisons de ce choix sont exposées ci-dessous.

Dans le cas d'un miroir semi-réfléchissant, le déphasage subi par les composantes réfléchi et transmise dépend, comme pour un miroir ordinaire, des détails de construction du miroir. La lecture du court article

"How does a Mach-Zehnder interferometer work?", par K. P. Zetie, S. F. Adams et R. M. Tocknell, *Physics Education* 35, p. 46 (2000),

peut être recommandée. En plus d'une discussion critique, ces auteurs présentent un calcul de la différence de phase entre les deux composantes du faisceau basée sur le modèle suivant d'un miroir semi-réfléchissant : une lame faite d'un matériau transparent dont une des faces est recouverte d'un matériau diélectrique d'indice de réfraction intermédiaire entre celui du matériau transparent et celui de l'air. Ils concluent qu'une interférence complètement constructive aura lieu à la sortie de l'appareil dans la direction de l'écran (voir la figure ci-dessus), alors qu'elle sera complètement destructive dans la direction perpendiculaire.

Un miroir semi-réfléchissant peut être considéré comme un cas particulier de *diviseur de faisceau*. Une discussion théorique générale des déphasages introduits par dispositifs de ce type, basée uniquement sur la supposition d'absence d'atténuation, c'est-à-dire, sur la conservation du flux total de radiation, est présentée dans l'article

"General properties of lossless beam splitters in interferometry", par A. Zeilinger, *American Journal of Physics* 49, p. 882 (1981).

Cet auteur montre que, si δ_L dénote la différence de phase entre les composantes réfléchi et transmise dans le cas d'une onde qui s'approche du diviseur par la gauche, et δ_R dénote la grandeur analogue pour une onde venant de la droite, la relation

$$\delta_L + \delta_R = \pi$$

est satisfaite. Dans le cas particulier des miroirs considérés par les auteurs cités précédemment, si l'on suppose que le matériau diélectrique se trouve sur la face gauche, on a

$$\delta_L = \pi - \delta_T \text{ and } \delta_R = \delta_T ,$$

où δ_T est le déphasage produit par la traversée (à 45°) de la lame de matériau transparent. Ce déphasage dépend de l'épaisseur de la lame et de l'indice de réfraction du matériau.



FIGURE 2 – Miroir semi-réfléchissant asymétrique.

Évidemment, un tel miroir semi-réfléchissant est asymétrique en général. Un miroir *symétrique* serait tel que

$$\delta_L = \delta_R = \pi/2 ,$$

ce qui peut être obtenu en choisissant l'épaisseur de la lame telle que $\delta_T = \pi/2$. Le formalisme mathématique qui accompagne le présent matériel est basé sur cette dernière supposition.

Il convient de souligner que, dans l'interféromètre de Mach-Zehnder, le nombre de réflexions par les miroirs semi-réfléchissants dépend du chemin suivi, valeurs possibles étant zéro, une, ou deux, comme on pourra aisément le vérifier. Par conséquent, il est essentiel de prendre en compte les déphasages dûs aux réflexions par ces miroirs. Néanmoins, le résultat final obtenu en supposant ces miroirs symétriques est identique à celui auquel arrivent les auteurs cités plus haut sur la base de miroirs asymétriques.

II. Interprétations de la mécanique quantique

A. Rôle d'une interprétation

Une *interprétation d'une théorie physique* peut être définie comme un ensemble de règles reliant son formalisme aux phénomènes observés. Dès le début du développement de la physique quantique, on remarqua que les phénomènes qu'elle prétendait décrire - cliques dans un détecteur, scintillations sur un écran, etc - n'étaient pas prévisibles individuellement. Il était seulement possible de faire des prédictions sur les distributions statistiques des résultats. Étant donné que, d'un autre côté, une fonction d'onde est un objet mathématique fort abstrait, qui n'est pas directement associé à la propagation d'une quantité physique observable, il n'est pas surprenant qu'ait surgi une interprétation qui relie la fonction d'onde à la probabilité d'observer la particule associée. Ce fut **Max Born** qui énonça le premier la règle précise, égalant le carré du module de la fonction d'onde à la probabilité de trouver, à un certain instant, la particule dans un détecteur de volume unité localisé en un point donné.

L'évolution de la fonction d'onde, décrite par l'*équation de Schrödinger*, est déterministe dans le sens suivant : connaissant la fonction d'onde à un instant donné, il est possible de la calculer à un instant postérieur, à condition que rien ne perturbe le système dans l'intervalle. Mais une mesure

introduit en général une telle perturbation ; "que se passe-t-il alors ?" est sans doute la question la plus difficile dans l'interprétation de la mécanique quantique. Elle est fréquemment qualifiée de *Problème de la Mesure* et c'est principalement dans la discussion de ce problème que surgissent des controverses entre les diverses interprétations. Les mieux connues de ces dernières seront brièvement examinées ci-dessous.

Comme référence générale, on peut recommander la compilation

"Quantum Theory and Measurement", édité par J. A. Wheeler et W. H. Zurek, Princeton University Press, Princeton, USA (1983),

à laquelle sera fait référence en utilisant l'abréviation QTM. Là, sont reproduits et commentés les travaux les plus significatifs publiés sur le sujet, depuis l'article de Born déjà cité et le débat entre Niels Bohr et Albert Einstein au long des années 1930, jusqu'aux avancées survenues pendant les années 1970. Il convient de souligner, toutefois, que d'importants progrès ont eu lieu depuis la publication de ce compendium.

L'interféromètre de Mach-Zehnder est utilisé comme illustration d'une présentation pédagogique des interprétations de la mécanique quantique dans le livre

"Conceitos de Física Quântica", par O. Pessoa Jr., Editora Livraria da Física, São Paulo, Brasil (2003),

et dans l'article

"Interpretações da mecânica quântica em um interferômetro virtual de Mach-Zehnder", par F. Ostermann et S. D. Prado, Revista Brasileira de Ensino de Física 27, p. 193 (2005),

où la discussion est basée sur la simulation de l'appareil mentionnée plus haut. [Ces deux dernières références sont rédigées en langue portugaise.]

B. L'interprétation de Copenhague - Von Neumann

À cause, probablement, de l'influence prépondérante du physicien danois Niels Bohr, l'interprétation la plus souvent adoptée, aussi bien dans l'enseignement que dans la recherche pratique, est connue sous le nom d'*interprétation de Copenhague*. Lui est aussi fréquemment associé le nom du mathématicien américain John Von Neumann, qui est responsable de sa formulation systématique. Il convient toutefois de souligner que de nombreux physiciens influents ont contribué au développement de cette interprétation, souvent en divergeant sur certains détails.

Dans cette interprétation, accomplir une mesure sur un système quantique produit une modification abrupte de l'état de ce système, d'une manière telle que l'état du système après la mesure dépend du résultat fourni par celle-ci. Dans le cas d'une particule, ce processus est dénommé *réduction du paquet d'onde*, étant tel qu'après une mesure de la position de la particule, l'étendue du paquet d'onde passe à être limitée à la région dans laquelle la particule a été observée. Les autres parties du paquet simplement "disparaissent". *C'est cette interprétation qui est adoptée dans les visualisations informatiques du présent matériel.*

Il est important de mentionner que l'effet d'une mesure sur un système peut, en principe, être étudié de manière plus détaillée si le détecteur lui-même est considéré comme un système quantique interagissant avec le système qui fait l'objet de l'étude (la particule, par exemple). Il est facile de démontrer que, de l'interaction entre le système et l'appareil de mesure, résulte un état final qui est une superposition cohérente de produits d'états du système corrélés aux états correspondants de l'appareil. Par une telle approche, et tenant compte du fait qu'un détecteur est généralement un système "macroscopique" composé d'un grand nombre de particules, il est possible de séparer deux aspects qui, ensemble, constituent la réduction :

- i. L'effacement des interférences entre composantes de l'état final correspondant à des états macroscopiquement distincts de l'appareil. Il s'agit là d'un phénomène physique, d'habitude appelé *décohérence*.

- ii. La sélection d'une des composantes et l'élimination de toutes les autres, sur la base du résultat obtenu dans la mesure. Le vocable *objectivation* est utilisé en référence à cette étape, qui doit être comprise, non pas comme un phénomène physique proprement dit, mais plutôt comme une façon d'insérer dans le formalisme l'information obtenue par la mesure.

Une exposition détaillée de la théorie de l'observation en mécanique quantique est présentée dans un article classique :

"The Theory of Observation in Quantum Mechanics", par F. London et E. Bauer, reproduit dans la compilation QTM, p. 217.

À propos de la décohérence et de son importance pour l'émergence, en mécanique quantique, du comportement classique d'un système physique, on pourra consulter

"Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory", par E. Joos, H. D. Zee, C. Kiefer, D. Giulini, J. Kupsch et I.-O. Stamatescu, Springer, Berlin (2003).

C. L'interprétation des mondes multiples

La principale objection à l'interprétation de Copenhague est qu'elle sépare l'objet quantique étudié de l'instrument utilisé à cette fin ou, à tout le moins, de l'observateur qui conduit l'investigation. Une telle séparation est impossible en un cas au moins, c'est-à-dire quand l'objet considéré est l'univers entier. Il n'est donc pas surprenant que les cosmologues aient été particulièrement inclinés à chercher des alternatives.

L'*interprétation des mondes multiples*, aussi connue comme *interprétation des états relatifs*, associe une fonction d'onde à l'univers entier et dispense la mécanique quantique de la réduction de l'état. Selon cette interprétation, ce qui a lieu lors d'une mesure est seulement une *ramification* de l'univers total en diverses composantes. Chaque composante est un sous-univers dans lequel le résultat de la mesure a une valeur déterminée et l'observateur est conscient de cette valeur seulement. Ainsi, nous cohabiterions, sans pouvoir nous en rendre compte, avec de nombreuses versions alternatives de nous-mêmes et de tout le reste.

Sur cette interprétation, on peut consulter l'article de revue rédigé par son initiateur,

"Relative State Formulation of Quantum Mechanics", par H. Everett III, *Review of Modern Physics* 29, 454 (1957),

qui est reproduit dans la collection déjà citée [QTM, p. 315]. Dans le livre

"The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics", édité par B. S. DeWitt et N. Graham, Princeton University Press, Princeton, USA (1973),

est reproduite la thèse de doctorat de Hugh Everett III, dans laquelle il propose et développe l'interprétation en question.

D. L'interprétation des histoires consistantes

C'est la plus récente des interprétations. Elle a été proposée originairement dans l'article

"Consistent histories and the interpretation of quantum mechanics", par R. B. Griffiths, *Journal of Statistical Physics* 36, p. 219 (1984),

et attire un intérêt croissant. Les histoires en question sont des *successions d'évènements* ayant lieu dans un système donné. Elles peuvent être classifiées en familles de manière telle que les histoires appartenant à la même famille satisfont des *conditions de consistance* qui permettent l'application des règles habituelles relatives aux probabilités conditionnelles. Des histoires appartenant à des familles distinctes ne peuvent pas être invoquées dans le même raisonnement sans contradiction. Une telle restriction évoque la notion de *complémentarité* déjà soutenue par Niels Bohr.

Comme la précédente, cette interprétation a attiré l'attention des cosmologues, car elle permet de considérer un système isolé, sans nécessité d'évoquer un instrument ou un observateur séparés de celui-ci. Elle a aussi le mérite de clarifier les conditions dans lesquelles l'interprétation de Copenhague, qui suppose une telle séparation, est applicable.

Pour plus d'informations, on peut recommander le texte didactique écrit par l'inventeur lui-même, "*Consistent Quantum Theory*", par R. B. Griffiths, Cambridge University Press, Cambridge, UK (2002), ainsi que l'ouvrage "*Understanding Quantum Mechanics*", par R. Omnès, Princeton University Press, Princeton USA (1999).

E. L'interprétation des variables cachées

Il est bien connu qu'**Einstein** lui-même suspectait que la mécanique quantique soit seulement une description incomplète d'une réalité sous-jacente. Il conviendrait alors de rechercher une théorie plus complète, qui mettrait en scène des entités décrites par des variables supplémentaires connues génériquement sous le nom de *variables cachées*.

La question de la compatibilité d'une théorie de ce type avec les faits expérimentaux a été discutée par de nombreux auteurs, et en particulier par **John Bell**, qui a établi des *inégalités entre probabilités* qui doivent être nécessairement satisfaites par une théorie de variables cachées *locale*, mais ne sont pas satisfaites par la mécanique quantique. Dans les années 1980, le physicien français **Alain Aspect** et son groupe ont réalisé des expériences qui démontrent que ces inégalités sont *violées par la nature*, confirmant que celle-ci obéit aux lois de la théorie quantique.

La possibilité d'interpréter la mécanique quantique comme une théorie de variables cachées *non-locale* avait déjà été soulevée par certains auteurs, en particulier **David Bohm** et aussi **Louis de Broglie**. Dans la théorie de Bohm, l'équation fondamentale d'évolution de la mécanique quantique (l'équation de Schrödinger) est réécrite sous la forme de la deuxième loi de Newton pour des particules soumises à deux forces différentes : la force newtonienne, dérivée du potentiel classique usuel, et une "force" additionnelle, dérivée d'un *potentiel quantique* construit à partir de la fonction d'onde. Le potentiel classique est normalement une fonction dont la variation est relativement douce et limitée à la portée de l'interaction. En contraste, le potentiel quantique est en général une fonction qui oscille rapidement et *ne s'annule pas* dans les régions où les particules sont libres. Ce sont ces caractéristiques qui sont responsables de l'imprévisibilité du mouvement des particules et de l'émergence de figures d'interférence dans leurs distributions. Selon cette interprétation, l'évolution de la fonction d'onde influence le mouvement des particules, mais pas le contraire. Pour cette raison, la détection d'une particule n'occasionne pas de réduction de la fonction d'onde.

L'article original

"A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of Hidden Variables, I and II", par D. Bohm, *Physical Review* 85, p. 166 (1952)

est reproduit dans la collection [QTM, p. 369]. Une présentation accessible, accompagnée d'une appréciation critique des interprétations de la mécanique quantique d'un point de vue historique et social est disponible dans le livre

"Quantum Mechanics : Historical Contingency and the Copenhagen Hegemony", par J. T. Cushing, The University of Chicago Press, Chicago USA (1994).

III. Photons

A. Quantification du champ électromagnétique

Des théories corpusculaires de la lumière ont été défendues par plusieurs grands physiciens - **Newton** y compris - jusqu'à ce que, au début du dix-neuvième siècle, l'observation de phénomènes de diffraction et d'interférence impose l'adoption d'une vision ondulatoire. La démonstration que la théorie de **Maxwell** implique l'existence d'ondes se propageant dans le vide à la vitesse convenable, et la production de telles ondes par **Hertz**, compléta l'unification de l'optique et de l'électromagnétisme.

En 1900 toutefois, dans une tentative pour expliquer la *radiation du corps noir*, **Max Planck** fut conduit à introduire le postulat de la *quantification de l'énergie*. Au cours de son "annus mirabilis" de 1905, **Einstein** proposa une base pour cette conjecture, ressuscitant, en un sens, la vision corpusculaire de la lumière. Pour Einstein, la radiation électromagnétique est constituée de corpuscules qui reçurent le nom de *photons*. Comme on sait, sur la base de cette hypothèse, Einstein formula une théorie simple de l'*effet photoélectrique*, qui fut confirmée durant la deuxième décennie du vingtième siècle par des expériences conduites par **Millikan**.

Comme le montre ce résumé historique, la *dualité onde-particule* a été établie pour la radiation avant d'être postulée puis vérifiée pour la matière. Cette dernière avancée a été accomplie durant la troisième décennie du vingtième siècle, par le travail théorique fondateur de **de Broglie** et les observations de **Davison** et **Germer**. À partir de ce moment, le développement de la théorie quantique a été remarquablement rapide.

Selon l'image actuelle de la physique fondamentale, tous les phénomènes, ceux impliquant des particules matérielles - électrons, quarks, etc - aussi bien que ceux impliquant la radiation - photons - sont décrits par la *théorie quantique des champs*. La mécanique quantique ordinaire est seulement une approximation valable pour les phénomènes impliquant des particules matérielles à basse énergie. L'expression *première quantification* est couramment utilisée en référence à cette approximation et l'expression *seconde quantification* pour la théorie plus générale. Il est curieux de constater que l'idée de base de la seconde quantification - l'hypothèse du photon - a été introduite avant le point de départ de la première quantification - le postulat de l'existence d'ondes de matière. Les conséquences de cette chronologie pour la didactique peuvent laisser perplexes : un professeur de mécanique quantique à niveau élémentaire affirmera avec conviction que "c'est seulement grâce à l'hypothèse du photon qu'il est possible d'expliquer les lois de l'effet photoélectrique". En contraste, un professeur - peut-être la même personne - enseignant à un niveau plus avancé pourra très bien choisir l'effet photoélectrique comme illustration de la théorie de perturbation dépendante du temps. Il sera capable d'obtenir les lois correctes simplement en quantifiant la position de l'électron, mais en traitant le champ électromagnétique comme purement classique.

Pour une discussion critique de l'évidence expérimentale en faveur de la quantification de la radiation, voir

"The Quantum Challenge : Modern Research on the Foundations of Quantum Mechanics", par G. Greenstein et A. G. Zajonc, Jones and Bartlett Publishers, Sudbury USA (1997).

B. Une fonction d'onde pour le photon ?

Après avoir invoqué le concept de photon pour analyser de manière simple quelques processus d'interaction de la radiation avec la matière, tels que l'effet photoélectrique et l'effet Compton, un premier cours sur la mécanique quantique se tournera d'ordinaire vers la quantification de la matière, entamant une discussion détaillée de l'équation de Schrödinger. Les photons sortent pratiquement de scène, jusqu'à ce qu'un niveau avancé soit atteint, quand le développement systématique de l'électrodynamique quantique peut être entrepris.

Toutefois, il est généralement admis que les concepts de base de la physique quantique - le principe de superposition, le principe d'indétermination, le problème de la mesure - peuvent être

discutés indifféremment à propos de photons, électrons, neutrons, etc. Si l'on choisit, comme dans la présente contribution, de considérer la lumière et les photons, on se trouve face à face avec la nécessité de les décrire au niveau de la "première quantification". En particulier, si l'on souhaite analyser ce qu'il se passe quand les photons traversent l'interféromètre "un à un", il faut pouvoir associer un paquet d'onde individuel à un photon.

Une revue de la littérature révèle que l'attribution d'une fonction d'onde à un photon a été considérée par plusieurs auteurs, sous des angles assez différents. Dans l'article classique

"Localized States for Elementary Systems", par T. D. Newton e E. P. Wigner, *Reviews of Modern Physics* 21, p. 400 (1949),

sont formulées des conditions requises pour qu'il soit possible d'attribuer une position définie à une particule en mécanique quantique relativiste. Il est démontré que ces conditions ne peuvent pas être remplies dans le cas de particules de masse nulle et spin unité, telles que les photons. Sur la base de ces conclusions, la possibilité d'associer au photon une fonction d'onde et une distribution de probabilité de position a été considérée pour le moins douteuse.

Malgré cela, certains auteurs ont essayé d'ancrer dans l'électrodynamique quantique des constructions théoriques de distributions de probabilité pour les photons. Dans l'article

"Photon Dynamics", par R. J. Cook, *Phys. Rev. A*, 25, p. 2164 (1982),

une formulation en termes de deux champs vectoriels, baptisés *champs de photons*, est élaborée. De celle-ci, on peut déduire une quantité possédant l'interprétation de densité "granulaire", c'est-à-dire, spécifiant la probabilité de localisation d'un photon, mais seulement dans des régions de taille beaucoup plus grande que la longueur d'onde et dans des intervalles de temps beaucoup plus long qu'une période. Cette théorie a été transposée en une forme semblable à la mécanique quantique usuelle, par l'introduction d'une fonction d'onde à six composantes, dans l'article

"Quantum Mechanical Approach to a Free Photon", par T. Inagaki, *Phys. Rev. A*, 49, p. 2839 (1994).

Une approche alternative consiste à opérer une "première quantification" de l'électrodynamique classique. Riemann avait déjà proposé une formulation de cette dernière théorie introduisant un champ complexe, dont les parties réelle et imaginaire sont associées aux champs électrique et magnétique, respectivement. L'interprétation de ce champ complexe comme une fonction d'onde est fort naturelle et est développée dans l'article

"The Photon Wave Function", par T. Bialynicki-Birula, dans *Coherence and Quantum Optics VII*, ed. par J. H. Eberly, L. Mandel and E. Wolf, Plenum, New York, USA (1996).

La densité statistique ainsi déduite doit être interprétée comme fournissant la probabilité de mesurer l'énergie à un endroit donné.

Tous comptes faits, et malgré certaines limitations et difficultés d'interprétation, il semble légitime d'associer une fonction d'onde à un photon. Dans l'autre partie de ce matériel d'appui, dans laquelle le formalisme mathématique approprié est développé, une fonction d'onde simplifiée est employée, décrivant un paquet d'onde se propageant à la vitesse de la lumière et supposé admettre l'interprétation probabiliste de Born.

C. États monophotoniques

Dans la visualisation et la discussion des aspects corpusculaires quantiques, le passage de chaque photon dans l'interféromètre est suivi. Cela suppose qu'il est possible de localiser avec une précision adéquate, dans l'espace et dans le temps, un photon individuel. Quoique l'émission d'un seul photon par un atome excité soit un phénomène commun, un tel photon n'est pas localisé. La production d'un photon dans un état localisé individuel requiert un dispositif expérimental spécifiquement conçu pour cela. La procédure proposée – et testée avec succès – dans l'article

“*Experimental Realization of a Localized One-Photon State*”, par C. K. Hong et L. Mandel, Phys. Rev. Lett. 56, p. 58 (1986).

sera brièvement discutée.

Le phénomène physique employé, connu comme *conversion paramétrique descendante spontanée*, a lieu lorsqu’un faisceau cohérent de radiation pénètre un cristal qui n’est pas symétrique sous inversion. Dans ce processus, un photon du faisceau incident est “divisé” en deux photons de longueurs d’onde plus grandes. La somme des énergies de ces deux photons est égale à l’énergie du photon initial, et ils sont produits essentiellement simultanément (à intervalle inférieur à 100 ps). Les directions de propagation des photons produits sont différentes (et aussi différentes de la direction du faisceau incident), mais corrélées. Comme exemple d’un cristal produisant cet effet, on peut citer le dihydrogénophosphate de potassium (KH_2PO_4 , connu sous le sigle *KDP*).

Pour pouvoir affirmer qu’un photon est en train de traverser l’interféromètre, et de dire où il est à un instant donné, il suffit d’insérer un cristal possédant de telles propriétés sur le chemin du faisceau et de détecter un des photons produits avec un détecteur de contrôle D_C . Il sera alors possible de déduire à quel endroit l’autre photon – qui a pénétré dans l’interféromètre – se trouve.

En programmant une électronique adéquate, il sera possible d’utiliser D_C pour habilitier les autres détecteurs (par exemple le détecteur D_1 situé à la sortie, et/ou le détecteur D_3 placé dans un des bras, voir la figure ci-dessous) seulement au bon moment pour observer le photon qui fait l’objet de l’étude.

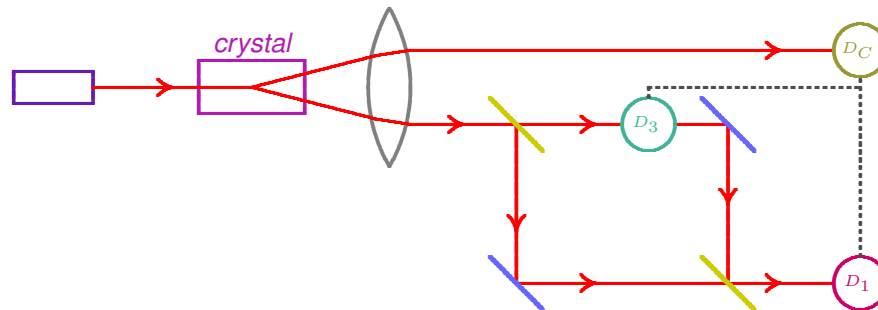


FIGURE 3 – Utilisation de la conversion paramétrique descendante pour surveiller le passage d'un photon.