

Michel Paty

Le concept d'état quantique : un nouveau regard sur d'anciens phénomènes

Note préliminaire pour la présente publication

Les organisateurs de ce livre m'avaient initialement demandé une contribution où je reprendrais l'exposé que j'avais donné le 7 janvier 2010 au séminaire d'épistémologie Assomat (Association pour les études matérialistes), au Centre Cavailles (ENS Paris), sous le titre « L'enjeu de la question de l'interprétation de la physique quantique : déterminisme, ou réalisme ? ». Dans cet exposé, j'avais abordé plusieurs thèmes liés à l'interprétation de la physique quantique tels que j'ai pu les développer depuis plusieurs années dans un certain nombre d'articles, publiés en français ou en anglais, et qui devraient être prochainement rassemblés dans un livre intitulé *L'Intelligibilité du domaine quantique*. Il s'agit dans l'ensemble de mettre en perspective la fonction de la théorie quantique, principal objet des débats traditionnels sur son interprétation qui ont fleuri depuis ses débuts, telle qu'elle est mise en œuvre dans différents domaines de la physique, en prenant notamment en compte les développements les plus récents. Or cette fonction, naguère considérée comme ambiguë, s'éclaire aussi bien à l'usage, par la fécondité de sa mise en œuvre comme moyen de la pensée physique, qu'à l'analyse, quand on s'interroge sur la signification des concepts et de leur mise en système théorique quant au lien étroit qu'ils entretiennent avec la description des phénomènes quantiques, dont ils permettent à un degré remarquable l'explication et la compréhension.

Les termes du débat sur l'« interprétation » s'en trouvent considérablement modifiés. Il semblait aux débuts à beaucoup que la question centrale

était le déterminisme et la causalité. D'autres insistaient sur la possibilité ou non de continuer à penser en termes de « réalité physique ». Les deux considérations étaient souvent mêlées, par un effet de confusion qu'il est en fait possible de démêler en examinant la pensée des probabilités relativement au domaine ainsi que les attendus du « problème de la mesure au sens quantique ». Il est aisé de voir cependant que, dans le débat entre Bohr et Einstein (le « débat du siècle »), la question fondamentale était bien celle de la réalité, le déterminisme n'étant qu'au second plan (d'autant plus que la notion apparaît ambiguë). Deux concepts centraux y étaient impliqués : celui de « système physique réel individuel » et celui de « réalité locale », autrement dit, l'individualité et la localité, qui seraient attribuables ou non aux systèmes physiques étudiés.

Les prolongements ultérieurs de ces questions sur la physique quantique (sur sa nature et sur sa portée), notamment la possibilité d'effectuer des expériences de grande précision sur des systèmes quantiques relativement simples (réalisant pratiquement ce qui n'était concevable à l'époque qu'à titre d'« expériences de pensée »), ont permis de préciser la signification de ces concepts et de trancher quant à leur pertinence en physique quantique : elles ont dit oui à l'individualité, non à la localité. Ces prolongements ont aussi permis de relativiser l'importance du « problème de la mesure », montrant les limites du point de vue observationnaliste, et de rétablir dans les faits la catégorie d'« objet » (au sens d'« objet de la description théorique »), moyennant une adaptation critique (au moyen de la pensée théorique quantique elle-même) de ce qu'il est possible d'entendre par là.

La clarification, du double point de vue physique et épistémologique, du statut de la théorie quantique et de son objet semble bien délier la physique quantique de la connexion trop étroite qui avait longtemps été entretenue pour elle avec une philosophie particulière de la connaissance et de ses limites (de l'observationnalisme à l'antiréalisme). Cette perspective correspond, en particulier, à un dépassement de la question du déterminisme et de l'indéterminisme en physique quantique. Le texte que j'ai en fin de compte proposé sous le titre « Le concept d'état quantique : un nouveau regard sur d'anciens phénomènes¹ », et qu'on va lire ci-dessous, bien qu'il

1. Ce travail, inédit en français, a fait l'objet d'une publication en anglais : "The concept of quantum state : new views on old phenomena", in Abhay Ashtekar et al. (eds.), *Revisiting the Foundations of Relativistic Physics : Festschrift in Honor*

ne comporte pas le mot déterminisme dans le titre, me semble aller ainsi directement au cœur de la question, en l'éclairant en profondeur.

Je pense [...] qu'une théorie ne peut être le produit de résultats d'observations, mais peut seulement être celui d'une invention (Albert Einstein)².

Je ne rougis pas de mettre le concept « d'état réel d'un système » physique [« qui existe objectivement, indépendamment de toute observation ou mesure, et qui peut en principe se décrire par les moyens d'expression de la physique »] au centre même de ma méditation (Albert Einstein)³.

Il serait intéressant d'envisager la possibilité d'une théorie future qui ne soit pas intrinsèquement ambiguë et approximative. Une telle théorie ne pourrait pas porter fondamentalement sur des mesures, car cela impliquerait encore l'incomplétude du système et des interventions non analysées en provenance de l'extérieur. Ce qu'il faudrait plutôt, c'est qu'il redevienne possible de dire d'un système non pas que ceci ou cela peut être observé, mais que ceci ou cela est ainsi. La théorie ne porterait pas sur des « observables » [des grandeurs susceptibles d'être observées], mais sur des « beables » [des grandeurs susceptibles d'être] (John S. Bell)⁴.

1] Introduction. fonction d'état et «représentation directe» d'un système ou d'un état quantique

La physique quantique concerne la structure profonde de la matière en général, des corps de notre environnement et des associations moléculaires d'atomes aux noyaux atomiques et aux particules élémentaires que recèlent effectivement ou « virtuellement » ces derniers, ainsi qu'aux objets cosmiques et aux phases primordiales de la cosmologie. Elle assure l'unité de la matière dans la diversité de ces formes d'organisation, l'outil de la compréhension théorique de ce domaine de la physique étant constitué autour de la mécanique quantique, appliquée à des modèles théoriques particuliers

of John Stachel, Kluwer Academic Publishers, 2003, p. 451-478. Le texte présenté ci-après a été légèrement modifié par rapport à la version initiale. (M.P., Paris, janvier 2012.)

2. Lettre à Karl Popper, du 11 septembre 1935, publiée en appendice dans Karl Popper, *The Logic of Scientific Discovery*, Hutchinson, 1959
3. « Remarques préliminaires sur les principes fondamentaux », trad. fr. par M.-A. Tonnelat, in Louis de Broglie, *Louis de Broglie, physicien et penseur*, Albin Michel, 1953, p. 6-7.
4. "Subject and object", in Jagdish Mehra (ed.), *The Physicist's Conception of Nature*, Reidel, 1973 ; et "Beables for Quantum Field Theory", in J.S. Bell, *Speakable and unspeakable in quantum mechanics*, Cambridge University Press, 1987 @.

(atomiques, nucléaires), et prolongée, d'un point de vue plus fondamental, en théorie quantique des champs, de l'électrodynamique quantique (EDQ)⁵ aux théories des champs de jauge électrofaible et chromodynamique⁶. Ces développements, effectués dans le cadre conceptuel de la mécanique quantique, ont ainsi confirmé sa puissance heuristique et ont en même temps permis aux physiciens de s'habituer à travailler avec cet outil de pensée indispensable pour l'exploration des phénomènes quantiques.

La mécanique quantique, comme schème théorique, se pratique avec succès, et les physiciens d'aujourd'hui, tout en appliquant strictement, dans le travail de leur pensée physique sur les phénomènes qu'ils étudient, les règles qui gouvernent l'utilisation des grandeurs quantiques, ne pensent plus beaucoup aux « difficultés de l'interprétation » qui avaient beaucoup préoccupé les « pères fondateurs » et leurs successeurs immédiats. En fait d'interprétation, s'ils devaient en proposer une, ce serait majoritairement la suivante : « L'important est que cela marche. » Ce qui peut être une marque d'insouciance ou une philosophie immédiatement pragmatique mais fermée aux raisons plus profondes. Cette attitude comporte, dans tous les cas, une part de vérité, de l'ordre de celle qui fait que l'on marche avant de savoir comment : ils disposent de l'outil théorique (voire conceptuel) et savent le manier avant de connaître exactement sa nature.

Cependant, dès qu'ils se questionnent sur les problèmes de l'intelligibilité des phénomènes physiques dans le domaine quantique, ils retrouvent les termes du vieux débat. Mais, à la différence de leurs aînés, ils les retrouvent de l'extérieur, en ce sens que ces questions leur paraissent se poser seulement à un second ordre de la compréhension : quand ils s'interrogent sur les raisons de cette dernière, laquelle est donnée par la théorie qu'ils connaissent au point qu'elle leur est devenue « comme une seconde nature ». Comprendre, au premier degré, au niveau de leur travail sur la physique elle-même, cela leur est d'abord donné par le maniement des concepts et grandeurs qui représentent, reproduisent ou agencent les phénomènes qui les intéressent.

5. Sur l'histoire de l'EDQ, cf. Silvan Schweber, *QED and the Men Who Made It : Dyson, Feynman, Schwinger, and Tomonaga*, Princeton University Press, 1994 @.

6. Cf., par exemple, René Bimbot & Michel Paty, « Vingt cinq années d'évolution de la physique nucléaire et des particules », in Jean Yoccoz (dir.), *Physique subatomique : 25 ans de recherche à l'IN2P3, la science, les structures, les hommes*, Éditions Frontières, 1996.

Lorsque les physiciens parlent, aujourd'hui, d'une « particule élémentaire » (par exemple, un proton), ils entendent bien qu'elle est décrite par les « nombres quantiques » qui sont « valeurs propres » des opérateurs représentant les grandeurs physiques adéquates, et ils ont abandonné l'image classique d'un corpuscule directement visible, qui ne fait plus partie de leur horizon de référence. Les quarks eux-mêmes sont des « particules » quantiques entendues dans ce sens. De telles entités ou « systèmes » physiques ou quantons⁷, conçues de la manière spécifique propre à la physique quantique, sont implicitement supposées constituer, suivant les modalités de leur description, des éléments objectifs du monde réel, qui se révèlent à la connaissance. Les symétries des particules quantiques et des champs nous permettent de comprendre et leurs propriétés et leurs agencements.

Les difficultés épistémologiques et philosophiques surgissent seulement lorsqu'on se propose de comprendre la nature de cette compréhension : intelligibilité au deuxième degré. Cette différence de « degré » avec les débats fondateurs provient de ce que l'outil théorique, le « formalisme », comme on dit, est déjà justifié comme représentation par son succès. La physique construit ses outils abstraitement : il lui suffit qu'ils soient bien conçus, elle ne cherche pas à naturaliser leur origine ; elle admet qu'ils soient abstraits, symboliques, d'expression mathématique, elle les sait élaborés par la pensée à partir des nécessités posées par les phénomènes (elle a même établi des règles pour cela, par exemple avec certains principes).

On voit bien ainsi, mieux sans doute que par le passé quand il fallait aussi construire ces outils, que le problème de l'interprétation est double, mais de manière relativement séparée : physique et philosophique. L'interprétation physique concerne pour l'essentiel, comme c'était traditionnellement le cas depuis la naissance de la physique moderne (au XVII^e siècle), le rapport entre des grandeurs d'expression mathématique et les contenus physiques correspondants. La différence, du point de vue physique, entre les élaborations théoriques et conceptuelles qui portent sur les phénomènes et les systèmes quantiques, et celles qui concernent les systèmes classiques, est que les premières sont plus éloignées que les secondes des processus d'observation par lesquels ces phénomènes viennent à nos sens.

7. Ce terme a été introduit par Mario Bunge, *Philosophy of physics*, Reidel, 1973 ; trad. fr., *Philosophie de la physique*, Seuil, 1975.

Niels Bohr avait insisté à juste titre sur cette différence de nature entre le quantique et le classique, mais l'avait exprimée d'une manière qui transformait directement un état de choses relevant simplement de la physique en une problématique philosophique sur la connaissance. Il y avait, selon lui, une barrière entre le quantique et le classique, qui était le fait de la mesure, la nécessité de mesurer pour connaître selon la perception. Il en résultait, à ses yeux, que la connaissance des phénomènes quantiques ne peut saisir ces derniers en eux-mêmes, mais doit toujours passer par des représentations classiques.

La disjonction entre la représentation des phénomènes quantiques et celle des phénomènes classiques peut en fait être désignée d'une manière philosophiquement plus neutre : alors que les phénomènes et systèmes physiques classiques sont homogènes aux processus de leur observation, les phénomènes et systèmes quantiques ne le sont pas, puisque les observations et mesures qui les concernent sont en dernier ressort du domaine de la physique classique. Mais cela (contrairement à ce que pensait Bohr) n'entraîne pas une impossibilité de représenter « directement », c'est-à-dire en termes de propriétés et d'objets, les phénomènes et les systèmes quantiques, du moins si l'on rapporte l'intelligibilité non à la perception mais à l'entendement, comme cela semble logique. Si l'on peut concevoir des objets du domaine quantique dans ce sens, les questions d'interprétation physique seront alors grandement indépendantes de celles qui relèvent de considérations plus générales sur la connaissance, les interprétations philosophiques. L'on sera passé, en quelque sorte, d'une préoccupation pour l'interprétation en général à un intérêt plus précis pour la signification physique des grandeurs quantiques fournie dans la théorie quantique elle-même.

Les aspects philosophiques de l'interprétation seraient alors placés à un autre niveau et laisseraient à la pensée de la physique quantique une grande autonomie, sensiblement la même que pour les autres domaines de la physique : celle-ci n'aurait plus à sacrifier à un besoin « fondationnel » d'être assise sur une interprétation philosophique particulière, comme aux premiers temps de la mécanique quantique⁸. Et l'on aurait alors répondu jusqu'à un certain point à la revendication réaliste du physicien théoricien qui demande, avec John Bell, une théorie qui ne porte pas

8. Cf. Michel Paty, « Interprétations et significations en physique quantique », *Revue internationale de philosophie* (Brussels), n° 212, 2 (juin) 2000 @.

fondamentalement sur des mesures, qui considère des systèmes dans leur complétude interne, et dont on puisse dire « non pas que ceci ou cela peut être observé, mais que ceci ou cela est ainsi. Autrement dit, une théorie qui porte non pas sur des “observables” [des grandeurs susceptibles d’être observées], mais sur des “beables” [des grandeurs susceptibles d’être]⁹ ». Et ceci, comme les considérations qui suivent prétendent l’éclairer, sans modifier en quoi que ce soit la forme de la théorie quantique actuelle, mais en la comprenant autrement (à un degré intermédiaire de la compréhension, faisant appel à un certain type d’interprétation physique).

Reste à savoir comment « interpréter physiquement » les états de choses, théoriques, conceptuels ou factuels qui faisaient problème pour l’« interprétation orthodoxe » ou de la « complémentarité », sur le mode physico-philosophique. Nous nous restreindrons, dans ce qui suit, à revoir quelques phénomènes quantiques caractéristiques et relativement simples, renouvelés par des données d’expériences récentes très précises, en les plaçant dans cette perspective sur l’interprétation physique des grandeurs et du formalisme théorique rapportés à la description d’un monde d’objets ou de systèmes proprement quantiques. Nous verrons qu’ils nous invitent directement à concevoir les grandeurs quantiques de la manière indiquée, ce qui entraîne la nécessité d’élargir le sens généralement donné à la notion de grandeur physique, et en particulier à celle de fonction d’état représentative d’un système physique.

Ces phénomènes servaient habituellement, depuis les débuts de la mécanique quantique, à illustrer les problèmes d’interprétation. Il est possible, aujourd’hui, par un juste retournement des choses, de faire surgir d’eux-mêmes l’interprétation physique directe qu’ils appellent. Ces phénomènes concernent tout d’abord la non-séparabilité locale, dont le statut épistémologique s’est transformé en passant d’un caractère formel optionnel à celui de fait physique, avéré par les expériences de corrélation à distance. Ensuite, la diffraction de particules quantiques, réalisée non plus avec des faisceaux pour des résultats statistiques, mais avec des systèmes quantiques individuels pour des probabilités d’événements individuels¹⁰. Également, l’indiscernabilité des particules identiques, postulée ou conçue comme une propriété formelle, manifestée par des effets physiques directs

9. Cf. note 4 et la citation complète en exergue.

10. Voir ce qu’en dit Michel Gondran dans sa contribution à cet ouvrage. (Ndé.)

comme la condensation de Bose-Einstein, accumulation d'un grand nombre d'atomes identiques dans le même état jusqu'au niveau quasi macroscopique. Enfin, les récentes expériences de décohérence ont permis de visualiser des superpositions d'états en relation à des systèmes mésoscopiques dans une situation de mesure par un appareil classique, avant la perte dissipative d'information par l'interaction dans le milieu ambiant.

Tous ces résultats contribuent à préciser le sens des concepts et des grandeurs quantiques que les phénomènes correspondants impliquent, obligeant à associer des évidences factuelles, et des contenus physiques conçus en termes de propriétés de systèmes, à des propriétés « formelles » dont l'interprétation restait jusqu'alors optionnelle ou problématique. Nous en analyserons quelques aspects, en tentant de discerner en quoi elles peuvent contribuer à approfondir, à modifier ou à asseoir notre compréhension théorique des caractères quantiques, en réduisant la marge des choix arbitraires dans l'interprétation, et en adaptant nos normes d'intelligibilité.

2] La non-séparabilité locale comme fait et comme principe

L'objection faite par Einstein en 1935 à la conception selon laquelle la mécanique quantique est une théorie fondamentale d'où l'on doit partir pour tout progrès ultérieur de la physique, connue sous le nom d'« argument EPR » (d'après les noms Einstein, Podolsky, Rosen), et reformulée ensuite par son auteur principal, soulevait plusieurs problèmes imbriqués d'interprétation¹¹. La question posée était de savoir si la théorie

11. Albert Einstein, Boris Podolsky & Nathan Rosen, "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?", *Physical Review*, ser. 2, XLVII, 1935 @ (trad. fr., « Peut-on considérer que la mécanique quantique donne de la réalité physique une description complète ? », in Einstein, *Œuvres choisies*, Françoise Balibar (dir.), Seuil/Éditions du CNRS, 1989-1993, 6 vol. ; Einstein, "Quantenmechanik und Wirklichkeit", *Dialectica* 2, 1948 (trad. fr., « Mécanique quantique et réalité », in Einstein, *op. cit.*, 1989-1993 ; Einstein, "Reply to criticism. Remarks concerning the essays brought together in this cooperative volume", in Paul-Arthur Schilpp (ed.), *Albert Einstein : philosopher-scientist*, The library of living philosophers, Open Court, 1949. Cf. Michel Paty, « La non-séparabilité locale et l'objet de la théorie physique », *Fundamenta Scientiae*, 7, 1986 @ ; Paty, *La Matière dérobée. L'appropriation critique de l'objet de la physique contemporaine*, Archives contemporaines, 1988 ; Paty, *Einstein, les quanta et le réel (critique et construction théorique)*, à paraître.

(la mécanique quantique) décrit, ou non, des systèmes physiques réels individuels, et si elle les décrit complètement, c'est-à-dire selon tous les aspects attachés légitimement à leur individualité et d'une manière biunivoque. L'interprétation orthodoxe (dans le sens philosophique) récusait la légitimité de parler d'élément de réalité indépendamment de ses conditions d'observation, et la réponse de Bohr à l'argument d'Einstein se situait exactement sur ce plan-là¹². Elle n'avait aucune chance d'être entendue par ce dernier qui ne pouvait en accepter le principe. On doit, dès lors, pour avancer dans le débat sur cette question, tenter de laisser de côté le diktat philosophique de la réponse de Bohr, pour se limiter à la considération de la théorie physique et du contenu de ses concepts.

La question, telle qu'Einstein la voyait, était de savoir si la théorie est complète dans le sens indiqué (c'était le sens minimal à ses yeux pour qu'une théorie puisse être dite fondamentale)¹³. Si l'on peut caractériser un système quantique individuel (que sa représentation soit probabiliste ou non), sa fonction d'état doit le représenter comme tel. Si cela est impossible en raison de quelque trait de la théorie, alors celle-ci ne peut être qu'une description statistique (telle était, de fait, la conclusion de l'argument EPR). Nous verrons plus loin que cette question est aussi celle posée (et aujourd'hui résolue) par l'interférence de systèmes quantiques individuels caractérisés. L'argument EPR supprimait dans le principe la possibilité de donner une fin de non-recevoir à une telle question au nom de l'interprétation philosophique opérationnaliste, et la réalisation de faisceaux raréfiés devait ultérieurement le réaliser dans les faits. L'individualisation d'un système était empêchée, en effet, par la nécessité supposée de le détecter, de le mesurer, pour en savoir quelque chose (par un compteur pour savoir s'il est unique), et cet acte le détruisait immédiatement en tant que système quantique (en le projetant ou réduisant dans un état de particule clas-

12. Niels Bohr, "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete ?", *Physical Review*, 48, 1935 @.

13. En particulier Einstein, Podolski & Rosen, *op. cit.*, 1935 ; Einstein, *op. cit.*, 1948 ; Einstein, *op. cit.*, 1949. Cf. Michel Paty, *op. cit.*, 1986 ; Paty, « Sur la notion de complétude d'une théorie physique » @, in Norbert Fleury et al. (eds.), *Leite Lopes Festchrift. A pioneer physicist in the third world (Dedicated to J. Leite Lopes on the occasion of his seventieth birthday)*, World Scientific Publishers, 1988 ; Paty, *op. cit.*, à paraître.

sique), interdisant toute connaissance ultérieure de son état quantique (par la manifestation de propriétés ondulatoires).

Dans le cas EPR, le système étudié (U) était conçu comme corrélé à un autre (V) tout en ne maintenant pas d'interaction dynamique avec lui¹⁴. La corrélation, exprimée par la conservation d'une grandeur (A) servant à décrire ces systèmes, et connue pour l'état initial constitué par l'ensemble des deux sous-systèmes¹⁵, permettait de déterminer l'état du premier sans le perturber par une mesure, en le déduisant de l'état du second, mesuré (supposait-on) indépendamment de lui¹⁶. Une mesure de la grandeur (A) du second système détruisait son état au moment même où elle le déterminait, interdisant de considérer en même temps, comme une alternative, sa mesure pour une autre grandeur (B) incompatible avec la première¹⁷ : le système initial étant changé, aucune comparaison ne serait plus possible. On aurait cependant pu, en principe, effectuer la seconde mesure au lieu de la première, et elle aurait fourni un autre état du second système, d'où l'on aurait déduit le premier ; les deux résultats seraient *a priori* différents¹⁸. On pourrait alors avoir deux fonctions d'état différentes pour décrire un même système physique, ce qui serait une faiblesse théorique.

Mais ce raisonnement était tributaire d'une proposition qui n'appartenait pas au formalisme quantique et qui était alors considérée comme optionnelle : la séparabilité de deux systèmes indépendants éloignés, c'est-à-dire leur indépendance mutuelle dans leurs localisations respectives. Einstein donna une définition précise de ce principe de séparabilité¹⁹, dont il

14. Les deux systèmes U et V constituent à l'instant initial un seul système $U \oplus V$ et sont ensuite éloignés à des distances arbitraires (par exemple, deux photons émis en corrélation par un atome).

15. Par exemple, l'impulsion totale $\vec{P} = \vec{P}_U + \vec{P}_V$, ou le spin total, $\vec{J} = \vec{J}_U + \vec{J}_V$ (sa valeur absolue J et l'une de ses composantes, $J_1 = J_U + J_V$).

16. La mesure de la grandeur A pour le système V détermine son état, Ψ_V^A , et la corrélation donne la grandeur correspondante pour le système U , et donc son état, soit Ψ_U^A .

17. Incompatible dans le sens quantique, c'est-à-dire que les opérateurs de ces deux grandeurs ne commutent pas entre eux.

18. Soit Ψ_V^B déterminé par la mesure de B , d'où l'on déduit, sans mesure, Ψ_U^B . *A priori*, Ψ_U^A et Ψ_U^B sont différents, bien qu'ils n'aient en principe pas été perturbés, n'ayant pas été directement mesurés.

19. En particulier dans Einstein, *op. cit.*, 1948 et *op. cit.*, 1949. Cf. Michel Paty, « Les neutrinos », *Encyclopædia Universalis*, vol. 12, 1995 ; Paty, *op. cit.*, à paraître.

admettait qu'il était surajouté par lui à la théorie quantique. Sans ce principe, estimait-il cependant, on ne pourrait caractériser des systèmes individuels localisés séparément, à moins d'admettre une interaction non physique (instantanée à distance) entre eux. Il concluait de là que la mécanique quantique ne décrit pas des systèmes individuels, mais seulement des ensembles statistiques de systèmes, pour lesquels l'objection ne se pose pas²⁰.

Les progrès ultérieurs, théoriques avec le théorème de Bell (1964), et expérimentaux, avec les expériences de corrélation à distance, ont consisté pour l'essentiel à analyser la séparabilité locale, concept identifié par Einstein, et à la tester pour les systèmes quantiques. Le théorème de Bell sur la localité démontrait l'existence d'une contradiction entre la séparabilité locale et certaines prédictions de la mécanique quantique pour des systèmes de deux « particules » corrélées (des relations quantiques de corrélations fortes exprimées par des égalités sur des moyennes de grandeurs, opposées à des corrélations plus faibles sous forme d'inégalités pour le premier cas), et fournissait les relations sensibles capables de discriminer l'une de l'autre l'hypothèse de séparabilité locale et la théorie quantique²¹. Depuis lors, les expériences ont tranché en faveur de

20. Des ensembles de systèmes peuvent admettre la non-biunivocité de leur fonction d'état, si celle-ci ne porte que sur des moyennes.

21. Les « inégalités de Bell » : cf. John S. Bell, "On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox", *Physics*, 1, 1964 @ (repris in Bell, *op. cit.*, 1987) ; Bell, "On the problem of hidden variables in quantum mechanics", *Review of Modern Physics*, 38, 1966 @ (repris in Bell, *op. cit.*, 1987) ; Bell, *op. cit.*, 1987 @. Elles valent pour la propriété de localité en général, indépendamment de leur lien ou non à des variables cachées déterministes auxquelles elles avaient été liées en premier lieu. Des relations plus générales ont été obtenues depuis lors : le théorème de Bell sur la localité mais sans variables cachées (Bell, "Introduction to the hidden-variable question", in Bernard d'Espagnat (ed.), *Foundations of Quantum Mechanics. Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Course XLIX*, Academic Press, 1971, repris in Bell, *op. cit.*, 1987 ; P. H. Eberhard, "Bell's theorem without hidden variables", *Nuovo Cimento*, 38B, 1977 ; Asher Peres, "Unperformed experiments have no results", *American Journal of Physics*, 46, 1978 @ ; Henry Stapp, "Locality and reality", *Foundations of Physics*, 10, 1980 @) ou pour des systèmes de plus de deux particules quantiques corrélées (Daniel M. Greenberger *et al.*, "Going beyond Bell's theorem" @, in M. Kafatos (ed.), *Bell's Theorem, Quantum Theory and Conceptions of the Universe*, Kluwer, 1989, ; *idem*, "Bell's theorem without inequalities", *American Journal of Physics*,

la mécanique quantique, de manière difficilement réfutable, en particulier celles de Freedman et Clauser, réalisées en 1972, et celles de très grande précision effectuées par Alain Aspect en 1981, suivies ultérieurement par d'autres²². La non-séparabilité locale était désormais établie comme un fait, une propriété générale des systèmes quantiques mis en corrélation, constatée du point de vue phénoménal²³.

Cette propriété correspond à un trait caractéristique de la fonction d'état en mécanique quantique : les fonctions d'état des sous-systèmes lorsqu'ils sont ainsi corrélés ne sont pas factorisables (c'est-à-dire indépendantes l'une de l'autre, ou encore séparables). Ayant été liés pour former, même momentanément, un seul système, deux (sous-)systèmes quantiques ne peuvent être dissociés : cet « enchevêtrement²⁴ », qui est une caractéris-

58, 1990 @ ; David Mermin, "Quantum Mystery Revisited", *American Journal of Physics*, 58, 1990 @).

22. Stuart J. Freedman & John F. Clauser, "Experimental test of local-hidden variable theories", *Physical Review Letters*, 28, 1972 @ ; Alain Aspect, Philippe Grangier & Gérard Roger, "Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem", *Physical Review Letters*, 47, 1981 @ ; *idem*, "Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment : a new violation of Bell's inequalities", *Physical Review Letters*, 49, 1982 @ ; Alain Aspect, Jean Dalibard & Gérard Roger, "Experimental tests of Bell's inequalities using time-varying analyzers", *Physical Review Letters*, 49, 1982 @ ; Alain Aspect, *Trois tests expérimentaux des inégalités de Bell par mesure de polarisation de photons*, thèse de doctorat ès-sciences physiques, université Paris-Sud, Orsay, 1983 @. Pour des revues et analyses des résultats expérimentaux, cf. John S. Bell, "Einstein-Podolsky-Rosen experiments", *Proceedings of the Symposium on Frontier problems in high energy physics, in honour of Gilberto Bernardini on his 70th birthday, Pisa, 1976*, Scuola Normale Superiore, Pisa (repris in Bell, *op. cit.*, 1987) ; Michel Paty, "The recent attempts to verify quantum mechanics", in José Leite Lopes & Michel Paty (eds.), *Quantum mechanics, a half century later*, Reidel, 1977 ; Michel Paty, *op. cit.*, 1986 @ ; John F. Clauser & Abner Shimony, "Bell's theorem : experimental tests and implications", *Reports on Progress in Physics*, 41, 1978 @.

23. Cf. David Bohm & David Hiley, "On the Intuitive Understanding of Non-Locality as Implied by Quantum Theory", *Foundations of Physics*, 5, 1975 @ (repris in José Leite Lopes & Michel Paty (eds.), *Quantum mechanics, a half century later*, Reidel, 1977, p. 222) ; Michel Paty, *op. cit.*, 1986 @ ; Paty, *La Matière dérobée*, *op. cit.*, 1988, chap. 6.

24. En anglais, « *entanglement* ». L'utilisation de ce terme, forgé par Schrödinger en 1935 ("Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik", *Die Naturwissenschaften*, 23, 1935 @), a été réactivée ces dernières années (Abner

tique fondamentale du formalisme quantique, possède donc une contrepartie directe dans les phénomènes, la non-séparabilité locale. Cette dernière peut également être considérée comme un aspect de la non-localité des systèmes quantiques. Le caractère général et fondamental de cette propriété, et son inscription dans les formulations qui définissent dans la théorie l'état d'un système, nous inclinent à y voir en même temps un fait d'expérience et, par sa grande généralité, un principe pour la physique quantique.

Un aspect conceptuel important de la non-séparabilité locale est sa place dans l'économie de la théorie quantique. Du point de vue de la cohérence ou consistance conceptuelle et théorique qui est le nôtre (qui peut être rapporté à une position « réaliste critique »), on peut en proposer l'analyse suivante. La non-séparabilité locale étant directement liée à la définition des systèmes quantiques et des grandeurs par lesquels on les représente, elle ne dépend que de ces derniers, et ne se rapporte pas à d'autres grandeurs qui seraient définies en dehors de la théorie. Elle porte sur des systèmes qui, par rapport à l'espace, sont des « systèmes étendus », pour lesquels les variables d'espace n'ont, à vrai dire, pas de part directe dans la définition et, en ce sens, elle n'est pas concernée par la relativité restreinte, qu'elle ne contredit pas, et ne se ramène donc en rien à des interactions instantanées à distance²⁵.

Il est juste, cependant, de reconnaître que nombre de physiciens et de philosophes des sciences ne sont pas prêts à faire leur cette conclusion, qui semble découler logiquement du point de vue que nous venons de présenter. Il est, certes, difficile de penser physiquement sans le soutien d'une intuition spatiale, et telle est probablement la raison principale

Shimony, *Search for a Naturalistic World View*, Cambridge University Press, 1993, 2 vols. @ ; Bernard d'Espagnat, *Le Réel voilé. Analyse des concepts quantiques*, Fayard, 1994 ; Robert S. Cohen, Michael Horne & John Stachel (eds.), *Experimental Metaphysics. Quantum Mechanical Studies for Abner Shimony*, vol. 1, Kluwer, 1997 @ ; *idem*, *Potentiality, Entanglement and passion-at-a-distance. Quantum Mechanical Studies for Abner Shimony*, vol. 2, Kluwer, 1997 @ ; etc.).

25. Je l'ai souligné dans Paty, « La non-séparabilité locale et l'objet de la théorie physique », *op. cit.*, 1986 @, et déjà dans interventions sur les « Implications conceptuelles de la physique quantique », Colloque de la Fondation Hugot du Collège de France, juin 1980 », *Journal de physique*, supplément, fasc. 3, colloque n° 2, 1981 ; Paty, « L'inséparabilité quantique en perspective, ou : Popper, Einstein et le débat quantique aujourd'hui », *Fundamenta Scientiae*, 3, 1982. C'est aussi la conclusion de Bernard d'Espagnat dans *Le Réel voilé, op. cit.*, 1994, p. 430.

de leur insatisfaction quant à un « raisonnement purement quantique ». Mais qui pourrait dire *a priori* quel genre d'intuition serait adéquate pour le domaine quantique ? Du moins, me semble-t-il, les physiciens quantiques ont-ils développé au long des années une intuition appropriée à cet égard, qui s'appuie sur le « formalisme quantique » (comme il est usuel de dire, mais il s'agit en vérité de la théorie quantique) comme outil intellectuel largement pratiqué dans l'exploration et la compréhension des phénomènes quantiques. John Bell, qui trouvait l'argument exposé ci-dessus trop formel – il n'était pas loin d'y voir une solution purement verbale²⁶ –, n'en admettait pas moins la non-séparabilité comme un fait fondamental, voire comme un principe physique²⁷. Mais il aurait préféré que l'on puisse en donner une interprétation dynamique. Il me semble au contraire que, comme principe ou fait fondamental, il ne demande pas d'explication de ce genre, et constitue une référence conceptuelle première qui oblige les autres concepts quantiques, de même que le principe de relativité restreinte règle la transformation des concepts qui expriment le mouvement des corps.

Comme « fait quantique fondamental », on devra peut-être considérer que la non-séparabilité locale est à la physique quantique ce qu'est, par exemple, le principe d'équivalence des masses inertielle et gravitationnelle à la théorie relativiste générale de la gravitation. On peut le voir comme un véritable principe, à la fois proposition synthétique sur des faits d'expérience et énoncé théorique d'importance centrale, voire fondatrice ; il pourrait servir à formuler la théorie quantique d'une manière moins formelle que sa présentation habituelle, ce qui contribuerait à la rapprocher des autres théories physiques dont elle se démarquait jusqu'ici sous ce rapport.

La non-séparabilité locale peut être vue comme un thème de réflexion de portée plus vaste encore, rejoignant une perspective cosmologique. On peut, en effet, la rapprocher d'autres caractères de « désindividualisation²⁸ » ou plutôt de « désingularisation » ou, mieux encore, de non-différenciation

26. Je me souviens de nos discussions et de notre désaccord sur ce point. Cette question représentait à ses yeux un défi intellectuel dont la difficulté restait entière.

27. John S. Bell, *op. cit.*, 1987. J'ai rapporté ailleurs (*La Matière dérobée, op. cit.*, 1988, p. 245), un extrait dans ce sens d'une lettre de John Bell à Alain Aspect.

28. Ce terme n'est pas adéquat si l'individu désigne une unité. Des systèmes quantiques non différenciés peuvent être comptés : il leur reste la *cardinalité*.

comme l'indiscernabilité (comme celle-ci, elle participe du principe de superposition), voire des symétries de la matière, qui constituent des traits importants de la cosmologie primordiale²⁹. On peut aussi y voir, avec David Bohm, la marque d'une totalité insécable de la réalité matérielle³⁰. On doit cependant remarquer, à ce niveau, que pour saisir un ordre sous-jacent, des séparations par la pensée doivent être faites dans une telle totalité comme une approximation nécessaire, sans laquelle le concept de totalité perdrait tout contenu physique utilisable. Étendu à tout l'Univers de manière absolue, le principe de non-séparabilité présenterait le même inconvénient que la formulation du principe de relativité de l'espace pour l'ensemble des corps de l'Univers selon Poincaré³¹ : il exprimerait une tautologie qui ne nous donnerait pas de prises sur les phénomènes. Mais du moins pourrait-il nous offrir quelque indication sur des conditions cosmologiques de l'Univers primordial, du genre de celle qu'Einstein formula dans son travail fondateur de la cosmologie physique en faveur d'un Univers fermé et sans bornes ; mais il s'agirait cette fois de la cosmologie quantique³².

3] Systèmes individuels et transformation de la probabilité physique

Le phénomène le plus simple dans son principe pour caractériser les propriétés quantiques est celui d'interférence, qui confirma la dualité onde-corpuscule de la matière et suscita l'interprétation probabiliste de la

29. Michel Paty, « Cosmologie et matière quantique » @, *Épistémologiques, philosophie, sciences, histoire. Philosophy, science, history*, 1, n° 1-2, janvier-juin 2000 (in Jean Seidengart & Jean-Jacques Szczeciniarz [dir.], *Cosmologie et philosophie. Hommage à Jacques Merleau-Ponty*, numéro spécial.)

30. David Bohm, *Wholeness and the Implicate Order*, Routledge and Kegan Paul, 1980 @.

31. Henri Poincaré, « L'espace et le temps », *Scientia*, 12^e année, vol. XXV, 1912 (conférence faite le 4 mai 1912 à l'université de Londres). Également in Poincaré, *Dernières pensées*, Flammarion, 1913 @. Cf. Michel Paty, « Poincaré et le principe de relativité » @, in Jean-Louis Greffe, Gerhard Heinzmann & Kuno Lorenz (dir.), *Henri Poincaré. Science et philosophie. Science and philosophy. Wissenschaft und Philosophie. Congrès international, Nancy, France, 14-18 mai 1994*, Akademie Verlag/Albert Blanchard, 1996.

32. Cf. Michel Paty, *Einstein philosophe. La physique comme pratique philosophique*, PUF, 1993, chap. 5 et 7.

fonction d'état par Max Born. Ce phénomène archétypique permet d'illustrer certains aspects fondamentaux de la description des systèmes quantiques et d'expliciter du point de vue physique les problèmes d'interprétation soulevés.

L'interprétation orthodoxe, complémentariste et observationaliste, y voyait le caractère indépassable de la dualité onde-corpuscule. La figure d'interférence (des anneaux concentriques alternés obscurs et lumineux), analogue à celle des ondes classiques, résulte du caractère ondulatoire des systèmes quantiques ; tandis que la matérialisation sur l'écran recouvert d'une pellicule photographique sensible de ces anneaux d'intensité variable résulte du caractère corpusculaire des mêmes systèmes (par leur interaction avec les grains de l'émulsion photographique qu'ils impressionnent). La conciliation des caractères duaux, contradictoires si on les considère pour des « particules » ou systèmes individuels, est possible et effective dès lors que l'on abandonne la préoccupation de causalité pour les événements individuels en s'intéressant à l'aspect statistique de l'expérience. Si l'on voulait examiner le comportement de systèmes quantiques individuels dans une telle expérience, on se heurterait, selon l'interprétation « complémentariste », à une fin de non-recevoir du fait de la définition des systèmes eux-mêmes. En effet, pour caractériser un système quantique comme système individuel, il faudrait le soumettre à une expérience de comptage, qui nous dirait si ce système est passé à tel endroit ; en le localisant ainsi, par perturbation, on lui ferait perdre son aspect quantique et, par là même sa capacité à produire des interférences.

Pourtant, dès 1930, dans son ouvrage *Les Principes de la mécanique quantique*³³, Paul Dirac indiquait que, d'après cette théorie, un photon interfère avec lui-même et que telle est la raison du phénomène d'interférence. Tel est aussi le cas pour tout système (« particule », atome, etc.) quantique. Cela devrait signifier que l'interférence est une propriété de tout système quantique individuel, et que la physique quantique se présente comme la description théorique de tels systèmes individuels. Que cette description soit effectuée de manière probabiliste ne devrait pas constituer *a priori* un empêchement pour ce propos (c'est bien, après tout, ce que fait aussi la

33. Paul A.M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*, Clarendon Press, 1930 (4th ed., 1958). Trad. fr. par Alexandre Proca & Jean Ullmo, *Les Principes de la mécanique quantique*, Presses universitaires de France, 1931.

mécanique statistique). Cependant, l'explication « complémentariste » que nous venons de rappeler émolisse et dissout la force de cette proposition, en la renvoyant aux énoncés inobservables, c'est-à-dire à une propriété du formalisme seul.

Quant à l'interprétation « ensembliste » de la mécanique quantique, qui voit en celle-ci une théorie seulement statistique (incomplète pour Einstein, complète pour d'autres), elle ne connaît que des moyennes qui n'ont de sens physique que pour un ensemble de systèmes, et ne peut se prononcer sur la signification d'un événement quantique individuel.

Cependant, depuis environ deux décennies, des expériences sont réalisées, et sans cesse améliorées grâce aux progrès techniques, avec des systèmes quantiques individuels (photons, électrons, neutrons, atomes) que l'on sait tels sans avoir besoin de les détecter sur leur parcours, et donc sans détruire leur état quantique. Il est en effet possible de réaliser des faisceaux de telles « particules » ou systèmes quantiques très raréfiés et très bien définis dans le temps (à mieux que 0,1 ns près), de telle façon que les « particules » parviennent à l'appareillage (un interféromètre) une à une, échelonnées dans le temps, chacune ayant disposé d'un intervalle de temps suffisant pour l'avoir traversé bien avant que la suivante ne se présente à l'entrée³⁴. On est de la sorte assuré, avec une très grande certitude, qu'une seule « particule » est passée à la fois. La détection des impacts sur l'écran parait au début aléatoire, mais l'on s'aperçoit, au fur et à mesure de l'accumulation avec le temps des « particules » ayant franchi le dispositif, que la distribution est réglée, et l'on obtient, au bout du compte, la même figure d'interférence que dans l'expérience traditionnelle faite avec un faisceau de N « particules » identiques franchissant simultanément l'interféromètre.

Ces résultats demandent que l'on attribue un sens physique à un événement individuel dans une expérience d'interférence. Il est clair que la figure d'interférence finale, avec des « particules » individuelles, ne peut

34. Cf. notamment, R.L. Pflegor & L. Mandel, "Interference of independent photon beam", *Physical Review*, 159, 1967 @ ; Philippe Grangier, *Étude expérimentale de propriétés non-classiques de la lumière ; interférences à un seul photon*, thèse de doctorat ès-sciences physiques, université Paris-Sud, Orsay, 1986 @. Les concepts de la théorie quantique du champ, qui permet de définir des états à un nombre de particules donné, se tiennent au soubassement de ces expériences. Il faut, par exemple, préparer des états du champ électromagnétique à un seul photon.

être obtenue que statistiquement, par la réalisation d'un grand nombre d'expériences successives avec, à chaque fois, un seul système quantique individuel. Le résultat de N expériences faites dans le même appareillage avec un système individuel à chaque fois identique donne le même résultat qu'une seule expérience faite avec un faisceau de N systèmes tels. La nature des inférences théoriques que l'on est en droit de faire dans les deux cas est cependant bien différente. Le second cas, celui de l'expérience traditionnelle avec un grand nombre de systèmes simultanés, se satisfait d'une interprétation purement fréquentiste et statistique de la probabilité qui correspond à la fonction d'état ($P = |\psi|^2$).

Mais l'existence effective du premier cas, de N expériences indépendantes avec un seul système à chaque fois identique, représenté par la même fonction d'état, nous assure que chacun des phénomènes individuels, auxquels les autres n'ont pas de part, contribue à la figure d'interférence finale. On est donc en droit d'en conclure que ce sont les systèmes quantiques individuels qui font le phénomène et donc que, d'une façon qu'il reste à préciser, chaque phénomène individuel survenant pour chaque système constitue potentiellement le phénomène global d'interférence révélé par la figure finale, obtenue statistiquement. Autrement dit, chacun des phénomènes relatifs à un système individuel est un phénomène quantique, recueilli sur l'écran par un dispositif de mesure classique (l'impression d'un grain de bromure d'argent de l'émulsion photographique). On est alors enclin à considérer que, juste avant d'être intercepté sur l'écran, chacun des systèmes individuels ayant interféré avec lui-même se trouve dans l'état de superposition quantique. Et que, rien ne les distinguant encore les uns des autres, ces systèmes individuels en interférence sont tous strictement identiques. Dès lors, le seul problème restant serait celui de la mesure : des systèmes quantiques identiques fournissent, après la détection, des résultats différents, mais affectés des probabilités correspondant aux amplitudes de probabilité de leur état de superposition³⁵.

35. Soit un système individuel initial traversant un diaphragme à deux fentes a et b, et dont l'état est représenté par :

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\psi_a(x) + \psi_b(x) \right]$$

Soit z la variable correspondant aux différentes localisations sur l'écran, lequel est supposé situé à la distance x du diaphragme. L'état du système individuel en interférence $\varphi(x)$ peut être considéré comme une superposition linéaire d'états

Il résulte de ce qui précède que la fonction d'état ψ doit être considérée comme une représentation théorique de particules individuelles, ce qui entraîne la conséquence importante suivante sur sa signification physique : la probabilité physique, donnée par la fonction d'état ψ ³⁶ (cette dernière étant souvent dénommée « amplitude de probabilité », dans un sens qui ne peut d'ailleurs être que physique, puisqu'il n'existe rien de tel dans les probabilités mathématiques), ne se laisse pas réduire à des statistiques pour des ensembles de systèmes. Elle a une fonction théorique du point de vue physique, qui s'exprime dans le fait qu'elle est déduite d'une grandeur à signification directement physique, l'amplitude de probabilité (à savoir, la fonction d'état ψ elle-même). On peut donc considérer cette probabilité comme une grandeur physique, ce qui la différencie de la probabilité au sens seulement mathématique, aussi bien que de la probabilité entendue physiquement comme expression d'une fréquence³⁷.

4] Indiscernabilité et fonction d'état

En physique quantique, la fonction d'état qui représente un système physique permet de décrire complètement toutes les propriétés de ce système, de telle sorte que des systèmes représentés par la même fonction d'état sont effectivement dans le même état et sont absolument indiscernables. Cela signifie qu'il n'existe pas d'autre possibilité, externe à la théorie, de les distinguer. En d'autres termes, une « particule » quantique n'est jamais que son état, à la différence des systèmes physiques tels qu'ils sont décrits par d'autres théories, comme la mécanique classique, la thermodynamique ou même la théorie de la relativité. Ces théories décrivent ce qu'il advient à des objets physiques qui sont définis par ailleurs en dehors d'elle. Par exemple, le problème des trois corps en astronomie concerne le traitement par la mécanique d'objets célestes qui sont donnés ou supposés. La théorie porte non sur les objets, mais sur leurs propriétés d'interaction. La Lune, le Soleil et la Terre, par exemple, possèdent une identité – et une

préparés suivant les valeurs z_i de la variable (ou grandeur) z : $\varphi(x) = \sum_{z_i} \alpha_i \vartheta(z_i)$.
La probabilité de l'impact sur l'écran en z_i est $|\alpha_i|^2$.

36. Par le carré de son module.

37. Cf. Michel Paty, "Reality and Probability in Mario Bunge's Treatise" @, in Georg Dorn & Paul Weingartner (eds.), *Studies on Mario Bunge's Treatise*, Poznan studies in the philosophy of the sciences and humanities, Rodopi, 1990 @.

opacité – définie en dehors des lois et des équations de la mécanique et de l'astronomie.

La seule théorie, en dehors de la physique quantique, à se proposer éventuellement de représenter elle-même son objet, au lieu de le prendre du dehors, par exemple de décrire à la fois et le champ et sa source, est la théorie de la relativité générale, du moins dans une formulation future, envisagée comme un but lointain (par Albert Einstein et John A. Wheeler notamment). Tel était le sens « fort » qu'Einstein assignait à la notion de complétude théorique³⁸. Il ne la voyait pas réalisée en mécanique quantique, à juste titre, comme la nature de théorie-cadre, non dynamique, de cette dernière suffit à le faire voir. Mais il donnait aussi à cette notion un autre sens, plus faible, mais qui était crucial à ses yeux concernant la nature fondamentale de la physique quantique, comme on l'a vu. Une théorie serait complète dans le sens faible si elle suffisait à décrire son objet, c'est-à-dire à rendre compte de toutes les propriétés physiques qu'il est possible d'attribuer à ce dernier. Tel n'était pas le cas, pour Einstein, de la mécanique quantique, en raison des corrélations de type EPR qui invalidaient le principe de séparabilité, excluant ainsi, estimait-il, la description des systèmes individuels³⁹.

Pour nous, l'argument n'a plus la même signification, puisque ces corrélations se sont révélées factuelles et porter sur des systèmes corrélés individuels. Au contraire, la complétude, dans le sens faible au moins, pourrait être, en principe, un trait des systèmes quantiques avec l'interprétation physique envisagée ici. Mais il y demeure peut-être encore un obstacle (le principal), à savoir le problème « de la mesure ». Si l'on met de côté ce dernier pour l'instant, on peut être légitimement frappé par le propos d'exact recouvrement du système décrit par sa fonction d'état qui est celui de la mécanique quantique, qui dépasse en un sens la simple complétude au sens restreint.

L'expression la plus remarquable de ce recouvrement apparaît bien, en définitive, être la propriété d'indiscernabilité des systèmes quantiques identiques. Mais s'agit-il d'un trait du formalisme, ou d'une propriété des

38. Cf. Michel Paty, « Sur la notion de complétude d'une théorie physique », in Norbert Fleury *et al.* (eds), *op. cit.*, 1988 @ ; Paty, *Einstein philosophe. La physique comme pratique philosophique*, PUF, 1993, chap. 10.

39. Cf. Michel Paty, "The nature of Einstein's objections to the Copenhagen interpretation of quantum mechanics", *Foundations of Physics*, 25, 1995, n° 1 (january) @ ; Paty, *Einstein, les quanta et le réel*, à paraître. Voir plus haut.

systèmes physiques ? Les deux, comme toujours en mécanique quantique, paraissaient étroitement imbriqués et difficiles à démêler. Ce caractère (ou cette propriété) fut identifié à la veille de la constitution de la mécanique ondulatoire et de la mécanique quantique, par Satyendra N. Bose et Albert Einstein pour les systèmes quantiques de spin entier (photons et atomes dits par la suite « bosons », relevant de la « statistique de Bose-Einstein ») et par Enrico Fermi et Paul Dirac pour les systèmes quantiques de spin demi-entier (électrons, protons, et autres « fermions », relevant de la « statistique de Fermi-Dirac »). L'indiscernabilité des bosons identiques (en l'occurrence, les photons) apparut être la véritable raison profonde du traitement quantifié du rayonnement du corps noir tel que l'avait pratiqué Planck en 1900⁴⁰, et l'indiscernabilité des fermions (ici, les électrons) donnait l'explication du principe d'exclusion de Pauli qui rendait compte de la constitution des niveaux des atomes en termes d'occupation des états par des électrons.

Cette propriété, qui correspondait à deux types de traitement statistique (ou probabiliste) des systèmes quantiques (l'admission de plusieurs « particules » dans un même état, ou, au contraire, leur exclusion mutuelle), s'opposait au traitement statistique classique à la Boltzmann de particules toujours discernables, même lorsqu'elles se trouvent dans un même état (parce qu'elles possèdent une identité propre). L'indiscernabilité limite donc, de façon draconienne, les occupations d'état possibles. Elle indique, en vérité, que les systèmes quantiques n'occupent pas des états, mais qu'ils sont eux-mêmes des états, et se confondent avec eux⁴¹. Des systèmes quantiques indiscernables n'ont pas d'autre élément d'identité que ceux

40. Déjà en 1911-1912, Ladislas Natanson et Paul Ehrenfest avaient diagnostiqué le caractère non classique de la statistique correspondant à la loi du rayonnement de Planck. Cf. notamment Alfred Kastler, "On the historical development of the indistinguishability concept for microparticles", in Alwyn van der Merwe (ed.), *Old and new questions in physics, cosmology, philosophy and theoretical biology. Essays in honour of Wolfgang Yourgrau*, Plenum Press, 1981 ; Olivier Darrigol, "Statistics and combinatorics in early quantum theory", *Historical Studies in the Physical Science*, 19, 1988 @ ; Darrigol, "Statistics and combinatorics in early quantum theory, II : Early symptoma of indistiguishability and holism", *Historical studies in the physical sciences*, 21(2), 1991 @ ; Peter D. Pesic, "The principle of identity and the foundation of quantum theory. 1. The Gibbs paradox ; 2. The role of identity in the formation of quantum theory", *American Journal of Physics*, 59(11), 1991 @..

41. Ceci tient compte des grandeurs invariantes caractéristiques de systèmes

qui participent de la description théorique de leur état. La notion d'état se superpose à celle de « particule » : une « particule » (un système) quantique est son état : elle n'est pas « dans son état », comme un système classique. (Mais elle peut comporter plusieurs états différents, de niveau d'énergie, ou d'orientation de spin, etc. : tous sont distincts.) Cette situation correspond à un resserrement de la détermination des systèmes physiques par la théorie, contrairement à l'idée qui prévalait pour la mécanique quantique, d'une détermination plus lâche et d'une limitation de la connaissance en raison des relations « d'indétermination ».

Cette propriété formelle, dictée indirectement par des raisons factuelles, et qui trouve elle aussi son expression avec le principe de superposition⁴², s'est avérée correspondre à des propriétés physiques fondamentales des systèmes quantiques, qui pouvaient être directement testables et qui ont des implications au niveau macroscopique lui-même.

La supraconductivité et la superfluidité sont de telles propriétés qui se rattachent à l'indiscernabilité. La condensation de Bose-Einstein, prédite dès 1925 par Einstein, directement à partir de l'indiscernabilité des identiques pour certains atomes (c'était, en fait, la première description d'une « transition de phase »), parut longtemps éloignée des possibilités de vérification. Or elle a été mise en évidence récemment, grâce aux réalisations

ayant divers états possibles, qui contribuent à définir ces états eux-mêmes, correspondant en outre à des grandeurs particulières.

42. En effet, soit un système de deux particules identiques 1 et 2, représentées par leurs fonctions d'état ψ_1 et ψ_2 . La fonction d'état de leur système couplé est symétrique pour l'échange des constituants identiques dans le cas de la statistique de Bose-Einstein, et l'on a donc, pour des bosons :

$$\psi_{21} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 \otimes \psi_2 + \psi_2 \otimes \psi_1) = \psi_{21}$$

Rien n'empêche des bosons identiques d'occuper le même état dans le système (des bosons identiques peuvent s'accumuler dans le même état à l'intérieur d'un système). Dans le cas de la statistique de Fermi-Dirac, la fonction d'état du système couplé est antisymétrique :

$$\psi_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 \otimes \psi_2 - \psi_2 \otimes \psi_1) = -\psi_{21}$$

Si les fermions identiques 1 et 2 étaient totalement indiscernables, occupant le même état dans le système, on aurait alors : $\psi_{12} = -\psi_{12} = 0$: deux fermions identiques ne peuvent occuper le même état au sein d'un système quantique (principe d'exclusion).

techniques de froids extrêmes et de piégeage d'atomes par des rayons laser⁴³. Des dizaines de milliers d'atomes sont ainsi condensés dans l'état d'énergie le plus bas (dit « du point zéro »), rien ne les distinguant les uns des autres : le superatome qu'ils forment alors correspond à un fluide en état de superfluidité absolue, sans aucune viscosité, qui peut se manifester au niveau macroscopique (par un effet de non-localité visible, le fluide occupant quasi instantanément tout l'espace à sa disposition, montant sur les parois du récipient). À ce stade, les restrictions portées par l'interprétation orthodoxe de la complémentarité au caractère directement physique de la fonction d'état apparaissent plutôt dérisoires, et comme un exercice de rhétorique alambiquée ne servant qu'à masquer une évidence.

On peut invoquer, pour le principe d'exclusion également – et donc, pour l'indiscernabilité des fermions identiques – des conséquences directes à un niveau hautement macroscopique, puisqu'il s'agit d'objets cosmiques correspondant à certaines phases de l'évolution des étoiles. Les naines blanches sont des étoiles compactes à l'état d'équilibre entre l'effondrement gravitationnel et la pression de dégénérescence d'électrons qui ne peuvent tomber dans le même état fondamental en raison du principe d'exclusion de Pauli⁴⁴. Les étoiles à neutrons résistent également à l'affaissement sur elles-mêmes, dû à la gravitation, par la pression de dégénérescence des neutrons en quoi tous les constituants nucléaires des atomes ont été transformés.

Par ses implications directement physiques, l'indiscernabilité des systèmes quantiques identiques est bien une propriété physique de ces systèmes, et pas seulement une caractéristique du formalisme théorique. Elle est exactement décrite par la théorie quantique en termes de fonction d'état (soumise au principe de superposition), et il y a donc, comme nous le laissons entendre, recouvrement entre la propriété désignée par l'indiscernabilité (l'équivalence des particules de mêmes caractéristiques, se trouvant dans le même état au sein d'un système, et que l'on peut dénombrer mais

43. Eric Cornell & Carl Wiemann, « La condensation de Bose-Einstein », *Pour la science*, n° 247, mai 1998. Cf. A. Griffin, D.W. Snoke & S. Stringari (eds.), *Bose-Einstein condensation*, Cambridge University Press, 1995.

44. Le mécanisme a été proposé par R.H. Fowler dès qu'il eut connaissance de la statistique étudiée par Paul Dirac, qui était son élève (cf. Manuel Doncel, Armin Hermann, Louis Michel & Abraham Pais, *Symmetries in physics (1600-1980)*, Universitat Autònoma de Barcelona, 1987, p. 274).

que rien ne distingue⁴⁵) et la description théorique par la fonction d'état de la mécanique quantique (ou, à un stade ultérieur, de la théorie quantique des champs). Cela nous confirme dans l'inclination à voir l'indiscernabilité non pas comme un « manque », comme le suggérerait l'intuition commune de la notion de particule, tirée de l'expérience immédiate des corps de notre environnement comme de notre habitude de la physique classique, mais bien plutôt comme une propriété caractéristique et déterminante. Car rien ne nous autorise à penser, au sujet de tels objets, à des propriétés que la théorie ne désigne pas.

5] État physique réel et superposition, état mesuré et projection

L'état d'un système quantique, tel que nous avons essayé de le caractériser physiquement, ne s'identifie pas avec celui obtenu directement par une mesure seulement. Ce dernier, en effet, est, sinon une réduction, du moins une projection de l'état défini physiquement sur l'une de ses composantes, selon le choix de la préparation du système (par un ensemble complet de grandeurs compatibles⁴⁶). Un appareillage de mesure au sens courant ne peut que mesurer une grandeur classique ; par rapport à l'état de superposition qui représente un système avant l'opération de mesure, elle ne peut donner que l'une des composantes (l'un des « états propres » de la grandeur mesurée). On ne saurait s'en étonner, puisque c'est là sa fonction et sa seule capacité. L'appareil de mesure est en quelque sorte, par définition, un appareil de projection (au sens géométrique) sur les diverses composantes de l'état du système. On a voulu voir dans la mesure une interaction de nature acausale, mais c'est là se prononcer *a priori* sur la nature de

45. Du point de vue arithmétique, concernant la manière de compter ou d'identifier par un numéro, de tels objets se caractérisent par la cardinalité, mais non par l'ordinalité. Du point de vue logique, il a été proposé de les décrire à l'aide d'une théorie des ensembles dont les éléments possèderaient cette propriété, différente de celle de Zermelo-Frenkel (cf. par exemple, Steven French & Decio Krause, "The Logic of Quanta", in Tian Yu Cao [ed.], *Conceptual Foundations of Quantum Field Theory*, Cambridge University Press, 1999 @ ; cf. aussi Newton da Costa, *Logiques classiques et non classiques*, trad. du portugais et complété par Jean-Yves Béziau, Masson, 1997).

46. Ou, selon la terminologie usuelle, « un ensemble complet d'observables qui commutent ».

l'interaction entre le système quantique et l'appareil macroscopique. Si l'on doit parler de « règle de projection », voire « de réduction », cette règle n'a, jusqu'à nouvel ordre, rien de physique et ne saurait prétendre être érigée au rang d'un principe. En l'absence d'une théorie à proprement parler de la mesure au sens quantique, qui serait une théorie générale de l'interaction entre le système quantique et l'appareil macroscopique de mesure, on doit s'en tenir à cette règle pratique.

Chaque mesure fournit une valeur numérique de la grandeur mesurée, l'une de ses valeurs possibles (classiques : parmi les « valeurs propres ») avec une certaine fréquence, donnée par l'amplitude de probabilité (fonction propre) correspondante. Une expérience sur un grand nombre de systèmes identiques, ou un grand nombre d'expériences indépendantes sur de tels systèmes pris individuellement, fournissent tout le spectre des valeurs de la grandeur avec les probabilités pour chacune (correspondant aux amplitudes de la superposition). De ces résultats en termes de grandeur classique, on infère l'état quantique de superposition qui a été soumis à la mesure, et dont on peut raisonnablement penser qu'il représente le système quantique avant la mesure, sur l'une des bases possibles, celle choisie pour la préparation. La fonction d'état ainsi reconstituée n'est pas un simple « catalogue de données », puisque le système qu'elle représente a la capacité bien physique de se propager, d'évoluer au cours du temps, de faire des interférences ou d'effectuer des oscillations entre des états physiques différents (dont nous allons parler). Des mesures pour en déterminer l'état interviendront seulement après ces transformations, qui ne doivent rien à la main ou à la pensée de l'homme et tout à « la nature ».

En résumé, nous proposons d'admettre que les états quantiques physiques sont les états mêmes exprimés comme superpositions, que l'on peut déterminer à partir de la détermination de leurs composantes, qui se ramène à celle de grandeurs à valeurs numériques, par des appareils de mesure classique. Cela n'est, en vérité, pas autre chose que prendre au sérieux les représentations géométriques de von Neumann et de Dirac par des vecteurs. Les vecteurs d'état d'un espace de Hilbert sont les états physiques, représentés selon leurs diverses bases possibles (déterminées par les préparations suivant leurs divers ensembles possibles de grandeurs qui commutent). En tant que vecteur, la fonction d'état du système est une représentation géométrique de l'état physique, invariante par rapport aux bases, et donc bien plus fondamentale que ses composantes « contextuelles ».

Les physiciens, familiarisés par leur pratique avec la pensée des systèmes quantiques, les considèrent, à vrai dire, de cette manière : ce qui leur importe est la représentation de leur état quantique, c'est-à-dire la reconstitution finale d'ensemble, et non les valeurs particulières et contingentes (et, en réalité, classiques) obtenues par la mesure. Ces dernières ne représentent qu'un intermédiaire donné par l'expérience, que l'on traduit aussitôt en termes quantiques, pour revenir à la description du système que l'on étudie. Telle est, du point de vue quantique, leur seule spécification.

6] Phénomènes physiques liés à la propagation d'états de superposition

Un état physique, tel que les physiciens le considèrent dans leur représentation des phénomènes quantiques, tel qu'ils le pensent dans leur travail théorique, est donné sous une forme invariante par rapport aux bases de ses « projections vectorielles », tout en se présentant généralement comme un état de superposition par rapport à l'une ou l'autre base. Cela est plus général que la seule considération de la mesure, qui n'est après tout que l'un des moments de vérification ou de test expérimental, et cela n'est pas qu'une propriété formelle : cette forme gouverne les propriétés physiques des systèmes quantiques. Nous l'avons vu pour les phénomènes que nous venons d'évoquer, mais on peut encore en évoquer d'autres, de nature différente, qui montrent à quel point c'est bien là la forme universelle de la description de tous les systèmes quantiques. Deux exemples, tous deux empruntés à la physique des particules élémentaires, le feront voir de façon frappante, d'autant plus qu'ils n'ont pas d'analogue classique : ce sont ceux des « mélanges » d'états de particules et des « oscillations » d'un état à un autre, ces mélanges et oscillations étant exprimés directement en termes de superpositions d'états qui se propagent⁴⁷.

Le méson neutre « pseudoscalaire étrange » K^0 et son antiparticule, $\bar{K}^0$, sont des états propres de leur « matrice de masse » (M) et de l'hamiltonien d'interaction forte, H_s , processus où ils sont produits (ce sont des

47. À strictement parler, la représentation de ces « particules » fait intervenir la théorie quantique des champs. Cependant, les traits de propriétés que nous en discutons ici sont seulement ceux du formalisme de base de la mécanique quantique (la définition d'un état à l'aide de grandeurs physiques et le principe de superposition pour les fonctions d'état).

états physiques dans la production associée conservant la grandeur « étrangeté », $S = +1$ pour K^0 , $S = -1$ pour $\bar{K}^0$ ⁴⁸, ou l'autre particule étrange associée dans la réaction de production, par exemple le « baryon étrange » Λ^0). Vis-à-vis de leur désintégration par interaction faible, suivant l'hamiltonien H_F , qui ne conserve pas l'étrangeté⁴⁹, leur comportement est différent. Les états propres sont alors les mésons observés par leur désintégration, caractérisés par des durées de vie (τ) et des modes de désintégration propres, K_S^0 à durée de vie courte ($\tau = 10^{-10}$ s) et K_L^0 à durée de vie longue ($\tau = 10^{-8}$ s). Les états initiaux K^0 (resp. $\bar{K}^0$) s'expriment comme des superpositions linéaires des états K_S^0 et K_L^0 , en lesquels ils se transforment peu à peu, en suivant la loi de décroissance temporelle radioactive. Si l'on s'intéresse à un méson K^0 ainsi produit (à un faisceau de tels mésons, sélectionnés par des réactions appropriées), et qu'on se préoccupe de son état au temps t , la superposition contenant initialement les états K_S^0 et K_L^0 à parts égales s'appauvrit en K_S^0 dont la loi de décroissance est plus rapide, et s'enrichit en K_L^0 , qui domine complètement à la fin. Le faisceau presque pur d'états K_L^0 peut s'écrire comme une superposition des états K^0 et $\bar{K}^0$ en proportions semblables. L'on a alors, dans le faisceau de mésons K^0 , une « régénération » des mésons $\bar{K}^0$, initialement absents. Ces derniers peuvent être détectés par un processus d'interaction forte par rapport auxquels ils sont bien définis, c'est-à-dire dont ils sont des états propres.

Remarquons, incidemment, que la qualification d'« états propres » concerne des états définis par rapport à un hamiltonien et à d'autres grandeurs physiques qui, ici, ne sont pas de nature classique. À ce niveau, les identifications de systèmes quantiques dans des états donnés ne font pas appel à des processus de mesure au sens classique. Ceux-ci ne sont rencontrés qu'en bout de chaîne du processus expérimental de détection des « particules » qui « signent » les interactions considérées. D'une manière générale, un état propre donné d'un ensemble de grandeurs compatibles peut être projeté (au sens vectoriel) sur une autre base (de préparation) définie par un autre ensemble de grandeurs incompatibles avec le premier (c'est-à-dire ne commutant pas avec les grandeurs du premier ensemble). Cet état propre s'écrira alors comme une superposition d'états propres du

48. Les grandeurs (les « observables », dans le jargon quantique), H_F , M et S commutent entre elles et ont les mêmes états propres ($[H_F, S = 0]$, etc.).

49. H_F et S ne commutent pas ($[H_F, S \neq 0]$).

second ensemble de grandeurs. En d'autres termes, la « préparation » d'un système quantique peut porter aussi bien sur des grandeurs proprement quantiques que sur des grandeurs à détermination classique relatives à un appareil de mesure. La « préparation » pour la mesure n'est qu'un cas particulier de la « préparation » en général, qui signifie le choix d'un ensemble de grandeurs physiques correspondant à un ensemble d'états propres pris pour référentiel (ou pour base vectorielle, dans l'espace de Hilbert de leurs fonctions propres).

On peut encore considérer le comportement de ces particules sous la transformation par l'opérateur⁵⁰ CP, produit des opérateurs conjugaison de charge (C, changement d'une particule en son antiparticule) et parité (P, ou symétrie d'espace) ou, de manière équivalente, par l'opération renversement du temps (T), l'équivalence (CP = T) étant due à la conservation de l'opérateur produit CPT, assurée par un théorème de la théorie quantique des champs⁵¹. Si l'on désigne les états propres de cette grandeur CP par K_1^0 (pour la valeur propre CP = +1), et K_2^0 (CP = -1), et si l'opérateur CP ne commute pas avec l'hamiltonien d'interaction faible (H_F)⁵², les états K_L^0 et K_S^0 diffèrent des états K_1^0 et K_2^0 et peuvent être considérés comme des superpositions linéaires de ces états. Les coefficients dans les superpositions sont fonction des paramètres de la violation de la conservation de CP dans ces processus d'interaction faible.

50. Rappelons qu'en théorie quantique la forme mathématique d'une grandeur physique est un opérateur linéaire agissant sur la fonction d'état.

51. Le « théorème CPT », dû à Gerhart Lüders, Wolfgang Pauli et Julian Schwinger, qui l'établirent vers 1952-1955 – cf. Gerhart Lüders, "Zum Bewegungsumkehr in quantisierten Feldtheorien", *Zeitschrift für Physik*, 133, 1952 @ et surtout "Kgl Danske Videnskab" Selskab, Mat.-Fys. Medd. 28, 1954, n° 5 ; Wolfgang Pauli, "Exclusion Principle, Lorentz Group and Reflection of Space-Time and Charge", in Wolfgang Pauli et al. (eds.), *Niels Bohr and the Development of Physics*, Pergamon, 1955 ; Julian Schwinger, "The theory of quantized fields, I", *Physical Review*, 82, 1951 @ ; II, *ibid.*, 91, 1953 @ (et in Schwinger, ed., *Selected papers on electrodynamics*, Dover, 1958) ; *ibid.*, III, 91, 1953 @ ; IV, *ibid.*, 92, 1953 @ (et in Schwinger, *Selected papers (1937-1976)*, Reidel, 1979).

Pour des commentaires, cf. Charles P. Enz, "W. Pauli's Scientific Work", in Jagdish Mehra (ed.), *The Physicist's Conception of Nature*, Reidel, 1973 ; Doncel et al., *op. cit.* ; C.N. Yang, "The discrete symmetries P, T and C, in Colloque International sur l'histoire de la physique des particules (Paris, 21-23 july 1982)", *Journal de physique*, colloque C8, suppl au n° 12, t. 43, déc. 1982 @.

52. De fait, l'interaction faible ne conserve pas CP dans certains de ces processus.

Ces systèmes physiques se propagent au cours du temps entre le moment de leur production et celui de leur détection, et l'état qui leur est attribué pendant ce parcours est celui représenté par le vecteur d'état (invariant par rapport au choix de la base), donné par la superposition linéaire sur la base choisie, dont les coefficients varient avec le temps (soit $\psi_K(t)$ la représentation de cet état). Autant dire que de tels états de superposition sont considérés par les physiciens comme des états physiques, sans nulle circonlocution qui rapporterait leur existence physique seulement à l'état détecté après leur observation ou leur mesure. Le système quantique étudié (représenté par la fonction $\psi_K(t)$) est analysé par un détecteur placé sur sa ligne de vol, qui le projette (au sens géométrique de la projection vectorielle) au temps t sur l'une de ses composantes choisie par la fixation des conditions de détection (« préparation »). Les fréquences de chacun des états détectés, qui sont une mesure de leurs probabilités, fournissent les coefficients de la superposition, ou amplitudes de probabilité (les probabilités sont les carrés des valeurs absolues des coefficients), comme dans le cas habituel. On observe statistiquement, pour des K_L^0 , tant d'états dans le mode $CP = +1$ (par exemple, $K_L^0 \rightarrow 2\pi$) et tant dans le mode $CP = -1$ ($K_L^0 \rightarrow 3\pi$).

Ce que les physiciens considèrent comme intéressant du point de vue physique, ce n'est pas tant l'état final observé à la détection, dont le choix est en somme purement contingent, que ce qu'il nous indique sur l'état physique du méson K^0 au temps t avant sa détection, donné par le vecteur d'état invariant par rapport à la base. Celui-ci est donné, pour chaque groupe de grandeurs compatibles correspondant à un contenu physique (tantôt M et H_S , tantôt H_F , ou bien CP) par la superposition de leurs états propres. Inversement, la connaissance de cet état permet de caractériser les propriétés de ces grandeurs (par exemple, le degré de violation de CP dans l'interaction faible d'hamiltonien H_F)⁵³.

53. Toute la pensée de la physique des « particules élémentaires » est, comme la physique quantique en général, gouvernée par le principe de superposition. Nous aurions pu prendre d'autres exemples de mélanges d'états comme superpositions : les états neutres des « mésons vecteurs » (ω^0, φ^0 , de spin-parité $J^P = 1^-$) sous la conservation de telle grandeur (par exemple sous la symétrie d'« isospin » SU_2 ou de « spin unitaire » SU_3), ou encore les superpositions d'états des bosons intermédiaires neutres (γ et β) de la théorie électrofaible à symétrie de jauge de Abdus Salam, Steven Weinberg et Sheldon Glashow (cf., par exemple Michel Paty, *Désintégrations électromagnétiques des bosons*, Ecole

Les phénomènes dits d'« oscillations » entre états de particules quantiques sont décrits et pensés d'une manière semblable⁵⁴. Prenons les neutrinos, particules « leptoniques » (fermions) électriquement neutres, existant sous la forme de trois espèces différentes, ν_e , ν_μ , ν_τ , chacune munie d'une grandeur conservative distincte, la charge leptonique électronique, muonique, tauique, qu'ils partagent avec les particules chargées correspondantes, l'électron, le muon, le tauon⁵⁵ (respectivement e^- , μ^- , τ^-), avec lesquels ils constituent les trois familles de leptons (les « particules » les plus élémentaires de la matière avec les quarks). Leur masse est très petite, peut-être nulle.

Si la masse des neutrinos n'est pas exactement nulle, on peut distinguer trois états de masse, ν_1 , ν_2 et ν_3 , distincts des états représentant les neutrinos physiques (« leptoniques ») observés par leurs « interactions faibles » (ν_e , ν_μ et ν_τ et les antineutrinos correspondants). Ces derniers peuvent être

internationale de physique des particules élémentaires, Herceg-Nov, 1970 ; Paty, *Symétrie et groupes de transformation dans les théories contemporaines de la matière : jalons épistémologiques*, colloque Abel-Galois, Lille, 21-25 février 1983, première partie, Institut de recherches de mathématiques avancées (IRMA), Lille, fasc. 5, 1985). Ceux-ci, ainsi que les bosons chargés ($W^\pm$), sont supposés initialement de masse nulle comme le photon, et leur mélange, ou superposition, est caractérisé par un coefficient (ϑ_{W-S}) appelé « angle de mélange de Salam-Weinberg », qui est le paramètre de la théorie. La brisure de symétrie engendre les masses finies des bosons intermédiaires « physiques » ($W^\pm$, W^0), liées au coefficient du mélange (cf., par exemple, H. Pietschmann & D. Haidt, "High Energy Behaviour of Weak Interactions and Renormalizable Theories", in Mary K. Gaillard & Milan Nikolic (eds.), *Weak Interactions. Interactions Faibles*, IN2P3, 1977 ; Paty, *op. cit.*, 1985). Tout ceci cependant se passe dans les limites de la portée de l'interaction faible, extrêmement petite. Les exemples que nous venons de détailler dans le texte sont plus parlants pour notre propos, dans la mesure où ils donnent lieu à des phénomènes qui se manifestent sur de grandes distances spatiales, parcourues durant la propagation, et pour lesquels on voit mal comment on pourrait éviter de parler d'état physique, au-delà du seul formalisme mathématique de la théorie.

54. Un exemple, hypothétique mais théoriquement fondé, serait d'éventuelles oscillations de neutrons en antineutrons ($n \rightarrow \bar{n}$), à travers un champ d'interaction violant le nombre baryonique (requis par des théories de « grande unification »).

55. Ou « lepton lourd » (sa masse est de 1777 MeV, celle du muon étant de 106 MeV, et celle de l'électron de 0,5 MeV, pour des unités de masse exprimées en MeV, millions d'électron-volts, dans le système d'unités approprié en vigueur en physique subatomique).

décrits comme des superpositions linéaires des états de masse⁵⁶. Des neutrinos émis dans des réactions nucléaires (dans des désintégrations β de noyaux) sont du type ν_e (ou $\bar{\nu}_e$). L'évolution au cours du temps, durant leur parcours, de leur fonction d'état, ψ , est donnée par celle des amplitudes (ou coefficients) associées aux états de la superposition. La proportion des trois états de masse varie donc au cours de la propagation ; comme on peut les mettre eux-mêmes sous la forme de superpositions des états leptoniques, il s'ensuit que le neutrino initial (ν_e) se transforme en partie en neutrinos des autres espèces (ν_μ et ν_τ), avec une « longueur d'oscillation » donnée (comme on dit longueur d'onde)⁵⁷. De tels effets (de tels phénomènes) sont activement recherchés par les physiciens pour chacun des trois types de neutrinos⁵⁸.

On considère généralement que les neutrinos physiques sont ceux que caractérisent leurs propriétés dans l'interaction (faible⁵⁹), par laquelle ils sont produits ou détruits par interactions ou éventuelles désintégrations, c'est-à-dire les neutrinos « leptoniques », ν_e , ν_μ et ν_τ . Cependant, dans la propagation de l'un ou l'autre de ces neutrinos, l'état physique effectif serait, à un instant quelconque, dans l'hypothèse considérée (de masses non nulles, et d'un certain degré de violation des nombres leptoniques), en raison des transformations mentionnées, une superposition linéaire de ces états, évoluant au cours du temps de manière déterminée. La détection, par interaction (faible), de l'un des états, permet, par comparaison avec l'état initial (donné par le choix de l'un des trois types de neutrinos), de connaître l'état physique à l'endroit choisi ou fixé sur le parcours (c'est-à-dire à un temps de parcours donné). Cette détection est basée sur les réactions d'interaction où un neutrino se transforme en lepton chargé correspondant ($\nu_e + n \rightarrow e^- + p$

56. Cf., par exemple, Michel Paty, « Les neutrinos », *Encyclopædia Universalis*, vol. 12, 1995. Les nombres leptoniques ne sont plus conservés complètement, et les neutrinos plus lourds peuvent se désintégrer en un neutrino plus léger accompagné de particules (ce processus est différent des « oscillations » que nous considérons ici).

57. Les « oscillations » sont fonction des différences de masse entre les neutrinos, de leur énergie et de la distance parcourue.

58. Ces expériences concernent, outre les neutrinos des réacteurs nucléaires ou solaires (surtout $\bar{\nu}_e$), les neutrinos (et antineutrinos) atmosphériques (principalement ν_μ) et ceux produits auprès des accélérateurs (ν_μ et ν_τ).

59. Les neutrinos n'interagissent que par la voie de l'« interaction faible ».

et, semblablement, $\nu_\mu + \dots \rightarrow \mu^- + \dots$, $\nu_\tau + \dots \rightarrow \tau^- + \dots$). Ces réactions demandent, pour se produire, une énergie suffisante pour créer la masse des leptons chargés.

Dans le cas des neutrinos originaires de réactions nucléaires, les énergies sont insuffisantes pour engendrer des masses plus élevées que celle de l'électron. Les neutrinos transformés dans leur parcours en ν_μ ou en ν_τ ne donneront donc pas les réactions qui les détecteraient et resteront stériles. Si l'on trouve moins de ν_e qu'il n'y en avait au départ, c'est sans doute que l'état initial ν_e pur s'est transformé en une superposition de neutrinos différents, dont seule la projection sur l'état ν_e est détectée. C'est, par exemple, ce qui est supposé se produire avec les neutrinos solaires, dont la proportion reçue sur Terre est bien moindre que ce à quoi l'on s'attendrait si les neutrinos poursuivaient leur chemin en restant identiques à eux-mêmes⁶⁰. Si le phénomène est avéré, nous avons là encore un effet direct indubitable du caractère physique d'un état de superposition linéaire : de fait, la preuve expérimentale du phénomène a été obtenue très récemment. Dans l'une des expériences décisives (réalisée en 2002)⁶¹, les neutrinos solaires ont été détectés dans des interactions à courants neutres ($\nu_k + N \rightarrow \nu_k + N'$), où il n'y a pas d'effet de seuil en énergie, puisqu'il n'y a pas de production de lepton chargé, donc de création de masse. Les neutrinos de tous les types sont autant effectifs les uns que les autres dans la réaction. L'observation fournit effectivement le taux prévu : il n'y a plus d'interactions manquantes, de neutrinos stériles.

L'exemple témoigne aussi, bien entendu (même lorsqu'il ne s'agissait que d'une simple possibilité, qui n'était pas encore confirmée comme un phénomène réel), de ce que la pensée de tels états de superpositions est désormais familière aux physiciens. Une superposition d'états doit être comprise comme un simple changement de base relatif à un autre ensemble de grandeurs physiques (mutuellement compatibles), suivant l'une des « préparations » possibles. L'état physique que les physiciens considèrent n'est

60. On détecte les neutrinos ν_e par capture sur un noyau avec émission d'un électron (ou d'un positon dans le cas d'antineutrinos $\bar{\nu}_e$). Les neutrinos des autres espèces issus de l'oscillation sont stériles pour ce genre de réaction, et échappent à la détection. Mais ils n'en sont pas moins présents dans le flux incident.

61. Q.R. Ahmad *et al.*, "Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory", *Physical Review Letters*, 89, 2002 @.

pas restreint à celui après la mesure (sans quoi il n'aurait été, dans les premières expériences sur les neutrinos solaires, que le neutrino incident déficitaire) : il est celui que cette mesure leur révèle, et qui contenait en outre une autre composante qu'ils ne détectaient pas (sinon comme un manque, dans l'exemple pris) mais qu'il était immédiat de reconstituer, et qui se manifeste d'ailleurs directement avec les interactions à courants neutres. Bien entendu, tous ces phénomènes sont étudiés pour des grands nombres de « particules » prises ensemble, mais la description et l'explication doivent en être comprises en termes de propriétés des « particules » individuelles, pour les mêmes raisons que celles considérées précédemment.

7] Avant la décohérence, la superposition

Il nous reste à évoquer un autre type de phénomène de production et d'observation récentes, la « décohérence ». Une discussion complète de ses implications et de son interprétation demanderait plus de place, et nous ne l'entreprendrons pas ici. Nous ne nous prononcerons pas, en particulier (le réservant à une autre occasion), sur le fait de savoir si ce phénomène résout ou non le problème de la mesure des systèmes quantiques, ni même s'il apporte des vues nouvelles sur les rapports du « classique » et du « quantique ». Du moins en illustre-t-il, à mes yeux, en le « visualisant », un aspect important : il nous fait voir un état de superposition en propagation et, ce faisant, il nous permet de mieux concevoir la possibilité et la réalité physique de tels états⁶².

L'état métastable de superposition qui a été observé récemment pour des « systèmes mésoscopiques⁶³ » est un état « enchevêtré » (*entangled*)

62. Sur les interprétations théoriques du phénomènes et des expériences, cf. notamment Wojcech H. Zurek, "Environment-induced superselection rules", *Physical Review D*, 24, 1981 @ ; Zurek, "Decoherence and the Transition from Quantum to Classical", *Physics Today*, 44, 1991 @ ; Bernard d'Espagnat, *Le Réel voilé. Analyse des concepts quantiques*, Fayard ; Roland Omnès, *Philosophie de la science contemporaine*, Gallimard, 1994 ; Omnès, *The Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton University Press, 1994 @.

63. Dans l'expérience réalisée au Laboratoire de physique de l'École normale supérieure de Paris, cf. Serge Haroche, Michel Brune & Jean-Michel Raimond, "Experiments with single atoms in a cavity : entanglement, Schrödinger's cats and decoherence", *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, 355, 1997 @.

entre un système quantique constitué d'un atome de Rydberg⁶⁴ à deux états (superposés) couplé avec un champ électromagnétique de quelques photons, à deux composantes (superposées). Le champ est un système physique qui joue le rôle du chat de Schrödinger de la célèbre expérience de pensée⁶⁵. Le système global est enchevêtré (non factorisable en ses diverses composantes), et cet enchevêtrement (qui constitue « l'état cohérent ») se trouve ensuite multiplié à travers les interactions successives avec les divers éléments (quantiques) de l'environnement (tels que ceux constituant l'appareillage d'observation), de telle sorte qu'à la fin la cohérence initiale ne se manifeste plus, noyée dans l'ensemble (ce qui constitue la « décohérence »).

Dans la production par l'expérience d'un tel état enchevêtré cohérent, on peut faire varier les paramètres qui déterminent le degré de cohérence du système : ces paramètres sont le nombre de photons qui engendrent le champ électrique, et le temps de propagation du système enchevêtré ou cohérent (ou superposition quantique) depuis sa production jusqu'à la perte de sa cohérence déterminée par son analyse. L'état cohérent se manifeste comme tel par des interférences qui engendrent des corrélations entre les paires d'atomes-analyseurs (de Rydberg) détectés. La cohérence peut ainsi être contrôlée, et l'instant où la condition de cohérence cesse marque le passage du comportement quantique du système à un comportement « classique ». Ce passage est attribué aux multiples interactions qui se produisent entre le système considéré et les composantes quantiques de l'environnement. Le système originel simplement enchevêtré se combine avec les états de ces dernières (chacune étant elle-même dans un état de superposition linéaire), en de nouveaux enchevêtrements : au fur et à mesure que le processus se poursuit, il tend irréversiblement vers un système à un nombre de plus en plus grand de composantes enchevêtrées. La non-séparabilité quantique interdit de retourner aux composantes de l'état d'enchevêtrement simple initial, et cet état est perdu en fin de compte, se trouvant dilué dans les enchevêtrements multiples du système complexe final, de sorte qu'il semble impossible de retrouver sa trace. Il est devenu indécélable. Au bout du compte, le caractère quantique de l'état étudié est

64. Cf. la note 29 de l'article de Michel Gondran, dans cet ouvrage. (Ndé.)

65. Erwin Schrödinger, "Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik", *Die Naturwissenschaften*, 23, 1935 @.

perdu, bien que tout le processus se soit déroulé de manière uniquement quantique. Pour ainsi dire, le comportement « classique » (au sens de « non quantique ») a été engendré à partir d'états quantiques immergés dans des multiplicités enchevêtrées.

On voit par là que le processus de décohérence ne se confond pas avec celui de mesure, puisqu'il se produit insensiblement à travers les interactions quantiques elles-mêmes, alors que dans le processus de la mesure un seul des états finals est choisi (par l'appareil) avec la suppression comme instantanée de tous les autres. On doit en fait comprendre ce qui se passe dans l'appareil de mesure comme un processus à deux étapes. Dans une première étape le système quantique étudié subit les interactions multiples avec les composantes quantiques de l'appareil, suivant le processus régulier de décohérence qui le porte dans un état final de superposition multiple comme décrit ci-dessus. Cet état final est l'état décohérent aux intrications multiples qui se comporte désormais comme un système classique. C'est lui qu'analyse l'appareil de mesure, en termes des grandeurs (quasi) classiques qui lui sont présentées, donnant (par construction) une seule valeur par réponse (pour un système initial individuel) : ce qui est à proprement parler, la « projection » sur l'une des composantes possibles de la grandeur mesurée ; mais elle est à ce stade de nature statistique, puisqu'elle porte sur des systèmes (quasi) classiques. Autrement dit, *exit* par là le « postulat de réduction par la mesure » de l'interprétation « orthodoxe », qui était réputé mettre à mal la causalité.

Il est possible de dire, d'une certaine manière, que la mesure d'un système quantique correspond à un processus à deux temps, l'un de nature quantique, l'autre de nature classique : décohérence de l'état initial (c'est-à-dire dilution) suivie de projection sur l'une des composantes de l'état initial, du système physique considéré. La connaissance du phénomène de décohérence aide à concevoir comment l'état purement quantique initial est transformé, dans l'appareil de mesure, avant l'instant de la mesure proprement dite, en un système qui, tout en demeurant quantique et en continuant de receler sa caractéristique quantique initiale, dilue cette dernière dans des états enchevêtrés d'interactions multiples apparemment indépendants et simplement juxtaposés, au comportement classique. La « décohérence » aura, en somme, préparé le système quantique, en le transformant ainsi (de manière irréversible), pour être soumis à l'opération de mesure proprement dite, qui se situe au niveau des systèmes classiques. La « mesure »

proprement dite, qui intervient après la décohérence, est en fin de compte celle d'un système physique aux propriétés classiques (un système « quasi classique ») par un appareil classique. L'opération de mesure du système quantique est donc de nature simplement classique, elle n'implique aucune « transition brutale » et acausale, et son résultat relève de la mécanique statistique et de la thermodynamique. La mesure fournit un résultat statistique pour la valeur des composantes de la grandeur considérée, et ce résultat est alors reporté (avec la probabilité correspondante) dans l'expression théorique de la grandeur et de la fonction d'état du système quantique étudié.

Mais nous n'irons pas ici plus loin dans ces commentaires, qui appellent de plus amples explorations (et dont nous avons dû épargner des détails techniques importants tels que la « diagonalisation de la matrice densité » dont on admet qu'elle résulte des interactions multiples⁶⁶). Nous nous contenterons, sur le thème de la décohérence, de relever que la mise en évidence expérimentale du passage effectif pour un système quantique, dans un intervalle de temps fini et durant un certain parcours, de la cohérence à la décohérence, constitue aussi une autre preuve du caractère physique de cet état cohérent, enchevêtré, ou de superposition linéaire, dont il a été ainsi montré qu'il se propage dans l'espace et dans le temps⁶⁷.

8] Conclusion

Tous les phénomènes que nous venons d'examiner nous persuadent que la fonction d'état ψ représente (ou décrit) complètement l'état du système physique. Nous entendons « représentation complète » comme adéquation et recouvrement : il n'y a rien de plus dans le système physique (du moins quant à ce nous pouvons en connaître – toutes choses égales par ailleurs, bien entendu) que ce qui est compris dans sa représentation théorique par la fonction d'état.

Si nous cantonnons la question de la représentation théorique des systèmes quantiques au seul niveau quantique où ces systèmes manifestent des

66. Tels que la « diagonalisation de la matrice densité » dont on admet qu'elle résulte des interactions multiples du système étudié avec l'environnement. Cf., par exemple, Wojciech H. Zurek, "Decoherence and the transition from Quantum to classical - Revisited", *Los Alamos Science*, n° 27, 2002 @.

67. Pour une réflexion sur cet état de choses, cf. Michel Paty, « Interprétations et significations en physique quantique », *op. cit.*, 2000 @.

propriétés et interagissent avec d'autres systèmes de nature semblable, les concepts de fonction d'état, de système quantique, quanton, champ quantifié, avec les grandeurs qui les qualifient, sont autosuffisants : ils ne demandent, pour être conçus et mis en œuvre dans le travail théorique, aucun support physique ou conceptuel classique sous-jacent tel qu'une substance ondulatoire ou corpusculaire, discernable et localisée. Pour la physique quantique des phénomènes atomiques et subatomiques et des champs quantifiés, le « niveau quantique » où opèrent ces concepts est le niveau fondamental et, en particulier, les systèmes physiques sont effectivement représentés par leurs « fonctions d'état », et les grandeurs physiques par leurs « opérateurs ». À ce niveau de représentation, il n'est pas nécessaire de revenir, pour chaque grandeur et chaque état, sur les circonstances pratiques de leur détermination, qui renvoient, en dernier ressort, aux observations à l'aide d'appareillages classiques.

Pour la pensée théorique au niveau quantique, les systèmes classiques de ces appareillages ne constituent qu'un intermédiaire dans la constitution des données, lesquelles s'expriment en fin de compte dans les termes quantiques. Celles-ci étant acquises, le domaine quantique se laisse concevoir et explorer en toute indépendance conceptuelle et théorique par rapport au domaine classique.

Cette considération n'efface pas le problème du rapport du quantique au classique : elle le met simplement de côté, provisoirement, en tant que problème fondamental. Il s'agit là d'une décision de nature épistémologique et philosophique, prise en vue de laisser au domaine quantique et à sa représentation théorique la plus grande autonomie par rapport à des perspectives philosophiques particulières sur la connaissance. On a souvent voulu rapporter cette dernière à l'observation, au nom d'un primat de la perception dans la caractérisation des phénomènes. Pourtant, la réflexion contemporaine sur les sciences en général, et particulièrement sur la physique dans ses divers domaines, a permis de concevoir le rapport des concepts et des théories à la perception comme étant très indirect. Ce que l'exigence d'intelligibilité requiert, comme nous le laissons entendre en commençant, c'est un rapport direct et prioritaire à l'entendement, qui effectue ses élaborations théoriques en suivant un processus de construction rationnelle qui ne se rattache aux formes de la perception que de façon médiate. En quelque sorte, les phénomènes que nous considérons sont, en ce qui concerne leur conceptualisation et leur compréhension théorique, rapportés d'abord

à l'entendement et secondairement à la perception. Si nous les renvoyons à des objets (quantiques), ceux-ci sont rationnellement construits avant d'être secondairement et indirectement perçus.

La question de la signification physique des grandeurs, au premier rang desquelles la fonction d'état représentative d'un système, reçoit ainsi un éclairage plus direct que celui donné par l'interprétation courante (« orthodoxe ») qui la concevait par référence à la mesure. La référence, selon les vues que nous proposons, va aux phénomènes quantiques, d'accès indirect mais connaissables par construction rationnelle, cohérente et étayée sur les données provenant du perceptif (observation et expérience). Dès lors rien ne s'oppose à considérer que la fonction d'état sous la forme d'une superposition linéaire (mais indépendante du choix de la base) décrive effectivement l'état d'un système physique, en évolution au cours du temps.

La notion d'état physique quantique diffère de la conception courante d'un état physique, rapportée généralement à des grandeurs directement observables à l'aide d'instruments gouvernés par les lois de la physique classique. La différence à cet égard entre un phénomène (ou un système) physique au niveau quantique et un phénomène (ou un système) au niveau classique, c'est que le second est plus proche de ses conditions d'observation ramenées à la perception (sinon homogène à elles), tandis que le premier en reste très éloigné et leur est fondamentalement hétérogène⁶⁸. Telle peut être une formulation, dénuée de parti pris philosophique sur la connaissance, de la différence entre les domaines quantique et classique : elle présente cet avantage de ne pas limiter arbitrairement les capacités du quantique à être intelligible. S'ils sont dissemblables dans leurs rapports à la perception, leurs liens à l'entendement ne sont pas d'une nature différente : tous les concepts de la physique, classique aussi bien que quantique, sont exprimés par des grandeurs construites et abstraites⁶⁹.

Qu'un état quantique ne soit accessible à l'expérience qu'indirectement, cela n'affecte pas la possibilité d'en avoir connaissance. Les grandeurs qui le

68. Il reste, de toutes façons, entre un *système physique* qualifié comme tel, classique ou quantique, et les conditions d'*observation*, une différence de nature. Je veux seulement souligner ici qu'un instrument de mesure fonctionne selon des modalités rapportées à des phénomènes classiques.

69. Cf. Michel Paty, *La Matière dérobée*, op. cit., 1988 ; Paty, « Interprétations et significations en physique quantique », op. cit., 2000 @.

caractérisent ne sont pas, non plus, directement accessibles, puisqu'elles ne sont pas à valeurs numériques. Pour tenir compte de tout ce qui précède, il faut donc concevoir une extension de sens, pour le domaine quantique, de la notion de grandeur physique et de celle d'état physique, par rapport aux significations « classiques » de ces notions. Cette extension, légitimée par les phénomènes (dans une acception de ce terme qui ne les réduit pas à leur perception, mais les conçoit selon leur capacité à être portés à notre connaissance), est de fait déjà réalisée par l'essentiel du formalisme même de la théorie quantique⁷⁰.

De telles extensions de sens ont été procédures courantes en mathématiques et aussi en physique, si nous nous tournons vers leur histoire : un exemple parmi bien d'autres en mathématiques est l'extension du concept de nombre, des entiers aux fractionnaires, aux irrationnels, puis aux imaginaires et aux complexes ; en physique, n'évoquons que les concepts de mouvement, de force, d'énergie, et encore l'extension des grandeurs finies aux différentielles. Dans tous ces cas, l'extension ne fut rien moins qu'évidente, et donna lieu à d'âpres débats et controverses scientifiques et philosophiques.

En proposant cette extension de sens de la notion de grandeur physique à des formes qui ne sont pas à valeurs numériques, à des états qui sont des superpositions linéaires d'états propres, pour assurer l'aséité épistémologique⁷¹ du domaine quantique et de sa représentation théorique,

70. Intuitivement perçue par des théoriciens comme Dirac, qui étendit la notion de grandeurs exprimées par des nombres ordinaires (nombres- c), commutatives, à des grandeurs non commutatives (nombres- q) (Paul A.M. Dirac, "On the theory of quantum mechanics", *Proceedings of the Royal society of London A*, 112, 1926 @ ; Dirac, "The physical interpretation of the quantum dynamics", *Proceedings of the Royal society of London A*, 113, 1926 @. Cf. Jagdish Mehra & Helmut Rechenberg, *The Historical Development of Quantum Theory*, 7 vols., Springer, 1982, vol. 4, p. 162 sq ; Olivier Darrigol, *From c-Numbers to q-Numbers. The classical Analogy in the History of Quantum Theory*, University of California Press, 1992 @. Elle ne fut cependant pas l'objet d'une légitimation explicite, ce qui assura la permanence de l'interprétation philosophique dominante (cf. Paty, « Interprétations et significations en physique quantique », *op. cit.*, 2000).

71. J'entends par l'expression « aséité épistémologique » que la signification des concepts et des propositions de la théorie est à trouver dans la théorie elle-même comme système de pensée ou de représentation accordé à son objet (ici, le domaine quantique).

nous privilégions l'entendement sur la perception, en faisant de celle-ci une simple servante. Il s'agit là d'une décision pragmatique, qui évite de se prononcer sur le problème de fond que reste celui du rapport du classique au quantique, mais qui permet de penser pleinement un ordre très vaste de phénomènes, qui est peut-être au soubassement de tous les autres. Mais, de ceci, nous ne pouvons jurer, considérant l'état actuel de nos connaissances. La question fondamentale qui reste posée est celle de l'unité des phénomènes physiques et d'une approche unifiée de ces derniers. Mais peut-être, précisément, une telle approche est-elle encore vouée à rester hors de la portée des théories actuelles, tant qu'une plus grande pénétration de l'unité des phénomènes physiques n'aura pas été obtenue, par l'unification des champs fondamentaux d'interaction de la matière.

Résoudre, si cela devait s'avérer possible, ou même si cela avait un sens étant donné ce que nous avons dit plus haut, en dehors de cette perspective le « problème quantique de la mesure », dont on a longtemps supposé qu'il réglait le rapport du quantique au classique, ne serait en définitive que d'un intérêt limité. Avec la règle pratique qui relie, par les probabilités, les grandeurs quantiques et leurs fonctions d'état aux entités classiques correspondantes déterminées à l'aide des appareils de mesure, nous disposons de l'algorithme minimal qui nous permet d'asseoir pour ainsi dire pragmatiquement l'existence quasiment autonome de deux domaines cohérents, intelligibles, de la réalité physique, rapportés à des phénomènes et à des objets qui leur sont propres : le domaine classique et le domaine quantique.

Michel Paty, **Le concept d'état quantique : un nouveau regard sur d'anciens phénomènes**

L'auteur. Michel H.L.G. Paty est directeur de recherche émérite au CNRS. Physicien et philosophe, ses activités de recherche et d'enseignement ont été partagées entre ces deux disciplines : physique de la matière fondamentale, d'abord au CERN à Genève, puis à l'université Louis Pasteur Strasbourg 1 ; philosophie et histoire des sciences, à l'université Paris 7-Diderot (REHSEIS, Laboratoire de philosophie et d'histoire des sciences, UMR 7219). Il a aussi travaillé comme professeur invité au Brésil. Il est auteur notamment de *Études d'interactions de neutrinos* (CERN, Genève, 1965) ; *La Matière dérobée* (Paris, 1988) ; *Einstein philosophe* (Paris, 1993) ; *D'Alembert* (Paris, 1998) ; *La Physique du XX^e siècle* (Paris, 2003).

RÉSUMÉ. Les développements récents dans le domaine de la connaissance des systèmes quantiques ont amené à considérer comme des faits physiques des énoncés qui paraissaient naguère relever davantage de l'interprétation, avec liberté d'options, voire de la spéculation. De cette nature sont les comportements quantiques de particules individuelles (diffraction, etc.), les oscillations (de neutrinos, etc.), les corrélations quantiques à distance (non-séparabilité locale), la condensation de Bose-Einstein, la possibilité d'isoler les atomes en les refroidissant et, récemment, la décohérence d'états quantiques de superposition en interaction avec l'environnement, qui permet de mieux se représenter le passage du quantique au macroscopique-classique. Le débat sur l'interprétation de la mécanique quantique a insensiblement changé de nature à la faveur de ces développements, en mettant l'accent sur l'« interprétation physique », qui se distingue plus nettement de l'interprétation philosophique qu'aux « beaux jours » des débuts de la mécanique quantique. En particulier, le concept d'état quantique acquiert ainsi indubitablement une signification directement physique, en termes de propriétés d'un système physique pleinement représenté par une superposition linéaire d'états propres et apte à se propager comme tel dans l'espace et dans le temps. La contrepartie de cet état de choses est une extension de sens du concept de grandeur physique et de fonction d'état (physique), qui peuvent ne pas correspondre directement à des valeurs numériques.

Matière première

Revue d'épistémologie

N° 2/2012

Sous la direction de

Pascal **Charbonnat**
& François **Pépin**

Le déterminisme entre sciences et philosophie

François **Athané**
Delphine **Blitman**
Cécilia **Bognon-Küss**
Jean **Bricmont**
Pascal **Charbonnat**
Jean-Matthias **Fleury**
Michel **Gondran**
Julie **Henry**
Michel **Paty**
François **Pépin**
Charles T. **Wolfe**

Collection
Sciences
& Philosophie

Éditions

Matériologiques

materialogiques.com

Sous la direction de
Pascal **Charbonnat** & François **Pépin**

Matière première
Revue d'épistémologie
N° 2/2012

Le déterminisme entre sciences et philosophie

ÉDITIONS MATÉRIOLOGIQUES
Collection « Sciences & Philosophie »
materilogiques.com

[AVERTISSEMENTS AUX LECTEURS]

Il est conseillé de lire ce PDF en mode double page en vis-à-vis. Dans votre logiciel de lecture PDF (nous vous conseillons Adobe Reader, gratuit), aller dans le menu « Affichage » > « Affichage de pages » : cochez « Deux pages en continu », puis « Afficher les blancs entre les pages » et enfin « Afficher la page de couverture (option Deux pages) ». Ainsi, ce document aura l'aspect d'un livre habituel et préservera votre confort et votre agrément de lecture. Ce livre électronique peut également être lu avec le logiciel Adobe Digital Éditions.

Ce PDF contient des liens hypertextes, permettant d'accéder par un simple clic à des sites internet ; ainsi, le lecteur aura à sa disposition, le cas échéant, de nombreux compléments tels que des notices biographiques, des textes sources, des articles connexes, une iconographie, etc.

Ces liens sont signalés par un cadre ou un arobase jouxtant une référence, un nom, un terme technique, etc. Il suffit de cliquer dessus et d'attendre l'ouverture du navigateur.

⤴ ⤴ ⤴ ⤴ ⤴ ⤴ Notre maison d'édition ne vivant que des ventes de ses livres numériques, merci de penser à la pérennité de notre activité en ne dispersant pas aux quatre vents les fichiers pdf que vous avez acquis sur notre site ou les sites partenaires. Il y va de notre survie et de notre possibilité de faire exister des ouvrages que nous souhaitons les plus intéressants possibles.

Le déterminisme entre sciences et philosophie

ISBN : 978-2-919694-07-5

© **Éditions Matériologiques**, mars 2012.

233, rue de Crimée, F-75019 Paris

materialogiques.com / silbersteinm@gmail.com

Conception graphique, maquette, PAO, corrections, photos : © Marc Silberstein

Photos des pages 116, 298, 410-411 : © Lucie Antolini