Extrait du *Cahier de Physique* n° 147
Octobre 1962, pages 425-445

REMARQUES SUR L'INTERPRÉTATION DE LA DUALITÉ DES ONDES ET DES CORPUSCULES

PAR

Louis de BROGLIE

SOMMAIRE. — *L'auteur, adoptant la représentation précise de la dualité des ondes et des corpuscules fournie par sa théorie de la double solution, examine en partant de certains faits expérimentaux les conceptions nouvelles auxquelles on est alors presque nécessairement amené et montre que, conformément à certaines profondes remarques d'Einstein, tous les échanges d'énergie et de quantité de mouvement entre corpuscules résultent probablement de processus transitoires non linéaires dont la description échappe complètement aux théories linéaires actuelles.*

Introduction

L'on sait que, depuis quelques années, revenant à mes idées primitives sur la Mécanique ondulatoire, j'ai de nouveau cherché à en donner, sous le nom de « théorie de la double solution », une interprétation tout à fait différente de celle qui a été adoptée depuis plus de trente ans sous l'influence de l'Ecole de Copenhague.

Je désire présenter dans les pages qui suivent quelques remarques étroitement reliées à des faits expérimentaux, remarques dont je ne me dissimule certes pas le caractère hypothétique, mais qui me paraissent pouvoir présenter une grande importance pour les développements possibles de la réinterprétation de la Physique quantique que j'ai entreprise.

Je supposerai connues du lecteur les idées fondamentales de la théorie de la double solution et je me bornerai à indiquer dans la bibliographie qui termine cet article les principales publications successives dans lesquelles j'ai depuis dix ans exposé l'évolution progressive de ma pensée sur ce sujet [1 à 6].

I. Affaiblissement et régénération des trains d'ondes

1. **Expérience de Schrödinger.** — Einstein, à l'époque où il exposait sa théorie des quanta de lumière, avait eu l'idée qu'une source de lumière émet autour d'elle des trains d'ondes dirigés en forme d'aiguilles (Nadelstrahlung). Vers 1920, Schrödinger, pour mettre cette hypothèse à l'épreuve, avait suggéré l'expérience suivante : à l'aide de miroirs, essayer de faire interférer les rayons de lumière émis par une source dans des directions presque opposées. L'expérience fut faite et donna un résultat positif. Comme les photons sont émis indépendamment les uns des autres par les atomes de la source, ce résultat semble prouver, contrairement à l'hypothèse du « Nadelstrahlung », qu'au moment de l'émission, l'onde qui sort de l'atome en transportant un photon (c'est l'onde v de la théorie de la double solution) est une onde sphérique du type classique.

Mais il y a de grandes difficultés physiques à admettre que cette onde sphérique se propage indéfiniment sans modification une fois émise. En effet, si l'on considère le cas où le photon est parvenu à une très grande distance de la source (par exemple après un trajet intersidéral), l'onde sphérique qui le porte devrait avoir une amplitude infinitésimale puisque cette amplitude diminue en raison inverse du carré de la distance à la source et il est très difficile de comprendre comment une onde aussi faible peut continuer à « guider » le photon et à lui imposer, par exemple, un certain trajet dans un appareil d'interférences qui le reçoit. Je rappelle que, dans la théorie de la double solution, le photon comme tout corpuscule est considéré comme une très petite région de très haute amplitude du champ ondulatoire incorporée à l'onde v *qui l'entoure et qui guide son mouvement*. La *théorie* actuelle se contente de dire que l'onde est une simple représentation de probabilité pour la présence du photon en un point et qu'il n'est pas étonnant qu'elle devienne infiniment petite à très grande distance de la source, mais ce n'est là qu'escamoter la difficulté car on ne comprend pas du tout comment une probabilité infiniment faible peut guider le photon dans un champ d'interférences.

Il semble bien que la seule manière de pouvoir comprendre ce qui se passe est d'admettre que l'onde sphérique primitivement émise ne reste pas indéfiniment sphérique. On peut d'ailleurs remarquer qu'il suffit que l'onde reste sphérique pendant un temps très court pour que l'on puisse expliquer le succès de l'expérience de Schrödinger. Quand le photon s'est suffisamment éloigné de l'atome qui l'a émis, l'amplitude de l'onde v qui le porte devient très faible et l'on peut imaginer qu'il se produise alors une brusque rupture d'équilibre entre le photon et l'onde v, ce qui provoquerait une sorte d'état transitoire très rapide et non linéaire au cours duquel le photon, perdant une très petite fraction de son énergie interne, régénérerait l'onde v qui l'entoure. Si cela était vrai, au bout d'un temps suffisant, l'onde sphérique primitive serait pratiquement évanouie et il resterait seulement autour du photon un train d'ondes assimilable à une portion d'onde plane monochromatique qui s'éloignerait indéfiniment de l'atome émetteur. Autour d'une source de lumière contenant de très nombreux atomes, il n'y aurait plus alors que de petits trains d'ondes, assimilables à des ondes planes monochromatiques limitées, qui porteraient chacun un photon et qui en tous sens s'éloigneraient indéfiniment de la source dans la direction radiale.

S'il en est bien ainsi, la conception du « rayonnement en aiguille » d'Einstein, qui serait inexacte au voisinage immédiat de l'atome émetteur comme le prouve l'expérience de Schrödinger, tendrait à devenir sensiblement exacte à grande distance. D'ailleurs la probabilité de l'arrivée d'un photon en un point d'une sphère de rayon R resterait proportionnelle à R^{-2}.

Naturellement, ce que nous venons de dire pour les photons de la lumière serait valable pour tout autre corpuscule puisque, d'après l'idée de base de la Mécanique ondulatoire, il n'y a pas de différence fondamentale, en ce qui concerne le dualisme onde-corpuscule, entre le photon et les particules matérielles.

Maintenant les conceptions précédentes conduisent à se poser des questions comme celle-ci : à quelle distance de la source, l'onde sphérique se trouvera-t-elle remplacée par un train d'ondes localisé aux environs du photon ? Ceci revient à se demander à quelle distance r de l'atome émetteur, l'onde sphérique qui s'affaiblit en r^{-2} sera devenue assez faible pour qu'une rupture d'équilibre entre le photon conçu comme une haute concentration du champ et l'onde v qui l'environne se produise en provoquant une régénération de l'onde v et sans doute une très légère diminution de l'énergie du photon. Il est difficile actuellement de répondre exactement à cette question.

D'ailleurs, cette question en entraîne une autre qui se pose chaque fois qu'il y a division d'un train d'ondes en plusieurs trains d'ondes séparés. Un train d'ondes v qui est « vide », c'est-à-dire qui ne porte plus un photon, peut-il subsister ? On doit ici tenir compte du résultat expérimental suivant : Michelson & Dale ont montré (*Nature*, t. **113**, 1923, p. 556) que deux trains d'ondes qui ont été séparés l'un de l'autre par un interféromètre de Michelson pendant 2 km peuvent encore interférer. Puisque les trains d'ondes incidents émis indépendamment par les atomes de la source ne portent chacun qu'un seul photon, il faut que le photon soit dans l'un des trains d'ondes et que l'autre soit vide. On en conclut qu'un train d'ondes lumineuses, même quand il ne porte pas de photon, peut parcourir une assez grande distance sans s'affaiblir, mais ceci n'entraîne pas qu'il subsiste très longtemps puisque la lumière ne met que 10^{-5} s à franchir 3 km. La théorie usuelle des ondes prévoit que les trains d'ondes lumineuses ne doivent pas s'étaler sensiblement bien qu'il n'en soit pas de même pour les trains d'ondes des particules matérielles, telles que les électrons, qui doivent s'étaler très rapidement : quant à l'onde sphérique envisagée plus haut, elle s'étale évidemment très rapidement et ce ne serait qu'un certain temps après son émission, que le photon se trouverait entouré par un train limité d'ondes planes monochromatiques qui ne s'étalerait plus ou très peu.

2. **Les expériences d'apodisation et les conséquences que l'on peut en tirer.** — Les expérimentateurs qui étudient des figures de diffraction obtenues avec la lumière à l'aide d'un certain appareil sont souvent gênés par le fait que la tache de diffraction correspondant à un maximum principal d'intensité est entourée de petits maximums secondaires, ce qui rend les pointés sur la tache principale plus incertains. Pour cette raison, ils ont essayé d'éliminer par un dispositif approprié cette sorte de « pied » de la courbe d'intensité de façon à obtenir par ce procédé d'apodisation une raie plus fine ; en d'autres termes ils se sont arrangés pour obtenir une figure de diffraction qui soit resserrée.

Sans entrer dans la théorie générale (1), donnons le principe de la méthode d'apodisation. Soit un appareil de diffraction comprenant une seule fente. Sans apodisation, la lumière incidente aura une intensité constante sur toute la fente et le principe de Huygens joint à la formule d'inversion de Fourier permet de calculer la forme de la raie non apodisée avec son pied gênant. Mais plaçons sur la fente du côté de l'onde incidente une lame absorbante d'épaisseur variable, par exemple plus épaisse sur les bords de la fente qu'au milieu (fig. 1). Alors, sur la fente, l'intensité lumineuse incidente ne sera plus uniforme ; dans le cas considéré, elle sera plus grande au centre de la fente

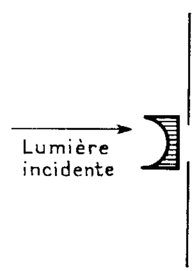

Fig. 1.

(1) On trouvera un résumé de cette théorie dans le tome « Optique » du Traité de Physique générale de G. Bruhat, revisé par Mr A. Kastler, p. 242 et suivantes.

que sur ses bords. La théorie indique et l'expérience confirme que la figure de diffraction peut se trouver resserrée, c'est-à-dire qu'on obtient une raie apodisée.

La figure de diffraction que l'on obtient à droite de l'écran est due à des photons qui ont successivement traversé avec leurs trains d'ondes la lame absorbante sans être eux-mêmes absorbés, mais leur mouvement dans la région de diffraction n'est plus le même qu'en l'absence de la lame absorbante puisque leur répartition dans *la figure de diffraction est modifiée.* Dans le langage de la théorie de la double solution, ceci doit s'exprimer en disant : l'onde v qui guide le photon est affaiblie par son passage à travers la lame absorbante *comme le serait une onde lumineuse conçue à la façon classique.* Il semble qu'on soit alors amené presque nécessairement à la conclusion suivante. Il y a deux sortes d'absorptions de la lumière par un corps absorbant : l'une que je nommerai l'absorption « forte » s'opère avec disparition du photon dont toute l'énergie $h\nu$ est captée par le milieu absorbant, l'autre que je nommerai l'absorption « faible » consiste dans un affaiblissement à caractère continu de l'onde v qui entoure le photon et dont l'équation de propagation est linéaire. La presque totalité de l'énergie de l'onde lumineuse serait concentrée dans le photon lui-même (partie u_0 de l'onde u de la double solution), mais une fraction infinitésimale de cette énergie serait répandue dans l'onde v qui l'environne (partie extérieure de l'onde u). L'onde v à énergie infinitésimale obéirait aux équations linéaires de la théorie de Maxwell (ou, si l'on préfère, aux équations maxwelliennes de ma théorie du photon) et serait susceptible d'être émise ou absorbée d'une façon continue ; elle aurait donc toutes les propriétés d'une onde électromagnétique classique, mais elle en différerait parce qu'elle transporte une grosse concentration d'énergie étroitement liée à elle qui est le photon et qu'elle n'a elle-même qu'une énergie infime.

Alors se pose la question suivante. Considérons un photon qui a réussi à traverser soit une lame absorbante très épaisse, soit une suite de lames très absorbantes. Son onde v ayant été fortement absorbée, le photon ne subirait-il pas (une fois ou plusieurs fois de suite) ce phénomène de transition brusque à caractère non linéaire qui, pour rétablir l'équilibre énergétique entre le photon et son onde v, ferait perdre au photon une très petite partie de son énergie au profit de l'onde v afin de régénérer celle-ci ? S'il en était ainsi, le photon, son contenu énergétique $h\nu$ ayant diminué, aurait finalement une fréquence moindre que dans le faisceau incident et, en montant après l'écran ou la série d'écrans un dispositif de mesure de la longueur d'onde, on devrait déceler un petit déplacement vers le rouge de la « couleur » des photons. Il est vrai que l'expérience serait rendue difficile par le fait que très peu de photons parviendraient à traverser les écrans absorbants et aussi par le fait que le déplacement vers le rouge serait probablement très petit. Mais ces deux difficultés pourraient peut-être être surmontées, la première parce que rien n'empêche de prolonger très longtemps l'expérience de façon qu'un nombre suffisant de photons arrivent sur l'appareil de mesure, la seconde parce que la mesure des longueurs d'onde est une opération d'une extrême précision.

Faite à l'échelle des expériences terrestres, cette expérience aurait sans doute assez peu de chances de réussir, mais, si elle réussissait, elle serait si importante par ses conséquences que cela vaudrait la peine de la tenter. Mais on peut se demander si l'expérience ne se trouve pas automatiquement réalisée quand un photon accomplit un énorme trajet intersidéral. C'est ce que nous allons maintenant examiner.

3. **Le déplacement vers le rouge des raies émises par les nébuleuses lointaines.** — C'est un fait d'observation absolument incontestable que les raies spectrales émises par les nébuleuses extragalactiques sont déplacées vers le rouge et que ce déplacement peut atteindre la valeur extrêmement considérable de 1 000 Å.

Depuis les travaux de certains théoriciens relativistes et en particulier de Lemaître, beaucoup d'astrophysiciens admettent que ce déplacement est dû à un effet Doppler résultant d'une vitesse de récession des nébuleuses qui augmenterait linéairement avec leur distance. Dans son édition de 1961 (p. 399), l'Annuaire du Bureau des Longitudes dit prudemment que, quelle que soit l'origine véritable de ce déplacement vers le rouge, on peut toujours le représenter par une vitesse V de récession de la nébuleuse. Or, la loi de Hubble-Humason affirme que cette vitesse V est proportionnelle à la distance D de la nébuleuse suivant la formule $V = A\,D$. La vitesse V se déduisant de l'observation du déplacement, le coefficient A dépend de la valeur que l'on attribue à D. Or, depuis une dizaine d'années, pour des raisons diverses, les évaluations de D ont été sans cesse en augmentant de sorte qu'on a été amené à diminuer, dans l'énorme proportion de 75 %, la valeur primitivement attribuée à A. A l'heure actuelle, on admet que V étant exprimée en kilomètres par seconde et D en mégaparsecs, on a

$$V = 75\,D\,. \tag{1}$$

On connait des nébuleuses pour lesquelles V est de l'ordre de 60 000 km/s, soit $c/5$. Le déplacement d'une raie peut atteindre 1 000 Å.

Ces faits rappelés, examinons si l'on est obligé de les interpréter par une véritable expansion de l'univers, hypothèse hardie qu'il faut encore envisager avec une certaine prudence. On a naturellement déjà pensé à la possibilité d'un « vieillissement » du photon au cours de son long trajet interstellaire provoquant une diminution de son quantum. Mais cette hypothèse soulève des difficultés. Nous ne connaissions jusqu'à présent que deux processus provoquant une variation de l'énergie du photon : l'absorption du photon et l'effet Compton. Or, aucun de ces deux processus ne peut produire le déplacement vers le rouge observé, l'absorption parce qu'elle fait disparaître le photon qui n'arrive plus sur la Terre, l'effet Compton parce qu'il dévie la trajectoire du photon qui n'atteindrait plus la Terre en ligne droite. D'autres tentatives pour expliquer à l'aide d'effets compliqués le vieillissement du photon ne semblent guère acceptables (2).

Mais les considérations développées plus haut ouvrent peut-être une autre possibilité d'explication. Un photon venant à nous d'une nébuleuse très lointaine pourrait voir son onde v s'affaiblir par suite d'un étalement lent ou d'une absorption par les milieux absorbants extrêmement ténus qui existent, on le sait aujourd'hui, dans les espaces intersidéraux. L'absorption de l'onde, bien que faible et se produisant très lentement, pourrait devenir notable sur les immenses distances parcourues. A des intervalles de temps sans doute très grands, le photon pourrait

(2) Voir, à ce sujet, l'exposé de Mlle S. Mavridès dans « Problèmes actuels en théorie de la relativité », éd. *Rev. Opt.*, Paris, 1959, p. 31-40 ou *Cah. Phys.*, t. **12**, 1958, p. 389-398.

alors céder une très petite fraction de son énergie à son onde v pour la régénérer. Il y aurait ainsi une diminution progressive du quantum $h\nu$, donc un déplacement vers le rouge, par un mécanisme tout à fait différent de l'absorption forte par photon et de l'effet Compton, mécanisme relié à l'affaiblissement « faible » et continu de l'onde v.

Essayons de mettre cette hypothèse sous une forme plus précise. Supposons qu'un photon parcourant une grande distance intersidérale subisse un grand nombre de ces très petites pertes d'énergie dW portant une certaine fraction très petite de son quantum. Nous pourrons écrire à une très grande échelle

$$dW = -k\,W\,dl\,, \tag{2}$$

où k est une très petite fraction. Comme $W = h\nu$, ceci nous donne

$$d\nu = -k\,\nu\,dl\,, \tag{3}$$

d'où la formule de décroissance exponentielle en fonction de la distance D parcourue

$$\nu = \nu_0\,e^{-kD}\,, \tag{4}$$

ν_0 étant la fréquence initiale du photon. Posons $\Delta\nu = \nu - \nu_0 < 0$, nous avons

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = e^{-kD} - 1 = -k\,D + \frac{k^2 D^2}{2} + \ldots \tag{5}$$

Si $k\,D$ est assez petit pour qu'on puisse ne conserver que le premier terme du développement, nous pouvons interpréter le déplacement vers le rouge comme dû à un effet Doppler résultant de la récession de la nébuleuse émettrice avec la vitesse en posant

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = -k\,D = -\frac{V}{c}\,, \tag{6}$$

d'où

$$V = k\,c\,D = A\,D\,, \quad \text{avec } A = k\,c\,. \tag{7}$$

On retrouvera la loi de Hubble-Humason en prenant pour valeur numérique de k

$$k = 75/3.10^5 = 25.10^{-5}/\text{mégaparsec}\,. \tag{8}$$

Tenant compte du fait qu'un parsec vaut 3,26 années lumière, on voit que la valeur absolue de $\Delta W/W$ est de l'ordre de 10^{-10}/année lumière. Il suffirait donc, par exemple, de supposer que pendant son trajet, le photon subisse une fois par an une perte d'énergie égale au dix-milliardième de son quantum pour rendre compte de l'effet observé.

Si l'on prend pour V/c la valeur 1/5 qui correspond à $k\,D = 1/5$ on voit que le second terme du développement (5) est égal à 2 % du premier terme. Or, il semble que l'incertitude régnant sur les valeurs de A et de D permette d'admettre une erreur de cet ordre. On peut penser que le progrès des vérifications de la formule de Hubble permettra de dire si, oui ou non, il y a lieu d'ajouter dans l'expression de V au terme $A\,D$ un terme $B\,D^2$. Si l'existence du terme en D^2 était établie, on pourrait conserver l'interprétation du déplacement vers le rouge par une vitesse de récession des nébuleuses qui serait donnée par

$$V = A\,D + B\,D^2\,, \tag{9}$$

mais l'interprétation que nous avons envisagée serait confirmée si l'on trouvait bien $B = -A^2/2c$.

II. Transitions quantiques et rupture des relations de phase

1. **Rupture des relations de phase par séparation spatiale.** — Considérons une onde Ψ de la mécanique ondulatoire usuelle formée par une superposition de fonctions propres

$$\Psi = \sum_k c_k \varphi_k . \tag{10}$$

Souvent on considère les φ_k comme des ondes planes monochromatiques indéfiniment étendues, mais en réalité, comme toute onde physique est limitée, on doit dans ce cas considérer des « groupes d'ondes » presque monochromatiques. C'est ce qu'on représente en mécanique ondulatoire dans le cas des spectres continus par le formalisme des « différentielles propres ». Je rappellerai aussi qu'en théorie de la double solution la fonction Ψ doit être considérée comme proportionnelle à l'onde v.

En utilisant la mécanique ondulatoire de Schrödinger dans l'espace de configuration, on démontre qu'après une interaction avec un système extérieur, il peut y avoir pour le système dont l'état est représenté par la formule (10) une « rupture des relations de phase » entre les φ_k. Il peut arriver, notamment quand les φ_k sont des groupes d'ondes, qu'après la fin de l'interaction les φ_k qui ont une extension limitée occupent des régions spatialement séparées $R_1, \ldots, R_k, \ldots$ de l'espace physique. Alors, d'après la loi de probabilité de présence en $|\Psi|^2$, la probabilité pour que le corpuscule se trouve dans la région R_k de l'espace est

$$P(R_k) = \int_{R_k} |c_k \varphi_k|^2 \, d\tau = |c_k|^2, \tag{11}$$

les φ_k étant supposées normées. La fonction Ψ étant elle-même normée, la probabilité de trouver le corpuscule dans l'une quelconque des régions R_k est égale à 1 d'après la formule de Parseval, ce qui est satisfaisant.

Tout ceci peut paraître très clair, mais peut-être y a-t-il, même dans ce cas de séparation spatiale, des difficultés cachées. Dans le cadre d'une théorie linéaire, il n'est pas sûr que la notion de groupes d'ondes à extension limitée définis par des différentielles propres soit entièrement satisfaisante ; peut-être seule l'introduction d'une non-linéarité pourrait-elle la justifier complètement. La séparation spatiale des trains d'ondes et la rupture des relations de phase qui doivent en résulter ne seraient alors vraiment représentables que dans une théorie non linéaire et feraient probablement intervenir des états transitoires de durée très brève et de caractère non linéaire.

D'ailleurs nous allons voir qu'une rupture des relations de phase accompagnant un « accrochage » du corpuscule sur l'une des composantes $c_k \varphi_k$ de l'onde primitive peut se produire sans qu'il y ait séparation spatiale de ces composantes, ce qui donne encore plus de force aux considérations précédentes.

2. **Rupture des relations de phase sans séparation spatiale.** — Considérons un atome d'hydrogène et supposons que son état soit représenté par une superposi-

tion de fonctions propres du type (10). Voici maintenant une particule qui arrive sur cet atome et qui, en passant près de lui, perturbe son état. La mécanique ondulatoire dans l'espace de configuration nous apprend qu'après ce choc la particule perturbatrice peut s'éloigner de l'atome en lui ayant emprunté ou cédé de l'énergie, l'atome restant finalement dans l'un des états $c_k \varphi_k$. Comme la fonction d'onde de l'atome est pratiquement limitée à l'intérieur de cet atome, on ne peut plus dire qu'il y a eu rupture des relations de phase entre les $c_k \varphi_k$ par séparation spatiale et l'on est amené à penser que le processus du choc a eu pour effet de détacher l'électron atomique de la superposition (10) pour l'attacher à l'un des $c_k \varphi_k$. C'est ce que j'avais nommé le processus de l'aiguillage parce que le corpuscule est « aiguillé » par le choc de l'état initial $\Psi_i = \sum_j c_j \varphi_j$ vers l'état final $\Psi_f = c_k \varphi_k$.

Ici la théorie linéaire ne nous fournit, semble-t-il, aucune manière de nous représenter cette rupture des relations de phase et cet accrochage de l'électron sur l'unique composante $c_k \varphi_k$ que comporte l'aiguillage. Et là encore nous sommes ramené à l'idée qu'il y a sans doute là un processus transitoire brusque que seule une théorie non linéaire pourrait parvenir à décrire.

Regardons la question de plus près. Nous pouvons admettre qu'au moment du choc le train d'ondes de la particule perturbatrice recouvre entièrement l'atome. En effet, même dans le cas où cette particule est très légère (par exemple si c'est un électron) les dimensions de son train d'ondes comprenant des millions de longueurs d'onde atteindraient en général l'ordre de grandeur du micron tandis que les dimensions de l'atome ne dépassent pas l'angström. Si la particule passait suffisamment loin de l'atome pour que son train d'ondes ne recouvre jamais celui-ci, le choc serait si faible qu'il ne pourrait produire un transfert d'énergie. On peut d'ailleurs le vérifier par un calcul utilisant la méthode de variation de Dirac que nous ne reproduirons pas. On peut du reste remarquer que, dans la théorie usuelle de ce genre de choc, on suppose que l'onde associée à la particule perturbatrice est une onde plane monochromatique, hypothèse qui physiquement ne peut pas être rigoureusement exacte, mais qui implique nécessairement le recouvrement de l'atome par cette onde.

Remarquons maintenant que l'électron atomique et la particule, qui dans les idées actuelles de la théorie de la double solution sont tous deux soumis aux perturbations aléatoires du type Bohm-Vigier provenant du milieu subquantique caché, peuvent se trouver en un point quelconque de leur onde associée. Le recouvrement de l'atome par l'onde de la particule perturbatrice a donc pour conséquence qu'électron et particule peuvent se trouver au même point de l'espace ou tout au moins très voisins l'un de l'autre, donc en très forte interaction. Ceci peut suggérer l'idée que c'est cette possibilité d'interaction extrêmement forte qui correspond au déclenchement possible d'un processus transitoire non linéaire d'aiguillage. Cette idée se trouve quelque peu confirmée par le fait que, dans la théorie usuelle du choc, la probabilité de l'aiguillage est donnée par le carré du module de la quantité $\int \Phi_f^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\, V(r_{12})\, \Phi_i(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\, d\vec{r}_1\, d\vec{r}_2$, où Φ_i et Φ_f sont les fonctions d'onde de l'espace de configuration pour l'état initial et pour l'état final ; en effet, les termes prépondérants de l'intégrale proviennent des éléments $d\vec{r}_1\, d\vec{r}_2$ pour lesquels, la distance r_{12} de l'électron à la particule étant très petite, le facteur $V(r_{12})$ prend de très grandes valeurs de sorte que ce sont les positions extrêmement voisines de l'électron et de la particule qui sont responsables du phénomène de transition.

On peut encore remarquer que, si l'on conçoit les particules comme de très petites régions de haute concentration du champ où règne une forte non-linéarité, la grande proximité de deux particules implique une pénétration des régions de non-linéarité, ce qui pourrait aider à comprendre le déclenchement d'un processus transitoire non linéaire.

3. **Une remarque d'Einstein.** — Einstein, qui a eu des vues profondes sur la nécessité de réinterpréter la mécanique ondulatoire, a très bien aperçu une circonstance qui se rattache au problème que nous discutons. Dans la remarquable contribution qu'il a apportée au livre consacré à mon 60^{me} anniversaire [10], après avoir résumé en quelques lignes d'une admirable précision les objections que l'on peut faire à l'interprétation actuelle de la mécanique ondulatoire et en avoir conclu que celle-ci est une théorie statistiquement exacte, mais qui ne donne pas une représentation complète de la réalité physique, il ajoute :

« Je serai encore affermi dans cette opinion par les réflexions suivantes. La théorie quantique statistique doit en partie son essor à la circonstance qu'apparemment de faibles influences quelconques peuvent finalement réaliser des changements dans l'état d'un système. L'effet Compton, par exemple, montre qu'un train d'ondes d'une petite amplitude quelconque et d'extension finie peut transférer une énergie finie et déterminée à l'électron. Tout se passe comme si le champ faible pouvait produire à la vérité non pas directement la transmission d'une énergie finie, mais seulement la possibilité minime d'une telle transmission. Mais, pour pouvoir concevoir la probabilité d'un changement tel qu'un changement d'état effectif de l'électron, on devrait imaginer « l'état quantique » qui se compose ici d'une superposition des divers états individuels d'énergie de l'électron, chacun de ces états possédant une amplitude de probabilité. On crée ainsi la possibilité de faire correspondre à l'action de champs faibles des changements de chaque amplitude de probabilité, c'est-à-dire de l'état, et par là de réduire mathématiquement la progression d'apparence discontinue de variations finies à un changement continu des amplitudes de probabilité. Le prix qu'il faut payer pour cette interprétation est l'introduction d'un nombre infini d'états d'énergies différentes. La nécessité de ce sacrifice est conditionnée par le fait que l'on croit connaître en substance la nature physique de l'influence (ici le champ ondulatoire minime et limité). Cela tient à la fois à ce qu'on garde en théorie quantique le concept classique de force, par exemple d'énergie potentielle, et que l'on substitue seulement à la loi du mouvement quelque chose d'entièrement nouveau. La perfection du mécanisme de la théorie et ses considérables succès détournent le regard de la cruauté du sacrifice que l'on a consenti. »

Et Einstein termine cette très fine analyse en disant :

« Mais il me semble qu'en définitive, on reconnaîtra qu'on doit mettre à la place de la force agissante, par exemple l'énergie potentielle ou pour l'effet Compton le champ de l'onde, quelque chose qui a une structure atomique au même sens que l'électron lui-même. »

Précisons maintenant par un calcul ces profondes remarques d'Einstein. Soit encore un atome d'hydrogène ayant pour fonction d'onde initiale une des fonctions propres φ_k. On a $\Psi_i = \varphi_k$. Une particule chargée passant à proximité de l'atome perturbera la fonction d'onde de l'électron atomique et cette perturbation se représentera par le potentiel coulombien en e/r de la particule incidente. Si la perturbation est faible, elle aura pour effet de transformer le Ψ_i initial en $\Psi_f = \sum_j c_j \varphi_j$ avec $|c_k| \simeq 1$ et les c_j très petits pour $j \neq k$. On peut dire que la perturbation diminue un tout petit peu la composante φ_k et fait apparaître de très faibles composantes φ_j. Or, la théorie actuelle nous apprend qu'à la fin de l'interaction faible, l'atome aura une probabilité $|c_k|^2$ presque égale à l'unité d'être resté dans son état initial et des probabilités très faibles $|c_j|^2$ d'avoir passé dans l'un des états φ_j. Mais les variations d'énergie $W_j - W_k$ correspondant à ces transitions très peu probables peuvent être grandes. Le paradoxe signalé par Einstein consiste alors en ceci : comment peut-il se faire qu'une interaction très faible qui ne fait varier que très peu les probabilités, puisse finalement dans certains cas provoquer un important transfert d'énergie ?

Pour examiner ce problème, nous devons d'abord préciser un point important. Dans le cas considéré par Einstein comme dans ceux que nous avons précédemment envisagés, le grand transfert d'énergie ne se produit que quand il y a superposition dans l'espace du train d'ondes de la particule incidente et de l'atome que son passage perturbe. Si la particule incidente est un photon, la chose est évidente car un effet Compton par exemple ne peut se produire que si le train d'ondes électromagnétiques accompagnant le photon couvre l'atome. On peut dire que cela vient de ce que l'interaction entre le photon et l'électron doit être représentée par une fonction δ de leur distance, ce qui correspond dans un autre langage au fait que le champ électromagnétique agit là où il est. Dans le cas où la particule incidente est une particule électrisée qui agit par son champ de Coulomb sur un atome, il résulte de ce qui a été dit au paragraphe précédent qu'ici encore l'onde associée à la particule doit recouvrir l'atome pour qu'il puisse y avoir transfert d'énergie. Ainsi donc il semble qu'on puisse admettre dans tous les cas que le recouvrement de l'atome par le train d'ondes de la particule incidente est la condition nécessaire pour que puisse se produire une transition quantique du type $\varphi_k \rightarrow \varphi_j$.

Mais, si cette condition est réalisée, il y a possibilité pour qu'en vertu de la loi de probabilité de présence en $|\Psi|^2$ résultant des perturbations Bohm-Vigier, l'électron atomique et la particule incidente se trouvent dans une très grande proximité permettant le contact des très petites régions sièges de processus non linéaires qui constituent les deux particules. De nouveau on retrouve l'idée que ce contact permettrait le déclenchement d'un processus transitoire très rapide à caractère non linéaire s'accompagnant pour l'électron de la transition $\varphi_k \rightarrow \varphi_j$ et, par suite, d'un transfert d'énergie important entre les deux particules. Il est évident que la théorie usuelle, enfermée dans son formalisme linéaire et ignorant toute concentration locale de l'amplitude de l'onde qui permette de définir la position du corpuscule, ne peut aucunement rendre compte d'un processus de ce genre.

Le faible potentiel perturbateur figurant dans l'équation d'ondes de l'électron ne peut modifier que le processus faible de l'évolution de l'onde v en y faisant apparaître des composantes nouvelles. Il ne peut provoquer, comme l'a noté Einstein, le processus fort qui intervient dans le brusque transfert d'une énergie finie. Ce qui intervient alors, c'est la structure granulaire et non linéaire des deux concentrations d'énergie portées par les ondes u des deux particules en interaction. Il semble bien que c'était là la pensée d'Einstein quand, à la fin de la citation faite plus haut, il disait qu'il faut remplacer, pour rendre compte des processus forts qui transfèrent une énergie importante, la force agissante par quelque chose ayant une structure atomique.

4. **Conclusion.** — Nous allons résumer les conclusions auxquelles nous sommes arrivé en nous plaçant au point de vue de la théorie de la double solution.

Considérons une particule qui peut être soumise à l'interaction d'autres particules. Son onde v a sans doute une énergie extrêmement petite et la faiblesse de son amplitude permet de considérer son équation de propagation comme linéaire. Dans cette équation de propagation figurent les potentiels (classiques et quantiques mutuels) qui traduisent l'action sur l'onde v de la présence des autres particules. L'onde v, bien que très faible, guide le mouvement de la particule qui, étant une sorte de grosse hétérogénéité très localisée au sein de l'onde, se trouve attachée à la propagation de l'onde v par un lien non linéaire et décrirait, si l'on pouvait faire abstraction des perturbations Bohm-Vigier, l'une des lignes de courant de l'image hydrodynamique de la propagation de l'onde. En superposant à ce mouvement régulier l'espèce de mouvement brownien dû aux perturbations Bohm-Vigier, on obtient une image qui paraît satisfaisante du mouvement de la particule considérée sous l'action des autres particules tant qu'aucun contact intime n'a lieu entre ces autres particules et la particule considérée.

Les analyses que nous avons faites nous permettent de penser que des processus tout à fait différents vont entrer en jeu dans les deux cas suivants : 1° si la propagation de l'onde v a pour résultat de l'affaiblir à tel point qu'un déséquilibre se produise entre la particule et son onde v, il en résulterait le déclenchement du processus de la régénération de l'onde précédemment étudié ; 2° si la particule considérée se trouve, en raison de son agitation brownienne, en contact immédiat avec une autre particule, un processus très rapide à caractère non linéaire pourrait se produire qui détacherait la particule de son onde v primitive pour l'attacher sur l'une des composantes de cette onde avec possibilité d'un échange important d'énergie et de quantité de mouvement entre les deux particules.

Naturellement l'émission ou l'absorption d'un photon par un atome doit rentrer dans le second cas envisagé. Seulement ici il faudra imaginer que dans le processus de l'émission, un électron atomique se trouvant initialement en contact avec un photon caché d'énergie nulle (photon annihilé) lui cédera par un processus transitoire brusque une certaine quantité d'énergie qui en fera un photon observable d'énergie non nulle tandis que le processus de l'absorption sera exactement inverse.

Nous sommes ainsi ramené à la distinction déjà faite précédemment entre les processus faibles qui intéressent l'onde v et ont un caractère continu et linéaire et les processus forts qui sont brusques et sans doute non linéaires et qui intéressent le corpuscule où se trouve concentrée la presque totalité de l'énergie. Les processus faibles, tels que l'absorption faible de l'onde v, n'agissent que faiblement sur le corpuscule en modifiant son guidage et ne lui impriment que des variations lentes et continues de son énergie et de sa quantité de mouvement ; tout cela semble exactement décrit par l'équation linéaire de l'onde v et par la formule du guidage complétée par les perturbations Bohm-Vigier. Les processus forts ont un tout autre caractère car ils sont brusques, probablement non linéaires et intimement reliés au fait que les ondes v transportent en général de très fortes concentrations d'énergie. Bien entendu, les transitions quantiques au sens de Bohr entre les états stationnaires d'un système atomique quantifié sont des cas particuliers de processus forts. Nous ne dirons donc pas comme Mr Bohr que tous ces processus forts « transcendent toute description dans le cadre de l'espace-temps » ; nous nous contenterons de dire qu'ils échappent à toute description dans le cadre des théories linéaires (3).

Lors de l'apparition de la théorie des quanta de lumière d'Einstein, comme il devenait certain que l'énergie d'une onde électromagnétique était transportée par des photons, on avait qualifié l'onde électromagnétique classique d'onde fantôme (4). Dans notre théorie, l'onde v n'est pas une onde fantôme, c'est une réalité physique ; mais, comme elle n'a qu'une énergie infime et qu'elle peut seulement orienter les processus forts sans les expliquer, elle peut donner l'impression d'être une onde fantôme.

Terminons par une remarque importante. Les processus forts semblent devoir être décrits par une théorie non linéaire et cependant leurs résultats statistiques sont exactement prévus par la théorie linéaire (à l'aide des $|c_k|^2$). Et ceci nous amène encore à citer une phrase remarquable d'Einstein qui se trouve à la fin de son livre « The meaning of relativity » (Princeton Univ. Press, 1953, appendice II, p. 163) et que voici :

« Actuellement l'opinion prévaut que la théorie des champs doit être d'abord transformée par quantification en une théorie statistique en suivant des règles plus ou moins bien établies. *Je ne vois dans cette méthode qu'une tentative pour rendre compte de relations ayant un caractère non linéaire à l'aide d'une théorie linéaire.* »

Cette dernière phrase lourde de sens nous conduit à nous demander si nos conceptions nouvelles ne pourraient pas nous aider à mieux comprendre la véritable signification de la « seconde quantification » et par suite de la théorie quantique des champs.

III. Nouvelle conception de la seconde quantification et de la théorie quantique des champs [8]

1. **La seconde quantification.** — Il y a deux manières d'aborder la théorie quantique des champs : l'assimilation du champ électromagnétique à un ensemble d'oscillateurs linéaires et la méthode de la seconde quantification.

La première méthode, qui évite l'introduction de la notion de nombre d'occupation en quantifiant chaque onde plane monochromatique par la formule

$$W_k = \left(n_k + \frac{1}{2}\right) h \nu_k \tag{12}$$

(3) Voir à ce sujet les très intéressants travaux de Mrs Andrade e Silva, Fer, Leruste & Lochak [7].

(4) En allemand « Gespenst-Welle ».

qui donne l'énergie quantifiée d'un oscillateur linéaire, m'a toujours paru assez artificielle. Elle peut s'interpréter en considérant l'action du champ électromagnétique sur les charges électriques, mais elle ne peut s'appliquer à l'onde électromagnétique en propagation qui doit évidemment porter un nombre entier de photons. De grands promoteurs de la théorie quantique des champs, comme Mrs Heitler et Wentzel, ont eux-mêmes été gênés par cette difficulté.

Au contraire la méthode de la seconde quantification me paraît la véritable voie pour aborder la théorie des champs. Elle part de l'idée qu'il peut y avoir un nombre quelconque de bosons (5) sur une même onde. Ce nombre est le « nombre d'occupation » n de l'onde. C'est là une notion qui me paraît impliquer, contrairement aux idées actuellement admises, que les particules sont des unités localisables dans l'onde. Néanmoins, la théorie quantique des champs, tout en adoptant les conceptions orthodoxes, utilise les nombres d'occupation, ce qui est assez contradictoire. Mais pour nous l'emploi des nombres d'occupation ne soulève aucune difficulté.

La première caractéristique essentielle de la méthode de seconde quantification c'est que, bien que traitant des problèmes où interviennent plusieurs particules, elle abandonne le point de vue de la mécanique ondulatoire dans l'espace de configuration pour revenir à l'espace physique. Elle envisage dans l'espace physique des ondes planes monochromatiques que nous pouvons assimiler à notre onde v et écrire sous la forme

$$v = a \exp\left[2\pi \mathbf{i}\left(\nu t - \frac{x}{\lambda} + \theta\right)\right] \tag{13}$$

avec une amplitude a et une constante de phase θ bien déterminée. Chacune de ces ondes porterait n bosons ; cette image est tout à fait en accord avec la théorie de la double solution.

La seconde quantification consiste alors à considérer le nombre d'occupation n et la constante de phase θ comme des grandeurs canoniquement conjuguées et à leur appliquer le formalisme de la mécanique quantique en posant soit $(\theta)_{\rm op} = \frac{\partial}{\partial \mathrm{n}}$, soit $(\mathrm{n})_{\rm op} = \frac{1}{\mathbf{i}}\frac{\partial}{\partial\theta}$. La première hypothèse conduit à introduire les opérateurs

$$c_k = \mathbf{e}^{\partial/\partial \mathrm{n}_k}\sqrt{\mathrm{n}_k}\,, \quad \overset{+}{c}_k = \sqrt{\mathrm{n}_k}\,\mathbf{e}^{-\partial/\partial \mathrm{n}_k}\,, \tag{14}$$

tels que $\overset{+}{c}_k\, c_k = \mathrm{n}_k$ et une fonction de répartition $R(\mathrm{n}_1, ..., \mathrm{n}_k, ..., t)$ telle que $|R|^2$ donne la probabilité pour qu'il y ait n_1 bosons sur l'onde numérotée 1, ..., n_k bosons sur l'onde numérotée k, ... On trouve alors une équation donnant dR/dt qui peut être considérée comme une sorte d'équation de propagation dans l'espace des n. Cette méthode est extrêmement abstraite d'autant plus que l'espace des n est un espace discontinu puisque les n_k doivent être entiers. Heisenberg a cependant pu démontrer l'important théorème suivant : si l'on considère un système contenant un nombre constant de bosons, les variations de la répartition des bosons entre les ondes planes monochromatiques prévues par la théorie de la

(5) On sait que les bosons sont cette catégorie de particules qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein et peuvent se grouper sur une même onde. Les photons de la lumière constituent une sorte particulièrement importante de bosons.

seconde quantification coïncident exactement avec celles que prévoit la mécanique ondulatoire de l'espace de configuration. Cet important théorème montre que la seconde quantification est un artifice qui permet de représenter dans l'espace physique des transitions entre états qui sont en accord avec la mécanique ondulatoire de l'espace de configuration. Si l'on considère les transitions entre états comme des processus transitoires très brefs à caractère non linéaire, on aperçoit la profondeur de l'intuition d'Einstein quand il écrivait que la quantification du champ est un procédé pour représenter dans le cadre d'une théorie linéaire le résultat statistique de processus non linéaires.

Le théorème de Heisenberg suppose que le nombre total des bosons reste constant. Mais le formalisme de la seconde quantification va plus loin car il permet de représenter aussi le cas où le nombre total des bosons varie. Alors l'opérateur c_k correspond à une « annihilation » de boson et l'opérateur adjoint c_k^+ à une « création » de boson sur l'onde k. Si l'on veut conserver dans ce cas plus général la correspondance entre la seconde quantification et la méthode de l'espace de configuration, il faut admettre que le nombre des dimensions de l'espace de configuration peut varier, mais c'est là un procédé assez artificiel. Il est plus naturel d'admettre qu'il existe un « réservoir » contenant un nombre énorme de bosons annihilés et que des processus transitoires peuvent faire passer les bosons d'un état k de non-annihilation à l'état 0 annihilé ou inversement, ces processus étant représentés dans la seconde quantification respectivement par les opérateurs c_k et c_k^+. C'est d'ailleurs là le point de vue initialement adopté par Mr Dirac quand il a introduit l'idée de seconde quantification en l'appliquant aux photons. Mais alors on est conduit à assimiler le réservoir de bosons annihilés au « vide », ce qui revient à douer le vide de propriétés physiques comme cela a été effectivement fait par la théorie quantique des champs. Et l'on est ainsi ramené tout naturellement à la conception du milieu subquantique de Mrs Bohm et Vigier, les bosons de l'échelle quantique observables pouvant sortir du milieu subquantique ou y rentrer.

Nous venons de résumer la forme que prend la seconde quantification quand on considère la constante de phase θ_k comme représentant l'opérateur $\partial/\partial n_k$. Cette représentation comporte la difficulté que, n_k étant un nombre entier d'après sa signification même, l'emploi de la dérivée $\partial/\partial n_k$ est scabreux. Pour éviter cette difficulté on présente parfois la seconde quantification en permutant le rôle joué dans l'exposé précédent par les grandeurs n_k et $i\,\theta_k$ et en considérant θ_k comme une variable ordinaire et n_k comme l'opérateur $\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial\theta_k}$. La grandeur θ_k pouvant prendre une suite continue de valeurs, l'emploi de la dérivée $\partial/\partial\theta_k$ ne soulève aucune difficulté. L'on définit alors l'une quelconque des fonctions propres de $(n_k)_{op}$ en écrivant

$$(n_k)_{op}\,\varphi(\theta_k) = \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial\theta_k}\varphi(\theta_k) = n_k\,\varphi(\theta_k)\,, \tag{15}$$

n_k étant la valeur propre qui correspond à la fonction propre $\varphi(\theta_k)$. On trouve donc, à une constante de normalisation près,

$$\varphi(\theta_k) = \exp(i\,n_k\,\theta_k)\,. \tag{16}$$

On fait alors remarquer que, θ_k étant une variable de période 2π, la fonction $\varphi(\theta_k)$, qui doit être uniforme d'après la définition des fonctions propres, ne peut l'être que si n_K est un nombre entier et, entraîné par ce beau formalisme, on est tenté d'en conclure que l'on a démontré l'existence des particules. Mais ce n'est là qu'une illusion ; ce que l'on doit dire, c'est que, les n_K étant nécessairement entiers d'après l'idée même de particule, les $\varphi(\theta_K)$ sont des fonctions uniformes comme cela doit être.

2. **Remarques importantes sur le formalisme de la seconde quantification.** — Le théorème de Heisenberg montre que la mécanique ondulatoire de l'espace de configuration permet de définir des nombres d'occupation et une fonction de répartition en accord avec la méthode de seconde quantification. Mais la mécanique ondulatoire de l'espace de configuration est moins complète que la méthode de seconde quantification parce qu'elle ignore la constante de phase qui n'a de sens que pour une onde de l'espace physique. En effet, dans la réinterprétation de la *mécanique ondulatoire* par la théorie de la *double solution*, une particule est une sorte d'hétérogénéité presque ponctuelle dans une onde de l'espace physique ; or, le passage à l'espace de configuration, en ne conservant (assez paradoxalement dans la théorie qui nie la localisation des particules) que les coordonnées des particules, permet d'évaluer à l'aide de l'onde fictive de Schrödinger $\Psi(x_1, ..., z_N, t)$ les probabilités des positions et des états de mouvement observables de ces particules. Mais, du point de vue de l'interprétation par la double solution, la représentation dans l'espace de configuration n'est qu'une représentation *appauvrie* de la réalité physique parce qu'elle ignore le phénomène ondulatoire qui entoure chaque particule et auquel elle est incorporée. Et c'est cette ignorance qui ne lui permet plus de définir la constante de phase.

Pour mieux voir comment s'opère cette perte de connaissance de la constante de phase, nous considérerons le cas d'une seule particule. La théorie de la double solution considère l'onde v de la particule comme une réalité physique qui, dans le cas où elle est au moins approximativement assimilable à une onde plane monochromatique, peut être représentée par l'expression (13) où la fréquence ν, la longueur d'onde λ, la direction de propagation x et la constante de phase θ ont des valeurs bien déterminées. Représentons la forme de cette onde à l'instant t le long de l'axe des x (fig. 2).

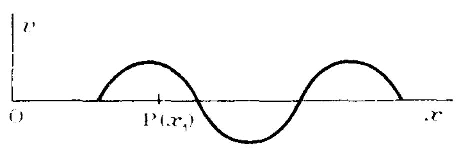

FIG. 2.

La particule occupera dans cette onde une certaine position P de coordonnée x_1 et la phase de sa vibration interne sera donnée par l'expression (13) où l'on fera $x = x_1$ car, comme nous le rappellerons plus loin, cette vibration interne doit toujours être en phase avec l'onde v.

Supposons maintenant que nous passions à l'espace de configuration, ce que nous pouvons faire même pour une seule particule. Cet espace se réduira à un axe des x_1 sur lequel à l'instant t le point représentatif M de la particule aura une abscisse égale à l'abscisse x_1 de P sur Ox dans la figure 2. Comme nous l'avons montré avec Mr Andrade e Silva [9], nous devons attribuer à l'onde Ψ de Schrödinger au point M de Ox_1 à l'instant t une phase φ égale à $2\pi\left(\nu t - \frac{x_1}{\lambda} + \text{Cte}\right)$ pour que l'énergie et la quantité de mouvement données par les formules de la théorie du guidage,

$$W = \hbar\, \partial\varphi/\partial t\,, \quad \vec{p} = -\hbar\, \partial\varphi/\partial x_1\,, \tag{17}$$

soient les mêmes pour la particule P et pour son point représentatif M. Mais en M la valeur de la constante de phase reste indéterminée. Si la raison analytique en est que les dérivées figurant aux seconds membres des équations (17) sont indépendantes de cette constante, la raison véritable de cette indétermination est que dans l'espace physique la constante de phase de la particule au point P à l'instant t lui est imposée par la position qu'elle occupe dans l'onde v à cet instant ; or la méthode de l'espace de configuration ne connaît que la position de la particule et ignore la position que la particule occupe dans l'onde v, ce qui lui fait perdre toute connaissance de la constante de phase.

Dans le cas plus général où il y a n bosons sur l'onde v, ils occupent à l'instant t des positions x_1, ..., x_n et la constante de phase θ est la même pour tous puisque c'est celle de l'onde v. En passant à l'espace de configuration, on aura à considérer n axes de coordonnées x_1, ..., x_n et la phase de l'onde de Schrödinger au point x_1, ..., x_n à l'instant t sera

$$\varphi = 2\pi\left(n\nu t - \frac{\sum_1^n x_k}{\lambda} + \text{Cte}\right),$$

ce qui correspond au fait que l'énergie totale des bosons est alors égale à n $h\nu$ et leur quantité de mouvement totale à n h/λ. Mais la valeur de la constante de phase reste indéterminée dans l'espace de configuration pour la même raison que précédemment.

En résumé, c'est le retour à l'espace physique qui permet à la seconde quantification de mettre en lumière l'importance de la constante θ qui a un sens précis pour une onde transportant n bosons dans l'espace physique, mais qui n'en a pas dans l'espace de configuration. Or, la constante de phase θ joue dans le formalisme de la seconde quantification un rôle essentiel puisqu'elle est la quantité canoniquement conjuguée du nombre d'occupation et a autant d'importance que lui. En particulier, cette constante doit être une grandeur « observable » au sens de Dirac et la question se pose de savoir comment elle peut être mesurée.

3. **La relation $\delta n\, \delta\theta \geqq 1$ et la mesure de n et de θ.** — L'idée que les variables n et θ sont canoniquement conjuguées conduit dans le formalisme de la seconde quantification à la relation d'incertitude

$$\delta n\, \delta\theta \geqq 1\,. \tag{18}$$

La mesure de n doit être possible, celle de θ aussi ; mais leurs mesures précises et simultanées par un même phénomène observable ne doivent pas être possibles de sorte qu'il subsiste toujours une incertitude sur l'une au moins des deux grandeurs et que la relation (18) se trouve toujours vérifiée.

La mesure de n exigerait, pour être effectuée, la localisation des n bosons portés par la même onde. Or, comme j'y ai insisté souvent, la localisation d'un corpuscule ne peut s'effectuer que par la constatation d'un phénomène macroscopique observable localement déclenché par l'action du corpuscule. Il est bien évident que la localisation des n bosons portés par une onde rompra la liaison de ces bosons avec leur onde porteuse et ne permettra plus de retrouver ensuite la valeur primitive de la constante de phase θ. Ceci est bien en accord avec la relation (18) car, après la mesure de n, on aura $\delta n = 0$ et $\delta\theta = \infty$. D'ailleurs il importe de remarquer que les physiciens ne procèdent jamais à la mesure de n, c'est-à-dire à la localisation de tous les photons portés par une même onde, et, pour cette raison, si la notion de nombre d'occupation a une signification théorique importante et très claire dans la théorie de la double solution, elle ne semble pas jouer un rôle pratiquement important dans les constatations expérimentales.

Si la question de la mesure de n ne nous conduit pas à des points de vue très nouveaux, il n'en est pas de même de celle de la mesure de θ. Cette mesure ne peut se faire qu'en observant un phénomène macroscopique permettant la détermination de la constante de phase. C'est le cas, par exemple, du courant alternatif produit dans le circuit oscillant d'un récepteur de radio par l'action d'une onde hertzienne incidente porteuse de nombreux photons. L'enregistrement de ce courant alternatif, par exemple à l'aide d'un oscillographe cathodique, permet en principe de déterminer exactement sa phase à chaque instant et par suite la constante de phase de l'onde hertzienne incidente. D'ailleurs dans les anciens postes d'émission où un alternateur à haute fréquence alimentait directement l'antenne émettrice, l'onde hertzienne porteuse d'innombrables photons avait certainement une constante de phase bien déterminée puisque cette constante était directement reliée au mouvement mécanique de l'alternateur. Il paraît donc certain que la détermination de θ ne peut s'effectuer que par l'observation d'un phénomène exigeant *la coopération* d'un nombre énorme et largement indéterminé de bosons de sorte qu'on ait alors $\delta\theta \simeq 0$ et $\delta n \simeq \infty$ en accord avec la relation (18). D'ailleurs on peut démontrer dans le cadre de la théorie quantique des champs que, dans le cas des photons, la forme mathématique classique du champ électromagnétique (qui permet de calculer l'action de l'onde sur une charge électrique avec détermination éventuelle de la constante de phase) correspond bien à la coopération d'un nombre très grand et largement incertain de photons portés par l'onde ([8] p. 138 et 184).

4. **Comment une onde portant de très nombreux photons peut-elle provoquer un phénomène macroscopique oscillatoire ?** — Nous venons de voir que la mesure de la constante de phase d'une onde portant de très nombreux bosons suppose l'entretien par l'action de cette onde d'un processus macroscopique observable ayant même fréquence et même constante de phase que l'onde et nous en avons donné comme exemple la production d'un courant alternatif dans le circuit oscillant accordé d'un récepteur de radio par l'arrivée sur ce récepteur d'une onde hertzienne. Mais il nous faut maintenant analyser le mécanisme de ce phénomène et ceci va nous ramener à des idées exposées précédemment.

Nous plaçant au point de vue de la théorie de la double solution, nous devons dire que l'onde, supposée approximativement plane monochromatique, qui transporte les n bosons est une onde v ayant une fréquence, une longueur d'onde, une direction de propagation et une constante de phase bien déterminées dans l'espace physique. Cette onde v est un processus faible dont la propagation est réglée par une équation *linéaire* et, comme son énergie est infinitésimale, elle ne peut provoquer que des processus faibles mettant en jeu des quantités infinitésimales d'énergie et de quantité de mouvement et, pour cette raison, inobservables. Les phénomènes observables ne pourront être produits que par les absorptions successives de très nombreux bosons apportés par l'onde, absorptions qui sont des processus *forts*, brusques et sans doute non linéaires. Mais comment ces absorptions successives peuvent-elles provoquer et entretenir dans le récepteur accordé sur la fréquence de l'onde un phénomène oscillatoire observable, comme c'est le cas pour les photons hertziens arrivant sur un récepteur de radio ?

C'est ici qu'il faut faire intervenir l'idée qui a été le point de départ de la mécanique ondulatoire, à savoir que le corpuscule est le siège d'une oscillation interne et que son mouvement dans l'onde est tel que cette oscillation interne reste constamment en phase avec l'onde. Dans le cas envisagé d'une onde plane monochromatique, ceci impose au corpuscule une vitesse V reliée à la vitesse de phase $\mathcal{V}$ de l'onde par la relation classique en mécanique ondulatoire

$$V \mathcal{V} = c^2, \tag{19}$$

où $\mathcal{V}$ est supérieure (ou au moins égale) à la vitesse c de la lumière dans le vide et où V est inférieure (ou au plus égale) à c comme il convient pour un corpuscule qui, transportant de l'énergie, peut servir de signal. Donc en général le corpuscule glisse par rapport à l'onde en restant constamment en phase avec elle. J'ai des raisons de penser que, même si l'on tient compte des perturbations Bohm-Vigier qui déplacent d'une façon brusque et aléatoire le corpuscule dans l'onde, cet accord de phase doit subsister.

Si nous représentons par une sinusoïde en trait plein la valeur de l'onde v en fonction de la coordonnée x et par une sinusoïde en pointillé sa valeur à un instant ultérieur $t + \Delta t$, nous aurons la figure 3.

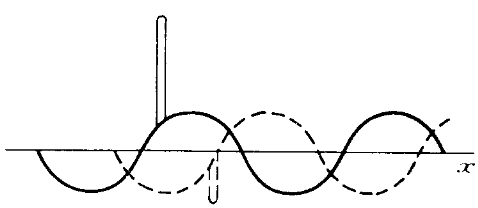

Fig. 3.

Le corpuscule placé en M à l'instant t se déplacera en général (sauf dans le cas où $V = c$) par rapport à l'onde et sera en M′ au temps $t + \Delta t$; mais, sa vibration interne restant toujours en phase avec l'onde, la très forte amplitude de cette vibration interne viendra toujours renforcer considérablement la très faible amplitude de l'onde v (6).

Lorsque l'onde porteuse de n bosons arrivera sur un récepteur susceptible d'osciller à la fréquence de l'onde et que les bosons seront absorbés par le récepteur, celui-ci recevra des sortes d'impulsions en phase avec l'onde, mais non décrites par la théorie linéaire. Si l'onde v ne portait aucun boson, comme elle est un processus faible d'énergie infinitésimale, elle ne pourrait communiquer au récepteur qu'une oscillation d'énergie elle-même infinitésimale. Mais si l'onde v incidente porte de

(6) Si les bosons considérés sont des photons, on doit faire un passage à la limite pour une masse propre évanouissante. On a alors $V \to \mathcal{V} \to c$: le glissement du corpuscule par rapport à l'onde v tend à s'annuler, mais la concordance de leurs phases subsiste.

nombreux bosons, les absorptions de ces bosons qui sont des processus forts et qui se répéteront au rythme de l'onde pourront provoquer dans le récepteur une oscillation forte d'énergie importante. En ce cas tout se passera en apparence comme si l'onde v était une onde possédant une énergie notable et les phénomènes observés pourront, bien qu'ils soient des processus forts, être calculés en partant des équations linéaires de l'onde v. Ainsi, par exemple, le courant alternatif induit dans le circuit oscillant d'un récepteur de radio par l'arrivée d'une onde v électromagnétique transportant de nombreux photons pourra être calculé à partir des équations linéaires de l'onde v qui sont les équations de la théorie électromagnétique classique ; or, c'est bien ce que l'expérience prouve.

Le résultat que nous venons d'obtenir peut être considéré comme un des aspects du principe de correspondance énoncé par Bohr en 1916. Ce principe, dont les vérifications expérimentales sont nombreuses, affirme que, quand un processus électromagnétique met en jeu un très grand nombre de quanta, c'est-à-dire ici un très grand nombre de photons, il peut être très exactement décrit, au moins d'une façon statistique, par les équations de l'électromagnétisme classique. Envisagé à notre point de vue, le principe de correspondance signifierait en somme que, malgré leur caractère linéaire, les équations de la théorie électromagnétique classique peuvent nous donner une vue d'ensemble exacte du résultat statistique d'un très grand nombre de processus forts bien que ceux-ci aient un caractère quantique et non linéaire. Et ce que nous avons dit ci-dessus nous permet d'entrevoir pourquoi il en est ainsi.

La théorie mathématique détaillée de l'excitation par impulsions des oscillations d'un récepteur absorbant successivement toute une série de bosons en phase avec une onde v présenterait probablement une certaine analogie avec la théorie de l'entretien par impulsion d'une oscillation mécanique (comme l'entretien des oscillations du balancier d'une horloge par le mécanisme de l'échappement) et aussi avec la théorie des transmissions radioélectriques par impulsions dans le domaine des hyperfréquences [7].

5. **Le passage des ondes hertziennes à l'optique.** — Dans tout le domaine des ondes hertziennes depuis les longueurs d'onde de plusieurs kilomètres jusqu'aux ondes centimétriques et millimétriques, les quanta $h\nu$ sont très petits et, même pour des champs très faibles à la réception de l'ordre du microvolt par centimètre, il y a encore un nombre très considérable de photons qui arrivent par seconde sur le récepteur. Ces photons sont émis par le mouvement d'un nombre énorme d'électrons (courant alternatif dans l'antenne d'émission) qui tous coopèrent à l'émission d'une onde de constante de phase bien déterminée ; à la réception un nombre énorme de photons coopèrent avec une constante de phase bien déterminée à l'action de l'onde sur les circuits du récepteur. Et tout cela est décrit d'une manière très exacte par les équations de Maxwell qui, jusque dans le domaine des hyper-

[7] En faisant appel à une expression utilisée dans la théorie des transmissions radioélectriques par impulsions, on pourrait dire que l'onde v de radio, de très faible amplitude, mais transportant de nombreux photons, apporte sur le récepteur des « échantillons » d'une onde qui aurait même fréquence et même constante de phase, mais une amplitude beaucoup plus grande.

fréquences, donnent ainsi une image continue et linéaire très satisfaisante des phénomènes.

Nous allons trouver des circonstances tout à fait différentes dans le cas de la lumière. Nous savons que dans tout le domaine de la lumière jusqu'à l'extrême infrarouge les émissions et absorptions de photons usuellement observés sont des actes individuels s'opérant au niveau des atomes et des molécules. Ici la représentation continue des échanges d'énergie entre le rayonnement et la matière électrisée qui nous était fournie par les équations de la théorie de Maxwell-Lorentz cesse d'être valable et doit être remplacée par la conception des transitions quantiques. Les trains d'ondes lumineuses émis par les sources usuelles (exception faite des lasers dont nous parlerons plus loin) ont une longueur de quelques mètres et transportent un seul photon. Avec les conceptions concrètes de la double solution, chaque onde doit naturellement avoir une constante de phase θ bien déterminée, mais la valeur de cette constante, variable d'une façon quelconque d'un train d'ondes à un autre, ne peut pas être mesurée parce que l'on ne peut pas faire coopérer les photons lumineux successivement reçus à l'entretien d'un phénomène périodique macroscopiquement observable.

Naturellement les phénomènes d'absorption et de déviation Compton d'un photon ne permettent pas de mesurer la constante de phase. Quant aux phénomènes d'interférences, ils ne le permettent pas non plus. En effet, dans ces expériences, on divise le train d'ondes d'un photon en deux faisceaux qui, après avoir suivi des chemins différents, viennent se superposer ; le phénomène d'interférences observé est déterminé par la différence des phases des deux faisceaux due à la différence de leurs trajets et, comme les deux faisceaux ont la même constante de phase, celle-ci s'élimine et le phénomène observé n'en dépend pas. C'est même cette élimination de la constante de phase qui permet d'obtenir des franges d'interférences. En effet, ces franges sont physiquement réalisées par l'arrivée de nombreux photons qui viennent se répartir suivant l'intensité de l'onde en chaque point et provoquer des effets photoélectriques locaux par exemple dans la couche sensible d'une plaque photographique ; comme le train d'ondes de chacun des photons a une constante de phase déterminée, mais qui varie aléatoirement d'un photon à l'autre, si la position des franges dépendait de la constante de phase, il est évident qu'aucun phénomène d'interférences ne pourrait être observé.

De ce qui précède, résulte qu'il y a un domaine de longueurs d'onde qui est compris environ entre 1 mm et 10 μ qui est d'un intérêt particulier pour la Physique théorique car c'est dans ce domaine que s'opère le passage entre les descriptions de la Physique classique et celles de la Physique quantique. Déjà en 1922, Nichols et Tear avaient obtenu par des procédés radioélectriques des ondes amorties de 0,22 mm alors que les spectroscopistes avaient déjà observé à cette époque dans le spectre infrarouge du mercure des raies ayant des longueurs d'onde analogues. Aujourd'hui la technique radioélectrique des hyperfréquences parvient avec des appareils comme les carcinotrons à obtenir des longueurs d'ondes inférieures au millimètre tandis que les spécialistes de l'infrarouge étendent leurs investigations jusqu'à des longueurs d'onde de plusieurs centaines de microns. Nous pouvons donc explorer maintenant un domaine de longueurs d'onde où les processus quantiques individuels de l'émission et de l'absorption des photons par les atomes ou molécules et les processus « collectifs » de la technique radioélectrique peuvent les uns ou les autres, suivant les cas, entrer en jeu. L'étude de ce domaine pourrait nous apporter des renseignements essentiels sur la façon dont on passe des processus quantiques forts et individuels à la coopération de ces processus à un même phénomène macroscopique.

Il est impossible à l'heure actuelle de terminer ces remarques sans dire un mot des « lasers » dont l'invention récente a soulevé un si vif intérêt parmi les physiciens. On sait que ces dispositifs permettent d'obtenir des faisceaux lumineux cohérents et intenses, c'est-à-dire des trains d'ondes portant un grand nombre de photons. Un laser fournit donc des trains d'ondes portant de nombreux photons et ayant une constante de phase bien déterminée, réalisant ainsi dans le domaine optique ce que les émetteurs d'ondes hertziennes réalisaient depuis longtemps dans le domaine radioélectrique. Il n'est pas impossible que les lasers permettent un jour d'obtenir des phénomènes observables dus à la coopération collective des photons groupés sur une même onde lumineuse analogues aux phénomènes qui se produisent dans les récepteurs d'ondes hertziennes.

Il semble que l'ensemble des conceptions que nous avons présentées dans ce travail ouvre des perspectives très nouvelles et peut-être ces conceptions permettront-elles un jour de donner une interprétation plus concrète aux formalismes très abstraits de la théorie quantique des champs.

Manuscrit reçu le 3 octobre 1962.

Références

[1] L. de Broglie, Une tentative d'interprétation causale et non linéaire de la mécanique ondulatoire, éd. Gauthier-Villars, Paris, 1956.

[2] L. de Broglie, La théorie de la mesure en mécanique ondulatoire, éd. Gauthier-Villars, Paris, 1957.

[3] L. de Broglie, L'interprétation de la mécanique ondulatoire, *Jl Phys.* [8], t. **20**, 1959, p. 963.

[4] L. de Broglie, Introduction à la nouvelle théorie des particules de Mr Jean-Pierre Vigier et de ses collaborateurs, éd. Gauthier-Villars, Paris, 1961.

[5] L. de Broglie, La thermodynamique de la particule isolée, *C. r. Ac. Sc.*, t. **253**, 1961, p. 1078 ; t. **255**, 1962, p. 807 et 1052.

[6] L. de Broglie, Etude critique des bases de l'interprétation actuelle de la mécanique ondulatoire, éd. Gauthier-Villars, Paris (à paraître).

[7] J. Andrade e Silva, F. Fer, P. Leruste & G. Lochak, *C. r. Ac. Sc.*, t. **251**, 1960, p. 2305, 2482 et 2662 ; *Cah. Phys.*, t. **15**, 1961, p. 210 et t. **16**, 1962, p. 1.

[8] L. de Broglie, Mécanique ondulatoire du photon et théorie quantique des champs, 2e éd., Gauthier-Villars, Paris, 1957.

[9] J. Andrade e Silva, La théorie des systèmes de particules dans l'interprétation causale de la mécanique ondulatoire (Thèse de Doctorat), *Ann. Inst. H. Poincaré*, t. **16**, 1960, p. 289.

[10] Louis de Broglie, physicien et penseur, éd. Albin Michel, Paris, 1952.

Printed in France. — Imp. JOUVE. 15, rue Racine, Paris (6e)