Collection « DISCOURS DE LA METHODE »
dirigée par Boris RYBAK

JALONS POUR UNE NOUVELLE MICROPHYSIQUE

Exposé d'ensemble sur l'interprétation de la mécanique ondulatoire

Louis de BROGLIE

OUVRAGE PUBLIE AVEC LE CONCOURS DU C.N.R.S.

gauthier-villars

ISBN : 2-04-010147-0

Table des matières

Avant-propos

C'est dans les années 1923 et 1924 que j'ai énoncé et développé dans des Notes aux Comptes Rendus de l'Académie des Sciences et ensuite dans ma Thèse de Doctorat l'affirmation qu'il fallait étendre à toutes les particules, et notamment aux électrons, l'idée que tout mouvement d'une particule doit être associé à une propagation d'ondes. En faisant cette hypothèse, je ne faisais que généraliser l'idée qu'avait eue Einstein en 1905 quand il avait aperçu que l'énergie d'une onde lumineuse est concentrée dans des particules qu'il avait appelées "quanta de lumière" (licht quanten) et que nous nommons maintenant "photons". Quand j'ai développé cette idée, elle s'est montrée vite très fructueuse car elle a été à l'origine de remarquables vérifications expérimentales et applications pratiques telles que la diffraction des électrons, l'optique et la microscopie électroniques et elle a même permis, chose bien inattendue, l'étude des virus faite à l'aide du microscope électronique notamment par le regretté Levaditi qui m'avait dédié le livre qu'il avait consacré à cette technique.

Or, pendant cette période d'environ dix ans où mes idées ont ainsi reçu des vérifications expérimentales nombreuses et frappantes, ce qui m'a valu d'être en 1929 lauréat du prix Nobel, je n'ai pas un instant douté que mes conceptions nouvelles étaient compatibles avec les idées traditionnelles affirmant la causalité de tous les phénomènes physiques.

Mais, pendant ce temps, Niels Bohr, que ses très belles et fécondes idées sur la structure des atomes avaient rendu très justement célèbre, développait à Copenhague avec de brillants élèves (Pauli, Heisenberg, Dirac ...) des idées tout à fait différentes des miennes où le rôle et la signification qu'ils attribuaient aux incertitudes quantiques, telles qu'ils les définissaient, les conduisaient à abandonner le déterminisme, et par suite la causalité, dans le déroulement des phénomènes physiques.

Les idées de l'Ecole de Copenhague, si éloignées de celles de la Physique classique, qui furent brillamment développées par de jeunes savants dont l'intelligence, la compétence et le talent étaient incontestables, obtinrent un si grand succès que, chargé à ce moment d'enseignement en Physique théorique, j'estimais impossible de ne pas me rallier à leurs opinions et j'ai cru devoir les exposer dans mes cours et dans mes livres, tout en leur donnant souvent une allure assez personnelle comme cela se voit, par exemple, dans mon essai d'une nouvelle théorie de la Lumière. J'aimais d'ailleurs revenir souvent à des études telles que la théorie des guides d'ondes ou l'exposé détaillé de l'Optique électronique où les incertitudes quantiques n'interviennent pratiquement pas.

Mais, à partir de 1948, plusieurs de mes cours ou de mes publications indiquaient déjà une certaine tendance à m'éloigner des conceptions de l'Ecole de Copenhague et à revenir à des idées plus classiques. C'est en 1952-53 que mes idées se modifieront complètement et que je me suis décidé à abandonner les idées alors reçues et les incertitudes quantiques pour revenir aux conceptions claires et rationnelles de l'ancienne Physique causale.

C'est dans ce sens que j'ai travaillé depuis près de 25 ans en élargissant et en approfondissant constamment sous des formes nouvelles mes conceptions relatives à la Microphysique causale. Les idées très nouvelles que j'ai développées dans cette dernière partie de ma vie doivent certainement être approfondies et sur certains points peut-être modifiées. Mais je pense que les efforts théoriques que j'ai accomplis depuis 25 ans se montreront féconds et que les tentatives que j'ai poursuivies au déclin de ma vie contribueront à orienter la Physique théorique quantique dans des voies plus fécondes que celles où, sous l'influence des conceptions indéterministes de l'Ecole de Copenhague, elle risquait de s'enliser.

Cet ouvrage n'est pas un exposé didactique d'ensemble des recherches que j'ai poursuivies dans ces dernières années. C'est un recueil d'études sur des questions assez diverses sur lesquelles il m'a paru intéressant d'insister. Certaines de ces études ont déjà été publiées, notamment dans les Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, mais d'autres sont inédites. Elles donnent ainsi un tableau d'ensemble de l'orientation actuelle de ma pensée.

Introduction

*Discours prononcé le 23 avril 1974
à la première séance du Séminaire
de la Fondation Louis de Broglie*

Je voudrais commencer par l'exposé de ma manière de concevoir la nature de la Physique théorique.

La Physique est une science portant sur certains phénomènes observables dans la nature. Elle repose donc essentiellement sur l'observation et sur l'expérience et son rôle est de rendre compte de la véritable nature des phénomènes observés. Il peut paraître étrange d'être obligé d'insister sur un point aussi évident, mais il semble que certains physiciens théoriciens l'ont aujourd'hui un peu oublié.

Je crois donc que, quand on étudie une certaine classe de phénomènes physiques, il est nécessaire de prendre comme point de départ une image concrète de ces phénomènes. C'est ce que voulait dire Max Planck quand il affirmait que toute théorie physique doit correspondre à une certaine "image du monde", en allemand "Weltbild". C'est ce qu'a également très clairement affirmé H.A. Lorentz dans le remarquable discours qu'il avait prononcé à la fin du Conseil Solvay d'octobre 1927.

Sans doute, le physicien théoricien doit-il, pour préciser ces démonstrations, faire appel aux Mathématiques (aux Mathématiques anciennes plus sans doute qu'aux Mathématiques dites modernes). Mais les représentations mathématiques qu'il utilise ne doivent être qu'une manière de représenter avec précision la nature des phénomènes physiques étudiés et ne doivent pas se réduire à une simple gymnastique intellectuelle.

Une idée que je crois essentiel de conserver dans l'étude des phénomènes physiques est celle de causalité. Je n'ai pas la prétention de trancher la question philosophique de savoir si tous les phénomènes sont reliés par des liens de causalité, mais je crois que tous les phénomènes dont l'étude peut être abordée par la Science sont soumis à la causalité.

S'il en est bien ainsi, on peut en déduire que toute théorie statistique, en particulier en Physique, est une théorie incomplète, car elle ne fournit que des prévisions moyennes et ne donne aucune image des processus qui en assurent la réalisation. Or, à l'heure actuelle, il me paraît certain que la Physique quantique, telle qu'on l'enseigne aujourd'hui, n'est qu'une théorie statistique très souvent exacte, mais qui ne fournit pas une véritable image des phénomènes microphysiques.

Je veux maintenant dire quelques mots de la façon dont j'avais orienté mes recherches lorsque, peu de temps après la fin de la guerre de 1914, j'ai entrepris les réflexions qui m'ont conduit à la découverte de la Mécanique Ondulatoire. Déjà vaguement esquissées dans des travaux antérieurs, je les ai exposées d'abord brièvement dans mes Notes aux Comp-Comptes Rendus de Septembre-Octobre 1923, puis développées dans ma Thèse de Doctorat soutenue le 25 Novembre 1924.

J'avais depuis plusieurs années beaucoup réfléchi à l'introduction par Einstein en 1905 de la notion de photon dans la théorie de la lumière et à l'explication qu'elle fournissait de l'effet photoélectrique de la lumière, confirmée plus tard par la découverte de l'effet photoélectrique des Rayons X effectuée par mon frère. Peu à peu, s'est alors introduite dans ma pensée l'idée que les électrons, eux aussi, pouvaient être transportés par une onde. Une chose m'avait particulièrement frappé, c'était que, dans l'atome de Bohr, les électrons étaient animés de mouvements quantifiés où intervenaient des nombres entiers. Or, c'est surtout dans les phénomènes ondulatoires, telles que cordes vibrantes, interférences etc, que l'on voit en Physique apparaître des nombres entiers. Et cela me suggèrait que quelque chose d'ondulatoire devait intervenir dans le mouvement des électrons.

Mais il fallait traduire cette intuition sous une forme plus précise et c'est ici qu'est intervenu le fait que j'avais beaucoup étudié la théorie de la Relativité, principalement sous sa forme restreinte. J'avais remarqué que, l'énergie d'une particule pouvant s'écrire $W = h\nu$ où h est la constante de Planck, la fréquence ν doit être une caractéristique interne de la particule et que, par suite, celle-ci peut être assimilée à une horloge. Mais la théorie des photons d'Einstein nous apprend que cette fréquence ν est *aussi* celle de l'onde qui transporte la particule. On se heurte alors à la difficulté suivante : l'égalité des deux fréquences de l'onde et de la particule doit être vraie dans tous les systèmes galiléens et cependant la fréquence d'une onde et celle d'une horloge ne se transforment pas de la même façon quand on change de système galiléen. En réfléchissant à cette difficulté, je suis arrivé à la conclusion essentielle suivante : pour que la particule en mouvement reste en phase avec l'onde qui la porte, il est nécessaire qu'elle glisse dans l'onde avec une vitesse v différente de la vitesse de phase V de l'onde et telle que $vV = c^2$. Cela m'amenait, en considérant toujours le cas d'une onde pratiquement monochromatique plane, aux deux formules $W = h\nu$ et $p = \frac{h}{\lambda}$, p étant la quantité de mouvement de la particule et λ la longueur d'onde de l'onde. La première de ces formules était déjà bien connue, mais la seconde était entièrement nouvelle. De plus, je démontrais que la vitesse v de la particule était égale à la vitesse de groupe ou vitesse de l'énergie, ce qui était très satisfaisant.

A l'approximation de l'optique géométrique où il est classique d'assimiler les rayons à des trajectoires, on est conduit à identifier le principe de Fermat et le principe de Maupertuis et à retrouver ainsi les formules $W = h\nu$ et $p = \frac{h}{\lambda}$. Mais cette nouvelle manière d'obtenir ces formules, seule encore mentionnée aujourd'hui, est moins profonde et moins susceptible de généralisations que la première.

Au printemps de 1926, Erwin Schrödinger publiait ses remarquables travaux qui lui permettaient d'obtenir des résultats sensationnels en partant de l'équation d'ondes non relativiste qui porte son nom. Mais l'onde ψ qu'il introduisait était une onde du type classique sans concentration locale d'énergie correspondant à l'existence des particules. Malgré le succès mérité de la théorie de Schrödinger et des très belles applications qu'on en avait faites, la disparition de toute particule localisée me troublait d'autant plus que Schrödinger, pour étudier les ensembles de particules, utilisait un espace de configuration formé, comme en Mécanique classique, par les coordonnées des particules. Or, que peuvent signifier les coordonnées de particules qui ne sont pas localisées ?

Peu satisfait de l'orientation que prenait ainsi la nouvelle Mécanique quantique, j'ai tenté, dans un article paru en juin 1927 dans le Journal de Physique, de rappeler l'attention sur mes idées primitives et de les préciser sous la forme d'une "théorie de la double solution" en distinguant l'onde ψ continue et à caractère statistique de Schrödinger et une véritable onde physique v de très faible amplitude dont la particule constituerait une sorte de région singulière très localisée. J'étais ainsi amené à introduire la notion toute nouvelle de potentiel quantique dans le cas d'une onde v à amplitude variable.

J'ai plus d'une fois exposé ce qui s'était passé au Conseil Solvay d'octobre 1927 où les jeunes théoriciens de l'Ecole de Copenhague groupés autour de Niels Bohr et de Max Born finirent par l'emporter malgré l'opposition d'Einstein et de Lorentz.

C'est peu après, en octobre 1928, que je fus chargé d'enseignement à la Faculté des Sciences de Paris et, en octobre 1929, je recevais le prix Nobel de Physique. Dès lors, ayant à assurer les nombreuses obligations d'une haute situation universitaire et l'assez lourd fardeau d'une réputation internationale, je me suis peu à peu résigné à enseigner la Mécanique quantique telle qu'elle résultait des travaux de ses fondateurs et des conceptions de l'Ecole de Copenhague. Je crois cependant pouvoir dire que mes enseignements et mes travaux ont toujours conservé des aspects assez concrets et assez proches des réalités expérimentales.

A partir de 1947, et notamment dans un article que j'ai publié à cette époque dans les Cahiers de Physique sur la Thermodynamique relativiste, on peut apercevoir chez moi une tendance à revenir à mes idées primitives et à soumettre dans mes cours à une nouvelle critique les idées de Bohr et de son école. A partir de 1952-53, après la publication d'articles où M. David Bohm se rapprochait de mes idées anciennes, je reprends l'étude de la théorie de la double solution.

Mais, très vite, je m'aperçois alors que, pour rétablir l'accord entre ma théorie et les prévisions statistiques certainement exactes de la Mécanique quantique, il était nécessaire d'introduire dans la théorie de la double solution un élément aléatoire qui n'existait pas dans sa forme primitive. C'est pourquoi, m'inspirant alors d'un travail récent de MM. Bohm et Vigier, j'ai admis l'existence d'un milieu caché, le milieu subquantique, jouant le rôle d'un "thermostat caché". J'ai été ainsi amené à développer une théorie plus complète où pour la particule, au mouvement de guidage que lui impose la propagation de son onde, se superpose un mouvement aléatoire dû à des changements brusques de son énergie interne de masse par suite d'échanges de chaleur avec le thermostat caché. En d'autres termes, l'énergie interne $m_0c^2\sqrt{1-\beta^2}$ que ma théorie attribue à la particule en mouvement serait en réalité de la chaleur contenue dans cette particule et variant constamment d'une façon aléatoire par suite des échanges de chaleur entre la particule et le thermostat caché. Cette hypothèse entraîne nécessairement la conséquence que la transformation relativiste de la chaleur doit être $Q = Q_0\sqrt{1-\beta^2}$. Or, cette formule de transformation est bien celle que l'on admet depuis longtemps à la suite des travaux de Planck et de Laue (1907). Ceci paraissait donc très satisfaisant.

Aussi ai-je été très ému quand j'ai appris que des Physiciens théoriciens qualifiés avaient mis en doute la formule de Planck-Laue et affirmaient que la véritable formule relativiste de transformation de la chaleur était $Q = \frac{Q_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$. J'ai perdu un peu de temps à examiner cette question difficile un peu extérieure à mon plan de travail. Je suis arrivé à la conclusion que la formule de Planck-Laue est bien exacte et j'ai consacré en 1968 un article dans les Annales de l'Institut Henri Poincaré à cette question. Elle a d'ailleurs été examinée d'une façon approfondie par MM. Guessous et Brotas dans leurs thèses de Doctorat et M. Georges Lochak en a fait un exposé d'ensemble dans le livre consacré à mon 80ème anniversaire. Cette question me paraît aujourd'hui réglée.

En résumé, mes recherches de ces dix dernières années m'ont conduit à attribuer aux particules de la Microphysique une *Dynamique à masse propre variable* qui est différente de l'ancienne Dynamique relativiste et dont l'étude approfondie est d'un très grand intérêt. Indépendamment des perturbations subquantiques, elle résulte de l'incorporation dans la masse propre, non seulement du potentiel quantique comme cela résulte de la théorie du guidage, mais aussi sans doute de la répartition entre toutes les particules d'un système de toutes les interactions comme Léon Brillouin l'avait suggéré dans son dernier livre "Relativity reexamined". J'ai repris et précisé cette idée dans une Note aux Comptes Rendus du 18 Décembre 1972.

Le développement de cette Dynamique relativiste à masse propre variable et de ses diverses extensions me paraît être un sujet d'études très important sur lequel il y aurait beaucoup de travaux à effectuer.

Un sujet dont l'étude est extrêmement importante pour le développement de la Mécanique ondulatoire telle que je la conçois, c'est l'approfondissement des idées qui sont à la base de ma Thermodynamique cachée des particules. Sans doute, il serait intéressant de chercher à préciser la nature de ce thermostat caché que constitue le milieu subquantique. Mais c'est là une question très difficile et je crois qu'il vaut mieux pour l'instant ne pas l'aborder.

Plus aisée et sans doute pour l'instant plus fructueuse est l'étude approfondie de la Thermodynamique cachée des particules dont j'ai esquissé les grandes lignes. Ne voulant pas aujourd'hui développer les formules de cette théorie que vous trouverez dans plusieurs de mes travaux récents, je me contenterai d'en donner une vue d'ensemble.

En Thermodynamique classique, on introduit pour énoncer le second principe de cette science la grandeur "Entropie" dont la signification physique restait si obscure que Henri Poincaré la qualifiait de "prodigieusement abstraite". C'est Boltzmann qui, en développant les idées de la Thermodynamique statistique, nous a donné le véritable sens de cette grandeur en montrant que l'entropie S de l'état d'un corps est reliée à la probabilité P de cet état par la célèbre formule :

$$S = k \log P$$

Dans son ancien livre sur la théorie cinétique des gaz, le physicien anglais Jeans a écrit que l'interprétation de l'entropie par la formule de Boltzmann jette un flot de lumière (a flow of light) sur la véritable nature de cette grandeur jusque-là si mystérieuse.

Or, en Mécanique analytique, il existe un principe qui est en quelque sorte le clef de voûte de cette science. C'est le principe de moindre Action de Hamilton qui généralise celui de Maupertuis. Mais ce principe a, comme la notion d'entropie en Thermodynamique classique, une signification assez mystérieuse. Or, mes travaux sur la Thermodynamique cachée des particules m'ont conduit à affirmer que la véritable signification du principe de Hamilton est la suivante : "Le mouvement classique d'un corps est celui qui possède la plus grande probabilité thermodynamique dans les conditions auxquelles il est soumis". Je pense que cette conception de la nature profonde du principe de Hamilton jette un flot de lumière sur son véritable sens, analogue à celui que jette la formule de Boltzmann sur la signification de l'entropie.

On pourrait peut-être aller jusqu'à dire : "Quand Boltzmann et ses continuateurs ont développé leur interprétation statistique de la Thermodynamique, on a pu considérer la Thermodynamique comme une branche compliquée de la Mécanique. Mais, avec mes idées actuelles, c'est plutôt la Dynamique qui apparaît comme une branche particulière de la Thermodynamique".

Ajoutons encore une intéressante remarque. A un certain moment du développement des théories quantiques, entre 1910 et 1925 environ, divers auteurs ont remarqué que, quand un système quantifié évolue très lentement, une certaine intégrale d'action reste constante. Reprenant une expression employée longtemps auparavant par Boltzmann dans un problème de thermodynamique, ils ont dit qu'il y avait alors "invariance adiabatique". Mais l'on a pu appliquer cette idée à des systèmes mécaniques très simples. Vers 1922, Léon Brillouin en avait donné un exemple particulièrement frappant en considérant un pendule simple dont le fil de suspension a une longueur très lentement variable. Mais l'introduction du terme "adiabatique", qui désigne l'absence d'échange de chaleur, paraît fort surprenant quand on l'applique à des systèmes mécaniques aussi simples qui ne paraissent comporter aucun aspect thermodynamique. Il en est autrement si l'on admet que dans tout phénomène mécanique il y a un aspect thermodynamique caché. Dans un travail récent non encore publié, j'ai montré que ma Thermodynamique cachée permet de justifier l'emploi du terme "adiabatique" dans le cas de tous les mouvements très lents auxquels on l'a appliqué.

Passons maintenant à des problèmes concernant la lumière. Je rappellerai d'abord que dans ma Thèse de Doctorat, afin d'incorporer le cas des photons dans la théorie générale des particules, j'avais admis, contrairement à l'opinion courante, que la masse propre du photon n'est pas rigoureusement nulle, mais qu'elle est seulement extrêmement petite, certainement inférieure à 10^{-45} gramme. J'ai toujours ensuite maintenu cette hypothèse dans tous les nombreux travaux que j'ai faits sur les ondes électromagnétiques. Tous ceux qui ont étudié ces problèmes avec moi, comme récemment M. Vassalo-Pereira, savent que l'on peut compléter ainsi d'une façon très intéressante les équations classiques de Maxwell. Cela permet notamment d'attribuer un sens physique aux potentiels électromagnétiques, contrairement à l'hypothèse que l'on admet arbitrairement sous le nom d'invariance de jauge. Des expériences récentes semblent bien prouver la valeur non nulle de la masse du photon et la réalité physique des potentiels électromagnétiques. Mais je ne puis pas insister sur ces questions et je veux maintenant parler des problèmes relatifs au passage de la lumière dans les milieux réfringents et absorbants.

Le passage de la lumière à travers un milieu réfringent est un problème qui avait attiré mon attention il y a bien longtemps puisque je l'avais abordé en 1925 dans une Note aux Comptes Rendus intitulée "Sur la Dynamique du point matériel et l'Optique géométrique". Je m'étais alors aperçu que le mouvement d'un photon dans un milieu réfringent d'indice $n > 1$ soulevait des difficultés parce qu'alors la formule $p = \frac{h}{\lambda}$ ne peut plus être exacte et que l'on n'a plus la relation $vV = c^2$ entre la vitesse v du photon et la vitesse de phase V de l'onde. A la fin de ma Note, j'avais signalé que, pour éviter ces difficultés, il fallait admettre que le milieu réfringent exerce sur le photon une action représentée par un potentiel dont je donnais l'expression et que l'on pourrait appeler le "potentiel d'environnement".

J'ai entrepris une étude plus approfondie de cette question dans un article du Journal de Physique en 1967 et dans un exposé paru dans les Annales de l'Institut Henri Poincaré en automne 1973. Cette théorie entraîne que le potentiel exercé par le milieu réfringent sur le photon s'ajoute à sa masse propre dans l'expression de l'énergie, mais pas de celle de la quantité de mouvement. Cette différence s'explique par le fait que le milieu réfringent supposé immobile dans son ensemble ne participe pas au transport de l'énergie par le photon et par suite ne peut pas intervenir dans l'expression de la quantité de mouvement qui représente le flux de l'énergie. Dans les deux articles que j'ai consacrés à cette question, j'ai indiqué que des idées analogues pourraient peut-être être introduites dans la théorie des semi-conducteurs. Il est également possible que l'on puisse comprendre la véritable nature de ce que l'on nomme les "phonons" en les considérant comme des photons transportés par des ondes électromagnétiques de fréquence acoustique se propageant dans des conditions particulières. Les objections que l'on fait souvent à une telle interprétation ne me paraissent pas très probantes. Il y a là une série de problèmes d'un grand intérêt.

Il y aurait lieu d'étendre l'étude des milieux réfringents à des cas plus généraux que ceux dont je viens de parler, par exemple en examinant le cas des milieux à indice variable dans l'espace ou même au cours du temps. D'une façon tout à fait générale, il faudrait reprendre l'étude de *tous* les phénomènes si nombreux et si bien étudiés de l'optique classique en introduisant systématiquement en théorie ondulatoire la notion de photon. Il y aurait là la matière d'un grand nombre de travaux.

Je tiens aussi à souligner qu'il faudrait alors renoncer à certaines simplifications un peu trompeuses couramment introduites en Optique classique. Je pense notamment à celle qui consiste à considérer l'entrée de la lumière dans un corps matériel comme s'effectuant à travers une surface géométrique d'épaisseur nulle sur laquelle on raccorde les champs intérieurs et extérieurs. En réalité, le passage des champs extérieurs aux champs intérieurs s'opère progressivement dans une couche superficielle très mince et l'analyse exacte de ce qui se passe dans cette couche pourrait avoir dans certains cas une très grande importance.

Passons maintenant au cas du passage de la lumière à travers un milieu absorbant et adoptons d'abord le point de vue de l'optique classique en considérant un train d'ondes presque monochromatique traversant un écran absorbant d'épaisseur ℓ. L'intensité de l'onde, initialement égale au carré a_0^2 de son amplitude, est à la sortie de l'écran réduite à $a_0^2 e^{-\gamma\ell}$ où γ est le coefficient d'absorption de l'écran.

Passons au point de vue de la théorie de la double solution. L'onde v est alors entièrement assimilable à une onde lumineuse classique de très faible amplitude a_0 et son intensité après son passage à travers l'écran sera $a_0^2 e^{-\gamma \ell}$. Je nommerai cette absorption de l'onde v la "micıoabsorption". Elle est la même quel que soit le nombre des photons qu'elle transporte, du moins nous l'admettrons. Si initialement l'onde v transportait un grand nombre N_0 de photons, le nombre de ceux-ci qui sortent de l'écran est *en moyenne* égal à $N_0 e^{-\gamma \ell}$ car ces photons peuvent être considérés comme des *échantillons* d'une onde d'amplitude $A_0 >> a_0$. J'appellerai cette absorption des photons, c'est-à-dire de l'énergie, la "macroabsorption".

Mais, et ceci est essentiel, cette correspondance ne se maintient pas si l'onde v ne porte que quelques photons et, à plus forte raison, si elle n'en porte qu'un seul. On voit alors que chaque photon, étant ou n'étant pas absorbé, la macroabsorption devient un phénomène de tout ou rien qui n'est aucunement représentable par la loi statistique en $e^{-\gamma \ell}$ tandis que la microabsorption est toujours représentée par cette exponentielle.

Cette remarque est extrêmement importante car elle montre que, si dans le cas d'un très grand nombre de photons, la représentation de l'absorption de l'énergie par la théorie électromagnétique classique est globalement exacte, elle ne l'est plus du tout pour des trains d'ondes portant un seul photon. Il doit donc être possible de trouver des phénomènes comportant l'absorption de photons, apportés isolément par des trains d'ondes électromagnétiques, qui ne soient aucunement représentables par l'image fournie par l'onde maxwellienne.

C'est ce qui m'a amené à penser qu'il y aurait lieu de répéter les expériences d'apodisation bien connues de tous les spécialistes de l'Optique en employant une lumière de très faible intensité de façon que les photons arrivent dans une lame apodisante apportés successivement un par un sur des trains d'ondes isolés. Si chaque photon qui traverse l'écran vient former l'image apodisée, c'est que la microabsorption de l'onde aura modifié son mouvement de guidage. Ainsi serait prouvée, par un expérience qui n'a pas, je crois, été jusqu'ici tentée, que le mouvement du photon est déterminé par la propagation d'une onde électromagnétique très faible.

Un sujet particulièrement intéressant à examiner est celui de l'application de mes idées à l'étude des processus dont les systèmes atomiques sont le siège.

Un premier problème que l'on pourrait étudier est celui des trajectoires de guidage correspondant aux états stationnaires d'un état quantifié. Dans mon livre de 1956 où je reprenais l'étude de la théorie de la double solution, j'avais étudié le cas simple des trajectoires d'un électron dans un atome d'hydrogène. Ces trajectoires ne coïncident pas avec celles prévues par Bohr dans sa théorie primitive qui étaient des cercles ou des ellispes du type képlérien décrits autour du noyau. En effet, les trajectoires de guidage sont alors l'ensemble des cercles de rayons différents ayant leurs centres sur un même axe passant par le noyau. L'équilibre de l'électron sur sa trajectoire circulaire résulte alors de l'action simultanée du potentiel coulombien émanant du noyau et du potentiel quantique introduit par la théorie du guidage. On pourrait étudier des problèmes de guidage plus compliqués relatifs aux mouvements des électrons dans diverses sortes d'atomes ou molécules, mais ce travail serait difficile et probablement sans grand intérêt.

Beaucoup plus importante est l'étude des transitions quantiques en général et spécialement de l'émission et de l'absorption des rayonnements par les atomes ou molécules. Certains de ces problèmes font l'objet de belles recherches de M. Lochak et de ses collaborateurs. Je me bornerai ici à résumer quelques unes des idées générales que j'ai développées dans un article récent, non encore publié, intitulé "Processus forts et états stationnaires".

Mon point de départ a été une idée très profonde énoncée par Einstein dans l'article qu'il avait écrit comme introduction pour le livre de mon 60ᵉ anniversaire. Il avait remarqué qu'en Mécanique quantique usuelle l'on envisage des processus continus obéissant aux équations d'onde de Schrödinger ou à ses généralisations, mais qu'on y introduit aussi de brusques discontinuités correspondant à des échanges d'énergie entre particules. Einstein en déduisait qu'il se produit alors quelque chose de très important, impossible à décrire par le formalisme usuel et cela parce que ce formalisme, ignorant la localisation des particules, ne peut pas tenir compte de leur structure et de la possibilité de "chocs" qui auraient lieu entre elles.

En théorie de la double solution, cette difficulté me semble levée car, si une particule localisée se trouve à un certain moment entrer en contact avec une autre particule localisée, un processus très rapide, que les équations de propagation ne permettent pas de décrire, va se produire qui détachera chaque particule de son onde v primitive pour l'attacher à l'une des composantes de cette onde avec rupture des relations de phase et conservation globale de l'énergie et de la quantité de mouvement. C'est là ce que j'ai appelé un "processus fort" par opposition au "processus faible" décrit par la propagation des ondes.

Naturellement l'émission ou l'absorption d'un photon par un atome doit rentrer dans ce schéma. Mais il faut alors admettre que, dans le processus de l'émission, un électron atomique, qui se trouve initialement en contact avec un photon annihilé d'énergie nulle (sans doute caché dans le milieu subquantique), lui cède par un processus brusque une certaine quantité d'énergie tandis que le processus de l'absorption est exactement l'inverse.

J'ai développé de diverses façons les idées précédentes et je les ai appliquées à la théorie de la largeur naturelle des raies spectrales. Dans la façon dont on présente généralement cette théorie, la largeur d'une raie spectrale dépendrait non seulement de la transition qui l'a engendrée, mais aussi de toutes les transitions qui étaient possibles, mais qui ne se sont pas produites. Une telle interprétation me paraît impossible à admettre car un phénomène ne peut pas dépendre d'autres phénomènes qui étaient possibles, mais qui ne se sont pas produits. Je crois avoir pu montrer qu'en réalité la largeur spectrale d'une raie émise lors d'une transition quantique n'est pas due à la possibilité de transitions qui ne se sont pas produites, mais qu'elle résulte de processus faibles du type v qui ont précédé la transition quantique.

Dans l'article que j'ai cité, j'ai étudié aussi d'autres questions dont je ne parlerai pas ici. Je pense que les divers problèmes que j'ai effleurés dans cet article pourraient faire l'objet de recherches assez difficiles, mais très intéressantes.

Une autre question importante est celle des ensembles de particules en interaction. Dans ses travaux de 1926, Schrödinger avait introduit, pour traiter ce problème, l'espace de configuration correspondant à l'ensemble des particules envisagées et il avait ainsi obtenu des prévisions précises qui ont été ensuite étendues et bien vérifiées. Mais, dès l'apparition des travaux de Schrödinger, j'avais remarqué qu'avec les conceptions de cet auteur, l'emploi de l'espace de configuration, tout à fait normal en Mécanique classique où les points matériels sont localisés, devient paradoxal. Comment, en effet, construire un espace de configuration avec les coordonnées de particules qui ne sont pas localisées ?

Au contraire, en théorie de la double solution où l'on admet la localisation des particules dans l'espace, l'introduction d'un espace de configuration pour un ensemble de particules ne soulève pas de difficulté, mais il faut alors retrouver à l'aide de cet espace fictif, l'ensemble des conclusions exactes de la Mécanique quantique et, en particulier, justifier dans cet espace la symétrisation de la fonction d'onde pour un ensemble de bosons et l'antisymétrisation de la fonction d'onde pour un ensemble de fermions. M. Andrade e Silva, qui commençait alors à travailler avec moi, a étudié cette question avec beaucoup de soin et en a tiré le sujet de sa belle Thèse de Doctorat soutenue en 1960.

Dans le dernier chapitre de mon récent livre " "La réinterprétation de la Mécanique ondulatoire" paru en 1971, j'ai résumé d'une façon qui me paraît en donner une vue générale très claire, l'ensemble de cette question. Mais il y a certainement bien des points de détail à étudier en ce qui concerne ce difficile problème.

Disons maintenant quelques mots des relations d'incertitude. Soit un train d'ondes formé par la superposition d'ondes monochromatiques dont la i^{e} se propage dans la direction d'un vecteur n_i avec la longueur d'onde λ_i . Dans un système d'axes rectangulaires, ce train d'ondes a des dimensions $\delta_x, \delta_y, \delta_z$. Comme je l'ai bien souvent fait remarquer, c'est le train d'ondes, et non pas chacune de ses composantes monochromatiques qui a une réalité physique. Les composantes n'existent que dans l'esprit du théoricien.

Dans ma théorie qui localise la particule, δ_x, δ_y, δ_z sont les incertitudes sur la position de la particule, position qui existe, mais que nous ignorons. De plus, quand la particule occupe la position x, y, z, sa quantité de mouvement est $\vec{p} = - \vec{\text{grad}}\, \varphi$, où φ est au facteur $\frac{1}{\hbar}$ près la phase de l'onde en ce point. Position et quantité de mouvement sont donc supposées avoir des valeurs bien définies, mais que nous ignorons.

Pour nos adversaires au contraire, δ_x, δ_y, δ_z sont les incertitudes sur la position de la particule, position qui n'a pas à chaque instant une valeur bien déterminée tandis que la quantité de mouvement $\vec{p}$ a l'une quelconque des valeurs $\vec{n}_i \frac{h}{\lambda_i}$ qui correspondent aux différentes composantes monochromatiques. On démontre alors les relations d'incertitude :

$$\delta x.\delta p_x \geqslant \hbar \qquad \delta y.\delta p_y \geqslant \hbar \qquad \delta z.\delta p_z \geqslant \hbar$$

Mais pour moi,comme je l'ai dit, les composantes monochromatiques de l'onde n'ont pas d'existence réelle et il n'est pas permis d'appliquer aux diverses composantes de l'onde la formule $p = \frac{h}{\lambda}$ qui n'a été démontrée que pour une onde plane monochromatique. Les incertitudes qui figurent dans les relations d'incertitude ne se rapportent donc pas à un même état de mouvement de la particule et on ne peut nullement en conclure qu'il est impossible de lui attribuer à chaque instant une position et une quantité de mouvement inconnues, mais bien définies.

Dans des recherches que je n'ai pas publiées, j'ai vérifié les idées précédentes dans un certain nombre de cas particuliers. Je ne parlerai ici que du fameux argument connu sous le nom de "microscope d'Heisenberg" dont je veux montrer le caractère fallacieux.

Heisenberg considérait un électron qui, en traversant le porte-objet d'un microscope dans le sens de son axe, subit un choc Compton avec un photon. Ce photon, ainsi mis en mouvement, entrera dans le microscope si son angle de déviation est inférieur à la demi-ouverture du microscope. Heisenberg suppose alors que ce photon, parvenu à l'endroit où le microscope donne une image du porte-objet, fournit ainsi une image de l'électron qu'il a rencontré. Puis il applique à cette image la formule bien connue qui donne le pouvoir séparateur du microscope et, par des calculs que je ne reproduis pas, il en déduit la formule $\delta x.\delta p_x \geqslant \hbar$, x étant une variable comptée dans le plan du porte-objet.

J'ai reproduit ce raisonnement dans mes cours d'autrefois, mais je pense maintenant qu'il repose sur des idées contradictoires. En effet, le choc Compton ne fait intervenir qu'un seul photon, tandis que la théorie du pouvoir séparateur d'un microscope se déduit de l'Optique classique et n'est par suite applicable qu'à une onde transportant de nombreux photons. Elle n'est donc pas valable dans le cas d'un seul photon et le raisonnement d'Heisenberg apparaît comme résultant d'un mélange d'images inconciliables.

En résumé, l'interprétation de la Mécanique ondulatoire que je propose repose essentiellement sur une comparaison entre la dynamique des particules et la propagation des ondes. Pour la développer, il est donc essentiel de bien connaître d'une part les principes généraux de la Dynamique du point matériel sous sa forme classique et sous sa forme relativiste comportant une connaissance approfondie du principe de moindre Action et d'autre part les principes généraux de la propagation des ondes à l'approximation de l'optique géométrique et dans les cas plus généraux. Toute étude sérieuse de la coexistence des ondes et des particules doit reposer sur ces idées de base que j'ai résumées dans plusieurs de mes livres, même quand je n'avais pas repris mes idées primitives.

Mais il est temps de conclure. A partir de 1950, de nouvelles réflexions m'ont conduit à revenir à mes idées primitives et à chercher à les perfectionner. Je n'ai pu d'abord que progresser assez lentement et c'est seulement en 1962 que ma retraite universitaire m'a permis de me consacrer plus complètement aux idées auxquelles j'étais revenu. Mais, déjà âgé et ayant conservé quelques obligations, je n'ai pu que projeter quelques jets de lumière à travers l'obscurité qui plane sur la Physique quantique. C'est à ceux qui, aux côtés de M. Lochak, vont travailler dans la Fondation dont nous inaugurons aujourd'hui l'activité qu'il appartiendra d'étudier, de perfectionner et probablement sur certains points de rectifier les idées nouvelles que j'ai tenté de semer. Mais, bien entendu, tant que cela me sera possible, je suis prêt à aider dans leur travail ceux qui voudront me consulter.

1

Remarques préliminaires sur l'interprétation de la Mécanique ondulatoire

Dans l'introduction, j'ai exposé mon idée fondamentale qui consiste à distinguer l'onde statistique ψ usuellement utilisée en Mécanique quantique de l'onde réelle v qui, selon moi, transporte les particules. D'autre part, dans mon livre "Etude critique des bases de l'interprétation actuelle de la Mécanique ondulatoire" Paris, Gauthier-Villars 1963, j'avais analysé et critiqué les idées qui, depuis 1927, servaient de bases à l'interprétation de ce que l'on nomme généralement la Mécanique quantique. Je voudrais résumer, avec quelques modifications, l'essentiel de mes remarques.

1. COMPARAISON DE L'ONDE ψ ET DE L'ONDE v.

L'onde ψ usuellement utilisée en Mécanique quantique peut paraître avoir les propriétés d'une onde physique réelle puisque l'équation qui sert à la définir est l'équation de propagation d'une onde qui se propage, peut se réfléchir et interférer, etc ... Ceci est essentiel pour que l'onde ψ puisse jouer le rôle qu'on lui attribue. Cependant, elle diffère sur des points importants d'une onde physique réelle. D'abord quand elle porte une particule, on doit la normer par la relation $\int_V |\psi|^2 d\tau = 1$ ou V est le volume occupé par l'onde. On lui attribue ainsi une amplitude qui permet à $|\psi|^2 d\tau$ de représenter *en valeur absolue* la probabilité pour que la particule manifeste sa présence dans l'élément de volume $d\tau$. Or, il y a une amplitude indépendante du théoricien qui l'emploie et pour cette raison la normalisation de l'onde ψ enlève à cette prétendue onde le caractère d'une véritable grandeur physique. Mais il y a plus. Dirac a montré depuis longtemps que la fonction ψ, bien que solution d'une équation de propagation linéaire, ne possède pas la propriété d'additivité qui caractérise les solutions d'une équation aux dérivées partielles linéaires. Il est facile de le voir par des raisonnements tels que celui-ci: soit ψ une fonction solution *normée* de l'équation de propagation. Pour que deux fonctions $\psi_1 = a_1\psi$ et $\psi_2 = a_2\psi$ soient aussi solutions de l'équation de propagation, il faudrait avoir $|a_1|^2 = |a_2|^2 = 1$. Or la superposition de ψ_1 et de ψ_2 doit pouvoir s'écrire $\psi = a\psi$ avec $|a| = 1$ et, en général, on ne peut avoir $a = a_1 + a_2$ comme on le voit, par exemple, quand $a_1 = a_2 = 1$ et $\psi_1 + \psi_2 = 2\psi$.

L'onde ψ a donc un caractère hybride et paradoxal puisque, d'une part, elle est formée en partant d'une équation de propagation linéaire et que, d'autre part étant normée par une formule qui a un caractère quadratique, elle ne possède pas la propriété d'additivité qui caractérise les solutions d'une équation aux dérivées partielles linéaire. C'est peut-être pour cette raison que ceux qui utilisent uniquement la fonction ψ ne l'appellent souvent plus "fonction d'onde", mais lui donnent le nom assez vague de "fonction d'état". Mais alors pourquoi faut-il que la fonction ψ soit solution d'une équation qui physiquement représente la propagation d'une onde ?

C'est ce caractère de la fonction ψ qui fait que son usage exclusif conduit à des conclusions paradoxales. En effet, si un dispositif expérimental provoque la division d'un train d'ondes ψ en deux trains d'ondes ψ_1 et ψ_2 occupant deux régions séparées de l'espace, comme c'est le cas dans les dispositifs d'interférences, on sait que, si ψ_1 et ψ_2 viennent se superposer dans une certaine région de l'espace, on observe des interférences dans cette région. Mais, supposons que l'onde initiale porte une seule particule et qu'après la séparation des trains d'ondes ψ_1 et ψ_2 la particule se trouve par exemple dans ψ_1. Alors ψ_1 devrait être normée à 1, mais ψ_2 devrait être normée à zéro, puisqu'il n'y a pas de particules dans ψ_2. Or, écrire $\int |\psi_2|^2 d\tau = 0$ oblige à poser $\psi_2 = 0$ et alors il n'y a plus de possibilités d'interférences dans la région R. D'où l'obligation pour ceux qui utilisent uniquement la fonction ψ de dire qu'après la séparation des trains d'ondes ψ_1 et ψ_2, la particule est à la fois présente dans les deux trains d'ondes et, pour eux, c'est là ce qui permet l'observation des interférences quand les deux trains d'ondes finalement se superposent. C'est cette étrange conception qui conduit aux conclusions paradoxales suivantes : "1°) Dans l'expérience des trous d'Young, la particule passe à la fois par les deux trous d'Young; 2°) Dans l'expérience du miroir semi-transparent d'Heisenberg, la particule serait présente à la fois dans l'onde transmise et dans l'onde réfléchie; 3°) Si une onde se propage dans un tuyau qui ensuite se divise en deux branches finalement réunies, la particule passerait à la fois par les deux branches. C'est, au fond, dans tous ces cas, la même conception paradoxale.

Dirac a dit autrefois qu'une particule ne pouvait jamais interférer qu'avec elle-même. A son point de vue, cela paraît logique. En effet, pour qu'il y ait interférences, il faut qu'une même onde ψ se divise en deux ondes distinctes qui viennent ensuite se rejoindre et interférer. Si alors on admet la théorie orthodoxe, quand les deux ondes sont séparées, la particule est présente dans chacune d'elles et c'est ce qui permettrait les interférences quand les deux ondes se réunissent. Mais, comme M. Andrade e Silva et moi, nous l'avons signalé dans une Note dans la Physical Review (*), l'expérience réalisée avec des lasers par MM. Pfleegor et Mandel semble bien prouver, contrairement à l'affirmation de Dirac, que deux ondes qui ont pris naissance dans des cavités séparées et dont une seule porte un photon, sont capables d'interférer.

Tout devient beaucoup plus clair si, avec la théorie de la double solution, on distingue l'onde v et l'onde ψ. L'onde v est alors une véritable onde physique dont l'amplitude très faible est indépendante

(*) *Voir page* 62.

de notre volonté et qui possède la propriété d'additivité des solutions d'une équation de propagation linéaire. Quant à l'onde ψ, elle n'est qu'une *construction de notre esprit* formée à partir de l'onde v par la relation $\psi = Cv$ où C est un facteur de normalisation tel que $\int |\psi|^2 d\tau$ soit égal à 1 si l'onde v ne porte qu'une particule. Il en résulte que l'onde ψ n'est plus qu'une représentation de probabilité et ne possède plus la propriété d'additivité des solutions d'une équation linéaire.

Il convient cependant de faire l'intéressante remarque suivante. Si la relation $\psi = Cv$ conduit à modifier arbitrairement l'amplitude de l'onde, elle ne modifie pas sa phase (du moins à une constante près) de sorte que le guidage de la particule par l'onde, qui dépend des dérivées de la phase, peut sembler dû à l'onde ψ bien qu'il soit dû à l'onde v. C'est là ce qui explique pourquoi le carré de l'amplitude de l'onde ψ représente exactement la probabilité de localisation de la particule dans l'espace comme cela résulte de l'équation de continuité dans la théorie de la double solution.

2. EXPOSE DE LA THEORIE DES TRANSFORMATIONS.

Dans mon livre "Etude critique des bases de l'interprétation actuelle de la Mécanique ondulatoire" déjà cité au début du paragraphe précédent, livre qui avait été écrit avant l'introduction dans mes conceptions actuelles d'idées thermodynamiques, j'ai analysé et critiqué la théorie connue en Mécanique quantique usuelle sous le nom de "théorie des transformations". Je crois utile de résumer, avec quelques modifications, certains passages du chapitre IV de cet ouvrage.

Je me propose d'analyser et de critiquer certains aspects du formalisme qui constitue cette théorie des transformations.

On part de la remarque qu'en Mécanique quantique, l'on considère toute grandeur physique comme représentée par un opérateur linéaire et hermitien A auquel correspond une série de fonctions propres φ_i formant un système complet de fonctions de base normées et orthogonales.

Alors la fonction ψ peut toujours être développée sous la forme :

(1) $\psi = \sum_i C_i \varphi_i$

les C_i étant des coefficients complexes dits "coefficients de Fourier généralisés" que l'on peut calculer par la formule :

(2) $C_i = \int \varphi_i^* \psi \, d\tau$ (*)

Les C_i définis par (2) sont les coordonnées de la fonction ψ dans l'espace de Hilbert par rapport au système des fonctions de base φ_i. La connaissance de l'ensemble des φ_i et des coefficients C_i est équivalente à la connaissance du ψ. Si l'on passe de l'ensemble des fonctions de base φ_i à un autre système de fonctions de base φ'_i , les C_i subissent une transformation linéaire. En effet, comme on a $\varphi_i = \sum_k d_{ki} \varphi'_k$, on a :

(3) $\psi = \sum_i C_i \varphi_i = \sum_k C'_k \varphi'_k$

avec :

(4) $C'_k = \sum_i d_{ki} C_i$

Mais on admet, de plus, que les fonctions propres φ_i correspondant à la position $\vec{R}_0$ de la particule sont les fonctions de Dirac $\delta(\vec{R} - \vec{R}_0)$. Si l'on admet, comme on le fait habituellement, ce postulat qui nous semble inexact, on est amené à écrire :

(5) $\psi(\vec{R}) = \int \psi(\vec{R}_0) \, \delta(\vec{R} - \vec{R}_0) \, d\vec{R}$

(*) *Si le spectre des φ_i est continu, on peut encore écrire la formule (1), les φ_i étant alors les "différentielles propres" du spectre, mais je ne veux pas insister ici sur ce point.*

et l'on considère alors les $\psi(\vec{R}_0)$ pour les différentes valeurs de $\vec{R}_0$ comme étant les coefficients C_i du développement du ψ suivant les valeurs propres de la position.

Puis, entraîné par cet élégant formalisme, on en a conclu que toutes les "représentations" de la fonction ψ à l'aide de tous les systèmes complets et orthonormés de fonctions propres correspondant à toute les grandeurs physiques seraient équivalentes. En particulier, la "représentation q" correspondant aux coordonnées et à la formule (5) serait exactement de la même nature que la "représentation p" correspondant à la quantité de mouvement et donnée par les coefficients $c(\vec{p})$ du développement de la fonction ψ suivant les ondes planes monochromatiques.

La théorie des transformations admet donc comme générale la loi de probabilité suivante : "La probabilité pour qu'une grandeur A attachée au corpuscule ait pour valeur la valeur propre α_i de l'opérateur correspondant est donnée par $|C_i|^2$".

Appliquant cette loi générale au cas de la position avec intervention de la formule (5), elle considère qu'elle a retrouvé pour la probabilité de la présence du corpuscule au point $\vec{R}_0$ la valeur $|\psi(\vec{R}_0)|^2$, valeur qui est certainement exacte.

3. CRITIQUE DE LA THEORIE DES TRANSFORMATIONS.

On peut adresser diverses critiques à la théorie des transformations. La plus importante nous paraît être qu'il est certainement inexact de faire correspondre à la localisation d'un corpuscule au point $\vec{R}_i$ la fonction $\delta(\vec{R} - \vec{R}_i)$. En effet, la localisation observable d'un corpuscule résulte d'une action exercée par lui sur d'autres éléments microphysiques action qui déclenche par un processus en chaîne un phénomène observalbe. C'est là un processus complexe qui n'est nullement représenté par la simple réduction de la fonction d'onde à une fonction δ de Dirac

Si l'on se place au point de vue physique, le caractère fallacieux de la théorie des transformations me semble apparaître d'une manière beaucoup plus évidente. Pour nous en rendre compte, souvenons-nous que toute la théorie ici utilisée provient de la Physique classique et plus précisément de la théorie des cordes vibrantes de d'Alembert.

Considérons une corde vibrante dont les deux extrémités sont fixées. Si l'on observe son mouvement par une méthode photographique, on observera à chaque instant une forme en général très compliquée de la corde. Assurément la connaissance de la fonction f(x,t) qui représente le mouvement de la corde permettra à un théoricien de calculer les harmoniques dont la superposition forme f(x,t), mais cette décomposition en une série d'harmoniques n'existe que dans l'esprit du théoricien, elle n'existe pas dans le mouvement observable. On pourra, il est vrai, isoler physiquement ces harmoniques, mais il faudra pour cela employer des dispositifs qui, en les isolant, rompront les relations de phase qui existaient entre eux dans le mouvement de la corde.

Un exemple plus proche de la Mécanique ondulatoire s'obtient en considérant un train d'ondes formé par une superposition d'ondes planes monochromatiques arrivant sur un dispositif du genre prisme ou réseau. L'onde incidente correspond à un mouvement complexe et, si la connaissance de ce mouvement permet à un théoricien de calculer les composantes monochromatiques dont elle est la superposicion, ces composantes n'existent pas isolément dans la réalité physique, mais seulement dans la pensée du théoricien. L'action d'un dispositif du genre prisme ou réseau a pour effet de séparer les composantes monochromatiques en les concentrant dans des directions différentes de l'espace. L'onde sera donc finalement subdivisée en portions d'ondes sensiblement monochromatiques, mais les relations de phase qui existaient entre elles et déterminaient la forme de l'onde initiale ne se manifesteront plus par suite de la séparation spatiale.

Si l'on réfléchit aux exemples précédents et à d'autres qu'on pourrait imaginer, on arrive nécessairement à l'idée que c'est la représentation dans l'espace au cours du temps qui est objective et non la décomposition de Fourier qui n'existe que dans l'esprit du théoricien. Les diverses composantes de Fourier ne peuvent être observées qu'à l'aide de dispositifs qui changent entièrement l'état de choses initial et rompent les relations de phase.

Dans le langage de la théorie des transformations, on doit exprimer ceci en disant que la représentation q est la seule représentation objective tandis que la représentation p, représentation abstraite dans l'espace des quantités de mouvement, n'existe que dans l'esprit du théoricien. Cela montre bien, contrairement à ce qu'affirme la théorie usuelle des transformations que les deux représentations q et p ne sont nullement équivalentes. C'est la fonction d'ondes qui décrit la réalité physique et non l'ensemble des coefficients de Fourier considérés isolément. Cette conclusion est d'ailleurs la conséquence du fait évident que l'espace à trois dimensions est une réalité physique, cadre normal de notre expérience, tandis que l'espace des moments (quantités de mouvement) n'est qu'une représentation mathématique abstraite.

4. PRIMAUTE DE LA PROBABILITE DE PRESENCE. PROBABILITES ACTUELLES ET PROBABILITES PREVUES.

L'ensemble des considérations que nous avons développées ci-dessus nous conduit à affirmer que la probabilité de présence ρ, égale à $|\psi|^2$ dans le cas de l'équation de Schrödinger, possède une sorte de *primauté* sur les autres probabilités envisagées par la théorie usuelle parce qu'elle correspond à la présence du corpuscule en un point de l'onde avant toute action d'un dispositif séparant les composantes de Fourier avec rupture des relations de phase. Pour les grandeurs autres que la localisation et celles qui se déduisent de la localisation (c'est-à-dire en langage abstrait pour les grandeurs qui ne commutent pas avec la position), les probabilités $|C_i|^2$ correspondent à la situation qui existerait après l'action d'un dispositif qui isole, avec rupture des relations de phase, les composantes C_i relatives aux diverses valeurs possibles α_i de la grandeur A envisagée quand on ne connait pas encore la valeur qui en résulte pour A, c'est-à-dire quand on ne connait pas le résultat de la mesure. L'action du dispositif de mesure doit, en effet, détacher le corpuscule de son onde initiale pour l'attacher sur l'une des composantes spectrales : dans le langage de la théorie de la double solution, on doit dire qu'au cours de la perturbation de l'onde provoquée par l'action du processus de mesure, le corpuscule est *guidé* de telle façon que ce résultat soit finalement obtenu. L'accrochage du corpuscule sur l'une des composantes spectrales de l'onde initiale peut s'opérer soit par séparation spatiale des composantes spectrales (cas des dispositifs genre prisme ou réseau), soit par un processus d'aiguillage qui attache le corpuscule sur l'une des ces composantes.

Bref, la densité de probabilité de présence ρ me paraît exister dans l'état initial avant toute action d'un dispositif de mesure tandis que les probabilités $|C_i|^2$ n'entrent en jeu qu'après l'action d'un dispositif de mesure de la grandeur A à laquelle se rapportent les $|C_i|^2$. Les $|C_i|^2$ ne peuvent donc avoir le sens de probabilités existant objectivement dans l'état initial. Ce qui achève de prouver qu'il en est bien ainsi, c'est que dans l'état initial, la mesure de n'importe quelle grandeur est a priori possible et que, suivant la nature de la mesure que l'on effectuera, l'ensemble des $|C_i|^2$ qu'on aura ensuite à envisager ne sera pas, en général le même. Cette circonstance me paraît rendre impossible de considérer tous les ensembles de $|C_i|^2$ comme représentant des probabilités existant simultanément dans l'état initial. Il est même étonnant que, dans le cadre d'une théorie reposant sur l'idée que tout processus de mesure perturbe nécessairement l'état qui existait antérieurement, la théorie des transformations en mettant sur le même pied la probabilité de présence et les probabilités $|C_i|^2$ ait en somme méconnu ce principe fondamental.

Ce que nous venons de dire montre bien la différence fondamentale qui existe entre une probabilité *actuelle* valable à l'instant où l'on l'évalue et une probabilité *prévue* pouvant correspondre à des situations futures.

5. LE SCHEMA STATISTIQUE DE LA MECANIQUE ONDULATOIRE

Les conceptions que nous venons de développer, bien différentes de celles usuellement admises, conduisent à réviser tout le schéma statistique qui résulte des idées actuelles. En effet,ce schéma statistique s'écarte complètement de celui qui est classique en Calcul des Probabilités.

En Calcul des Probabilités, on définit pour toute variable aléatoire continue X une densité de probabilité $\rho_X(x)$ telle que $\rho_X(x)dx$ soit la probabilité pour que X ait une valeur comprise entre x et x +dx. Pour une autre variable aléatoire continue Y, on définit de même une densité de probabilité $\rho_Y(y)$. Puis on peut définir une probabilité $\rho(x, y)$ telle que $\rho(x, y)\, dx\, dy$ soit la probabilité d'obtenir par une *même* opération de mesure (une même "épreuve" comme disent les statisticiens) des valeurs de X et de Y comprises respectivement dans les intervalles $x \to x + dx$ et $y \to y + dy$. Enfin, on introduit la densité de probabilité de Y liée par X, $\rho_Y^{(X)}(x, y)$, qui correspond à la probabilité d'obtenir la valeur y de Y *quand on sait* que X a la valeur x et l'on définit de la même façon la probabilité $\rho_X^{(Y)}$ de X liée par Y.

Ces définitions étant posées, il est facile de voir que l'on doit avoir entre les cinq densités de probabilité que nous venons de définir les relations suivantes que l'on peut considérer comme évidentes :

$$(6)\quad \begin{cases} \rho_X(x) = \int \rho(x, y)\, dy & \rho_Y(y) = \int \rho(x, y)\, dx \\ \rho_X^{(Y)}(x, y) = \dfrac{\rho(x, y)}{\rho_Y(y)} & \rho_Y^{(X)}(x, y) = \dfrac{\rho(x, y)}{\rho_X(x)} \end{cases}$$

d'où l'on tire :

$$(7)\quad \begin{cases} \rho_X(x) = \int \rho_X^{(Y)}(x, y)\, \rho_Y(y)\, dy \\ \rho_Y(y) = \int \rho_Y^{(X)}(x, y)\, \rho_X(x)\, dx \end{cases}$$

Tout ce schéma classique des statisticiens résulte clairement de l'image de la probabilité quand on se figure des "individus" pour lesquels les grandeurs X et Y ont des valeurs déterminées, la statistique s'introduisant par la considération simultanée d'individus pour lesquels X et Y ont des valeurs différentes.

Or, ce schéma classique des statisticiens n'est pas applicable aux probabilités définies par l'interprétation usuelle de la Mécanique quantique. D'une part, la probabilité $\rho(x, y)$ n'existe généralement pas et, d'autre part, les probabilités $\rho_X^{(Y)}(x, y)\ \rho_Y(y)$ et $\rho_Y^{(X)}(x, y)\ \rho_X(x)$, qui devraient être égales ne le sont pas. Cet échec du schéma statistique classique dans l'interprétation usuelle s'explique, à mon avis, par le fait que les probabilités qu'elle envisage ne se rapportent pas à un même état du corpuscule, c'est-à-dire qu'elles ne sont pas simultanément "actuelles" et ceci fait tomber la base même du schéma statistique classique qui n'est plus applicable à ces probabilités.

Mais si, conformément aux conceptions de la théorie de la double solution, on attribue au corpuscule, quand il occupe une certaine position, la quantité de mouvement définie par la formule du guidage, on peut rétablir le schéma statistique classique aussi bien dans l'état initial avant l'action sur l'onde du dispositif de mesure de la quantité de mouvement que dans l'état qui suit l'action de ce dispositif. C'est ce que j'ai montré en détail notamment dans les pages 88 et suivantes de mon livre sur la Théorie de la Mesure (Paris, Gauthier-Villars, 1957).

Et ceci m'amène à parler du célèbre théorème de Von Neumann suivant lequel il serait impossible de donner une interprétation de lois de probabilités de la Mécanique quantique à l'aide d'une image qui, en introduisant des variables cachées, permettrait d'attribuer au corpuscule une position et une quantité de mouvement bien déterminées.

Von Neumann a cru démontrer ce théorème, il y a une quarantaine d'années, en partant d'un formalisme très élégant, celui des matrices statistiques. Il en avait conclu, en apparence très rigoureusement, que l'introduction de variables cachées ne pouvait aucunement permettre de ramener les distributions de probabilités admises en Mécanique quantique usuelle à un schéma statistique du type classique.

Mais le seul fait qu'on puisse, comme nous l'avons dit, rétablir des schémas statistiques en utilisant les variables cachées introduites par la théorie de la double solution montre que le théorème de Von Neumann ne peut pas être exact, et cela même si l'image proposée par la théorie de la double solution n'était pas conforme à la réalité physique. Il suffit, en effet, d'un seul contre-exemple, même sans réalité physique, permettant de rétablir une image classique, pour montrer la fausseté de l'interdiction qui semblait résulter du théorème de Von Neumann.

Voici quelle me paraît être l'erreur du raisonnement de Von Neumann. Ce raisonnement me paraît reposer essentiellement sur le postulat que les distributions de probabilités pour deux variables canoniquement conjuguées sont, dans l'état représenté par une certaine forme de l'onde ψ, toutes deux simultanément *actuelles*. Or, ce postulat suggéré par la théorie des transformations et couramment admis nous apparaît, pour les raisons exposées plus haut, certainement inexact. Par exemple, en négligeant la perturbation inévitable qu'exerce sur l'état initial tout processus de mesure de la quantité de mouvement on méconnait le fait que la probabilité de présence $|\psi|^2$ et la probabilité $|C_{\vec{p}}|^2$ des valeurs de la quantité de mouvement ne peuvent être simultanément actuelles dans l'état initial. Cette remarque, qui ne peut guère être contestée par les partisans de l'interprétation usuelle puisqu'elle revient à tenir compte de l'action inévitable du processus de mesure constamment invoquée par eux, fait tomber le théorème de Von Neumann qui semble bien n'être qu'un pseudo-théorème.

6. LOI DE PROBABILITE ET FLUCTUATIONS.

Partons de l'idée générale que toute loi de probabilité résulte d'une causalité compliquée et souvent cachée. En particulier, il en est ainsi quand la probabilité résulte du comportement d'individus plus ou moins indépendants. Or, c'est là ce que suppose la théorie de la double solution dans son interprétation de la Mécanique quantique.

Mais une loi de probabilité permet toujours de définir des "écarts" par rapport aux valeurs moyennes. Ces écarts sont contenus dans la loi de probabilité et calculables par elle. Néanmoins il faut bien distinguer ces écarts des "fluctuations" qui résultent des mouvements compliqués et souvent cachés dont la loi de probabilité ne donne que le résultat statistique. Contrairement à ce qui arrive pour les écarts, les fluctuations ne sont pas contenues dans la loi statistique et ne sont pas calculables par elle.

Toutefois il existe une relation générale entre les fluctuations et la loi de probabilité comme je l'ai rappelé à la fin de l'article que j'ai écrit pour le livre de mon 80° anniversaire (Paris, Gauthier-Villars, 1973, p. 355). Voici l'essentiel du texte en question.

Nous partirons d'un fait bien connu. Au cours de ses mémorables travaux, Laplace en utilisant les lois physiques connues de son temps avait pu démontrer que la répartition en altitude dans le champ de la pesanteur d'un gaz formé de molécules de masse m est donnée par une loi qui s'écrit avec les notations actuelles sous la forme :

$$(8) \qquad \rho = \rho_0 \, e^{-\frac{mgz}{kT}}$$

où ρ est la densité du gaz à l'altitude z, T sa température et k la constante de Boltzmann. On peut aujourd'hui retrouver la loi de Laplace à l'aide des formules de la Thermodynamique statistique. Par un raisonnement tout à fait analogue, on peut aussi démontrer que la probabilité pour qu'un granule de masse m immergé dans un fluide à la température T soit à la hauteur z dans le champ de la pesanteur est :

$$(9) \qquad P = P_0 \, e^{-\frac{mgz}{kT}}$$

formule qui, en tenant compte d'une petite correction expérimentale, a été vérifiée par Jean Perrin dans ses célèbres expériences.

Dans son livre de Thermodynamique (Paris, Hermann, 1924, p. 309), Jean Becquerel commentant ces résultats constate que la répartition en hauteur d'un seul granule est exprimée par la même loi que la répartition en hauteur d'un grand nombre de granules. Résumant alors très clairement une remarque certainement très connue des statisticiens et apparentée à la notion d'ergodicité, il ajoute : "Ce résultat est d'ailleurs général : un même problème peut être envisagé soit comme un problème d'un système unique, soit comme un problème de distribution la plus probable d'un grand nombre de systèmes identiques".

La remarque ainsi très clairement énoncée par Jean Becquerel me paraît très importante. Il en résulte, en effet, que, si l'on considère la loi statistique relative à la position d'une particule d'une certaine nature, il est, a priori, impossible de savoir s'il s'agit des fluctuations de position d'une particule localisée ou de la répartition statistique d'un ensemble de particules de cette nature. Et il me semble que cela permet de mieux comprendre pourquoi la Mécanique quantique usuelle a pu interpréter, d'une façon qui est à mon avis erronée, les énoncés statistiques qu'elle utilise.

En relation avec les idées précédentes, je citerai un texte écrit par Einstein pour le livre consacré à mon 60° anniversaire sous le titre "Louis de Broglie, physicien et penseur" (Paris, Albin Michel, 1962). Voici ce texte : "La théorie statistique (c'est-à-dire la Mécanique quantique usuelle) est aussi peu capable de pouvoir fournir une base pour la construction d'une théorie complète que l'aurait été la connaissance du mouvement brownien pour la construction de la Mécanique statistique".

7. SUR UNE ERREUR COMMISE PAR LA THEORIE DES CHAMPS.

On enseigne couramment aujourd'hui la Mécanique quantique sous la forme très abstraite de la "théorie quantique des champs". Or il me semble que cette théorie repose sur une très importante erreur. En effet, elle s'appuie sur le travail concernant les émissions spontanées et provoquées publié par Einstein en 1917. Einstein avait démontré que, si un phénomène d'émission de la lumière s'accompagne de l'apparition de n photons de fréquence ν, il est nécessaire, pour retrouver la loi du rayonnement noir de Planck, d'admettre qu'un phénomène d'absorption de photons de fréquence ν fait intervenir $n + 1$ photons.

La théorie quantique des champs s'appuie sur ce résultat pour admettre que les n + 1 photons susceptibles d'être absorbés sont cohérents, c'est-à-dire sont portés par des ondes de même constante de phase δ. Or, si l'on examine en détails le raisonnement d'Einstein, comme je l'ai fait notamment dans les pages 91 et suivantes de mon livre publié par Albin Michel "Certitudes et incertitudes de la Science", on voit que sur les n + 1 photons susceptibles d'être absorbés dans un processus d'absorption inverse du processus d'émission, il y en a n qui ont la même constante de phase δ que les n photons susceptibles d'être émis, *mais* que le (n + 1)^{e} photon *absorbé dans ce processus* appartient au spectre continu et, par suite, qu'il a une phase δ' indépendante de δ.

La théorie quantique des champs, en bloquant ensemble les n + 1 photons susceptibles d'être absorbés et en leur attribuant la même constante de phase δ que les n photons susceptibles d'être émis, me paraît donc commettre une erreur fondamentale.