

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS-RIVIÈRES

COMME EXIGENCE PARTIELLE
DE LA MAÎTRISE EN PHYSIQUE

PAR
SIMON LÉVESQUE

NON-LOCALITÉ QUANTIQUE, RELATIVITÉ ET FORMALISME
TEMPS-MULTIPLE

NOVEMBRE 2007

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

Table des matières

Résumé	iii
Avant-propos et remerciements	iv
1 Introduction	1
1.1 Le problème de l'interprétation	1
1.2 Le problème des approches réalistes	4
1.3 Objectifs du travail	7
2 Le formalisme de la mécanique quantique	8
2.1 Introduction : de l'observation au formalisme	8
2.2 Objets et concepts de base	10
2.3 Utilisation du formalisme	13
3 Interprétation minimale	17
3.1 Introduction	17
3.2 Réduction de la réalité	18
3.3 Règles d'interprétation minimales	20
3.4 Discussion	21
3.5 Conclusion	22
4 Approche instrumentaliste	23
4.1 Introduction	23
4.2 Préparation et test	24
4.3 Système quantique	25
4.4 État quantique	26
4.5 Préparation d'état	26
4.6 Déterminisme statistique	27
4.7 Superposition d'états	28
4.8 Vers la mécanique quantique orthodoxe : un résumé	28
4.9 Expérience des deux fentes d'Young avec des électrons uniques	29

4.10	Discussion	31
4.10.1	Espaces vectoriels infinis	31
4.10.2	Interprétation de Copenhague vs approche instrumentaliste . . .	32
4.10.3	Approche épistémique vs approche instrumentaliste	35
4.10.4	Fonction d'onde de l'univers	35
4.11	Conclusion	37
5	Mécanique bohmienne	38
5.1	Introduction	38
5.2	Un système quantique non relativiste	39
5.2.1	Expérience des deux fentes d'Young avec des électrons uniques .	41
5.2.2	Expérience de Stern-Gerlach	43
5.3	Un système quantique relativiste	46
5.4	Deux systèmes quantiques non relativistes	47
5.4.1	Expérience EPR-Bohm : la non-localité	50
5.5	N systèmes quantiques relativistes	52
5.5.1	Expérience EPR revisitée	55
5.6	Conclusion	58
6	Discussions	59
6.1	L'univers indivisible	59
6.2	Interaction et formalisme temps-multiple	61
6.3	Division arbitraire d'un système	64
6.4	Nouvelle définition du référentiel	67
6.5	Un référentiel privilégié	69
6.6	Conclusion	70
7	Problèmes avec le réalisme	71
7.1	Le problème de la mesure	71
7.2	Le problème relativiste de la mesure	73
7.3	Le vrai problème : la non-localité	77
7.4	La solution du référentiel privilégié	79
	Conclusion	82
	Bibliographie	84

Résumé

Nous rappelons d'abord quelques éléments du formalisme de la mécanique quantique en insistant sur les transformations unitaires. Nous formulons ensuite une interprétation minimale non rigoureuse liant le formalisme à la réalité d'un observateur. La discussion entourant l'interprétation minimale nous permet de faire une transition d'idées qui mène naturellement à l'approche instrumentaliste, laquelle évite toute assertion au sujet de la réalité indépendante.

Après avoir décrit une approche non réaliste qui fonctionne bien, nous partons explorer le modèle réaliste proposé par David Bohm. Nous décrivons la théorie à une et à plusieurs particules, relativiste et non relativiste, en donnant quelques exemples particulièrement parlants.

Nous discutons ensuite ce qui nous apparaît être l'enseignement le plus important de la mécanique quantique : la non-divisibilité. Nous résumons le formalisme temps-multiple et expliquons pourquoi celui-ci ne peut pas décrire des particules qui interagissent. Ayant discuté l'importance de considérer les objets comme des sous-systèmes d'un système global, nous proposons une transformation unitaire qui lie l'équation d'onde d'un système isolé à une équation d'onde qui semble décrire un ensemble de sous-systèmes. Nous donnons ensuite une définition généralisée du référentiel, et montrons comment celle-ci mène naturellement à un référentiel absolu.

Nous discutons ensuite le problème relativiste de la mesure et montrons comment les contradictions identifiées peuvent être évitées. Nous discutons alors ce que nous considérons être le vrai problème de la mécanique bohmienne : la non-localité. Nous énonçons finalement une solution en termes du référentiel privilégié identifié à la suite de la généralisation de la notion de référentiel.

Etudiant

Directeur de recherche

Avant-propos et remerciements

La mécanique quantique, dans le cadre de l'approche instrumentaliste, constitue une théorie physique qui fournit des prédictions statistiques en parfait accord avec les statistiques empiriques. Lorsque déduites d'équations d'ondes relativistes (Dirac, Klein-Gordon, ...), ces prédictions statistiques sont en parfait accord avec tous les principes relativistes. Il est donc clair que la mécanique quantique relativiste ne fait aucune prédiction observable entrant en conflit avec la relativité restreinte. C'est seulement au niveau de l'approche réaliste, proposant une explication possible des régularités statistiques empiriques en termes de phénomènes plus fondamentaux, qu'apparaît le conflit avec le principe d'invariance relativiste. Dès le départ je souhaite être clair sur ce point en insistant sur le fait que ce mémoire explore des conflits *interprétationnels* entre des théories.

Étant donné la littérature colossale sur les interprétations de la mécanique quantique et leurs problèmes respectifs, je dois admettre que ce travail ne couvre qu'une partie infime de ce que j'aurais voulu couvrir pour le considérer complet. Il existe plusieurs approches réalistes différentes, certaines n'entrant pas en conflit avec la relativité, qui me semblent être aussi intéressantes que celle discutée dans ce travail. Or, j'ai depuis longtemps la conviction qu'il est possible d'expliquer le comportement de tous les objets à partir de la dynamique de base du monde microscopique. La mécanique bohémienne et la théorie de la localisation spontanée de Ghirardi, Rimini et Weber, lesquelles m'ont été présentées sommairement pour la première fois par Louis Marchildon lors d'une conférence sur l'interprétation de la mécanique quantique, me semblent être des théories qui se marient bien avec mes convictions personnelles. C'est pour cette raison que j'ai choisi d'étudier ces théories plus en détail. Malgré ce long travail de recherche, je continue à croire que toutes les interprétations de la mécanique quantique qui n'entrent pas en conflit avec l'expérience s'équivalent, jusqu'à preuve du contraire.

J'aimerais remercier Louis Marchildon pour sa disponibilité légendaire, pour sa patience, pour m'avoir fait profiter de ses grandes connaissances en physique et pour

m'avoir si bien guidé vers des sujets qui me passionnent. Je remercie aussi particulièrement Adel F. Antippa pour m'avoir introduit à la mécanique quantique et à la relativité restreinte dans des cours interactifs qui se prolongeaient jusqu'au soir et jusqu'au milieu de l'été, pour sa passion contagieuse et pour ses conseils judicieux. Merci à mon collègue Ghyslain St-Yves, pour les longues discussions philosophiques qui m'ont permis de clarifier mes pensées et même, parfois, de les réviser. Un merci tout spécial à Jacques Goyette, Paul Lafrance et Pierre Bénard pour avoir été de si bons professeurs. Le plus grand merci va à ma mère, Céline Lebire, à qui je dois tout ce que je suis et qui a sauvé mes études plus d'une fois. Merci aussi à toi, ma chère Maggie, pour ta patience et tes encouragements, et merci à Philippe et Gilles Breton pour votre flexibilité et votre support. Merci à Jacques et Ghyslaine pour toute cette viande et pour votre support toujours soutenu. Merci aussi à la compagnie Kruger de m'avoir permis de continuer mes études en m'engageant comme étudiant, d'avoir créé des bourses que j'ai réussi à obtenir et de contribuer autant au bien-être de ma communauté. Merci aussi à mon père Yves, à Jacques et Ghyslaine, Monique et Michel et Maggie et Céline pour m'avoir offert des livres que je ne pouvais pas me payer. Chacun de vous a contribué à sa façon à ce travail, et je vous en serai toujours reconnaissant.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Le problème de l'interprétation

Le problème de l'interprétation de la mécanique quantique est aussi vieux que la théorie elle-même. Dans les années 1920, les plus grands physiciens se regroupaient pour discuter de nouvelles expériences qui n'entraient pas dans le cadre de la physique de cette époque. Identifiant peu à peu les nouvelles régularités que la nature voulait bien dévoiler, Heisenberg, Born, Jordan et Dirac finirent par établir un formalisme mathématique qui semblait prometteur, puisqu'il montrait déjà son utilité dans la description de certains phénomènes. Cependant, à cette époque, rares étaient ceux

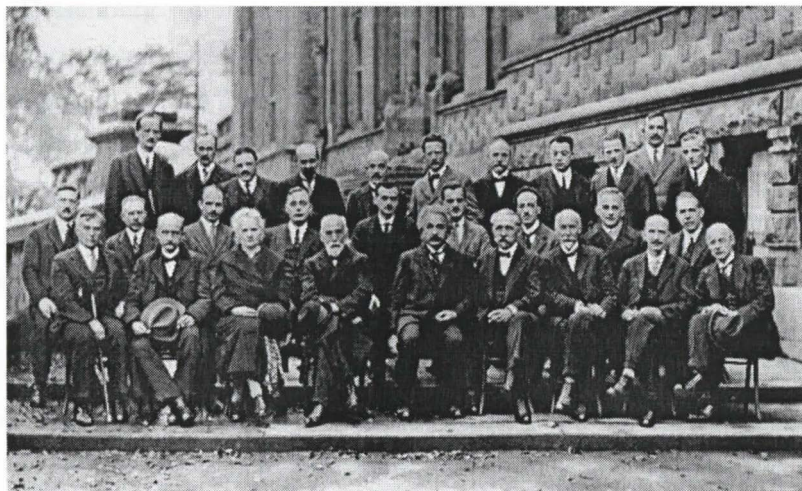


FIG. 1.1 – Participants au Congrès Solvay (octobre 1927) à Bruxelles. La photo provient d'un site internet [1] sur lequel on retrouve un vidéo émouvant du congrès. 17 de ces 29 personnes avaient reçu ou allaient recevoir le prix Nobel.

qui comprenaient ce que le formalisme signifiait. Clairement, le fait d'insérer certaines

quantités connues dans le formalisme, pour ensuite faire quelques opérations, menait à des nombres qui collent à l'expérience. Or, cela ne disait rien sur ce qu'est la nature, sur ce qui se passe en temps réel dans la réalité et n'expliquait pas *pourquoi* nous observons ces régularités. Chacun avait sa petite idée pour orienter les recherches du groupe dans la bonne direction, et chaque direction proposée était un risque de diviser le groupe. Certains proposaient des idées, d'autres apportaient des objections, des conflits naissaient, et soudain :

Heisenberg realized that the root of this conflict was the lack of definite interpretation of the quantum mechanical formalism. Recognizing on grounds similar to those just mentioned that classical notions like 'position' or 'velocity' cannot be employed in microphysics in the same sense as they were in macrophysics, Heisenberg compared the situation in quantum mechanics with that which would have prevailed in relativity if the formalism of the Lorentz transformations had been combined with a language based on the notions of space and time in their prerelativistic meaning. [...] Just as Einstein reversed the question and—instead of asking how nature can be described by a mathematical scheme—postulated that nature always works so that the mathematical formalism can be applied to it. [2, p. 344]

Il fallait avoir une grande confiance en ce formalisme, mais c'était probablement la seule façon de le tester. Si, par exemple, on critiquait le formalisme parce qu'il n'était pas apte à fournir simultanément des valeurs bien définies de position et d'impulsion d'un objet, Heisenberg répondait que c'était parce que la nature était comme ça. Ce n'est pas le formalisme qu'il faut modifier, mais nos croyances au sujet de la nature et donc, nos exigences face à une théorie physique.

De fil en aiguille, la philosophie prise par Heisenberg faisait ses preuves, et permit d'établir un formalisme accepté par la majorité, permettant l'élaboration d'un langage commun, et donc une plus grande collaboration entre les chercheurs. Pour établir ce langage commun, il fallait admettre la grande utilité des concepts classiques. C'est avec ceux-là que nous réfléchissons, que nous communiquons les résultats d'expériences, et que nous les discutons. Heisenberg admit alors que les *vieux* concepts classiques étaient essentiels, mais qu'il fallait restreindre leur domaine d'application.¹ Avec le temps, et l'influence d'autres physiciens comme Bohr, naissaient les principes de base de ce qui allait devenir l'*interprétation de Copenhague*.²

¹Heisenberg explique très bien son point de vue sur l'utilisation des concepts classiques dans son livre *Physique et philosophie* [3].

²Il est à noter que ce qui est entendu aujourd'hui par cette expression ne fait pas l'unanimité. Certains entendent par celle-ci le contraire de ce que d'autres en disent. Cependant, certains principes de base semblent commun à toutes ses variantes. L'interprétation de Copenhague est peut-être alors

Or, pendant qu'une partie de la communauté se range derrière ces nouveaux principes, une autre partie continue de penser que le formalisme ne donne qu'une description incomplète de la nature, parce qu'il ne décrit pas les objets de la réalité en tant que tel, mais donne seulement une relation mathématique entre les résultats de procédures expérimentales. Dans une lettre adressée à Max Born [4, p. 170], Einstein écrivait

If one ask what, irrespective of quantum mechanics, is characteristic of the world of ideas of physics, one is first of all struck by the following : the concepts of physics relate to a real outside world, that is, ideas are established relating to things such as bodies, fields, etc., which claim 'real existence' that is independent of the perceiving subject.

Si on en croit Einstein, le rôle de la physique serait de décrire les objets indépendants de la réalité, et il ne croyait pas la mécanique quantique apte à cette tâche. Par exemple, au cinquième congrès Solvay (1927), on pouvait l'entendre dire (après avoir expliqué ce qu'il croyait être une difficulté) :

It seems to me that this difficulty cannot be overcome unless the description of the process in terms of the Schrödinger wave is supplemented by some detailed specification of the localization of the particle during its propagation [5, p. 116].

On pourrait même dire qu'Einstein détestait la philosophie de Bohr et d'Heisenberg lorsqu'on lit un passage d'une lettre adressée à Schrödinger

The Heisenberg-Bohr tranquilizing philosophy—or religion?—is so delicately contrived that, for the time being, it provides a gentle pillow for the true believer from which he cannot very easily be aroused. So let him lie there [5, p. 130].

Dans les années qui suivirent ces déclarations, Einstein présenta plusieurs arguments qui ne permirent jamais de montrer l'inconsistance de la mécanique quantique,³ mais qui, chaque fois, indiquaient un nouveau problème lié à l'application du formalisme dans la description des comportements d'objets de la réalité. Einstein croyait fermement que les prédictions (seulement) probabilistes de la mécanique quantique étaient une faiblesse, et qu'une théorie complète devrait pouvoir prédire avec certitude ce qui se passera dans telles ou telles circonstances. Il croyait fermement que l'interprétation statistique de Born est la seule possible, mais que la fonction d'onde ne peut en aucun cas être la description d'un système unique, que celle-ci décrit plutôt

plus un idéal qu'une interprétation au sens strict.

³Voir [5, chap. 5] et [6].

un ensemble de systèmes, un peu comme la mécanique statistique [5, p. 440]. Après avoir essuyé les critiques toute sa vie sur sa conception du rôle de la physique, il écrivait, quelques années avant sa mort :

One arrives at very implausible theoretical conceptions, if one attempts to maintain the thesis that the statistical quantum theory is in principle capable of producing a complete description of an individual system. On the other hand, those difficulties of theoretical interpretation disappear, if one views the quantum-mechanical description as the description of ensembles of systems [5, p. 440].

Il est impossible, dans le cadre de ce travail, de traiter toutes les critiques dirigées vers ce qu'on pourrait appeler l'interprétation de Copenhague. Cependant, nous avons choisi Einstein comme représentant de toutes ces critiques, puisqu'à notre avis, il est un physicien des plus crédibles. Nous croyons que, si le problème de l'interprétation de la mécanique quantique avait été seulement un problème de capacité intellectuelle, sûrement Einstein aurait fini par comprendre le temps d'une vie entière.

Le problème de l'interprétation de la mécanique quantique n'est pas un problème qui peut se régler par un argument définitif. C'est un problème philosophique, en lien avec ce que nous croyons être *le rôle de la science*. Il n'y a donc pas d'interprétation qui surpasse universellement les autres. Nous croyons que toutes les interprétations (au sens strict, c'est-à-dire qui conservent le formalisme) de la mécanique quantique doivent nécessairement être traitées comme équivalentes, du point de vue de la physique. En résumé, si nous souhaitons traiter le problème de l'interprétation de la mécanique quantique, nous devons admettre dès le départ que nous passons du côté de la philosophie.

1.2 Le problème des approches réalistes

En 1935, environ huit ans après la formulation définitive de la mécanique quantique, A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen [7] (EPR) concluent que la mécanique quantique est incomplète si on considère impossible l'action instantanée à distance, un phénomène difficile à concilier avec la relativité restreinte. Avant même qu'il soit publié par *Physical Review*, un article du *The New York Times* titrait « Einstein Attacks Quantum Theory », dans lequel on pouvait lire « Professor Einstein will attack science's important theory of quantum mechanics, a theory of which he was a sort of grandfather. He concludes that while it is 'correct' it is not 'complete.' » [5, p. 189] Dans le même article, on pouvait lire une citation (prétendument de Podolsky) disant

Physicists believe that there exist real material things independent of our minds and our theories. We construct theories and invent words (such as electron, positron, etc.) in an attempt to explain to ourselves what we know about our external world and to help us to obtain further knowledge of it. Before a theory can be considered to be satisfactory it must pass two severe tests. First, the theory must enable us to calculate facts of nature, and these calculations must agree very accurately with observation and experiment. Second, we expect a satisfactory theory, as a good image of objective reality, to contain a counterpart for every element of the physical world. A theory satisfying the first requirement may be called a correct theory while, if it satisfies the second requirement [too], it may be called a complete theory.

En 1951, David Bohm publie sa théorie à variables cachées [8], laquelle formalise une suggestion faite par de Broglie en 1927. En 1964, J. S. Bell [9] montre que les prémisses d'EPR mènent à une inégalité qui est violée par la mécanique quantique. En 1982, A. Aspect et al. [10] publient les résultats d'une expérience qui montre que l'inégalité de Bell est violée dans la nature : l'argument d'EPR semblait donc pris à défaut. Après analyse, on réalise qu'il faut abandonner ou bien le critère de réalité d'EPR ou bien la localité (impossibilité d'action instantanée à distance).⁴

Il vient donc la question de choisir notre camp. Si nous croyons qu'il faut éviter l'approche réaliste (au sens d'EPR) à cause de la non-localité, alors nous devons adopter une attitude qui évite systématiquement tout énoncé au sujet des objets de la réalité. On adopte alors une philosophie bien rendue par Reichenbach [12], que nous appellerons ici l'*approche instrumentaliste*. Cette approche utilise les mots de la langue courante, c'est-à-dire ce que plusieurs appellent les concepts classiques, mais seulement comme des raccourcis linguistiques. Chaque mot ou concept ne réfère pas à un objet ou une quantité du monde réel, mais à une procédure. Ainsi, par exemple, le mot photon n'est pas utilisé pour désigner cet objet qui se propage dans l'espace, mais pour désigner une classe d'équivalence de procédures expérimentales. Cette idée, un peu abstraite, se précisera au cours du chapitre 4 qui présente sommairement l'approche instrumentaliste.

Étant donné qu'il est généralement très difficile de se débarrasser de nos conceptions classiques, nous avons cru bon de présenter une interprétation obtenue en éliminant systématiquement tous les énoncés incertains au sujet de la réalité et ce, avant la présentation de l'approche instrumentaliste. Dans un premier temps, nous éliminons le monde externe à l'esprit humain, sans toutefois nier son existence. Nous obtenons

⁴Ce n'était pas l'argument d'EPR qui était faux, mais bien les prémisses qui ne pouvaient être toutes vraies. Voir [11].

alors une réalité qui décrit les idées perçues par des humains et les relations entre ces idées. Cette philosophie est très proche de celle de Kant (souvent qualifié d'idéaliste modéré [13, p. 17]), laquelle serait plus radicale si nous nions l'existence d'une réalité indépendante, comme Berkeley [14] par exemple. Ensuite, j'admets qu'il est difficile d'établir une expérience qui démontre hors de tout doute que d'autres esprits que le mien existe. J'obtiens alors une réalité qui décrit mes idées (les autres observateurs deviennent des idées qui sont miennes), et les relations entre celles-ci, sans toutefois nier l'existence d'autres esprits que le mien. L'interprétation du formalisme consistera alors à lier ses objets et relations mathématiques avec mes idées et leurs relations. Il en résulte une conception de la réalité que nous qualifierons de *solipsiste modérée*. À notre avis, il s'agit de l'*interprétation minimale* de la mécanique quantique. Nous poursuivons ensuite avec l'approche instrumentaliste, laquelle évite tout énoncé au sujet des objets de la réalité, et n'est donc pas une *interprétation* au sens généralement associé à ce mot.

Après avoir formulé l'approche instrumentaliste, qui n'a aucune incohérence interne ni aucun conflit avec la relativité restreinte ou toute autre théorie applicable dans le même domaine de validité, nous passons à l'approche réaliste proposée par Bohm, en nous concentrant sur le modèle et non sur les critiques qui lui sont adressées. Nous traitons du modèle à une particule non relativiste jusqu'au modèle à N particules relativistes, avec des exemples qui illustrent une réalité « cachée » derrière le formalisme de la mécanique quantique et qui mettent en évidence la non-localité de cette réalité.

Avant de passer aux critiques de la mécanique bohmienne, nous discutons l'idée selon laquelle toute propriété intrinsèque d'un objet pourrait en fait provenir de la relation de cet objet avec tous les autres de l'univers. Cela nous mène à chercher une transformation unitaire qui fait le pont entre la description globale d'un système et sa description en termes de ses composantes obtenues d'une division arbitraire. Après avoir généralisé la notion de référentiel de sorte qu'elle s'applique maintenant aux emboîtements de systèmes, nous utilisons la division arbitraire d'un système global pour conclure que son référentiel se distingue des autres : il est en quelque sorte privilégié.

Nous discutons finalement les critiques de la mécanique bohmienne basées sur des considérations relativistes. Il est montré que la contradiction pointée par Hardy [15] ne tient pas dans le cadre de la mécanique bohmienne, parce que celui-ci omet de tenir compte d'un élément de la réalité bohmienne : le champ quantique. Nous argumentons ensuite que le seul vrai problème est la non-localité, et donnons des pistes

de solution. La première consiste à éviter d'associer des éléments de la réalité (trajectoire, ligne d'univers, etc.) aux sous-systèmes d'un système global dont l'état ne peut pas être écrit comme un produit tensoriel d'états. Étant donné que les problèmes d'invariance relativiste touchent uniquement les processus individuels, nous explorons ensuite l'idée selon laquelle la relativité restreinte elle-même ne saurait pas traiter ces processus, puisqu'ils ne peuvent pas être détectés par d'autres observateurs, ce qui viole le postulat zéro d'Antippa [16]. Si nous exigeons quand même l'invariance relativiste des processus individuels, alors nous proposons d'éviter les contradictions en supposant que la (seule vraie) réalité est celle qui se déroule dans le référentiel privilégié du système global.

1.3 Objectifs du travail

Ce mémoire a pour objectif de vérifier à quel point la mécanique quantique peut être considérée souffrir d'un problème d'interprétation et à quel point l'approche réaliste est problématique.

Nous pourrions citer des centaines d'articles qui prétendent sérieusement à un consensus au sujet d'un problème clair concernant son interprétation. L'approche instrumentaliste présentée dans ce qui suit est notre réponse à ces prétentions, laquelle, nous le croyons, n'a aucun problème en autant que nous ne lui demandons pas de se prononcer sur quoi que ce soit qui ait rapport avec une réalité indépendante.

Nous pourrions aussi citer des centaines d'articles qui prétendent qu'une approche réaliste est impossible. La mécanique bohmienne et la discussion de certaines critiques est notre réponse à ces prétentions, laquelle, sans éliminer toute trace de problème, montre que certaines d'entre elles ne sont pas fondées. Nous indiquons ensuite quelques pistes qui pourraient mener à éliminer les derniers problèmes dans un avenir rapproché.

Chapitre 2

Le formalisme de la mécanique quantique

2.1 Introduction : de l'observation au formalisme

En général, la première étape de l'élaboration d'une théorie physique est *la constatation d'une certaine régularité dans la nature*. Cette régularité se manifeste par des relations entre les résultats affichés lors de différentes mesures de quantités physiques. Ces régularités simples n'ont pas nécessairement le statut de loi naturelle, de « légalité rigoureuse » :

La notion d'une légalité rigoureuse est apparue comme le trait caractéristique de la science moderne. Progrès incontestable. L'antiquité n'avait pas l'idée de la loi naturelle que nous possédons aujourd'hui. On ne voyait que de simples règles ; une exception n'étonnait pas, la loi n'était pas valable dans ce cas particulier, sans plus. Au contraire, la science moderne a posé qu'il n'y a pas d'exception aux lois. Si une exception paraît se présenter, elle n'est qu'apparente ; on doit la rapporter à l'intervention de nouveaux facteurs en cause. [17, p. 23]

Si le but de la physique d'aujourd'hui est de promouvoir certaines « simples règles » en « légalités rigoureuses », il est nécessaire d'avoir foi en l'honnêteté de la nature :

Vouloir déchiffrer la nature pour y déceler un ordre exige la certitude que la grille ne changera pas en cours d'opération. Il faut être assuré d'une régularité dans les phénomènes de la nature. Il faut exclure l'intervention de toute force hostile, de tout « mauvais génie, non moins rusé et trompeur que puissant qui, dit Descartes, a employé toute son industrie à me tromper ». [18, p. 39-40]

Certaines légalités rigoureuses, ou lois, sont condensables en un formalisme mathématique.¹ Ainsi, l'étape suivant *l'observation de régularités* pour l'élaboration de la théorie physique consiste à *formaliser mathématiquement les régularités liant les différentes observables*.

Bien que l'expérience physique ait été le moyen qui nous a permis de trouver ce formalisme, celui-ci doit toujours être considéré comme un ensemble de concepts et d'opérations abstraites ; pour considérer le formalisme en tant que tel, on doit, même si les noms de certains de ses concepts et opérations rappellent sa provenance expérimentale, faire une abstraction totale de tout lien avec la réalité. Cette démarche d'abstraction sera utile pour clairement isoler l'ensemble des concepts liés uniquement à l'interprétation.

Le travail de Tycho Brahé sur le mouvement des astres est une illustration historique de ce que nous entendons par *formalisation mathématique*. Ses observations, regroupées dans une table de données, ont permis à Kepler d'identifier certaines régularités, comme les trajectoires elliptiques avec le Soleil toujours en un foyer, le balayage d'aires égales en des temps égaux par les planètes, et la relation entre le carré de la période et le cube du demi-grand axe. Ces trois énoncés ont été traduits sous forme de lois mathématiques par Kepler. Ensuite, Newton a découvert d'autres régularités plus fondamentales :

...la force [gravitationnelle] est proportionnelle au produit de la masse des deux objets et inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare, et [...] les corps réagissent à une force en modifiant leur vitesse, en modifiant leur mouvement, dans la direction de la force, d'une quantité proportionnelle à leur masse. [19, p. 43]

Newton a bien entendu formalisé ces régularités en donnant l'expression de la force gravitationnelle, $F = Gmm'/r^2$, puis l'équation du mouvement, $F = ma$. Ce formalisme mathématique décrit bien le mouvement observé des planètes, mais il ne fournit pas d'explication sur la cause de ce mouvement :

Que fait donc la planète ? Est-ce qu'elle regarde le soleil pour voir à quelle distance il est, puis décide de calculer sur sa petite machine interne le carré de l'inverse de la distance, ce qui lui indique de combien elle doit se déplacer ? Ce n'est sûrement pas l'explication du mécanisme de la gravitation ! Vous voudriez en savoir un peu plus long et beaucoup de gens ont essayé d'aller plus loin. À l'époque, on posa la question à Newton à propos de sa théorie : « Mais ça n'a aucun sens ! Ça ne nous explique rien du tout ! » Il répondit : « Ça vous explique *comment* les choses se déplacent et cela

¹R. P. Feynman [19, p. 41] fait un exposé clair du rôle essentiel des mathématiques en physique, justifiant l'étape de la formalisation.

devrait vous suffire. Je vous ai expliqué comment elles se déplacent, pas pourquoi. » Mais en l'absence de mécanisme, les gens ne sont en général pas satisfaits... [19, p.44]

En définitive, le formalisme dont Newton est l'auteur a été le fruit de l'observation et de la mise en évidence de certaines régularités dans la nature, lesquelles ont été promues en lois rigoureuses. Ce formalisme, ensemble avec l'interprétation qui lie les objets abstraits aux données expérimentales, n'explique pas pourquoi les planètes sont soumises à une force gravitationnelle ni pourquoi elles ont ce mouvement régulier, il en fait seulement une description précise. En ce qui concerne la mécanique quantique, son formalisme n'explique pas pourquoi les microobjets se manifestent de telle façon ni pourquoi certaines régularités statistiques sont observées, il explique seulement comment prédire avec grande précision les résultats expérimentaux.

Nous allons maintenant rappeler sans définition et sans démonstration (dans la notation introduite par Dirac) quelques concepts et objets du formalisme de la mécanique quantique qui nous semblent importants,² en nous restreignant aux **espaces vectoriels finis** et aux **valeurs propres non dégénérées**. Cette section permettra, entre autres, d'introduire la notation que nous utiliserons dans ce travail.

2.2 Objets et concepts de base

Nous regroupons, dans cette section, les objets et concepts de base du formalisme de la mécanique quantique qui sont communément utilisés, que ce soit dans le cadre de l'approche instrumentaliste ou d'une approche plus réaliste.

Dans ce qui suit nous utiliserons, sans les définir, l'espace vectoriel $\mathcal{V}$ de dimension fini n , ses vecteurs que nous noterons $|\psi\rangle, |\phi\rangle, \dots$, leur produit scalaire $\langle\psi|\phi\rangle = (\langle\phi|\psi\rangle)^*$ où l'étoile dénote le complexe conjugué, et les scalaires $\alpha, \beta, \dots$. Nous dénoterons $\langle\psi|, \langle\phi|, \dots$, les vecteurs éléments de l'espace dual $\mathcal{V}^*$, et la valeur de $\langle\psi|$ au vecteur $|\phi\rangle$, $\langle\psi|(|\phi\rangle)$, sera abrégée par $\langle\psi|\phi\rangle$. Le symbole $\langle\psi|\phi\rangle$ peut donc être compris à la fois comme le produit interne de $|\psi\rangle$ et $|\phi\rangle$ ou comme la contraction de $\langle\psi|$ avec $|\phi\rangle$.

Nous ne souhaitons pas reproduire ici ce qui est déjà très bien fait ailleurs. Ainsi, pour plus de détails sur les objets et concepts énoncés ci-haut, nous invitons le lecteur à consulter le second chapitre du livre de Marchildon [20, p. 19], intitulé *Espaces vectoriels de dimension finie*. Cela dit, nous allons seulement rappeler le concept de base (ou système de coordonnées), très important en mécanique quantique.³

²Voir [20] pour plus de détails

³Consulter [21] pour plus de détails.

Soit $\{|e_i\rangle\}$ et $\{|e'_i\rangle\}$ deux bases. Un changement de base survient lorsqu'on exprime de nouveaux vecteurs de base $|e'_i\rangle$ en termes d'anciens vecteurs de base $|e_i\rangle$:

$$|e'_k\rangle = \sum_{i=1}^n u_{ik} |e_i\rangle \quad (2.1)$$

Soit maintenant $|v\rangle$, un vecteur, et $|e_i\rangle$ et $|e'_i\rangle$ deux bases. Dans chacune de ces bases, $|v\rangle$ s'écrit

$$|v\rangle = \sum_i v_i |e_i\rangle = \sum_i v'_i |e'_i\rangle, \quad (2.2)$$

où les v_i et les v'_i sont, respectivement, les composantes de $|v\rangle$ dans la base $|e_i\rangle$ et dans la base $|e'_i\rangle$. Substituant l'équation (2.1) dans l'équation (2.2), on trouve la loi de transformation des *composantes* d'un vecteur sous un changement de base⁴ :

$$v_i = \sum_{k=1}^n u_{ik} v'_k. \quad (2.3)$$

Notons que le vecteur $|v\rangle \in \mathcal{V}$ est tout à fait général et donc, que les composantes de n'importe quel autre vecteur de $\mathcal{V}$ subissent la même transformation lors du changement de base (2.1).

La loi (2.3) nous indique comment les composantes d'un vecteur sont transformées lors d'un changement de base. Nous allons maintenant déterminer comment un opérateur quelconque $A : |v\rangle \mapsto |w\rangle$ est modifié par celui-ci. Dans la représentation matricielle,⁵ un changement de base quelconque s'écrit

$$|e'\rangle = U|e\rangle. \quad (2.4)$$

La loi de transformation des coordonnées de $|v\rangle$ et $|w\rangle$, quant à elle, s'écrit

$$|w\rangle = U|w'\rangle \quad (2.5)$$

$$|v\rangle = U|v'\rangle \quad (2.6)$$

Substituant $|w\rangle = A|v\rangle$ dans (2.5), on obtient

$$A|v\rangle = U|w'\rangle, \quad (2.7)$$

⁴Il est important de bien remarquer la position des indices, la loi de transformation des composantes d'un vecteur implique une sommation sur le *second* indice [20, p. 26, 28].

⁵Voir [20, p. 26].

alors que la substitution de (2.6) dans cette dernière nous donne

$$AU|v'\rangle = U|w'\rangle. \quad (2.8)$$

Agissant avec l'inverse de U de chaque côté, on obtient finalement

$$|w'\rangle = U^{-1}AU|v'\rangle. \quad (2.9)$$

Ainsi, une matrice $A : \mathcal{V} \rightarrow \mathcal{V}$ dans une base est liée à la matrice $A' : \mathcal{V} \rightarrow \mathcal{V}$ dans une autre base par la relation

$$A' = U^{-1}AU, \quad (2.10)$$

où U est la matrice de transformation.

Considérons maintenant un changement de base qui préserve la norme des vecteurs. Si U est la matrice d'un tel changement de base, on doit avoir $\langle v|v\rangle = \langle v|U^\dagger U|v\rangle$, ce qui implique l'unitarité de $U : U^\dagger U = UU^\dagger = \mathbb{1}$. On appelle alors *transformation unitaire* la transformation suivante :

$$\begin{aligned} |v\rangle &\mapsto |v'\rangle = U|v\rangle \\ A &\mapsto A' = U^{-1}AU. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Le formalisme de la mécanique quantique est tel que les relations qu'il contient sont invariantes sous les transformations unitaires. Le choix d'une base est une question de commodité mathématique et n'a donc pas de sens physique profond. Il est évident que ce sont les relations ou quantités absolues du formalisme qui sont importantes et qui pourraient avoir un sens physique.

Parmi ces quantités, il y a les valeurs propres. Un changement de base envoie un opérateur vers un autre qui a les mêmes valeurs propres. Le produit scalaire $\langle v|w\rangle$ de deux vecteurs quelconques est aussi invariant sous un changement de base, tout comme la quantité $\langle v|A|w\rangle$, où A est un opérateur quelconque.

Pour faciliter la compréhension du rôle joué par le formalisme, il est commode d'imaginer un système formel abstrait extérieur au formalisme, que nous dénoterons par la lettre S . Nous définissons ensuite l'état de S en termes des quantités dont nous venons de discuter. Nous pouvons alors dire du formalisme qu'il sert à déterminer les propriétés qui caractérisent le système formel. Voici comment.

2.3 Utilisation du formalisme

Un système formel S est un système abstrait créé uniquement dans le but de concrétiser l'utilisation du formalisme. Par définition, donc, toutes les propriétés de S peuvent être décrites par le formalisme de la mécanique quantique, et il n'existe aucune propriété de S qui n'est pas descriptible par celui-ci. En ce sens, le formalisme de la mécanique quantique donne une description *complète* du système formel S .

Dans ce qui suit, nous allons énoncer les *règles d'utilisation* du formalisme de la mécanique quantique. Il est à noter que cette section est une simple remise en contexte des *règles d'interprétations* de Marchildon [20, p. 39-44].

RÈGLE D'UTILISATION 1 *À un système formel S est associé un espace vectoriel $\mathcal{V}_S$, appelé espace d'états, lequel est muni d'un produit scalaire.*

RÈGLE D'UTILISATION 2 *L'état de S est décrit par un vecteur non nul $|\psi\rangle \in \mathcal{V}_S$ (qui peut dépendre d'un paramètre t). Tous les vecteurs obtenus en multipliant $|\psi(t)\rangle$ par un scalaire complexe décrivent le même état de S . Autrement, ils représentent des états différents.*

Dans ce qui suit, nous allons définir ce que sont les *propriétés formelles* de S , des grandeurs qui seront déterminées par le formalisme, et nous allons voir comment l'état $|\psi(t)\rangle$ nous renseigne sur ces propriétés.

RÈGLE D'UTILISATION 3 *À tout opérateur auto-adjoint A agissant dans $\mathcal{V}_S$ est associée une propriété formelle $[A]$. À des opérateurs distincts sont associées des propriétés formelles distinctes.*

Pour l'instant, la définition exacte de la propriété formelle n'a pas été donnée. Tout ce que nous savons est que chaque propriété est susceptible d'être déterminée par le formalisme. La prochaine règle d'utilisation spécifie comment l'opérateur A nous permet d'obtenir les valeurs que peut prendre la propriété formelle $[A]$.

RÈGLE D'UTILISATION 4 *Les seules valeurs possibles que peuvent prendre les propriétés formelles sont les valeurs propres de l'opérateur auto-adjoint correspondant.*

Ainsi, supposons un opérateur auto-adjoint A agissant dans un espace d'états $\mathcal{V}_S$. Si nous pouvons déterminer les valeurs propres a_i de A , alors nous connaissons toutes les valeurs possibles de la propriété formelle du système S associée à A . Le concept

de propriété formelle est maintenant clairement défini. La prochaine étape importante sera de lier statistiquement le vecteur d'état $|\psi(t)\rangle$ de S à la valeur de ses propriétés formelles.

RÈGLE D'UTILISATION 5 Soit $|\psi(t)\rangle \in \mathcal{V}_S$ le vecteur d'état normé d'un système formel S , et soit A agissant dans $\mathcal{V}_S$. La probabilité que la valeur de la propriété formelle $[A]$ soit égale à a_i lorsque $t = T$, notée $P(A \rightarrow a_i; T)$, est donnée par

$$P(A \rightarrow a_i; T) = |\langle a_i | \psi(T) \rangle|^2, \quad (2.12)$$

où les $|a_i\rangle$ dénotent les vecteurs propres orthonormés de A .⁶

Il n'est pas difficile de montrer que cette probabilité est supérieure ou égale à zéro, et que la somme des probabilités de toutes les valeurs possibles a_i de $[A]$ est 1, c'est-à-dire que $\sum_i |\langle a_i | \psi(T) \rangle|^2 = 1$. Dans le cas où $|\psi(t)\rangle$ n'est pas normé, la probabilité en question est donnée par

$$P(A \rightarrow a_i; T) = \frac{|\langle a_i | \psi(T) \rangle|^2}{\langle \psi | \psi \rangle}. \quad (2.13)$$

Le lien entre le vecteur d'état et la valeur des propriétés formelles étant fait, nous avons terminé l'énoncé des règles d'utilisation du formalisme de la mécanique quantique. Nous avons vu que ces règles d'utilisation permettent d'associer un système formel S à chaque espace d'états $\mathcal{V}_S$, une propriété formelle $[A]$ de S à chaque opérateur auto-adjoint A agissant dans $\mathcal{V}_S$, une valeur que peut prendre la propriété $[A]$ à chaque valeur propre a_i de A , et une probabilité que $[A] = a_i$ pour chaque a_i , laquelle est déterminée par le vecteur d'état de S .

En conséquence, une propriété formelle $[A]$ a une valeur bien définie seulement lorsque S est dans un état propre $|a_i\rangle$ de l'opérateur A car, dans ce cas, la probabilité d'avoir $[A] = a_i$ est égale à 1. Lorsque S est dans un état quelconque, le formalisme de la mécanique quantique ne permet pas d'attribuer de valeur définie à la propriété formelle $[A]$ car, dans ce cas, la probabilité d'avoir $[A] = a_i$ est comprise entre 0 et 1 pour tout i .

Par exemple, si le vecteur d'état $|\psi\rangle$ de S est une combinaison linéaire d'états propres, c'est-à-dire si

$$|\psi\rangle = \alpha_1 |a_1\rangle + \alpha_2 |a_2\rangle \quad (2.14)$$

⁶Rappelons que nous supposons les valeurs propres non dégénérées. La règle s'adapte aisément au cas dégénéré [20, p. 44].

où les α_k sont des nombres complexes tels que $\sum_k |\alpha_k|^2 = 1$, alors la probabilité d'avoir $[A] = a_k$, $k = 1, 2$, est

$$|\langle a_k | \psi \rangle|^2 = \langle a_k | \psi \rangle \langle \psi | a_k \rangle = \alpha_k \alpha_k^* = |\alpha_k|^2. \quad (2.15)$$

D'après le théorème de la décomposition spectrale,⁷ on peut écrire $A = \sum_k a_k |a_k\rangle \langle a_k|$, et donc

$$A|\psi\rangle = \left(\sum_k a_k |a_k\rangle \langle a_k| \right) (\alpha_1 |a_1\rangle + \alpha_2 |a_2\rangle) = \alpha_1 a_1 |a_1\rangle + \alpha_2 a_2 |a_2\rangle \neq a |\psi\rangle, \quad (2.16)$$

c'est-à-dire que l'état (2.14) n'est pas un état propre de l'opérateur A , et nous ne pouvons pas attribuer de valeur à la propriété formelle $[A]$ de S . Étant donné que, par définition, toutes les propriétés de S découlent du formalisme, nous dirons du système formel qu'il ne possède pas la propriété $[A]$ lorsqu'il n'est pas dans un état propre $|a_i\rangle$ de l'opérateur A . Mais alors, est-il possible que le système S possède d'autres propriétés que $[A]$ lorsqu'il est dans l'état (2.14)? Évidemment que oui. Considérons l'opérateur auto-adjoint B , donné par

$$B \equiv 2|a_1\rangle \langle a_1| - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} |a_1\rangle \langle a_2| - \frac{\alpha_1^*}{\alpha_2^*} |a_2\rangle \langle a_1| + \left(1 + \frac{|\alpha_1|^2}{|\alpha_2|^2}\right) |a_2\rangle \langle a_2|. \quad (2.17)$$

Il est clair que $B = B^\dagger$ et donc, d'après la règle d'utilisation 3, il y a une propriété formelle $[B]$ associée à B . De même, on a que

$$B(\alpha_1 |a_1\rangle + \alpha_2 |a_2\rangle) = \alpha_1 |a_1\rangle + \alpha_2 |a_2\rangle, \quad (2.18)$$

c'est-à-dire que le vecteur d'état (2.14) est un vecteur propre de l'opérateur B avec pour valeur propre $b = 1$. Par conséquent, lorsque le système S est décrit par le vecteur d'état (2.14), il n'est pas possible de lui attribuer la propriété formelle $[A]$, mais il est clair que nous pouvons sans ambiguïté lui attribuer, comme nous venons de le montrer, la propriété $[B] = 1$.

Dans le langage courant, le mot *propriété* désigne généralement une caractéristique, propre à un système, qui le définit (en quelque sorte). Par exemple, si l'on cherche à définir rigoureusement ce qu'est le système « humain » S_h , on peut penser à énoncer l'ensemble de ses propriétés $P = \{A, B, \dots\}$. Parmi celles-ci pourrait se trouver la générosité G , laquelle peut prendre une valeur $[G] \in [0, 1]$ selon ce que l'humain

⁷Voir [20, p. 29]

est très généreux ou ne l'est pas du tout. Il est clair que ce qui caractérise l'humain, c'est la *possibilité* d'être généreux ; il n'est pas possible d'attribuer en tout temps une valeur bien définie à la générosité G d'un humain (il se retrouve parfois seul). Pour continuer le parallèle avec le système formel et ses propriétés formelles, on pourrait dire que l'état (ou la situation, le contexte) dans lequel se trouve l'humain rend possible ou non l'attribution d'une valeur à sa propriété G . D'après les règles d'utilisation énoncées dans cette section, à un espace vectoriel $\mathcal{V}_S$ est associé un système formel S . Tous les opérateurs A auto-adjoints agissant dans $\mathcal{V}_S$ sont liés à des propriétés que le formalisme peut *éventuellement* attribuer à S . C'est l'ensemble de ces propriétés qui définissent, en quelque sorte, le système S . Or, l'état de S n'est pas nécessairement un état propre de tous ces A , c'est-à-dire que la situation ou le contexte dans lequel est le système ne permet généralement pas d'attribuer une valeur à toutes les propriétés $[A]$. Cette limitation sur la détermination des propriétés formelles de S est une caractéristique importante du formalisme de la mécanique quantique, sur laquelle nous aurons l'occasion de revenir lorsqu'il sera question de l'interpréter.

Nous allons maintenant spécifier la dépendance du vecteur d'état sur le paramètre t , et par le fait même comment l'état du système S évolue selon ce paramètre. Cette évolution est liée à l'hamiltonien H du système formel, un opérateur auto-adjoint,⁸ dont la forme mathématique caractérise un système particulier.

AXIOME *Soit H un hamiltonien et $|\psi(t)\rangle$ un vecteur d'état, tous deux caractérisant un système formel S . L'évolution du vecteur d'état en fonction du paramètre t est donnée par l'équation de Schrödinger*

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle \quad (2.19)$$

Ainsi, la connaissance des opérateurs qui agissent dans un espace $\mathcal{V}_S$ permet de définir des propriétés formelles et les valeurs qu'elles peuvent prendre. La connaissance d'un vecteur, qu'on imagine caractériser l'état d'un système abstrait S , permet d'associer une probabilité à chaque valeur de chaque propriété formelle. Celles-ci sont bien définies seulement lorsque la probabilité qui leur est associée est égale à 1. Si nous supposons que l'évolution du vecteur d'état est régie par l'équation de Schrödinger, nous obtenons un système abstrait qui évolue, c'est-à-dire dont les propriétés changent selon le paramètre t .

⁸L'hamiltonien peut dépendre du paramètre t , ce que nous ne considérerons pas ici par souci de simplicité.

Chapitre 3

Interprétation minimale

3.1 Introduction

Ce que nous pensons du monde, nous les humains, passe nécessairement par l'un ou plusieurs de nos sens. Par exemple, nous pouvons nous imaginer que notre vue est telle qu'elle nous permet de voir directement les objets du monde extérieur. Nous pouvons nous imaginer que de regarder une pomme, une vraie, est différent de rêver de celle-ci, parce que le contact direct avec la pomme nous donne une impression certaine de son existence propre.

À notre avis, il est clair qu'il n'y a pas d'erreur logique à croire en l'existence des objets que l'on observe, et donc, qu'il est légitime de croire en une réalité objective. Cependant, nous pensons qu'il est important de réaliser que toutes les conclusions tirées de l'intérieur de notre corps sur ce qui *est* à l'extérieur ne sont que pures spéculations. Nous pouvons postuler l'existence d'une réalité indépendante mais, nous ne pouvons pas la démontrer puisque nous ne pouvons pas quitter notre corps pour être témoin de la réalité indépendante.¹ Ainsi, si on postule l'existence d'une réalité indépendante, l'énoncé *la pomme fait partie d'une réalité qui m'est indépendante* peut être, à la limite, considéré comme une connaissance acquise par l'expérience. Cependant, sans le postulat d'existence de la réalité indépendante, toute connaissance doit être un énoncé qui établit une relation entre un observateur et un observé : *le fait qu'une pomme est observée fait partie de la réalité*.

¹En d'autres mots, la théorie selon laquelle la pomme existe en dehors de notre présence n'est pas falsifiable, puisque l'expérience qui pourrait nous en convaincre implique que nous n'y soyons pas. D'autre part, on pourrait être tenté de croire que l'accord intersubjectif démontre que la pomme a une réalité indépendante en considérant cette existence propre comme une explication de cet accord. Or, Schrödinger [22] montre qu'il n'en est rien. Voir [13, p. 30-31].

3.2 Réduction de la réalité

Le point de vue philosophique qui postule l'existence d'une réalité indépendante et qui prétend acquérir des connaissances sur la nature des choses est souvent appelé *réalisme*. La structure additionnelle postulée, qui décrit les objets en tant qu'eux-mêmes, est appelée l'*ontologie*. L'interprétation de Bohm, qui sera présentée au chapitre 5, est une ontologie.

Le point de vue philosophique qui accorde une réalité seulement à nos perceptions est souvent appelé l'*idéalisme* (ou *idéalisme subjectif*, ou *phénoménisme*). Berkeley est considéré comme le père de cette philosophie.²

Pour expliquer l'idéalisme, je me permets de citer une réflexion extraite d'un texte évalué au baccalauréat [23] :

L'ensemble de tous les phénomènes qui *me* sont accessibles constitue *mon* monde. Si, à un instant précis, mon cerveau réussissait à enregistrer toute l'information que mon organisme détecte à cet instant précis, la totalité de l'information recueillie serait indiscutablement unique. Il serait impossible, par exemple, qu'un autre appareil puisse recueillir au même instant et du même point de vue (du même endroit) mon reflet dans un miroir, à moins de le placer dans mon oeil. Malheureusement, il bloquerait une quantité d'information détectable par mon organisme. En conséquence, il recueillerait finalement de l'information qui m'est inaccessible. Ainsi, il est évident que le monde ressenti par tous les observateurs est unique, et le même raisonnement se transpose à un appareil de mesure. Par exemple, un télescope enregistrant dans toutes les directions la totalité des événements lumineux détectables dans l'univers, à l'endroit et à l'instant précis où il fait sa mesure, est unique.

Dans le même texte, je définis ensuite la réalité comme suit « La réalité serait en fait la superposition de tous ces mondes uniques qui contiennent de l'information inaccessible à beaucoup d'observateurs particuliers. [...] On pourrait la construire en additionnant l'information détectable individuellement à chaque instant par tous les observateurs. »

Supposons donc, comme Kant [24], qu'il existe un monde, le monde *nouménal* N , lequel est extérieur à nos perceptions. Nous avons ensuite une réalité O_k unique à chaque observateur k . Nous pourrions alors dire que le monde *phénoménal* P est l'union de tous les O_k :

$$P = O_1 \cup O_2 \cup \dots \cup O_n,$$

²Son point de vue sur la réalité se résume assez bien aux paragraphes 29, 30, 33, 35 et 36 de son livre *Principes de la connaissance humaine* [14].

où n est le nombre d'observateurs.

À l'intérieur du réalisme, nous définirions la réalité R comme $R \equiv N \cup P$, et nous exigerions que nos théories puissent décrire complètement cette réalité R ; l'ontologie est la composante d'une théorie qui serait dédiée à la description de N . À l'intérieur de l'idéalisme,³ nous définirions la réalité comme $R \equiv P$, et nous nierions l'existence de N . À l'intérieur du solipsisme, je définirais la réalité comme $R \equiv O$, où O (sans indice) est l'ensemble des phénomènes qui *me* sont accessibles et je nierais la réalité de N et l'indépendance, ou l'objectivité, des réalités O_k .⁴

L'idéalisme et le réalisme sont des philosophies, lesquelles donnent des réponses à la question : « qu'est-ce que la réalité ? ». Or, si nous souhaitons construire une théorie scientifique, il faut plus que se prononcer sur ce qu'*est* la réalité. Avant tout, il est clair que nous apprenons les lois de la nature par notre expérience, laquelle nous enseigne comment certaines idées sont liées à d'autres idées. Par exemple, je sais que l'idée selon laquelle je m'approche trop d'une moufette rayée est liée avec l'idée selon laquelle je me fais arroser, laquelle est liée avec l'idée selon laquelle une forte odeur me fera sentir très mal. Toutes ces idées sont liées entre elles à l'intérieur de mon esprit, suite à l'enseignement que m'a procuré l'expérience. Lorsque certaines régularités sont observées, il est possible que certaines soient promues en lois rigoureuses, et qu'elles soient traduisibles en un formalisme mathématique, ce dernier pouvant être vu comme un ensemble d'idées abstraites et de relations entre celles-ci. Une théorie scientifique sera alors un modèle qui représente, de façon abstraite, les idées perçues et les relations déduites par l'expérience. Son rôle est de concevoir commodément les phénomènes et de les devancer par des prédictions.

D'ailleurs, il est clair que toutes les théories physiques actuelles peuvent être réinterprétées à l'intérieur de l'idéalisme, puisqu'au bout du compte elles ont toutes été construites par des esprits qui ont appris par l'expérience des relations entre des idées.

Dans cette section, nous souhaitons nous commettre le moins possible avec des affirmations non falsifiables au sujet de la réalité. Pour ce faire, nous allons pousser à la limite l'idéalisme pour conclure au solipsisme. Une science adoptant l'idéalisme doit, au bout du compte, faire intervenir des idées perçues par les humains (ou les êtres qui réfléchissent à une théorie physique). Or, à la limite, il est impossible pour moi de démontrer par l'expérience qu'il existe d'autres observateurs que moi, Simon

³Nous croyons qu'une interprétation de la mécanique quantique basée sur l'idéalisme devrait probablement ressembler beaucoup à celle de Squires [25], ou à celle de Rovelli [26].

⁴Notons que le mot *réalité* prend un sens différent selon le contexte. Par exemple, si nous discutons l'idéalisme, la réalité désignera l'ensemble de nos idées, associées aux phénomènes que nous percevons ; si nous discutons le réalisme, la réalité désignera nos idées et les objets de l'ontologie.

Lévesque,⁵ ayant une existence indépendante. Alors, comme Descartes, je conclus que ma seule certitude est que j'existe parce que je pense.

Cela nous mène évidemment au solipsisme. Une théorie qui adopte cette philosophie fait des énoncés impliquant toujours des idées que *je* peux percevoir. Il s'agit d'énoncés idéalistes dans lesquels le *nous* est remplacé par le *je*. Il est important de comprendre que j'adopte ici une attitude solipsiste modérée, où j'admets seulement qu'il m'est impossible de trouver une expérience dont le résultat est une condition nécessaire et suffisante pour conclure à l'existence d'autres entités indépendantes. En ce sens, je ne nie pas l'existence d'observateurs ou d'objets indépendants et n'ai pas l'impression d'être solipsiste au sens fort, surtout que je me définis plutôt comme un réaliste. Cependant, il est clair que le solipsisme modéré est suffisant pour construire une interprétation de la mécanique quantique qui soit cohérente, en accord avec l'expérience, et véritablement minimale.

3.3 Règles d'interprétation minimales

Je vais maintenant énoncer les règles d'interprétations solipsistes qui lient ma réalité au formalisme donné dans le chapitre précédent.⁶ Dans ce qui suit, j'appellerai *système quantique* toutes mes idées qui sont correctement décrites par la mécanique quantique, et j'appellerai *grandeur physique* toute propriété d'un système quantique qui est susceptible de mesure.

RÈGLE D'INTERPRÉTATION 1 *À un système quantique est associé un système formel S .*

RÈGLE D'INTERPRÉTATION 2 *À l'état du système quantique est associé le vecteur d'état $|\psi\rangle$ du système formel S .*

RÈGLE D'INTERPRÉTATION 3 *À toute grandeur physique d'un système quantique est associée une propriété formelle $[A]$ du système formel S .*

RÈGLE D'INTERPRÉTATION 4 *Les seuls résultats possibles de la mesure d'une grandeur physique sont les valeurs que peuvent prendre les propriétés formelles de S .*

⁵Vous pouvez substituer ici votre nom si vous ne vous sentez pas dans mon rêve.

⁶Il s'agit toujours d'une simple reformulation des règles d'interprétation de Marchildon [20, p. 40-44].

RÈGLE D'INTERPRÉTATION 5 *La probabilité que le résultat d'une mesure d'une grandeur physique soit égale à a_i est égale à la probabilité associée à la valeur propre de l'opérateur A correspondant.*

Il est à noter que la première règle d'interprétation aurait été suffisante si j'avais supposé que le système quantique héritait alors de toutes les caractéristiques du système formel S .

3.4 Discussion

La théorie physique obtenue du formalisme et de ces règles d'interprétations me semble équivalente à celle présentée dans la plupart des livres de mécanique quantique que je connais, à la différence près que je suis le seul à pouvoir l'utiliser. Cela dit, elle hérite en même temps de la critique dirigée vers ces ouvrages qui ne définissent pas clairement ce qu'est une opération de mesure. Je ne veux pas m'attarder à essayer de la définir clairement, mais il me semble suffisant de considérer une mesure comme l'établissement d'une corrélation entre des idées. D'autre part, je sais assez bien de quoi les ouvrages sur la mécanique quantique parlent lorsqu'ils réfèrent à l'observateur : c'est moi. J'aurais de la difficulté à définir clairement ce que je suis, mais le sentiment que j'ai d'être une entité indépendante me suffit, et j'ai confiance de pouvoir déterminer sans problème majeur ce qui fait partie ou non de ce que je suis.

Pour bien mettre en évidence cette interprétation, je vais refaire un argument donné dans un article de Marchildon [27], provenant originalement de C. Rovelli [26]. Considérons un système quantique S avec un espace d'états à deux dimensions qui est initialement décrit par le vecteur d'état $|\psi\rangle = \alpha|1\rangle + \beta|2\rangle$, où $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont des vecteurs orthogonaux d'un opérateur Q . Supposons qu'entre t_i et t_f , un type dénommé Olivier mesure Q sur S , obtenant la valeur 1. Appelons cette expérience $\mathcal{E}$. Olivier décrit $\mathcal{E}$ comme suit

$$\begin{aligned} t_i &\longrightarrow t_f \\ \alpha|1\rangle + \beta|2\rangle &\longrightarrow |1\rangle. \end{aligned} \tag{3.1}$$

Si je demande à Olivier de recommencer plusieurs fois l'expérience, je réalise qu'il n'obtient pas toujours 1, mais qu'il obtient une certaine proportion de 1 et de 2. Je ne suis pas capable de déterminer à l'avance ce qu'Olivier me dira suite à sa mesure. Dans la réalité qui est mienne, Olivier est une idée comme une autre. Supposons alors qu'il

soit décrit par le vecteur d'état $|O_i\rangle$ à t_i . L'interaction d'Olivier avec S implique que leur vecteur d'état global devienne enchevêtré. Ainsi, de mon point de vue, puisque je ne fais aucune mesure entre t_i et t_f , je décris cette expérience comme suit

$$\begin{aligned} t_i &\longrightarrow t_f \\ (\alpha|1\rangle + \beta|2\rangle) \otimes |O_i\rangle &\longrightarrow \alpha|1\rangle \otimes |O1\rangle + \beta|2\rangle \otimes |O2\rangle, \end{aligned} \quad (3.2)$$

où $|O1\rangle$ et $|O2\rangle$ correspondent au fait qu'Olivier me dit avoir mesuré 1 ou 2. Lorsqu'il me communique son résultat, ou lorsque je le vois de mes yeux, alors l'état est réduit.

Après avoir décrit cet argument dans le cadre de l'interprétation de Rovelli, notant P l'observateur décrivant $\mathcal{E}$ par (3.2), Marchildon concluait

To someone who believes there is a state of affairs of some sort behind the description, the difference between O's and P's point of view means that one of them is mistaken. [27]

Dans le cadre de mon interprétation minimale, cette critique ne tient évidemment pas, puisque la seule réalité est la mienne. D'autre part, il est clair que cette interprétation est locale, et n'a donc aucun problème avec la relativité.

3.5 Conclusion

Nous avons présenté une interprétation obtenue en minimisant, le plus possible, les assertions au sujet de la réalité. Cette interprétation me sert seulement moi, et me permet de faire exactement les mêmes prédictions que les autres interprétations. Grâce à un argument de Rovelli, je me suis convaincu que cette interprétation n'a pas le problème de la mesure identifié par von Neumann et Schrödinger. De plus, comme cette interprétation ne traite que de mes idées et de mes perceptions, elle est tout à fait locale et évite toute contradiction avec la relativité restreinte.⁷

⁷Et au cas où les correcteurs de ce mémoire ne font pas partie de mon rêve, je continue le texte en remplaçant le *je* par le *nous*.

Chapitre 4

Approche instrumentaliste

4.1 Introduction

Dans ce mémoire, nous avons utilisé le mot *interprétation* pour désigner le lien entre les objets du formalisme mathématique et ceux de la réalité, quelle qu'elle soit. Dans la section qui précède, nous avons énoncé ce qui, à notre avis, correspond à une interprétation *véritablement minimale* du formalisme de la mécanique quantique. Les liens entre les objets du formalisme et ceux de la réalité ont été minimisés une première fois, en évitant de postuler leur réalité indépendante, pour ne traiter que nos idées de ces objets et les relations entre celles-ci. La réalité ainsi obtenue correspond, *grosso modo*, à celle décrite par Berkeley. Ces liens ont été minimisés une seconde fois, en évitant de postuler l'existence d'autres esprits indépendants ressemblant au mien, pour ne traiter que les idées qui *me* sont propres. Cette interprétation solipsiste modérée de la mécanique quantique reste une interprétation puisqu'elle fait le lien entre le formalisme et mes idées, les objets de *ma* réalité.

Étant donné que la théorie obtenue de l'approche instrumentaliste¹ ne fait aucune *assertion réaliste*, c'est-à-dire aucun lien entre le formalisme et les éléments de la réalité, il est tentant de l'étiqueter *interprétation minimale*, puisqu'elle fait moins d'assertions réalistes que l'interprétation solipsiste modérée. Or, étant donné que nous considérons l'interprétation comme le lien entre le formalisme et les éléments de la réalité, nous ne pouvons pas apposer cette étiquette à l'approche instrumentaliste. Cette approche est autre chose qu'une interprétation.

Notons tout de même que beaucoup de textes scientifiques dénomment l'approche instrumentaliste « l'interprétation minimale de la mécanique quantique » :

¹La philosophie de cette approche est résumé efficacement dans l'article de Fuchs et Peres [28].

[T]he minimal interpretation [...] avoids statements about object systems and their properties and instead refers to observed data only. [29, p. 9]

The minimal interpretation is not a complete interpretation. It might be characterized as an *instrumentalist* one, since the mathematical formalism is not thought to say anything about (microscopic) reality itself, but to serve only as an ‘instrument’ for the calculation of quantum mechanical measurement results. In this interpretation, the quantities of the theory, like the wave function ψ and the hermitian operator A , have a symbolic meaning only, and need not correspond to anything existing in reality. The wave function might play a role comparable with the epicycles invented by Ptolemy in order to mathematically reproduce the observed trajectories of the planets, but without any further physical significance. [30, p. 74]

[T]he *minimal instrumentalist interpretation* [...] tells us [...] how the formalism is related to the possible results of measurement and the statistical frequencies with which these measurement results turn up when a measurement is repeated many times (in principle an infinite number of times) on systems prepared in identical QM states. [31, p. 2]

4.2 Préparation et test

L’approche instrumentaliste ne fait donc aucune *assertion réaliste*. Son but n’est pas de nous renseigner sur ce qu’est notre monde, ni de nous expliquer *pourquoi* une expérience donnée produit tel résultat dans telle situation.

Nous quittons alors notre entreprise qui avait pour but de lier les éléments du formalisme aux objets de la réalité. Dans ce qui suit, nous considérons qu’il est possible d’énoncer certaines procédures qui peuvent être répétées à souhait dans un laboratoire conventionnel de physique, et ce, indépendamment de tout formalisme ou de toute conception de la réalité. Le *but* de l’approche instrumentaliste est d’indiquer *comment* les phénomènes apparaissent par un formalisme qui permet aussi des prédictions. Plus précisément, elle doit permettre de trouver les valeurs possibles d’un test fait par l’expérimentateur et la fréquence avec laquelle on obtient ces valeurs lorsque le test est répété plusieurs fois sur des systèmes quantiques préparés dans des états identiques, puisque ce sont là les régularités qui sont observées par l’expérience. Pour atteindre ce but, il faut d’abord définir de façon opérationnelle ce que nous entendons par *système quantique*, *état quantique* et *préparation d’état*, de façon à ce que quiconque lise ce texte puisse l’utiliser pour tester la théorie physique obtenue.

Imaginons que nous sommes dans un laboratoire, et que nous manipulons des appareils de façon à produire des phénomènes, observables directement ou par le

biais d'autres appareils. Dans certains cas, il est possible qu'un phénomène particulier puisse être *reproduit* à souhait si une certaine *procédure* est suivie. Par exemple, au cours de l'histoire, certaines procédures ont permis de produire des phénomènes reproductibles, comme les photons, qui peuvent être détectés par une plaque photo-électrique. Évidemment, l'expérience a montré qu'il existe une variété de procédures différentes qui produisent le phénomène appelé photon. Par abus de langage, nous avons tous conclu, un jour, que le photon est un objet qui existe indépendamment de nous dans la nature. Il s'agit là de ce que nous voulons *ne pas* conclure à l'intérieur de l'approche instrumentaliste.

4.3 Système quantique

Si nous appelons *préparation* la procédure expérimentale considérée comme la source d'un phénomène, et *test* la procédure qui permet au physicien d'en apprendre sur ce phénomène, nous appellerons *système quantique* l'ensemble des préparations qui sont équivalentes relativement au test choisi par le physicien.² En d'autres mots, un système quantique est l'ensemble des processus de préparation qui, lorsque soumises à un test particulier, mènent aux mêmes résultats (statistiques). En conséquence, la définition même d'un système quantique dépend, en particulier, du type d'appareil choisi pour faire le test. Par exemple, la préparation d'un atome d'argent dans le niveau d'énergie fondamentale est différente de sa préparation dans le premier niveau excité, mais ces deux préparations distinctes mènent aux mêmes résultats d'observation (statistiques) lorsque le test est effectué par un appareil de Stern-Gerlach. Les deux procédures de préparation, équivalentes relativement au test choisi, définissent un système quantique unique. D'un autre côté, ces deux procédures de préparation ne sont pas équivalentes si le test est effectué par un appareil déterminant le niveau d'énergie. Les deux procédures de préparation, alors non équivalentes relativement au test choisi, ne définissent pas un système quantique unique. Ainsi, ce qu'*est* le système quantique dépend de la procédure expérimentale *complète*.

Il est à noter que le système quantique n'est qu'une abstraction utile pour discuter succinctement des expériences que nous réalisons. Cette abstraction est généralement très vague. Par exemple, dans une expérience de Stern-Gerlach, le système quantique *n'est pas* l'atome d'argent, mais bien le moment magnétique de cet atome [32, p. 24].

Il n'est pas nécessaire de donner une définition très nette du système quantique, celle-ci servant seulement à simplifier notre langage. Comme le dit si bien Reichenbach,

²Cette définition du système quantique est une adaptation de celle de Peres [32, p. 24].

Judged from the standpoint of observational predictions, no interpretation and therefore no quantum mechanical language at all is necessary ; we then need not to speak of electrons and their speeds and positions, but can say everything in terms of instruments of measurements. We shall say, for instance, ‘if a measuring instrument of a certain kind is used in such and such observational conditions, its dial will show this or that number’. Only if we wish to introduce statements about microcosmic entities must we use definitions. [12, p. 137]

4.4 État quantique

Quoique la définition du système quantique soit quelque peu évasive, la notion d'*état quantique* peut, elle, être définie opérationnellement de façon très claire, en se basant sur la notion de *test* [32, 33]. Considérons une procédure de préparation, et un ensemble de tests différents, dont certains sont incompatibles (ne peuvent être réalisés simultanément). Si nous répétons ces tests un grand nombre de fois, nous obtenons un ensemble de valeurs λ_i et leur fréquence de manifestation ω_i , dont la valeur tend vers une certaine quantité lorsque le nombre de tests devient très grand. Nous pouvons alors associer une probabilité bien définie à chaque résultat possible λ_i . Nous définissons alors l'état quantique comme l'ensemble des probabilités $\mathcal{P}_i$ associées aux différentes valeurs λ_i des résultats de tous les tests imaginables.³

4.5 Préparation d'état

L'état quantique étant défini, nous allons maintenant introduire la *préparation d'état*. On dit d'une préparation qu'elle constitue une *préparation d'état* s'il existe au moins un test subséquent dont la valeur du résultat est certaine. Par exemple, dans une expérience de Stern-Gerlach à deux aimants, on dit de la préparation (procédure associée au premier aimant) qu'elle constitue une préparation d'état s'il est possible d'orienter un second aimant de sorte que tous les atomes prennent la même direction.⁴

Une bonne façon de préparer l'état d'un système quantique est de prendre un test effectué avec un appareil qui peut afficher tous les résultats possibles de ce test. Il suffit alors d'éliminer les systèmes qui sont associés aux résultats non désirés. Dans une

³Dans les faits, un test donné peut généralement fournir le résultat de beaucoup d'autres tests.

⁴Considérant que la préparation d'état doit mener à un état quantique pur, cette affirmation est une simple adaptation de l'énoncé « If it is possible to find an orientation of the Stern-Gerlach apparatus for which a given beam is *completely* transmitted, then we will say that the beam is in a *pure spin state* [34, p. 2]. »

expérience de Stern-Gerlach, cette procédure correspond à bloquer tous les faisceaux sauf celui qui correspond au résultat désiré.

Supposons que nous préparions l'état d'un système quantique de sorte que le test du moment cinétique selon l'axe z donne assurément $+1/2$, un fait expérimental que nous noterons $|\psi\rangle = | + 1/2\rangle$, où $|\psi\rangle$ est le symbole représentant un état quantique quelconque, et $| + 1/2\rangle$ est le symbole représentant l'état quantique correspondant au test en question. Dans ce cas, par abus de langage, on dit que le système est dans l'état quantique $| + 1/2\rangle$, mais pour être plus précis, nous devrions dire que le système est dans l'état quantique *de spin* $| + 1/2\rangle$, parce que l'*état quantique* réfère aux probabilités de tous les tests possibles, alors que l'état $| + 1/2\rangle$ réfère seulement aux probabilités d'un seul type de test.

4.6 Déterminisme statistique

L'analyse des résultats expérimentaux a montré certaines régularités, comme la valeur de résultats de tests et les probabilités avec lesquelles nous obtenons ces résultats. Nous l'avons dit, le rôle de l'approche instrumentaliste sera de nous donner ces valeurs possibles des résultats de tests, et les probabilités respectives avec lesquelles ces valeurs sont obtenues, et rien de plus, puisque l'expérience n'a montré aucune autre régularité.

Pour atteindre cet objectif, nous aurons besoin du postulat suivant.

Postulat *Si nous effectuons une préparation d'état sur un système quantique, alors les valeurs possibles des résultats de n'importe quel autre test ont des probabilités définies.* [32, p. 30]

Comme nous l'avons définie, la préparation d'état amène le système quantique dans un *état pur*, c'est-à-dire un état tel que la valeur du résultat d'au moins un test est certaine. Le postulat précédent nous dit que cette unique procédure de préparation d'état est suffisante pour connaître les probabilités de *tous les tests imaginables* ! Ainsi, c'est le processus de préparation d'état qui identifie complètement l'*état quantique* du système, donnant la description *la plus complète* des faits empiriques.

4.7 Superposition d'états

En général, connaître l'état quantique d'un système signifie que nous connaissons tous les détails sur la manière dont ce système a été préparé. Lorsque nous sommes certains d'obtenir la valeur λ_i lors d'un test donné, nous avons vu que nous écrivons symboliquement $|\psi\rangle = |\lambda_i\rangle$, qui signifie que l'état du système est tel que si on effectue le test sous-entendu, nous obtiendrons assurément la valeur λ_i . Or, en général, la valeur du résultat d'un test n'est pas certaine. Par exemple, dans l'expérience de Stern-Garlach, il est possible de préparer un système dans l'état $|+1/2; z\rangle$ pour ensuite effectuer un test selon un autre axe, disons selon une direction qui fait un angle θ relativement à l'axe des z . Une série de tests selon cet angle montre alors que les probabilités associées aux valeurs de résultats $+1/2$ ou $-1/2$ sont toutes deux non nulles.

Plus généralement, l'expérience nous fait admettre qu'entre les divers états d'un système quantique existe une *relation* telle qu'un état donné, dit *superposé*, doit parfois être considéré comme étant en partie dans chacun de deux ou plusieurs autres états. L'étude détaillée de cette *relation* nous amène au principe suivant.⁵

Principe de superposition *N'importe quel état quantique pur réalisable par l'expérience peut-être représenté par un vecteur complexe, sauf le vecteur nul.*⁶

4.8 Vers la mécanique quantique orthodoxe : un résumé

Le principe de superposition nous permet de représenter par un vecteur l'état quantique, lequel est caractérisé par les probabilités des divers résultats de tous les tests imaginables. Il s'agit là de la première étape de formalisation des régularités observées dans la nature.

Par la suite, l'étude des transitions quantiques nous amène à conclure que celles-

⁵Pour une discussion éclairante du principe de superposition, consulter le premier chapitre de Dirac [35].

⁶Le principe de superposition des textes conventionnels sur la mécanique quantique dit que n'importe quel vecteur non nul représente un état quantique, c'est-à-dire qu'il prend un objet abstrait d'un formalisme mathématique et lui associe un concept concret connu de l'expérimentateur (Vecteur $\Rightarrow$ État quantique). Remarquons que le principe de superposition que nous avons énoncé est différent. Il formalise un concept connu de l'expérimentateur en lui associant un objet mathématique abstrait (État quantique $\Rightarrow$ Vecteur). À ce jour, tous les états quantiques ont pu être associés à un vecteur, mais pas tous les vecteurs à un état quantique (règles de supersélection).

ci peuvent être représentées par des matrices unitaires⁷ et que les grandeurs physiques [20, p. 41] peuvent être associées à des opérateurs hermitiques,⁸ dénotés collectivement par A , dont les valeurs propres⁹ correspondent aux valeurs λ_i des résultats de tests et les vecteurs propres¹⁰ $|\lambda_i\rangle$ correspondent aux états dont la valeur du résultat du test est certainement λ_i . De plus, à un système quantique nous associons un espace vectoriel dont l'un des éléments est son état quantique instantané $|\psi(t)\rangle$, évoluant dans le temps t selon l'équation de Schrödinger, lequel détermine la probabilité $P(\lambda_i; t)$ en tout temps des valeurs λ_i des résultats de tous les tests possibles par la relation¹¹ $P(\lambda_i; t) = |\langle \lambda_i | \psi \rangle|^2$.

Une description fine du développement conceptuel complet de la mécanique quantique dépasse les objectifs de ce travail,¹² puisqu'à notre avis, celle-ci ne permet pas d'améliorer substantiellement ce que l'on entend par *approche instrumentaliste*. Nous passons donc à quelques exemples pour illustrer cette approche.

4.9 Expérience des deux fentes d'Young avec des électrons uniques

Comme application de l'approche instrumentaliste, nous allons décrire l'interférence d'électrons uniques dans l'expérience des deux fentes d'Young, laquelle a été couronnée *la plus belle expérience de la physique* par les lecteurs de Physics World [44].

Le montage expérimental comprend une source S qui envoie un par un des électrons préparés dans un état $|s\rangle$, un écran muni de deux fentes-sources A et B, lesquelles préparent l'électron dans des états qui, dans la représentation de la position, s'expriment

⁷Voir Peres [32, pp. 39-48]

⁸C'est Heisenberg [36] qui découvrit l'association entre les grandeurs physiques et les matrices ; il développa une quantité classique quelconque en série de Fourier, substitua les coefficients et la fréquence par leur correspondance quantique, puis montra que le produit de deux quantités classiques a pour correspondance une « drôle de règle de multiplication » [2, p. 215], laquelle fut interprétée correctement par Born [37] comme un simple produit matriciel (voir aussi [38, p. 38]). Voir Aitchison *et al* [39] pour une analyse récente de l'article de Heisenberg, ou Jammer [2, p. 208] pour le détail du développement conceptuel.

⁹La première utilisation des valeurs propres en mécanique quantique revient à Born [40], qui savait que la recherche de celles-ci était équivalente à la diagonalisation d'une forme hermitienne [38, p. 52], mais c'est Schrödinger [41] qui donne au problème de recherche des valeurs propres tout son sens physique.

¹⁰Born [40] utilise les vecteurs propres seulement comme outil mathématique pour la diagonalisation. C'est Schrödinger [41] qui donne son sens physique aux vecteurs propres.

¹¹C'est Born [42] qui, le premier, fait l'interprétation probabiliste de cette relation.

¹²Quiconque s'intéresse aux détails du développement conceptuel de la mécanique quantique peut consulter le livre de Max Jammer [2] ou celui d'Olivier Darrigol [43].

respectivement comme [45, p. 8-9]

$$\psi_A(\vec{r}, t=0) = (2\pi\sigma_0^2)^{-1/4} \exp\left\{-\frac{(y-Y)^2}{4\sigma_0^2} + ik_x x\right\}, \quad (4.1)$$

$$\psi_B(x, y, t) = \psi_A(x, -y, t). \quad (4.2)$$

Le montage comprend également un écran détecteur qui permet de déterminer la probabilité que l'électron soit détecté à la position verticale y . Lorsque les deux fentes sont ouvertes, l'écran prépare l'électron dans l'état superposé

$$\Psi(\vec{r}, t=0) = \mathcal{N}_0 [\psi_A(\vec{r}, t=0) + \psi_B(\vec{r}, t=0)], \quad (4.3)$$

où $\mathcal{N}_0$ est un facteur de normalisation. L'évolution de cet état initial se fait suivant l'équation de Schrödinger, qui permet de calculer en tout temps la fonction d'onde $\Psi(\vec{r}, t)$ de l'électron dans le vide ($V=0$), laquelle est donnée par

$$\Psi(\vec{r}, t) = \mathcal{N}_t [\psi_A(\vec{r}, t) + \psi_B(\vec{r}, t)], \quad (4.4)$$

où

$$\psi_A(x, y, t) = \psi_B(x, -y, t) = (2\pi\sigma_t^2)^{-1/4} \exp\left\{-\frac{(y-Y)^2}{4\sigma_0\sigma_t} + i\frac{k_x^2 t}{2}\right\}, \quad (4.5)$$

avec

$$\sigma_t = \sigma_0 \left(1 + \frac{it}{2\sigma_0^2}\right). \quad (4.6)$$

Cette fonction d'onde nous permet de connaître toutes les probabilités associées à n'importe quel test subséquent fait sur l'électron (ne tenant pas compte de son spin). Le calcul montre que des franges claires et sombres doivent apparaître sur l'écran détecteur au fur et à mesure que les électrons se manifestent. Cette prédiction correspond exactement aux résultats expérimentaux (voir Fig. 4.1).

Cette expérience fait ressortir de façon troublante la difficulté d'une description causale des phénomènes quantiques. En général, un phénomène d'interférence découle de propriétés ondulatoires d'un milieu, c'est-à-dire des propriétés collectives de l'ensemble des éléments de ce milieu (comme leurs positions relatives). Étonnamment, l'envoi d'électrons individuels fait *aussi* ressortir un patron d'interférence! Quiconque cherche à expliquer comment un électron réussit ce tour de force, en termes d'un objet se propageant dans l'espace et le temps, fait rapidement face à de très grandes difficultés conceptuelles. Cela apparut même impossible à une multitude de physiciens,

parmi les plus respectés, faisant même conclure à R. P. Feynman [46, p. 1-6,1-10]

It is all quite mysterious. And the more you look at it the more mysterious it seems. Many ideas have been concocted to try to explain the [interference phenomena] in terms of individual electrons going around in complicated ways through the holes. None of them has succeeded [...] [a]nd no one has figured a way out of this puzzle. So at the present time we must limit ourselves to computing probabilities. We say ‘at the present time’, but we suspect very strongly that it is something that will be with us forever—that it is impossible to beat that puzzle—that this is the way nature really *is*.

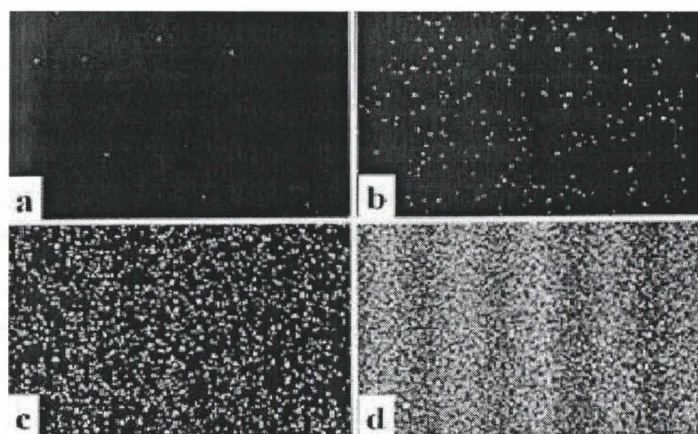


FIG. 4.1 – Des électrons sont envoyés un à un vers un écran muni de deux fentes. Après avoir traversé l'écran, ils se dirigent vers un détecteur sur lequel un point scintillant apparaît au contact de l'électron. Les images a, b, c et d illustrent, à différents moments, les points scintillants créés par le contact d'électrons avec le détecteur [44].

4.10 Discussion

4.10.1 Espaces vectoriels infinis

Dans tous les ouvrages sur la mécanique quantique, certaines variables associées à des quantités physiques (comme la position ou l'impulsion) sont considérées continues, c'est-à-dire que les valeurs des résultats de la mesure de ces quantités peuvent être n'importe quel nombre sur l'axe réel. Certains auteurs, comme Marchildon [20, p. 78], mentionnent explicitement que cela résulte d'une idéalisation. À notre avis, cette idéalisation est tout à fait nécessaire dans la simplification de certains problèmes d'ordre mathématique, mais en même temps tout à fait contraire à la philosophie derrière l'approche instrumentaliste. Dans les faits, un expérimentateur n'obtient jamais une valeur quelconque sur l'axe réel, mais une grandeur qui correspond à un multiple entier de l'étalon correspondant à la plus petite valeur détectable par l'expérience. En

d'autres mots, une mesure contient toujours une incertitude qui élimine une infinité de valeurs possibles sur l'axe réel, les valeurs possibles des résultats étant alors distribuées discrètement sur l'axe réel, distancées l'une de l'autre d'une quantité proportionnelle à l'incertitude.

En conséquence, une approche instrumentaliste devrait, à notre avis, utiliser uniquement des espaces vectoriels de dimension finie. Les espaces vectoriels de dimension infinie doivent être considérés comme une approximation mathématique valable dans le cas où l'incertitude sur les valeurs des résultats peut être considérée négligeable.

4.10.2 Interprétation de Copenhague vs approche instrumentaliste

Certains physiciens et philosophes ne font pas de réelle distinction entre l'approche instrumentaliste et l'interprétation de Copenhague. À notre avis, il y a une très grande différence entre ces deux approches, et c'est cette différence que nous souhaitons discuter brièvement ici.

L'interprétation de Copenhague fait une distinction (floue) entre les objets classiques, descriptibles par des lois classiques dans un langage classique, et les objets quantiques, correctement décrits par des lois quantiques. Le mot « floue », entre parenthèses, s'explique par le fait que le même objet peut, dans certaines circonstances, avoir un comportement classique et dans d'autres, un comportement quantique. Il devient alors impossible de cataloguer les objets de la nature en deux catégories distinctes. Cela nous rappelle un point important de l'interprétation de Copenhague, admettant l'« impossibilité de toute séparation nette entre le comportement des objets atomiques et l'interaction avec l'appareil de mesure qui est utilisé dans la définition des conditions sous lesquelles les phénomènes apparaissent » [6, p. 210]. Dans les mots de Jammer, « a physical entity does not do what it does because it is what it is, but is what it is because it does what it does » [5, p. 54]. Ce que nous souhaitons démontrer ici, c'est que les concepts d'objet classique et d'objet quantique sont essentiels à la formulation de l'interprétation de Copenhague, et particulièrement dans la formulation du principe de complémentarité de Bohr, qui disait lui-même

the idea of complementarity is suited to characterize the situation, which bears a profound analogy to the general difficulty in the formation of human ideas, inherent in the distinction between subject and object [2, p. 364].

Dans sa conférence faite à Como, Bohr énonçait publiquement pour la première fois son principe de complémentarité :

On one hand, the definition of the state of the physical system, as ordinarily understood, claims the elimination of all external disturbances. But in that case, according to the quantum postulate, any observation will be impossible, and, above all, the concepts of space and time lose their immediate sense. On the other hand, if in order to make observation possible we permit certain interactions with suitable agencies of measurement, not belonging to the system, an unambiguous definition of the state of the system is naturally no longer possible, and there can be no question of causality in the ordinary sense of the word.

Il est donc clair que ce propos de Bohr admet un système observé, un appareil qui l'observe, et l'impossibilité de déterminer l'état du système seul à partir de l'appareil de mesure. Bohr continuait en disant

The very nature of the quantum theory thus forces us to regard the space-time coordination and the claim of causality, the union of which characterizes the classical theories, as complementary but exclusive features of the description, symbolizing the idealisation of observation and definition respectively.

Suite à cette citation, Jammer [5, p. 87] écrivait

This statement, in which Bohr introduced the term 'complementarity' for the first time, calling 'space-time coordination' and the 'claim of causality' complementary to each other, contained the essence of the earliest version of what later became known as the 'complementary interpretation' or 'Copenhagen interpretation' of quantum mechanics.

Dans la section de son livre intitulé *Complémentarité*, où il discute l'interprétation de Copenhague, Marchildon écrit

Le microobjet et l'appareil macroscopique sont inséparables. Cette inséparabilité, conjuguée à l'existence du quantum d'action h , est, selon Bohr, à la source du caractère statistique des prédictions de la mécanique quantique. [20, p. 125]

L'interprétation de Copenhague utilise donc outrageusement des concepts qui sont indéfinissables, comme l'*objet atomique* et l'*appareil de mesure*, puisque ceux-ci entrent l'un dans la définition de l'autre. Cela est généralement considéré comme LE problème de l'interprétation de Copenhague :

[F]or the persistence of the creed of complementarity in the face of decisive objections is to be found in the *vagueness* of the main principles of this creed. [47]

From the semantic point of view, the question of interpretation is the following : How can the world be so that quantum models representing Young setups (as well as other situations) are empirically adequate? The

Copenhagen answer (or at least a variant of it) says that micro-objects responsible for the fringes don't have well-defined properties unless these are measured, but that large scale apparatus always have well-defined properties. I share the view of those who believe that this answer is complete only insofar as it precisely specifies the transition scale between the quantum and the classical. [27, p. 1459]

The problem is this : quantum mechanics is fundamentally about 'observations'. It necessarily divides the world into two parts, a part which is observed and a part which does the observing. The result depends in detail on just how this division is made, but no definite prescription for it is given. All that we have is a recipe which, because of practical human limitations, is sufficiently unambiguous for practical purposes. [48, p. 124]

En résumé, nous croyons que l'interprétation de Copenhague a besoin des concepts *objets à observer* et *objets qui observent*, pour formuler certains de ses principes, dont le principe de complémentarité. Cette interprétation utilise ces concepts et les définit rigoureusement comme des concepts qui sont mal définis. Cela entraîne une frustration de la part de tous ceux qui aiment que les choses soient claires.

L'approche instrumentaliste est différente, et n'a pas ces problèmes, puisqu'elle définit tous ses concepts en termes de *procédures*. Il n'y a pas de *système observé* à définir, ni d'*observateur* à définir pas plus qu'il ne faut définir ce que nous entendons par *observation*. Chacun de ces mots est seulement un raccourci de langage qui remplace une procédure expérimentale et les fruits de cette procédure. Quiconque demande alors ce que nous entendons par *photon* doit se rendre au laboratoire pour prendre en note toutes les procédures expérimentales qui mènent à ce que nous désignons par ce mot ; nous pourrions du même coup lui montrer à quel appareil de mesure correspond un polariseur en lui montrant la procédure par laquelle on le fabrique ; et nous pourrions lui montrer ce que nous entendons par *observation* lorsqu'il verra comment on prend en note certaines quantités affichées par l'appareil. C'est seulement lorsque nous souhaitons introduire des énoncés au sujet d'objets indépendants du monde réel que nous devons introduire des définitions (rappelons-nous le propos de Reichenbach [12]). Et nous notons que c'est aussi précisément seulement lorsque nous introduisons des énoncés au sujet d'objets indépendants (microobjets, appareils de mesure, observateurs, etc.) du monde réel objectif que les problèmes interprétationnels apparaissent.

4.10.3 Approche épistémique vs approche instrumentaliste

Quelques auteurs décrivent une approche qui ressemble à celle que nous avons présentée dans ce chapitre, mais finissent par utiliser outrageusement le concept d'information. Par exemple, Peres [32] a cru bon d'ajouter à son livre, qui débute avec une approche très instrumentaliste, un chapitre qui traite d'information et de thermodynamique. Cela sous-entend que l'information dont il discute pourrait être associée à la connaissance de faits au sujet des propriétés d'objets de la réalité indépendante. Dans un article paru huit ans après son livre, il écrit même

Information can be converted to heat and can perform work. Information is not just an abstract notion. It requires a physical carrier... [11]

Nous voyons difficilement comment de l'information au sujet de résultats de tests pourrait être convertie... en chaleur ?

Nous croyons important de mentionner que l'approche instrumentaliste n'a pas besoin du concept d'information, peu importe le sens donné à ce mot. Cela distingue clairement l'approche instrumentaliste de l'approche épistémique (dont le sujet d'étude est précisément l'information). D'ailleurs, à notre avis, Marchildon [27] démontre de façon éloquente pourquoi l'approche épistémique est insuffisante, voir incomplète.

4.10.4 Fonction d'onde de l'univers

On peut lire dans différents ouvrages que l'interprétation de Copenhague ne peut pas attribuer une fonction d'onde à l'univers tout entier, tellement cette interprétation a besoin et d'un système observé et d'un système qui observe. Par exemple, Stapp [49, p. 1102] a écrit « In the Copenhagen interpretation the notion of an absolute wave function representing the world itself is unequivocally rejected. » Mais qu'entend Stapp par « the world itself » ? Il continue,

Wave functions, like the corresponding probability functions in classical physics, are associated with the studies by scientists of finite systems. The devices that prepare and later examine such systems are regarded as parts of the ordinary classical world. Their space-time dispositions are interpreted by the scientist as information about the prepared and examined system. Only these latter systems are represented by wave functions. The probabilities involved are the probabilities of specified responses of the measuring devices under specified conditions.

On reconnaît là un propos propre à l'interprétation de Copenhague, et Stapp spécifie que l'appareil de mesure est décrit classiquement, alors que l'objet à l'étude est décrit

par la mécanique quantique qui lui associe une fonction d'onde. Stapp fait ensuite une distinction entre préparation et mesure, puis conclut :

This pragmatic description is to be contrasted with descriptions that attempt to peer 'behind the scenes' and tell us what is 'really happening.' Such superimposed images can be termed metaphysical appendages insofar as they have no testable consequences. The pragmatic interpretation ignores all such metaphysical appendages.

À notre avis, ce que Stapp écrit contient deux discours. Le premier concerne la description pragmatique, instrumentaliste, des objets quantiques ; le second concerne la description réaliste, objective, des objets classiques. Nous croyons que si Stapp avait poussé à la limite son raisonnement, il aurait conclu qu'autant la description classique que la description quantique doit être instrumentaliste. En ce sens, tout ce que nous savons du monde, objets classiques ou quantiques, provient de l'expérience que nous avons de celui-ci.

Que voulait-il dire par « the world itself » ? Nous pensons qu'il voulait dire cette réalité indépendante, plus vaste que ce que nous permet d'atteindre notre expérience. De notre côté, du point de vue de l'approche instrumentaliste, nous croyons que *le monde*, ou *l'univers* devrait être un concept associé à ce qu'on a appris par l'expérience. En ce sens, nous ne voyons pas comment il pourrait être impossible d'attribuer une fonction d'onde à l'« univers tout entier », qui caractériserait les probabilités des résultats de tous les tests possibles effectués sur tous les systèmes qui nous sont accessibles. Comme nous l'avons répété, l'approche instrumentaliste ne demande pas de définir précisément les objets qu'on décrit, comme l'univers, et demande à ce qu'on évite d'introduire des énoncés à leur sujet. Or, nous pourrions facilement imaginer qu'il existe des probabilités (inconnues en leur totalité) associées aux résultats de tous les tests possibles qu'on peut effectuer sur notre environnement à un moment donné t , et que ces probabilités puissent être représentées mathématiquement par une quantité $|\Psi(t)\rangle$. Nous n'affirmons pas que le formalisme de la mécanique quantique décrirait correctement cette collection de probabilités, mais bien qu'à l'intérieur de l'approche instrumentaliste, cela est pensable et falsifiable. Si on peut donner la probabilité associée à pratiquement tous les tests réalisables dans « notre monde », alors nous avons pratiquement déterminé la fonction d'onde de l'univers. Il n'est pas nécessaire de connaître exactement cette fonction si nous croyons pouvoir l'idéaliser suffisamment pour en déduire des prédictions.

4.11 Conclusion

Comme nous l'avons vu, cette approche pragmatique mène à des prédictions statistiques et ne prétend pas décrire une quelconque réalité. Cette façon de faire de la science n'est pas universellement acceptée, surtout par ceux qui croient en la réalité objective et exigent de la science qu'elle la décrive objectivement. En ce sens, quiconque postule l'existence d'une réalité indépendante trouvera incomplète l'approche instrumentaliste, puisqu'elle ne nous renseigne absolument pas sur les objets de cette réalité, elle évite même tout énoncé à leur sujet. Néanmoins, il est possible d'argumenter que cette quête du réel est inutile [28], du moins, tant que la théorie obtenue de celle-ci ne surpasse pas le pouvoir prédictif de l'approche instrumentaliste. En ce sens, nous concluons avec Heisenberg

[I]t may be suggested that behind the statistical universe of perception there lies hidden a 'real' world ruled by causality. Such speculations seem to us—and this we stress with emphasis—useless and meaningless. For physics has to confine itself to the formal description of the relations among perceptions. [2, p. 349]

Chapitre 5

Mécanique bohmienne

5.1 Introduction

L'approche instrumentaliste permet uniquement de répondre à des questions statistiques, c'est-à-dire qu'elle prédit uniquement les valeurs possibles de résultats de tests et la probabilité d'obtenir chacune de ces valeurs à chacun des tests. En conséquence, l'expérimentateur qui réalise un test unique dans son laboratoire, et qui souhaite prédire quel sera le résultat de ce test, n'a absolument aucune ressource. Il doit admettre qu'il n'a aucun moyen de déterminer quelle valeur sera choisie, cette fois, par la nature. Il peut alors se retourner vers les théoriciens, et leur demander ce qu'ils attendent pour lui fournir un modèle théorique *complet*, qui lui permette à tout coup de prévoir ce qui va se passer. Beaucoup de théoriciens, alors, sont mal à l'aise face à ce manquement, et cherchent désespérément à combler ce grand vide. Ce qu'il faut savoir avant toute chose sur la mécanique bohmienne, c'est qu'elle laisse ce grand vide intact, et c'est là sa plus grande qualité.

En réalité, lorsque l'expérimentateur se sent désespéré face à son ignorance concernant le résultat du prochain test, ce n'est pas vers les théoriciens qu'il devrait se tourner, mais plutôt vers ses collègues de laboratoire. Quiconque espère le moindre indice sur la façon de prédire un résultat unique doit découvrir une régularité de la nature qui n'a jamais été découverte. Ce fait a d'ailleurs été promu à un principe par certains :

We have not assumed that the quantum theory, unlike classical physics, is essentially a statistical theory in the sense that from exact data only statistical conclusions can be inferred. [...] However, in the strong formulation of the causal law 'If we know exactly the present, we can predict the future' it is not the conclusion but rather the premise which is false. We *cannot* know, as a matter of principle, the present in all its details. [5,

p. 349]

C'est pour cette raison que l'approche instrumentaliste, qui formalise les régularités statistiques confirmées, *ne peut pas* se prononcer sur le résultat d'un test unique. Et c'est aussi pour cette raison que la mécanique bohmienne *ne doit pas* prédire des régularités qui ne sont pas observées.

5.2 Un système quantique non relativiste

La formalisation des régularités associées aux phénomènes quantiques a permis de construire l'approche instrumentaliste. Le formalisme obtenu correspond à ce qui a été présenté au chapitre 2, où nous avons rappelé qu'un changement de base laisse invariantes les quantités ayant un sens physique, comme les valeurs propres ou les probabilités associées à celles-ci.

Dans la base (ou représentation) de la position, l'hamiltonien d'un système quantique s'écrit¹

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{r}, t) + V(\vec{r}, t), \quad (5.1)$$

où $\hbar$ est une constante, m est un paramètre réel à déterminer par l'expérience (la masse) et où $V(\vec{r}, t)$ est une fonction réelle des trois coordonnées d'espace et du temps. L'idée maîtresse de la mécanique bohmienne [8, 50] vient d'une conséquence purement mathématique de l'équation de Schrödinger exprimée dans la base de la position,

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}, t) \right) \psi(\vec{r}, t). \quad (5.2)$$

Si on exprime la fonction d'onde sous sa forme polaire

$$\psi(\vec{r}, t) = R(\vec{r}, t) e^{iS(\vec{r}, t)/\hbar}, \quad (5.3)$$

et qu'on la substitue dans l'équation de Schrödinger, la partie réelle de l'équation obtenue correspond à

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{2m} + V - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 R}{R} = 0, \quad (5.4)$$

¹Voir [20, p. 131].

alors que sa partie imaginaire correspond à

$$\frac{\partial R^2}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{R^2 \nabla S}{m} \right) = 0. \quad (5.5)$$

Dans tout bon livre de mécanique classique, on retrouve l'équation du mouvement de Hamilton-Jacobi²

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{2m} + V = 0, \quad (5.6)$$

où $\nabla S = \vec{p}$, la quantité de mouvement d'une particule ponctuelle. On remarque alors que l'équation (5.4) est la même que l'équation d'Hamilton-Jacobi classique, mais avec un terme en plus,

$$Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 R}{R}, \quad (5.7)$$

appelé « potentiel quantique ». À partir de ces résultats purement mathématiques, Bohm fait les assertions réalistes suivantes :

1. Il existe une particule ponctuelle ayant une position $\vec{r}(t)$ bien définie en tout temps, laquelle varie de façon continue.
2. La particule n'est jamais séparée du *champ quantique* $\psi(\vec{r}, t) = R(\vec{r}, t) e^{iS(\vec{r}, t)/\hbar}$ satisfaisant l'équation de Schrödinger, lequel guide la particule.
3. La particule a une équation du mouvement

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla V - \nabla Q, \quad (5.8)$$

c'est-à-dire que la particule subit une force classique $-\nabla V$ mais aussi une *force quantique* $-\nabla Q$.

4. La distribution des conditions initiales déterminant les trajectoires, $\rho(\vec{r}, 0)$, est égale au carré de la norme de la fonction d'onde à cet instant :

$$\rho(\vec{r}, 0) = R(\vec{r}, 0)^2. \quad (5.9)$$

L'équation de conservation (5.5) garantit que la densité des trajectoires sera toujours égale à la densité de probabilité donnée par la mécanique quantique. Cette

²Cette équation est équivalente à la seconde loi de Newton

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla V.$$

hypothèse garantit l'équivalence entre les prédictions faites par la mécanique bohmienne et la mécanique quantique.

5.2.1 Expérience des deux fentes d'Young avec des électrons uniques

Comme exemple d'utilisation de la mécanique bohmienne, nous allons revoir l'expérience des deux fentes discutée à la section 4.9, laquelle s'est terminée avec l'affirmation de Feynman rappelant l'impossibilité d'expliquer le patron d'interférence en termes d'électrons individuels passant par les trous le long de trajectoires compliquées. Suivant Bohm, nous conservons les prédictions statistiques de l'approche instrumentaliste, mais nous ajoutons une ontologie qui tend à expliquer cette statistique en termes d'objets ayant une existence propre, c'est-à-dire les électrons et le champ quantique.

Connaissant la fonction d'onde (4.4), il nous suffit de calculer les trajectoires possibles des électrons en solutionnant l'équation du mouvement de Newton tenant compte de la force quantique

$$m\ddot{x} = -\nabla V - \nabla Q. \quad (5.10)$$

Dans l'expérience qui nous intéresse, il n'y a pas de force classique ($V = 0$) et la force quantique est trouvée directement de l'équation (5.7)

$$F_Q(\vec{r}, t) = \nabla \left(\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 R(\vec{r}, t)}{R(\vec{r}, t)} \right), \quad (5.11)$$

où $R(\vec{r}, t)$ est la norme de la fonction d'onde (4.4) donnée explicitement par

$$R(\vec{r}, t) = \sqrt{(2\pi\sigma_t^2)^{-1/2}} \exp \left[-\frac{y^2 + Y^2}{4\sigma_t^2} \right] \left(\cosh \left[\frac{yY}{\sigma_t^2} \right] + \cos \left[\frac{yYt}{2\sigma_0^2\sigma_t^2} \right] \right)^{1/2}. \quad (5.12)$$

Les trajectoires bohmiennes qui peuvent être empruntées par les électrons dans l'expérience des deux fentes sont alors trouvées en solutionnant l'équation différentielle

$$\ddot{x} = \frac{F_Q}{m}. \quad (5.13)$$

Supposant que les électrons soient tous émis avec la même énergie, c'est la position initiale de l'électron qui détermine entièrement la trajectoire qu'on lui attribue. Nous avons solutionné numériquement l'équation (5.13) et tracé quelques trajectoires obtenues de positions initiales distribuées uniformément, seulement pour illustrer les

solutions, à la Fig. 5.1. Il est important de noter ici que l'ensemble des trajectoires de la Fig. 5.1 ne reproduit pas les statistiques de la mécanique quantique que nous aurions obtenues de la fonction d'onde initiale (4.3). Pour obtenir la Fig. 5.1, nous avons choisi une distribution tout à fait quelconque de trajectoires qui, elles, ne sont pas quelconques puisqu'elles découlent du potentiel quantique caractérisant l'expérience en jeu. Il est à noter que la mécanique bohmiennne admet *a priori* des distributions initiales qui n'ont rien à voir avec les solutions de l'équation de Schrödinger. Pour rendre la distribution de trajectoires bohmiennes cohérente avec la distribution de probabilité de la mécanique quantique, il suffit de postuler que nos sources émettent des particules selon une distribution de positions ρ_0 égale à la norme au carré d'une solution ψ_0 de l'équation de Schrödinger. Nous ne croyons pas nécessaire de justifier ce postulat d'une autre façon que par l'évidence expérimentale, tout comme nous ne croyons pas nécessaire de justifier le postulat (ou règle) de Born [42] qui lie la norme de la fonction d'onde à la densité de probabilité des résultats expérimentaux. Néanmoins,

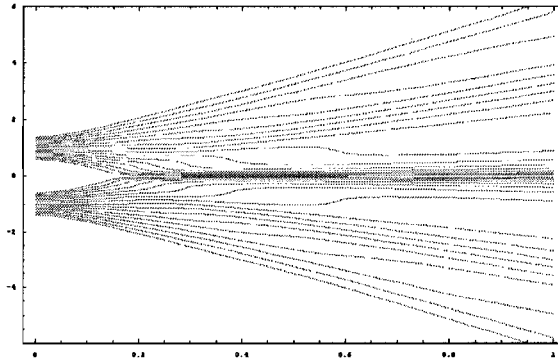


FIG. 5.1 – Quelques solutions possibles de l'équation différentielle (5.13) avec $m = 1$, $\sigma_0 = 0.2$ et $Y = 1$ pour une distribution uniforme de positions initiales.

la question se pose très bien à l'intérieur de l'ontologie : Que peut-il bien se produire à l'intérieur de la source pour que celle-ci émette les particules avec une distribution de positions initiales qui coïncide avec la norme au carré de la fonction d'onde ?

À cette question, Bohm et Vigier³ répondent qu'il pourrait y avoir un fluide rem-
plissant tout l'espace, dans lequel les particules se propagent en subissant ses fluctua-
tions aléatoires (comme un grain de pollen à la surface d'un liquide), puisque dans ce
cas il est démontré⁴ qu'une quelconque distribution initiale de positions tendra avec
le temps vers la distribution donnée par la mécanique quantique. Quant à lui, Valen-
tini [53] répond que la distribution des positions initiales émerge statistiquement d'un

³Voir [51] et [50, p. 194].

⁴Pour la preuve, voir aussi [52, p. 186] et [53].

« théorème-H » quantique basé sur des hypothèses semblables à celles de la mécanique statistique classique. Quoique cette approche, *expliquant* la mécanique bohmienne en termes d'une ontologie encore plus large, soit très intéressante et à l'origine de l'interprétation stochastique de la mécanique quantique, nous considérons que la mécanique bohmienne est une théorie complète et consistante qui *ne requiert pas* ces hypothèses sur une tranche de réalité encore plus fondamentale [54, p. 20].

5.2.2 Expérience de Stern-Gerlach

À l'aide d'hypothèses simplificatrices,⁵ on peut modéliser l'effet de l'impulsion d'un champ magnétique sur un spineur Ψ par

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \mu B_z \sigma_z \Psi, \quad (5.14)$$

où μ est le moment magnétique et B_z le champ magnétique selon z . Avant d'entrer dans le champ magnétique, la fonction d'onde est une gaussienne telle que la position et le moment cinétique sont indépendants :

$$\Psi(z, 0) = f(z) (c_+ u_+ + c_- u_-), \quad (5.15)$$

où $|c_+|^2$ et $|c_-|^2$ sont les probabilités d'obtenir les moments cinétiques respectifs. La solution de (5.14) est alors

$$\Psi(z, t) = R_+ e^{iS_+/\hbar} c_+ u_+ + R_- e^{iS_-/\hbar} c_- u_- \quad (5.16)$$

avec $u_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, $u_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$,

$$\begin{aligned} R_{\pm} &= (2\pi\sigma^2)^{-1/4} e^{-(z \pm v_g t)^2 / 4\sigma^2} \\ \frac{S_{\pm}}{\hbar} &= \pm \Delta + \left(z \pm \frac{1}{2} v_g t\right) \Delta' \\ &\quad - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{\hbar t}{2m\sigma_0^2} \right) + \frac{\hbar t (z \pm v_g t)^2}{8m\sigma^2\sigma_0^2}, \end{aligned}$$

où Δ et Δ' sont des fonctions du champ magnétique et du temps d'interaction, $\sigma = \sigma_0 \sqrt{1 + \hbar^2 t^2 / 4m^2 \sigma_0^4}$, σ_0 la largeur à mi-hauteur initiale et v_g la vitesse de groupe du paquet d'onde.

⁵Voir [55] et [54, p. 406].

De la mécanique classique,⁶ on déduit qu'un spineur de grandeur arbitraire R s'exprime comme

$$\Psi = Re^{i\chi/2} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \\ i \sin \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

où les angles d'Euler θ, χ et ϕ définissent le mouvement de rotation. Une comparaison de (5.16) avec (5.17) nous donne

$$\begin{aligned} R^2 &= R_+^2 |c_+|^2 + R_-^2 |c_-|^2, \\ \chi &= (1/\hbar) (S_+ + S_-) - \pi/2 \\ \theta &= 2 \tan^{-1} (R_- |c_-| / R_+ |c_+|) \\ \phi &= (1/\hbar) (S_+ - S_-) + \pi/2, \end{aligned}$$

en termes desquels on écrit les équations de la vitesse et du vecteur spin

$$\begin{aligned} v &= \frac{\hbar}{2m} \left(\frac{\partial \chi}{\partial z} + \cos \theta \frac{\partial \phi}{\partial z} \right), \\ \vec{s} &= (\hbar/2) (\sin \theta \sin \phi, \sin \theta \cos \phi, \cos \theta). \end{aligned}$$

On voit que la vitesse dépendra des angles définissant le mouvement de rotation, c'est-à-dire qu'à des mouvements de rotation différents correspondent des trajectoires différentes. Le déroulement complet de la réalité sous-jacente à une expérience de Stern-Gerlach, telle que décrite par la mécanique bohmiennne, est illustré aux figures 5.2 et 5.3 pour le cas particulier $c_+ = c_-$.

Cet exemple illustre bien comment la mécanique bohmiennne décrit la réalité sous-jacente inaccessible à la mécanique quantique ordinaire. L'orientation du vecteur spin se couple à la position de la particule, et divise le faisceau incident en deux faisceaux distincts à la suite de l'interaction avec le champ magnétique. Si on place un écran qui intercepte les trajectoires des particules, la densité de points observés sur l'écran est expliquée par la densité de trajectoires à cet endroit, laquelle coïncide avec les prédictions de la mécanique quantique puisque la distribution $\rho(x, 0)$ des conditions initiales est donnée par la fonction d'onde (5.15), et satisfait l'équation de continuité (5.5).

⁶Voir par exemple [56, p. 161] ou [54, p. 384].

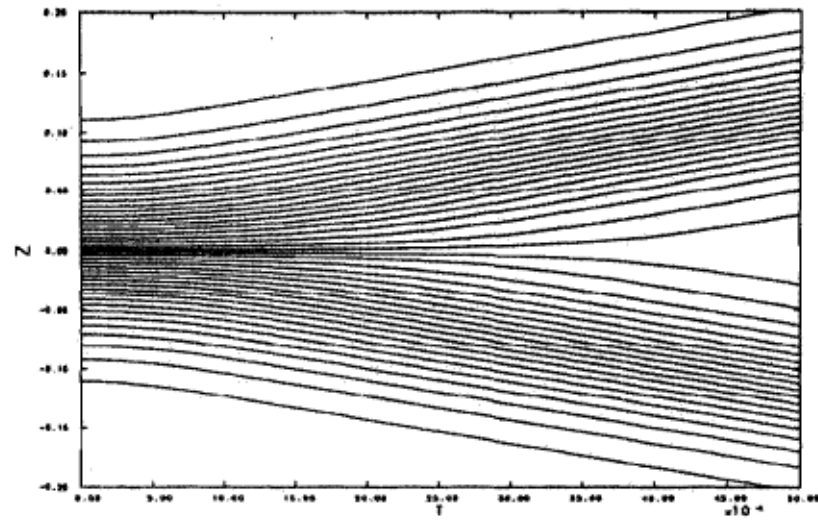


FIG. 5.2 – Trajectoires pendant la mesure du spin avec $c_+^2 = c_-^2 = 0.5$ (Source : [55]).

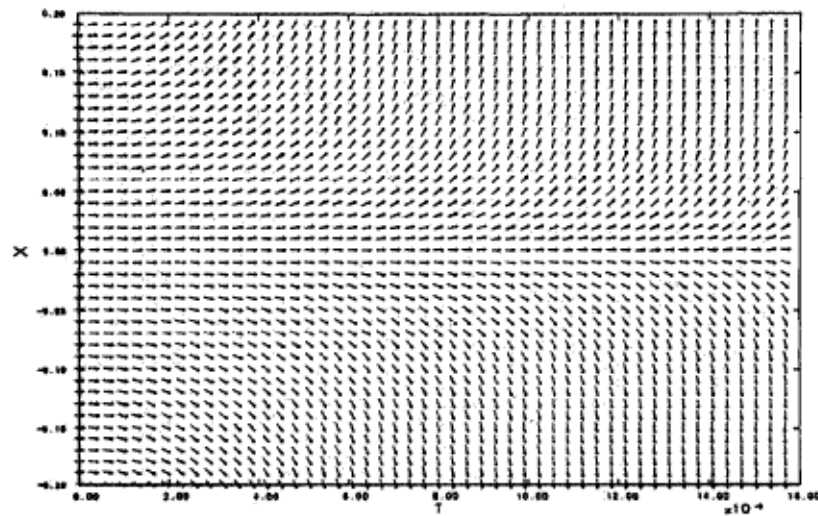


FIG. 5.3 – Champ des orientations $\theta(z, t)$ associé avec la figure 5.2 (Source : [55]).

5.3 Un système quantique relativiste

L'équation de Dirac pour une particule a une interprétation physique qui semble cohérente [57]. Nous en résumons ici les points essentiels.

L'équation de Dirac⁷

$$-i\gamma_\mu\partial^\mu\psi + q_e\gamma_\mu A^\mu\psi + m\psi = 0 \quad (5.18)$$

implique l'équation de continuité

$$\partial^\mu j_\mu = 0 \quad (5.19)$$

où nous avons défini $j_\mu \equiv \bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ avec $\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger\gamma_0$. Puisque $j^0 = \psi^\dagger\psi \geq 0$ dans tous les référentiels, on peut l'interpréter (avec une normalisation appropriée) comme une densité de probabilité liée à un ensemble de Gibbs⁸ de particules [57]. D'autre part, puisque j^μ est de type temps, on peut l'utiliser pour définir le champ de quadrivitesse de l'ensemble :

$$u^\mu \equiv \frac{j^\mu}{\sqrt{j^\nu j_\nu}}, \quad u^\mu u_\mu = 1, \quad u^0 \geq 1. \quad (5.20)$$

C'est la possibilité d'une telle définition qui permet l'interprétation en termes de trajectoires. Nous postulons alors l'existence objective d'une particule, avec u^μ tangente à sa ligne d'univers $x^\mu(\tau)$ paramétrisée par τ , et d'un champ spineur réel ψ , lequel guide la particule. La ligne d'univers de la particule est déterminée par l'équation covariante

$$\frac{dx^\mu}{d\tau} = u^\mu. \quad (5.21)$$

Soit maintenant σ_0 un hyperplan constitué d'événements qui sont tous simultanés dans un référentiel S_0 . Nous définissons alors ρ , la distribution des points en lesquels des trajectoires coupent effectivement le plan σ_0 . Nous postulons que, dans un référentiel quelconque S , la distribution ρ des points qui coupent σ est égale à la distribution de

⁷Nous employons un système d'unités où $c = \hbar = 1$ avec la signature $(+ - - -)$ et la définition des matrices gamma de Marchildon [20, p. 323]

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} \sigma^0 & 0 \\ 0 & -\sigma^0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma^i \\ \sigma^i & 0 \end{pmatrix},$$

où σ^0 est la matrice identité 2×2 et les σ^i sont les matrices de Pauli

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

⁸C'est-à-dire un ensemble de beaucoup de particules identiques isolées, différant l'une de l'autre seulement par leurs positions et vitesses initiales.

probabilité $\psi^\dagger\psi$. Ce dernier postulat s'écrit de façon covariante comme [58]

$$\rho \equiv j^\mu n_\mu$$

où n_μ est le quadrivecteur unité normal à l'hyperplan de simultanéité σ , orienté vers le futur qui, dans un référentiel S , vaut $n^\mu = (1, 0, 0, 0)$. Étant donné que $j^\mu n_\mu$ est un scalaire de Lorentz qui vaut $\psi^\dagger\psi$ dans le référentiel S , alors $\rho = \psi^\dagger\psi$ en tout temps dans tous les référentiels inertiels.

Dans un référentiel donné, les trajectoires possibles de la particule sont trouvées en solutionnant l'équation différentielle

$$\dot{x}^i = v^i, \quad (5.22)$$

où v^i est la vitesse spatiale, donnée par

$$v^i \equiv \frac{u^i}{u^0} = \frac{j^i}{j^0} = \frac{-\bar{\psi}\gamma_i\psi}{\psi^\dagger\psi} = \frac{-\psi^\dagger\gamma_0\gamma_i\psi}{\psi^\dagger\psi} = \frac{\psi^\dagger\alpha_i\psi}{|\psi|^2},$$

et où nous avons défini $\alpha_i \equiv -\gamma_0\gamma_i$. Utilisant l'équation (5.20), on a

$$|v|^2 = \frac{(u^i)^2}{(u^0)^2} = \frac{(u^0)^2 - u^\mu u_\mu}{(u^0)^2} = 1 - \frac{1}{(u^0)^2} \Rightarrow |v| \leq 1,$$

et donc, la vitesse spatiale de la particule n'excède jamais celle de la lumière.

Voilà qui résume une interprétation de l'équation de Dirac pour une particule, en termes de trajectoires, qui semble ne poser aucun problème [57, 54], sauf, peut-être, celui de l'interprétation des états d'énergie négative [59, p. 25].

5.4 Deux systèmes quantiques non relativistes

Nous allons maintenant présenter la mécanique bohmiennne de deux particules, laquelle a toutes les caractéristiques de sa généralisation à N particules.

Pour construire notre modèle, nous commençons par postuler l'existence d'un système global S auquel est associé un espace vectoriel $\mathcal{V}$ de dimension d . Si d n'est pas un nombre premier, alors il est possible de diviser $\mathcal{V}$ en deux sous-espaces $\mathcal{V}^1$ et $\mathcal{V}^2$ de dimensions d_1 et d_2 , de sorte que

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}^1 \otimes \mathcal{V}^2, \quad d = d_1 d_2.$$

Supposons que le système global soit caractérisé par un état $|\chi'(t)\rangle$ qui évolue selon l'équation de Schrödinger

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\chi'(t)\rangle = H' |\chi'(t)\rangle, \quad (5.23)$$

avec H' indépendant de t . Considérons maintenant H_k agissant dans $\mathcal{V}^k$. Étant donné que la physique déduite de l'équation (5.23) est invariante sous une transformation unitaire, nous effectuons la transformation suivante

$$\begin{aligned} |\chi'(t)\rangle &\rightarrow |\chi(t)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t} |\chi'(t)\rangle \\ A' &\rightarrow A = e^{-\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t} A' e^{\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t}, \end{aligned} \quad (5.24)$$

où $H_k = H_k(t)$, $[H_1, H_2] = 0$, $H_k^\dagger = H_k$, et où A' dénote collectivement tous les opérateurs agissant dans $\mathcal{V}$. L'équation de Schrödinger devient alors

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} |\chi(t)\rangle &= i\hbar \frac{d}{dt} \left(e^{-\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t} |\chi'(t)\rangle \right) \\ &= (H_1 + H_2) |\chi(t)\rangle + i\hbar e^{-\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t} \underbrace{\frac{d}{dt} |\chi'(t)\rangle}_{\frac{1}{i\hbar} H' |\chi'\rangle} \\ &= (H_1 + H_2) |\chi(t)\rangle + e^{-\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t} H' |\chi'(t)\rangle \\ &= (H_1 + H_2) |\chi(t)\rangle + e^{-\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t} H' e^{\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t} e^{-\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t} |\chi'(t)\rangle \end{aligned}$$

et donc,

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\chi(t)\rangle = (H_1 + H_2 + V) |\chi(t)\rangle, \quad (5.25)$$

où nous avons défini $V \equiv e^{-\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t} H' e^{\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2)t}$, qui a les mêmes valeurs propres que H' .

La description d'un système par un vecteur $|\chi'\rangle$ satisfaisant l'équation de Schrödinger avec un hamiltonien H' est donc équivalente à la description par le vecteur d'état $|\chi\rangle$ satisfaisant l'équation de Schrödinger avec un hamiltonien $H(1, 2) = H_1 + H_2 + V$, les deux représentations étant liées par la transformation (5.24).

Dans la base des coordonnées, l'équation (5.25) devient

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \chi(x_1, x_2, t) = (H_1^{coord} + H_2^{coord} + V^{coord}) \chi(x_1, x_2, t),$$

où l'étiquette *coord* sera omise par la suite. Nous postulons ensuite, sans justification,

que $H_k = -\frac{\hbar^2}{2m_k} \frac{\partial^2}{\partial x_k^2}$ pour obtenir

$$i\hbar \frac{\partial \chi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2 \chi}{\partial x_1^2} - \frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial x_2^2} + V\chi, \quad (5.26)$$

où m_1 et m_2 sont des paramètres réels positifs. C'est la forme habituelle de l'équation de Schrödinger de deux particules.

Substituant $\chi(x_1, x_2, t) = R(x_1, x_2, t) e^{\frac{i}{\hbar} S(x_1, x_2, t)}$ dans (5.26) et définissant $P = R^2 = \psi^\dagger \psi$, on obtient une équation pour la partie réelle et une autre pour la partie imaginaire, lesquelles sont données par [50, p. 56]

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{1}{2m_1} \left(\frac{\partial S}{\partial x_1} \right)^2 + \frac{1}{2m_2} \left(\frac{\partial S}{\partial x_2} \right)^2 + V + Q = 0, \quad (5.27)$$

où

$$Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial^2 R}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 R}{\partial x_2^2} \right)$$

et

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{P}{m_1} \frac{\partial S}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{P}{m_2} \frac{\partial S}{\partial x_2} \right) = 0. \quad (5.28)$$

Nous interprétons alors l'équation (5.27) comme l'équation d'Hamilton-Jacobi avec le potentiel quantique Q ajouté, avec les impulsions des deux particules respectivement données par

$$p_1 = \frac{\partial S}{\partial x_1}, \quad p_2 = \frac{\partial S}{\partial x_2}.$$

Le champ quantique $\chi = \chi(x_1, x_2, t)$ associé au système global évolue dans l'espace de configuration et guide chacune des particules de masse m_k . Il n'est généralement pas possible d'attribuer un champ quantique à chaque particule, celui-ci étant défini uniquement dans l'espace de configuration du système global. Malgré cela, chaque particule se déplace dans un espace à 3 dimensions, suivant une trajectoire qui est fonction du champ $\chi(x_1, x_2, t)$, donnée par

$$\frac{dx_k}{dt} = \frac{1}{m_k} \frac{\partial}{\partial x_k} S(x_1(t), x_2(t), t).$$

Pour déterminer la trajectoire d'une particule, il faut donner la position initiale de toutes les particules, c'est-à-dire qu'il faut spécifier un point initial dans l'espace de configuration. Ayant postulé l'existence de deux particules suivant des trajectoires bien déterminées, nous postulons qu'à un instant donné t , la probabilité que la particule 1 soit dans l'intervalle dx_1 autour du point x_1 et que la particule 2 soit dans

l'intervalle dx_2 autour du point x_2 est donnée par [54, p. 281]

$$R^2(x_1, x_2) dx_1 dx_2. \quad (5.29)$$

La loi de conservation (5.28) implique alors que la probabilité discutée sera égale à (5.29) en tout temps. C'est ce dernier postulat qui assure à la mécanique bohmiennne de reproduire les prédictions statistiques de la mécanique quantique.

5.4.1 Expérience EPR-Bohm : la non-localité

Nous allons maintenant analyser la version de Bohm [60, p. 614-615] de l'expérience d'Einstein-Podolsky-Rosen, lesquelles sont équivalentes conceptuellement, dans le cadre de l'approche réaliste proposée par Bohm.⁹

La fonction d'onde pour un système de deux particules avec un moment cinétique total nul est

$$\Psi(z_1, z_2) = f(z_1) g(z_2) \left(\frac{u_+^1 u_-^2 - u_-^1 u_+^2}{\sqrt{2}} \right), \quad (5.30)$$

où les particules 1 et 2 sont localisées dans les paquets d'ondes $f(z_1)$ et $g(z_2)$, respectivement. Les deux vecteurs de spin sont nuls pour l'état (5.30) :

$$\vec{s}_1 = 0, \quad \vec{s}_2 = 0. \quad (5.31)$$

Le calcul de l'évolution des vecteurs de spin $\vec{s}_1$ et $\vec{s}_2$ montre qu'en tout temps, si les appareils de Stern-Gerlach sont orientés dans la même direction, on a

$$s_{x1} = s_{x2} = 0, \quad s_{y1} = s_{y2} = 0, \quad s_{z1} = -s_{z2}, \quad (5.32)$$

ce qui montre explicitement la corrélation entre les mouvements des vecteurs de spin des particules 1 et 2. Supposons qu'une mesure du moment cinétique selon z soit faite sur la particule 1 seulement. Selon l'exemple de la section 5.2.2, le paquet d'ondes de la particule 1 va se diviser en deux (une partie franchira une distance $+d$ selon z , l'autre une distance $-d$) ; la fonction d'onde sera alors

$$\begin{aligned} \Psi = & \frac{1}{\sqrt{2}} [f(z_1 + d) g(z_2) u_+^1 u_-^2 \\ & - f(z_1 - d) g(z_2) u_-^1 u_+^2]. \end{aligned}$$

Supposons que la position initiale de la particule 1 soit telle qu'après la mesure,

⁹Voir [54, p. 465], [61] ou [50, p. 225] pour plus de détails.

celle-ci se retrouve dans le paquet d'ondes du haut, on a alors qu'immédiatement après la mesure

$$s_{z1} \neq 0, \quad (5.33)$$

ce qui implique qu'au même moment, s_{z2} prend une valeur non nulle et ce, **peu importe la distance entre les particules 1 et 2**. L'action du champ magnétique sur la particule 1 a une influence non locale sur l'état de la particule 2. Le déroulement de la réalité sous-jacente après la mesure sur la particule 1 (selon la mécanique bohmienne) est illustré à la figure (5.4), où 6 trajectoires correspondant à 6 positions initiales possibles ont été tracées.

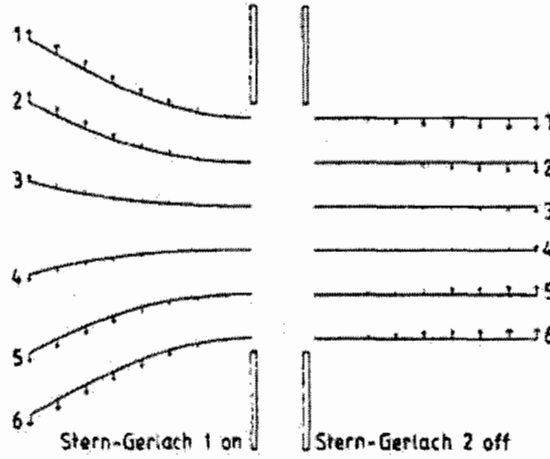


FIG. 5.4 – Trajectoires et vecteurs de spin corrélés lorsqu'une mesure est effectuée sur la particule 1 seulement (Source : [61]).

L'exemple qu'on vient de décrire illustre parfaitement la non-localité de la réalité objective décrite par la mécanique bohmienne. Cependant, il ne faut pas oublier que nous travaillons sur la réalité sous-jacente à la mécanique quantique, laquelle ne prétend pas décrire ce qui se passe en dehors d'un processus de mesure. L'approche instrumentaliste, au sujet de cet exemple, dirait seulement que les résultats des mesures des moments cinétiques seront toujours opposés (point final). La mécanique bohmienne est une réponse possible à la question : *Comment doit être la réalité pour que la mécanique quantique soit vraie ?*

Reprenons l'expérience précédente, mais en supposant que les deux appareils font une mesure au même moment dans un référentiel K (figure 5.5).

Voilà comment il faut interpréter les trajectoires de cet exemple. On suppose que la particule 1 arrive en un point $z_1(0)$ donné dans le champ B de l'appareil de Stern-Gerlach 1 ; c'est de ce point $z_1(0)$ que partent toutes les trajectoires possibles de la

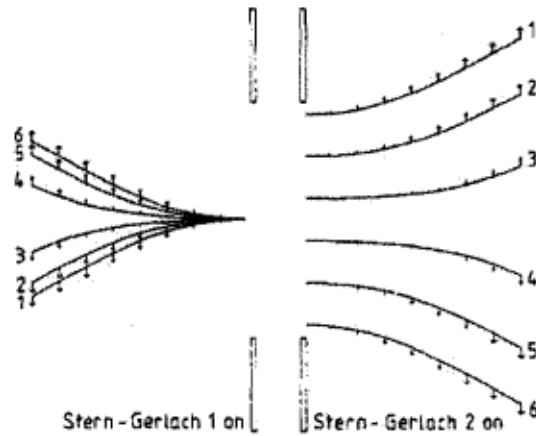


FIG. 5.5 – Trajectoires de la particule 1 en fonction des positions initiales de la particule 2 dans l'appareil de Stern-Gerlach 2 (Source : [61]).

particule 1. La trajectoire de la particule 1 dépend instantanément de la position initiale de la particule 2 dans l'appareil de Stern-Gerlach 2. En d'autres mots, même si dans deux expériences la particule 1 arrive au même endroit dans l'appareil de Stern-Gerlach 1, elle n'aura pas la même trajectoire si dans ces deux expériences la particule 2 arrive en des endroits différents dans le champ du deuxième.

Puisque les mesures en 1 et en 2 sont simultanées dans un référentiel K , alors il existe un référentiel K' où la mesure en 1 a lieu avant la mesure en 2. Dans ce cas, au moment de la mesure en 1, la situation est exactement comme celle de la figure 5.4. La mesure sur la particule 1 modifie la fonction d'onde du système total, laquelle guide le mouvement de la particule 2 qui acquiert instantanément un s_2 non nul. Un peu plus tard dans K' , la particule 2 va entrer dans l'appareil de Stern-Gerlach 2, qui va mesurer la projection de s_2 selon z , laquelle était déjà déterminée avant la mesure. Selon la réalité dans K' , la mesure en 1 est la cause de l'orientation de s_2 qui est la cause du résultat observé en 2.

Cependant, il existe aussi un référentiel K'' dans lequel la mesure 2 se produit avant la mesure 1. Selon la ligne de raisonnement du paragraphe précédent, on conclut que la mesure en 2 est la cause de l'orientation de s_1 qui est la cause du résultat observé en 2. Il semble alors que la réalité n'est pas la même dans K' et dans K'' .

5.5 N systèmes quantiques relativistes

À la section 5.3, nous avons présenté une ontologie basée sur l'équation de Dirac, qui interprétait les lignes d'univers et les particules comme des éléments de la

réalité. À la section précédente, nous avons vu comment généraliser l'ontologie à N systèmes quantiques en divisant arbitrairement notre système. Nous obtenions alors une équation de Schrödinger avec un nouvel hamiltonien comprenant un terme pour chaque particule et un terme d'interaction. Étant donné que l'équation d'onde obtenue contient une dérivée par rapport au temps, et N dérivées par rapport aux variables d'espace, il semble impossible de formuler cette théorie de sorte qu'elle soit invariante sous une transformation de Lorentz. On pourrait appliquer la même procédure de division arbitraire d'un système global décrit par l'équation de Dirac pour obtenir une équation de Dirac décrivant N particules. Cependant, cette théorie serait encore formulée dans un référentiel donné, et ne pourrait être rendue explicitement covariante. Le problème vient de la transformation unitaire choisie, qui attribue le même temps t à tous les sous-systèmes :

$$U(t) = \exp \left[-\frac{it}{\hbar} \sum_{k=1}^N H_k \right], \quad H_k = H_k(t), \quad [H_k, H_j] = 0.$$

Étant donné que nous souhaitons formuler notre théorie indépendamment de tout référentiel, nous proposons la transformation unitaire suivante pour diviser le système global en sous-systèmes

$$U(t_1, \dots, t_N) = \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \sum_{k=1}^N H_{(k)} t_k \right], \quad (5.34)$$

avec $H_{(k)} = H_{(k)}(t_k)$, $H_{(k)}(t) = H_k$, $[H_{(k)}, H_{(j)}] = 0$. Soit S un système, et soit $\psi'(x, t)$ la fonction d'onde décrivant ce système, laquelle est solution d'une équation d'onde (Schrödinger, Dirac, Klein-Gordon, etc.). Alors, à la suite de la transformation unitaire ($\psi = U\psi'$) nous avons

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial t_k} &= \frac{\partial}{\partial t_k} \{U(t_1, \dots, t_k) \psi'\} \\ &= -\frac{i}{\hbar} H_{(k)} U \psi' + U \frac{\partial \psi'}{\partial t_k}. \end{aligned}$$

Étant donné que ψ' ne dépend pas explicitement de t_k , nous obtenons

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t_k} = H_{(k)} \psi, \quad k = 1, \dots, N. \quad (5.35)$$

Notons que nous avons obtenu ces N équations d'une fonction d'onde $\psi'(x, t)$ dé-

crivant *un* système, et que suite à une transformation unitaire ne changeant pas la physique du problème, nous avons trouvé que la fonction transformée $\psi = U\psi'$, décrivant *ce même système*, satisfait N équations d'onde. Ainsi, les N équations d'onde peuvent être interprétées comme décrivant N systèmes indépendants *seulement si* la fonction ψ peut être réécrite comme un produit de N fonctions d'onde ψ_k , chacune satisfaisant sa propre équation d'onde. Le système d'équations d'onde (5.35) satisfaites par ψ ne peut généralement pas décrire N systèmes indépendants.

D'autre part, lorsque nous imposons $t_1 = t_2 = \dots = t$ dans $U(t_1, \dots, t_N)$, la transformation unitaire devient non relativiste et correspond à la généralisation de la transformation discutée pour $N = 2$ dans la section précédente

$$U(t_1, \dots, t_N)_{t_k=t} = e^{-\frac{i}{\hbar}(H_1+H_2+\dots+H_N)t}, \quad H_k = H_k(t), \quad [H_k, H_j] = 0.$$

Sous une telle transformation unitaire, l'équation d'onde pour un système S

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi'(x, t) = H' \psi'(x, t)$$

devient

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi,$$

où $\psi = U(t_1, \dots, t_N)_{t_k=t} \psi'$ et

$$H = H_1 + H_2 + \dots + H_N + V,$$

avec $V = UH'U^{-1}$. Donc, dans la limite où tous les temps sont égaux, nous retrouvons une théorie non relativiste qui nous est familière.

Pour construire notre ontologie relativiste, nous allons supposer que les $H_{(k)}$ sont des hamiltoniens de Dirac. Les équations (5.35) impliquent N équations de conservation,

$$(\partial_k)^\mu (j_k)_\mu = 0, \quad k = 1, \dots, N.$$

Tout comme dans la théorie à une particule, les propriétés du courant de Dirac nous permettent de définir une ligne d'univers pour chaque particule

$$\frac{d(x_k)^\mu}{d\tau} = (u_k)^\mu, \tag{5.36}$$

où $(u_k)^\mu \equiv (j_k)^\mu / \sqrt{(j_k)^\nu (j_k)_\nu}$ dépend de tous les x_k et t_k à travers ψ . La vitesse

spatiale de la particule k , dans un référentiel donné, est alors

$$\vec{v}_k = \frac{\vec{u}_k}{u^0}.$$

Nous avons donc un modèle, avec des particules qui parcourent des lignes d'univers. Ces particules sont considérées comme des sous-systèmes S_k , non indépendants les uns des autres, d'un système global S , lequel est caractérisé par une fonction d'onde satisfaisant une équation d'onde quelconque. La dernière étape consiste à lier notre modèle aux statistiques de la mécanique quantique. Pour ce faire, nous demandons seulement à notre modèle qu'il reproduise les statistiques de la mécanique quantique sur un hyperplan de simultanéité ($t_1 = t_2 = \dots = t_N = t$). Comme nous l'avons montré, le modèle se réduit alors au modèle non relativiste discuté à la section précédente, et il nous suffit de postuler que, dans un référentiel donné à un instant donné t , la probabilité que la particule 1 soit dans l'intervalle dx_1 autour du point x_1 , et que la particule 2 soit dans l'intervalle dx_2 autour du point x_2 , et ..., et que la particule N soit dans l'intervalle dx_N autour du point x_N , alors que le système global est dans l'état $\psi'(t)$ est donnée par

$$R^2(x_1, \dots, x_N) dx_1 \dots dx_N,$$

où R est la norme de $\psi = U\psi'$. Notre modèle n'a alors aucune interprétation statistique en dehors des hyperplans de simultanéité, il stipule seulement que la distribution des points en lesquels les trajectoires coupent l'hyperplan arbitraire sera égale à $\psi^\dagger \psi$.

5.5.1 Expérience EPR revisitée

Considérons deux particules de spin 1/2 dans un état enchevêtré de spin total nul

$$\Psi = f_1(\vec{r}_1, t_1) f_2(\vec{r}_2, t_2) [u_1^+ u_2^- - u_1^- u_2^+], \quad (5.37)$$

où f_1 et f_2 sont des paquets d'ondes localisés se déplaçant dans des directions opposées le long de l'axe des x .

À un temps t_i , dans K , la composante selon z du spin de chaque particule est mesurée par des appareils de Stern-Gerlach (voir FIG. 5.6). Alors la fonction d'onde devient

$$f_1^+(\vec{r}_1, t_1) f_2^-(\vec{r}_2, t_2) u_1^+ u_2^- - f_1^-(\vec{r}_1, t_1) f_2^+(\vec{r}_2, t_2) u_1^- u_2^+ \quad (t_1, t_2 > t_i). \quad (5.38)$$

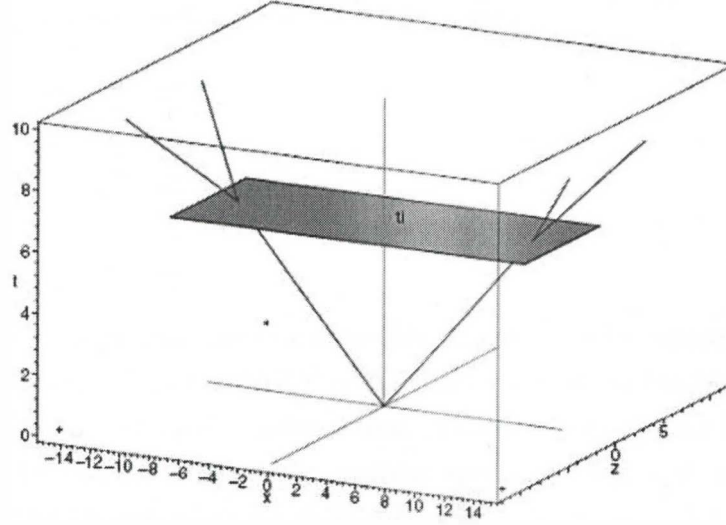


FIG. 5.6 – Trajectoires dans l'espace-temps dans l'expérience EPR-Bohm. Les mesures sont effectuées simultanément dans ce référentiel à $t = t_i$. (Source : [62]).

Pour calculer les trajectoires [62], on a besoin des deux équations de la vitesse

$$\frac{\partial \vec{r}_i}{\partial t_i} = \vec{j}_i(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2) / \rho(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2) \quad (i = 1, 2). \quad (5.39)$$

et d'un point de départ $(\vec{r}_1^0, t_1^0, \vec{r}_2^0, t_2^0)$. On trouve le point suivant sur la trajectoire de la particule 1 grâce à la relation

$$\vec{r}_1^1 = \vec{r}_1^0 + \frac{\partial \vec{r}_1^0}{\partial t_1^0} \Delta t_1^0. \quad (5.40)$$

La seule inconnue est Δt_1^0 , laquelle est calculée à partir de l'équation

$$(\Delta t_1^0)^2 - (\Delta \vec{r}_1^0)^2 = \Delta \tau. \quad (5.41)$$

On trouve le point suivant sur la trajectoire de la particule 2 grâce aux relations

$$\vec{r}_2^1 = \vec{r}_2^0 + \frac{\partial \vec{r}_2^0}{\partial t_2^0} \Delta t_2^0, \quad (5.42)$$

$$(\Delta t_2^0)^2 - (\Delta \vec{r}_2^0)^2 = \Delta \tau. \quad (5.43)$$

On obtient ainsi le second point $(\vec{r}_1^1, t_1^1, \vec{r}_2^1, t_2^1)$ dans l'espace-temps de configuration. On calcule les vecteurs $\vec{s}_1$ et $\vec{s}_2$ correspondants, et on répète la procédure pour trouver le point suivant et les vecteurs $\vec{s}_i$ correspondants. À chaque fois qu'on répète la

procédure, on ajoute une ligne dans la table des points.

$$\begin{array}{cccccc}
 \vec{r}_1^0 & t_1^0 & \vec{s}_1^0 & \vec{r}_2^0 & t_2^0 & \vec{s}_2^0 \\
 \vec{r}_1^1 & t_1^1 & \vec{s}_1^1 & \vec{r}_2^1 & t_2^1 & \vec{s}_2^1 \\
 \vec{r}_1^2 & t_1^2 & \vec{s}_1^2 & \vec{r}_2^2 & t_2^2 & \vec{s}_2^2 \\
 \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\
 \vec{r}_1^n & t_1^n & \vec{s}_1^n & \vec{r}_2^n & t_2^n & \vec{s}_2^n
 \end{array}$$

Chaque ligne dans la table liste un ensemble de coordonnées respectant la procédure de synchronisation $(\Delta t_k)^2 - (\Delta \vec{r}_k)^2 = \Delta \tau$ (où k étiquette la particule) et localise un point dans l'espace-temps de configuration. À chaque position sur la ligne d'univers de chaque particule est associé un vecteur spin bien défini, et la combinaison des coordonnées de chaque particule de la même ligne (dans la table) a un spin total nul. Dans notre exemple où les deux mesures ont lieu à $t = t_i$, la table ressemblera à

$$\begin{array}{cccccc}
 \vec{r}_1^0 & t_1^0 & (0, 0, 0) & \vec{r}_2^0 & t_2^0 & (0, 0, 0) \\
 \vec{r}_1^1 & t_1^1 & (0, 0, 0) & \vec{r}_2^1 & t_2^1 & (0, 0, 0) \\
 \vec{r}_1^i & t_1^i & (0, 0, +1) & \vec{r}_2^i & t_2^i & (0, 0, -1) \\
 \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\
 \vec{r}_1^n & t_1^n & (0, 0, +1) & \vec{r}_2^n & t_2^n & (0, 0, -1)
 \end{array}$$

Puisque la méthode de calcul de la trajectoire est invariante de Lorentz, la représentation de la trajectoire dans l'espace-temps de configuration en utilisant un autre référentiel implique seulement une transformation passive des coordonnées. Par conséquent, au cours d'une expérience donnée, la coordination est fixée et n'est plus un choix arbitraire d'un observateur.

Dans la réalité, on ne contrôle pas la position initiale du point dans l'espace-temps de configuration. Cependant, on se dit que sur tous les choix possibles, il y a une partie qui a une chance non négligeable de se produire lors d'une expérience. Au cours de celle-ci, il y aura une trajectoire L inconnue et incontrôlable qui décrit l'évolution réelle du système et la façon dont les coordonnées des particules sont synchronisées. N'importe quel point de L , s'il est utilisé comme point de départ pour le calcul, nous redonnera la même L et les mêmes trajectoires dans l'espace-temps. La théorie est déterministe dans l'espace-temps de configuration si les trajectoires ne se coupent pas.

5.6 Conclusion

Dans l'approche instrumentaliste, nous avons un formalisme qui décrit, entre autres, les probabilités de résultats de tests. Étant donné qu'une probabilité ne fait de sens que dans l'analyse de grands ensembles, cette approche ne se prononce pas sur des tests individuels. D'autre part, il nous apparaît risqué de considérer (comme Heisenberg, cf p. 38) que l'inefficacité du formalisme dans ces situations est *causé* par notre inefficacité à déterminer précisément les résultats d'une mesure. Cela sous-entendrait évidemment une réalité sous-jacente, ce que nous voulons éviter. Cependant, ce que disait Heisenberg prend tout son sens dans la mécanique bohmienne. Si nous ne pouvons pas connaître une trajectoire, et donc, le futur d'une particule, c'est parce qu'il est impossible par l'expérience de déterminer exactement les conditions initiales (de position et d'impulsion, par exemple).

Dans ce chapitre, nous avons considéré un système S dont l'état évolue selon l'équation de Schrödinger ou de Dirac, lequel peut être traité par la mécanique bohmienne. Nous avons ensuite divisé arbitrairement le système global en sous-systèmes S_k , pour conclure qu'il n'est pas possible en général d'avoir des évolutions indépendantes pour les sous-systèmes. Cela rend explicite le fait qu'ils sont des constituants d'un système global plus vaste ayant des propriétés bien définies. Nous avons ensuite postulé l'existence de deux particules guidées par le champ quantique associé au système global. Étant donné que la vitesse de chaque particule dépend généralement de la position instantanée de chaque autre particule, des effets non locaux apparaissent naturellement. Si nous gardons à l'esprit que les particules sont en fait des parties *complémentaires* d'un système global, n'ayant pas d'évolution indépendante définie, alors la non-localité ne devrait pas nous apparaître étrange. Cela exprime seulement le fait qu'il n'est pas possible, généralement, de traiter un système global comme s'il était constitué de blocs fondamentaux indépendants. Or, même dans ce cas, le formalisme utilisé était explicitement non covariant. Nous avons alors utilisé le formalisme temps-multiple de Dirac, Fock et Podolsky pour formuler une mécanique bohmienne explicitement covariante. La méthode invariante de calcul des trajectoires de Dewdney et Horton a été explicitée dans l'exemple qui précède.

Chapitre 6

Discussions

6.1 L'univers indivisible

L'une des conséquences du formalisme de la mécanique quantique qui nous apparaît la plus marquante est l'impossibilité d'attribuer certaines propriétés physiques à des sous-systèmes d'un système global, lorsque celui-ci est décrit par un état qui n'est pas factorisable en un produit tensoriel d'états. Puisqu'à un système, ou sous-système, nous associons un espace vectoriel, cette indivisibilité de l'état n'implique pas que les sous-systèmes eux-mêmes ne puissent pas être considérés comme des systèmes à part entière (on peut toujours espérer pouvoir leur associer un espace vectoriel). Cependant, cette indivisibilité implique qu'une description adéquate est nécessairement en termes des parties d'un tout.

À ce sujet, la lecture de d'Espagnat [13, Chapitre 8] est très éclairante. Il définit schématiquement le principe de la divisibilité par la pensée comme suit :

Tout système physique étendu—qu'il s'agisse d'un système de particules, de champs ou mixte—peut être considéré comme composé de parties qui sont localisées dans des régions de l'espace distinctes les unes des autres et qui sont, en droit, connaissables. Et, supposée connue la fonction hamiltonienne des systèmes du type de celui considéré, une connaissance complète des valeurs des grandeurs physiques attachées à chacune de ces parties fournit *ipso facto* la connaissance du tout du système composé lui-même.

Cette philosophie selon laquelle nous devrions chercher dans la nature des éléments fondamentaux, les briques, avec lesquelles notre univers est construit, me semble se retrouver encore partout. Les physiciens cherchent aujourd'hui des particules fondamentales à ajouter dans le lagrangien du modèle standard pour construire notre représentation du monde, certains espèrent que finalement, les briques seront des

cordes ouvertes ou refermées sur elles-mêmes, ou attachées à des feuilles. Ils espèrent qu'alors, après avoir trouvé toutes les composantes primitives de l'univers, ils pourront construire une théorie du tout, qui saurait au moins reproduire l'ensemble des phénomènes qui nous sont accessibles.

Il est certain que cette façon de faire de la science a été très bénéfique et a mené à des résultats impressionnants, et il nous semble certain que nous ne pouvons pas l'abolir complètement ; comme le disait Einstein pour définir la localité :

The following idea characterises the relative independence of objects far apart in space (A and B) : external influence on A has no direct influence on B ; this is known as the Principle of Local Action, which is used consistently only in field theory. If this axiom were to be completely abolished, the idea of the existence of quasienclosed systems, and thereby the postulation of laws which can be checked empirically in the accepted sense, would become impossible [63].

Cependant, il est clair que la mécanique quantique est la preuve que cette philosophie a ses limites et que, malgré l'utilité de penser l'univers en termes de ses parties indépendantes, il faille explorer une science qui considère les objets qui nous entourent comme des parties non indépendantes d'un tout.

En mécanique classique, Antippa [64] a ouvert la voie à cette science en reformulant les lois de Newton, non pas en termes de particules ponctuelles isolées, mais en termes de sous-systèmes obtenus de la division arbitraire d'un système global. Quiconque s'intéresse au principe de Mach [65, 66, 67, 68, 69, 70] peut comprendre la portée de cette simple idée. En effet, Mach pensait que l'inertie d'un corps doit forcément provenir de sa relation avec la totalité de tous les autres corps de l'univers. En ce sens, Mach s'opposait à l'idée d'attribuer une inertie à un système isolé, puisque celle-ci devait être une conséquence de sa relation avec les autres objets.¹

¹À première vue, l'effet Unruh [71, 72, 73] semble s'opposer au principe de Mach, du moins à sa formulation qui stipule qu'un corps isolé doit ne pas avoir d'inertie (relativité de l'inertie [74, p. 179]). En effet, comment pourrions nous énoncer un principe selon lequel un corps n'a pas d'accélération absolue s'il émet des particules lorsqu'il accélère ? Si un corps qui accélère émet des particules, peut-il détecter son accélération « absolue », et peut-on alors conclure qu'il a une inertie même lorsqu'il est isolé, contrairement à ce que dit le principe de Mach ? La réponse à ces questions est *non*, et c'est le principe d'équivalence qui sauve le principe de Mach. L'effet Unruh est à l'accélération ce que l'effet Hawking [75, 76] est à la gravitation. Le principe d'équivalence empêchant de distinguer entre une accélération et un champ gravitationnel, le corps qui émet des particules *ne peut pas* conclure qu'il a une accélération absolue ; il pourrait tout autant conclure qu'il est au repos et qu'il est la source d'un champ gravitationnel ! Puisqu'il est impossible de détecter une accélération absolue de l'effet Hawking-Unruh, alors la relativité de l'accélération demandée par le principe de Mach demeure intacte. D'autre part, sans y réfléchir beaucoup, nous nous demandons si l'effet Unruh peut signifier que l'émission de particules est la cause de l'accélération, plutôt que l'accélération soit la cause de l'émission de particules ? Si c'est possible, alors le principe d'équivalence implique qu'il est aussi possible que l'émission de particules soit considérée comme la cause de la gravitation, plutôt que

Cependant, à ma connaissance, tous les traités de mécanique classique commencent le modèle en postulant des corps isolés dotés d'inertie. Comment alors pourrions-nous espérer découvrir la source de l'inertie à travers les relations entre objets ? C'est là que l'idée d'Antippa devient si importante. Pour comprendre comment l'interaction entre les parties d'un tout pourrait résulter en une résistance au changement dans le mouvement, il faut avant tout considérer le système global, le diviser arbitrairement en sous-systèmes, et voir quelles propriétés peuvent être associées aux sous-systèmes alors qu'ils sont toujours considérés comme des parties du tout. Notons que choisir comme système global l'univers tout entier, qui est par définition le seul système vraiment isolé, répond en grande partie au principe de Mach ; la mécanique classique commencerait avec un système isolé qui n'a pas d'inertie puis, divisant le système arbitrairement, attribuerait des propriétés aux systèmes dont, peut-être, l'inertie.

Or, comme Antippa travaille avec le formalisme de la mécanique classique, il nous semble impossible d'effectuer cette tâche correctement. À notre avis, la division d'Antippa du système global en sous-systèmes n'est pas arbitraire : elle implique nécessairement que l'état du système global puisse être écrit en termes du produit tensoriel des états des sous-systèmes. Une telle division, classique, n'est pas arbitraire puisqu'il est possible de diviser un système de façon plus générale, de sorte que l'état qui le caractérise ne puisse pas s'écrire comme un produit tensoriel d'états. Nous pensons que quiconque s'intéresse à l'origine de l'inertie et au principe de Mach admettra que l'exploration de la division arbitraire d'un système décrit par la mécanique quantique semble une avenue prometteuse.

Avant toute chose dans la poursuite de ce programme, nous devons exiger que la physique obtenue de la description en termes d'un système global soit équivalente à la physique obtenue de la description en termes des sous-systèmes. De plus, nous croyons que le formalisme décrivant les sous-systèmes doit s'obtenir par une transformation qui lui serait appliquée. Or, une transformation qui ne change pas la physique du problème est forcément unitaire. Nous postulons donc que le formalisme décrivant les sous-systèmes doit s'obtenir du formalisme décrivant le système global par une transformation unitaire. Quelques suggestions de telles transformations ont déjà été présentées dans les sections qui précèdent.

6.2 Interaction et formalisme temps-multiple

Dans un article intitulé *Relativistic Quantum Mechanics*, Dirac écrivait [77]

l'inverse (voir [19, p. 44] pour une telle théorie, réfutée, de la gravitation.)

A preliminary attack on the question of relativistic quantum mechanics has been made through the solution of the problem of a single charged particle moving in a specified classical field. For the treatment of this problem it is essential to use Schrödinger's form of quantum mechanics, according to which the motion of the particle is described by a wave function involving the space and time co-ordinates in a symmetrical manner. [...] The extension of this wave-function method to two or more particles can easily be made so long as we keep to the idea of a given classical field in which the particles are moving. The resulting theory is logically satisfactory, but is, of course, incomplete, as it gives no interaction between the particles. It becomes necessary then to abandon the idea of a given classical field and to have instead a field which is of dynamical significance and acts in accordance with quantum laws.

Dans la recherche d'une solution à ce problème, il tente de décrire l'interaction de deux électrons. Il suppose alors une fonction d'onde ψ qui est une fonction des variables x_1, y_1, z_1, t_1 et x_2, y_2, z_2, t_2 décrivant les deux électrons, et fonction d'une intensité J et d'une fréquence ω décrivant un champ. Alors, la fonction d'onde ψ doit satisfaire les équations d'ondes

$$F_1\psi = 0, \quad F_2\psi = 0, \quad (6.1)$$

où F_k est obtenu en remplaçant $\partial/\partial t$, etc., par $\partial/\partial t_1$, etc., et en prenant pour les grandeurs physiques les valeurs qu'elles prennent aux événements étiquetés par 1 et 2. Le formalisme temps-multiple était né.² Ensuite, Dirac ajoute (je traduis) que les deux équations d'onde décrivent complètement les relations entre les deux électrons et le champ, et qu'aucun terme du type de l'énergie d'interaction coulombienne n'est requis dans les opérateurs de ces équations d'onde. L'interaction des deux électrons est due à leurs mouvements qui sont connectés avec le même champ. Cette interaction se manifeste mathématiquement à travers le fait que, si nous prenons une fonction d'onde $\psi_1(x_1, y_1, z_1, t_1)$ satisfaisant $F_1\psi_1 = 0$ et une seconde fonction d'onde $\psi_2(x_2, y_2, z_2, t_2)$ satisfaisant $F_2\psi_2 = 0$, alors aucun des produits $\psi_1\psi_2$ et $\psi_2\psi_1$ ne satisfera les deux équations d'onde (6.1) ; la recherche de la solution ψ à ces équations est un problème essentiellement différent et plus compliqué que la recherche des solutions ψ_1 et ψ_2 .³

Grosso modo, le formalisme temps-multiple de Dirac se généralise de la façon

²Pour plus de détails sur ce formalisme, voir les articles historiques de Dirac, Fock et Podolsky [78], de Tomonaga [79] et Schwinger [80] qui obtinrent un prix Nobel pour leur généralisation du formalisme temps-multiple à la représentation champ. Voir aussi Wentzel [81, p. 138].

³À notre avis, cette conclusion de Dirac exprime, peut-être pour la première fois dans l'histoire, l'indivisibilité de l'état ψ en un produit tensoriel d'états. Cela nous fait penser que les deux équations, dont ψ est la solution, décrivent en fait un système global.

suivante. On postule qu'un système global constitué de N particules est décrit par une fonction d'onde ψ satisfaisant N équations

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t_k} - H_k\right) \psi = 0. \quad (6.2)$$

Comme Dirac le fait remarquer, la fonction d'onde ψ satisfaisant simultanément les N équations contient plus d'informations que n'importe quel produit des fonctions ψ_j solution uniquement de l'équation d'onde indicée par $k = j$. Nous croyons que cela indique que nous considérons bien le système en entier, plutôt comme une collection de composantes indépendantes. Cependant, nous avons

$$\frac{\partial}{\partial t_i} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t_j} \right) = \frac{\partial}{\partial t_i} \left(\frac{H_j}{i\hbar} \psi \right) = (i\hbar)^{-2} H_j H_i \psi, \quad (6.3)$$

un résultat qui doit être indépendant de l'ordre de dérivation. En conséquence, les hamiltoniens commutent deux à deux :

$$[H_i, H_j] = 0, i, j = 1, \dots, N. \quad (6.4)$$

Étant donné que ce résultat implique que les particules sont les unes à l'extérieur du cône de lumière des autres, c'est-à-dire [81, p. 140]

$$c|t_i - t_j| < |x_i - x_j|, \quad (6.5)$$

nous sommes bien embêtés puisqu'alors, s'il y a interaction, elle doit se propager plus rapidement que la lumière, elle doit être non locale. Nous croyons que c'est pour cette raison que tous ceux qui utilisent le formalisme temps-multiple dans le cadre d'une ontologie basée sur la mécanique quantique mentionnent que leur modèle fonctionne seulement pour des sous-systèmes qui n'interagissent pas.⁴ Par exemple, Tumulka [82] écrit

[W]e use the multi-time formalism with N Dirac equations. For the consistency of this set of equations, we cannot have interaction potentials. To avoid discussing the question of interaction in relativistic quantum mechanics, we will assume non-interacting particles. Interaction can presumably be included by allowing for particle creation and annihilation, which however is beyond the scope of this paper. In any case, the difficulty of including interaction that we encounter here [...] stems [...] from the mathematics of multi-time equations, and is thus encountered by every kind of relativistic

⁴Voir, par exemple, [48, Chap. 22], [82] et [58, 83, 62].

quantum mechanics.

Ceci est confirmé par Dürr *et al*

Note that in the single-time form we can easily add an explicit interaction potential $V(q_1, \dots, q_N, t)$ for the N Dirac particles, while in the multitime form this is impossible.

Ainsi, la mécanique bohmiennne présentée à la section 5.5 décrit seulement des systèmes qui n'interagissent pas. Nous sommes d'accord que, dans une certaine mesure, le formalisme est loin de pouvoir rendre compte de certains phénomènes, comme la création des particules suite à une interaction. Cependant, nous pensons qu'il est légitime de questionner la possibilité de décrire, par le formalisme temps-multiple, des particules qui interagissent au moyen d'un potentiel lorsque les énergies en jeu ne sont pas trop importantes.

6.3 Division arbitraire d'un système

Dans leur article de 1932, Dirac, Fock et Podolsky [78] débutent en énonçant l'équation d'onde du *système entier*

$$\left(H - i\hbar \frac{\partial}{\partial T} \right) \psi = 0,$$

où $H = H_a + H_b + V$, la somme des hamiltoniens des parties a et b et de l'interaction. Ensuite, ils montrent que sous l'effet de la transformation unitaire

$$\begin{aligned} \psi' &= e^{\frac{i}{\hbar} H_b T} \psi \\ A' &= e^{\frac{i}{\hbar} H_b T} A e^{-\frac{i}{\hbar} H_b T} \end{aligned}$$

où A est une variable dynamique quelconque, l'équation (6.3) devient

$$\left(H'_a + V' - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right) \psi' = 0.$$

Il existe donc une transformation unitaire qui élimine un hamiltonien dans une équation d'onde. Alors, la transformation unitaire inverse ajoute un hamiltonien dans l'équation d'onde. Si nous partons de l'équation d'onde *quelconque* d'un système entier ou global, nous pouvons maintenant transformer cette équation d'onde pour qu'elle acquière une forme qui peut être interprétée comme décrivant des sous-systèmes qui interagissent, tout en ne changeant pas la physique du problème.

Supposons, comme premier exemple, un système décrit par un état constant dans le temps, solution de l'équation d'onde

$$\frac{d|\psi\rangle}{dt} = 0.$$

Si la dimension de l'espace d'états du système global n'est pas un nombre premier, alors celui-ci peut toujours s'écrire comme le produit tensoriel d'espaces d'états ayant chacun une base, et donc, on peut penser pouvoir réécrire l'état $|\psi\rangle$, dans la représentation des coordonnées, comme $\psi(x_1, \dots, x_N)$. Effectuant la transformation unitaire dépendante du temps obtenue de l'opérateur $U(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}(H_1 + \dots + H_N)t}$, avec $H_k = H_k(t)$ et $[H_k, H_j] = 0$, nous obtenons l'équation

$$i\hbar \frac{\partial \psi'}{\partial t} = (H_1 + \dots + H_N) \psi'.$$

Ainsi, un système décrit par un état indépendant du temps peut être divisé arbitrairement en sous-systèmes qui n'interagissent pas au moyen d'un potentiel d'interaction.

Supposons comme second exemple un système décrit par un état solution de l'équation d'onde

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi, \quad (6.6)$$

où H est l'opérateur, ne dépendant pas du temps, associé à l'énergie du système. L'application de la transformation obtenue de U mène à l'équation

$$\frac{\partial \psi'}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} (H_1 + \dots + H_N + U H U^{-1}) \psi'$$

où, rappelons-le, $H' = U H U^{-1}$ a les mêmes valeurs propres que H .

Supposons maintenant que le système soit décrit par l'équation d'onde (6.6), mais que la transformation unitaire soit donnée par

$$U(t_1, \dots, t_k) = e^{-\frac{i}{\hbar} \sum_k H_k t_k}, \quad [H_k, H_j] = 0. \quad (6.7)$$

Dérivant $\psi' = U\psi$ par rapport à t , on obtient

$$\frac{\partial \psi'}{\partial t} = U \frac{\partial \psi}{\partial t} = U \frac{H}{i\hbar} \psi = U \frac{H}{i\hbar} U^{-1} U \psi$$

qui correspond à l'équation de Schrödinger pour la fonction d'onde et l'hamiltonien exprimés dans la nouvelle représentation. Maintenant, si on dérive $\psi' = U\psi$ par

rapport à t_k , on obtient les N équations du formalisme temps-multiple de Dirac,

$$\frac{\partial \psi'}{\partial t_k} = H_k \psi',$$

puisque ψ ne dépend pas explicitement de t_k . Ainsi, il semble que le formalisme temps-multiple de Dirac puisse être obtenu de la division arbitraire d'un système en sous-systèmes. Comme nous l'avons dit, ce formalisme nécessite que les hamiltoniens commutent deux à deux, ce qui semble interdire aux particules d'interagir.

Comme dernier exemple, supposons que la transformation unitaire soit donnée par

$$U(t_1, \dots, t_k) = \prod_k e^{\frac{i}{\hbar} H_k t_k}, \quad (H_k, H_j) \neq 0. \quad (6.8)$$

Clairement, cette transformation est unitaire :

$$\begin{aligned} UU^\dagger &= e^{\frac{i}{\hbar} H_1 t_1} \times \dots \times e^{\frac{i}{\hbar} H_N t_N} \left(e^{\frac{i}{\hbar} H_1 t_1} \times \dots \times e^{\frac{i}{\hbar} H_N t_N} \right)^\dagger \\ &= e^{\frac{i}{\hbar} H_1 t_1} \times \dots \times e^{\frac{i}{\hbar} H_N t_N} e^{-\frac{i}{\hbar} H_N t_N} \times \dots \times e^{-\frac{i}{\hbar} H_1 t_1} \\ &= \mathbb{1} \end{aligned}$$

Si nous dérivons $\psi' = U\psi$ par rapport à t , nous obtenons l'équation de Schrödinger pour la fonction d'onde et l'hamiltonien exprimés dans la nouvelle représentation. Maintenant, si on dérive ψ' par rapport à t_k , nous n'obtenons pas les N équations du formalisme temps-multiple de Dirac. Cette conclusion est facilement obtenue sachant que les hamiltoniens H_k ne commutent pas deux à deux, ce qui implique une distance spatio-temporelle qui n'est pas nécessairement de type espace. Il semble donc qu'un système ne puisse pas être divisé en sous-systèmes interagissant par la transformation unitaire (6.8).

Dans une certaine mesure, cette constatation illustre le propos de Marian Günther qui écrit, se référant à Bloch,

The wave function of the Dirac-Fock-Podolsky formalism can only be uniquely defined if all interelectron distances are space-like. This is due to the facts that the system [of differential equations] ceases to be compatible as soon as we try to enter with one electron into the time-like part of the light cone of another, and the A_μ operators do not commute on the light cone [84].

Similairement, Tomonaga écrit

Now, the simultaneous equations can be resolved when and only when the

N^2 conditions

$$(H_n H_{n'} - H_{n'} H_n) \Phi(q_1 t_1, q_2 t_2, \dots, q_N t_N)$$

are satisfied for all pairs of n and n' [79].

Bohm écrit sensiblement la même chose [50, p. 278]. Sans avoir étudié la question en détail, nous notons qu'il est possible que la difficulté pointée par Bloch pourrait se traduire, en termes de la transformation unitaire U , par la liberté dans le choix de l'ordre avec lequel les hamiltoniens apparaissent. Si l'ordre est arbitraire, alors il semble impossible d'avoir une solution unique au système d'équations discuté par ces auteurs. Mais si nous exigeons un ordre particulier, par exemple un produit ordonné dans le temps [85], [86, p. 143], alors il est possible que nous puissions en tirer une solution unique. Une telle transformation, qui pourra faire l'objet d'une étude ultérieure, peut être obtenue du propagateur d'évolution suivant [87, p. 84-5]

$$U(t, t_0) = T \left\{ \exp \left[-i \int_{t_0}^t dt' H_I(t') \right] \right\}$$

en remplaçant l'intégrale par une somme, ce qui correspond au passage de la représentation champ à la représentation particule. Si nous considérons cette transformation comme la formalisation d'une division arbitraire d'un système en sous-systèmes, alors le passage de la représentation particule vers la représentation champ correspond au passage d'une division en un nombre fini de sous-systèmes vers une division en un nombre infini de sous-systèmes.

6.4 Nouvelle définition du référentiel

Dans tout bon livre de relativité restreinte, on traite les coordonnées d'espace et de temps comme *des quantités dépendantes du référentiel* :

[T]he four great ideas that underlie all of special relativity [are] : invariance of perpendicular distance, invariance of the speed of light, **dependence of space and time coordinates upon the frame of reference**, and invariance of the interval. [88, p. 25]

The epistemological basis of the theory of relativity has recently been undergoing a close examination from the side of philosophy. [...] We take the view that it is perfectly satisfactory from the standpoint of the theory of knowledge to say that the relative motion is the cause of the contraction [74, p. 15].

Dit autrement, la vitesse relative de deux systèmes est la cause de la dilatation, ou de la contraction, des temps et des longueurs. Schématiquement, on pourrait écrire

$$v \Rightarrow \Delta t \neq \Delta t'. \quad (6.9)$$

Voilà maintenant la question que nous souhaitons explorer : Serait-il possible de reformuler la relativité restreinte de sorte que la dilatation ou la contraction du temps soit considérée comme la cause du mouvement, plutôt que l'inverse ? Par exemple, pourrait-on dire que deux objets ont une vitesse relative *parce que* leur écoulement de temps n'est pas égal ? Schématiquement, peut-on avoir

$$\Delta t \neq \Delta t' \Rightarrow v? \quad (6.10)$$

Nous croyons qu'il est possible de réinterpréter toute la relativité restreinte, sans changer aucune équation, de sorte que la vitesse, ou le mouvement en général, soit considéré comme *causé par* des différences dans l'écoulement du temps de systèmes.

Dans les sections qui précèdent, nous avons divisé un système S , décrit par une fonction d'onde évoluant selon un paramètre t , en N sous-systèmes S_k dont l'évolution de chacun est caractérisée par un paramètre t_k . À l'intérieur de la mécanique bohmienne, la ligne d'univers de chaque sous-système est donnée par

$$\frac{d(x_k)^\mu}{d\tau} = (u_k)^\mu, \quad (6.11)$$

où $(u_k)^\mu \equiv (j_k)^\mu / \sqrt{(j_k)^\nu (j_k)_\nu}$ dépend de tous les x_k et t_k à travers ψ . Maintenant, si t_k est le temps dans le référentiel de la particule k , alors nous avons

$$\frac{dt_k}{d\tau} = \frac{\psi^\dagger \psi}{\sqrt{(j_k)^\nu (j_k)_\nu}} \quad (6.12)$$

La taille relative des intervalles de temps dans chaque sous-système est régie par des lois quantiques, c'est-à-dire par la fonction d'onde à travers le courant de Dirac :

$$dt_m = \frac{\sqrt{(j_n)^\nu (j_n)_\nu}}{\sqrt{(j_m)^\nu (j_m)_\nu}} dt_n$$

Avant de faire ce lien entre la taille relative des intervalles de temps et le formalisme de la mécanique quantique, le point de vue selon lequel le mouvement relatif est la cause de la contraction/dilatation du temps était tout à fait équivalent au point de vue selon lequel la contraction/dilatation du temps est la cause du mouvement. Mais

maintenant, il y a une grande différence. Selon le premier point de vue, il est possible de comparer les référentiels de tous les sous-systèmes deux à deux, mais il est impossible de les comparer avec celui du système global : le concept de vitesse entre le système global et l'une de ses composantes n'est pas bien défini. Dans le second point de vue, cela est évidemment possible, puisque la définition du référentiel se fait par les Δt et non par la vitesse relative. On peut alors comparer les référentiels des sous-systèmes au référentiel du système global qui est, en quelque sorte, situé tout au bout de la hiérarchie.

6.5 Un référentiel privilégié

Jusqu'à maintenant, le paramètre τ n'avait aucun sens physique ; nous allons maintenant lui en donner un. Supposons que le système global soit, par définition, isolé. Alors sa position spatiale n'est définie par rapport à rien, et sa fonction d'onde ne peut dépendre des variables d'espace. Puisque le courant conservé a des composantes spatiales qui impliquent des dérivées de la fonction d'onde par rapport aux variables d'espace, ces composantes spatiales s'annulent. En conséquence, l'équation de continuité n'a pas de termes de flux, et aucune particule n'entre ou ne sort du système global (il est bien isolé). Dans l'équation qui caractérise sa ligne d'univers,

$$\frac{dx^\mu}{d\tau} = \frac{j^\mu}{\sqrt{j^\nu j_\nu}},$$

on a alors $j_0 = \psi^\dagger \psi$, $j_k = 0$, $k = 1, 2, 3$ et donc,

$$\frac{dx^k}{d\tau} = 0, \quad \frac{dt}{d\tau} = \frac{j^0}{\sqrt{j^0 j_0}} = 1,$$

ce qui implique $d\tau = dt$. Voilà qui donne un sens physique à τ : il caractérise l'évolution du système global.

Comme nous l'avons vu, un système isolé a forcément une ligne d'univers avec seulement une composante temporelle, ce qui donne un sens physique au paramètre τ . Tous les sous-systèmes du système global ont un battement du temps dt_k qui est proportionnel à celui du système global ; posant $d\tau = dt$ dans (6.11), on obtient

$$\frac{d(x_k)^\mu}{dt} = \frac{(j_k)^\mu}{\sqrt{(j_m)^\nu (j_m)_\nu}}. \quad (6.13)$$

Ayant défini le référentiel en termes des intervalles de temps relatifs plutôt que des

vitesse relatives, nous concluons au référentiel privilégié : celui du système global. Tout comme en relativité restreinte, aucun des référentiels associés aux sous-systèmes n'est préféré aux autres. Or, le référentiel du système global est privilégié, en ce sens que tous les autres référentiels s'y réfèrent nécessairement par l'équation (6.13).

6.6 Conclusion

Dans ce qui précède, nous avons rappelé la non-divisibilité de certains systèmes décrits par la mécanique quantique. Cela nous a menés à chercher une description qui traite de sous-systèmes faisant partie d'un tout. Nous avons introduit une transformation qui nous apparaît apte à diviser arbitrairement n'importe quel système décrit par la mécanique quantique. Nous avons ensuite généralisé la notion de référentiel en considérant que c'est la différence d'écoulement du temps qui cause le mouvement, et non l'inverse. Avant cette généralisation, deux objets étaient dans des référentiels différents s'ils avaient une vitesse relative. Cette notion permettait d'associer différents référentiels à différents éléments d'une collection de systèmes indépendants, mais ne permettait pas d'associer des référentiels aux éléments d'un emboîtement de systèmes. La définition des référentiels que nous avons proposée, en termes des battements de temps relatifs, est bien définie autant pour la collection que pour l'emboîtement de systèmes, et constitue donc une généralisation de la précédente définition. Nous avons finalement conclu à un référentiel privilégié, celui du système global, qui sera d'une grande utilité dans l'analyse du problème qui nous préoccupe, c'est-à-dire la possibilité d'une ontologie basée sur la mécanique quantique qui soit invariante relativiste.

Chapitre 7

Problèmes avec le réalisme

7.1 Le problème de la mesure

Le problème, généralement connu sous l'appellation de *Problème de la mesure*, est identifié pour la première fois par von Neumann [89] et a été popularisé à la suite d'un article de Schrödinger [90] dans lequel il illustre, à l'aide de son chat, une prédiction absurde obtenue du formalisme de la mécanique quantique. Le problème apparaît si (i) on considère que l'appareil de mesure et le système quantique sont des objets de la réalité indépendante et (ii) si on suppose que ces objets peuvent être décrits par ledit formalisme. Dans le programme de mesure idéale imaginé par von Neumann, par exemple, l'interaction du système microscopique s (possiblement en superposition d'états) avec un appareil de mesure A (initialement dans un état bien défini *prêt*), est décrite comme un système global S évoluant dans le temps selon l'équation de Schrödinger :

$$\left(\sum_i c_i |s_i\rangle \right) |A_p\rangle \rightarrow \sum_i c_i |s_i\rangle |A_i\rangle ,$$

où les $\{|s_i\rangle\}$ et $\{|A_i\rangle\}$ sont les vecteurs de base représentant l'état de s et A , respectivement. Les $|A_i\rangle$ sont supposés représenter des états macroscopiquement distinguables qui correspondent aux résultats de mesures lorsque s est dans l'un des états $|s_i\rangle$. Ainsi, l'évolution du système global enchevêtre les systèmes A et s , changeant l'état bien défini de l'appareil de mesure en une superposition d'états macroscopiquement distinguables. Étant donné que l'aiguille de l'appareil de mesure pointant vers un résultat n'est jamais observée pointer simultanément sur plusieurs valeurs différentes, cela constitue un problème. Pour expliquer la solution de von Neumann à ce problème, considérons [91] une observable ayant deux valeurs possibles, c'est-à-dire un projec-

teur P agissant dans l'espace d'états du système. Von Neumann fait alors le postulat qu'au moment de la mesure, on a

$$\rho_0 \rightarrow P\rho_0P + (1 - P)\rho_0(1 - P),$$

qui relie la matrice densité initiale ρ_0 à la matrice densité finale. Remarquons que ce postulat est linéaire et déterministe pour ρ_0 s'il s'applique à des ensembles de mesures. Le postulat correspondant, s'appliquant à des mesures individuelles, a été formulé par Lüders [92] et s'énonce comme suit :

$$\psi_0 \rightarrow \begin{cases} P\psi_0 / \|P\psi_0\| \text{ avec une probabilité } \langle P \rangle_{\psi_0}, \\ (1 - P)\psi_0 / \|(1 - P)\psi_0\| \text{ avec une probabilité } \langle 1 - P \rangle_{\psi_0}, \end{cases}$$

lequel est non linéaire et non déterministe. Ce dernier postulat implique une dynamique de projection qui n'est pas décrite par l'équation de Schrödinger, et appelle à une équation d'onde non linéaire universelle, qui saurait décrire autant l'évolution du système libre que du système participant à une opération de mesure. La recherche d'une telle équation constitue le programme de la réduction dynamique (dynamical reduction program), et englobe les théories de la réduction spontanée [93, 94, 82, 95] que nous ne discuterons pas ici.

Si nous acceptons le fait que l'équation de Schrödinger ne soit pas universelle, et que nous acceptons la réduction de l'état à un endroit arbitraire dans la chaîne d'interaction, nous avons une solution au problème de la mesure.¹ Notons que l'approche instrumentaliste présentée au chapitre 4 n'est pas sujette à ce problème, puisqu'elle ne permet pas d'énoncés sur les objets de la réalité (appareils de mesure, objets microscopiques, etc.), mais seulement sur les prédictions statistiques de résultats expérimentaux. L'interprétation bohémienne n'est pas non plus sujette à ce problème, puisque les particules sont toujours dans des états bien définis de position sur des trajectoires bien définies, et que toute mesure peut, à la limite, être réduite à une mesure de position. L'interprétation minimale (solipsiste faible) présentée à la section 3 n'est pas sujette au problème de la mesure si nous considérons que la fonction d'onde contient seulement de l'information au sujet de résultats de mesures éventuelles. Les caractéristiques du *problème de la mesure* ont maintenant été résumées assez clairement pour éviter toute confusion avec le problème que nous souhaitons maintenant

¹En autant que nous ne demandions pas de préciser où, exactement, se fait la réduction de l'état. Pour libérer la physique de ce problème, il est possible de placer cette réduction au niveau de la conscience [96, 97, 98, 99], mais d'autres problèmes philosophiques apparaissent, ne serait-ce qu'en raison de la pluralité des consciences [13, p. 178, 397-398].

discuter, c'est-à-dire le problème *relativiste* de la mesure.

7.2 Le problème relativiste de la mesure

Dans ce travail, nous avons présenté sans grande rigueur l'interprétation minimale (solipsiste faible) seulement comme une transition d'idées qui mène naturellement à l'approche instrumentaliste, laquelle évite toute assertion (dite *réaliste*) au sujet des objets de la réalité. Étant donné que le problème relativiste de la mesure se résume à des assertions réalistes contradictoires, celui-ci ne concerne absolument pas l'approche instrumentaliste. Partons donc de celle-ci et adoptons une approche réaliste faible en ajoutant le critère de réalité suivant [7, 31] : Si nous pouvons prédire avec certitude (c'est-à-dire avec une probabilité égale à 1) le résultat de la mesure d'une quantité physique à un temps t , alors il existe un élément de la réalité correspondant à cette quantité physique à ce temps t , laquelle a une valeur à ce temps t qui est égale au résultat prédit. Remarquez que cette assertion réaliste est plutôt faible, en ce sens qu'elle ne permet jamais au formalisme de se prononcer sur la réalité, sauf dans le cas (très spécial) où le résultat de la mesure est certain. Par exemple, l'approche instrumentaliste pourrait nous permettre de conclure qu'une mesure révélerait l'absence certaine d'un système dans une boîte, alors que l'approche réaliste faible convertirait cette prédiction en l'assertion « le système est absent de la boîte ». Notons que la différence entre les deux approches est très subtile, et que l'approche réaliste faible est souvent considérée comme un abus de langage tout à fait approprié. Cependant, pour d'autres, le problème relativiste de la mesure montre que cet abus de langage peut mener à des contradictions invitant à la prudence.

Pour illustrer le problème, Ghirardi *et al* [94] considèrent un observateur O et un système dans l'état

$$\Psi(x, t) = \Psi_-(x, t) + \Psi_+(x, t),$$

qui est une superposition de deux paquets d'ondes localisés se propageant à la même vitesse dans des directions opposées relativement à l'origine $x = 0$. Dans le référentiel de O , le système est effectivement détecté par un compteur au point d'espace-temps $C(x_c, t_c)$. Ainsi, à $t = t_c$, O est certain qu'un compteur parfait placé au point d'espace-temps $a(x_a = -x_c, t_a = t_c)$ montrerait que la particule ne s'y trouve pas. Dans l'approche instrumentaliste, nous dirions alors que le résultat de la mesure montrera certainement que la particule est absente en ce point d'espace-temps,² rien de

²Notons que nous utilisons implicitement le postulat de Lüders, qui projette l'état Ψ sur Ψ_+ .

plus. Nous convertissons maintenant cette certitude en une assertion réaliste : la particule est absente du point d'espace-temps $a(-x_c, t_c)$. Considérons maintenant un observateur O' dans un référentiel tel que $t'_a < t'_c$.³ Si la fonction d'onde est un invariant relativiste, alors $\Psi'(x', t') = \Psi(x, t)$, c'est-à-dire que celle-ci a la même valeur aux mêmes points d'espace-temps, seules les coordonnées de ces points changent en fonction du référentiel choisi. Dans le référentiel d' O' , le point d'espace-temps lié à l'assertion réaliste devient $a(x'_a, t'_a < t'_c)$, alors que le point d'espace-temps lié à la détection par le compteur devient $C(x'_c, t'_c)$. Étant donné qu'à $t' = t'_a$ la particule n'a pas encore été détectée, nous avons

$$\Psi(x'_a, t'_a) = \Psi_-(x'_a, t'_a) + \Psi_+(x'_a, t'_a),$$

c'est-à-dire que d'après O' la probabilité de trouver la particule en $a(x'_a, t'_a)$ vaut $1/2$. La réalité de O' est alors telle qu'il est possible que le système soit au point d'espace-temps a , alors que pour O , la réalité est telle que le système n'est pas au point a . Étant donné qu'un élément de réalité, comme la présence d'un objet dans une boîte, ne doit pas dépendre de notre vitesse par rapport à la boîte, nous concluons que la réalité de O (basée sur le formalisme) contredit la réalité de O' (basée sur le formalisme). Comme elle est formulée, cette illustration du problème relativiste de la mesure ne s'applique pas à la mécanique bohmienne, puisque celle-ci ne postule pas de réduction de la fonction d'onde.⁴ Nous croyons quand même essentiel de la mentionner pour montrer comment un énoncé au sujet d'objets ou de leurs propriétés, basé sur le formalisme de la mécanique quantique, mène généralement à des contradictions lorsque nous tenons compte des enseignements de la relativité restreinte.

Bien que cet argument permette d'introduire sommairement le problème relativiste de la mesure, nous croyons qu'il contient une faiblesse évidente : l'assertion réaliste ne permet absolument pas à O' de se prononcer au sujet de la réalité (aucune probabilité n'est égale à 1). Puisqu' O' ne peut pas se prononcer sur la réalité, il ne peut y avoir de contradiction entre sa réalité et celle de O . Il est clair que, utilisant l'assertion réaliste sur les prédictions certaines, le seul moyen d'obtenir une contradiction est que O' et O puissent prédire avec certitude des résultats contradictoires (et c'est là la force du

³Pour éviter un traitement relativiste complet, nous considérons que les événements a et C sont très éloignés alors que la vitesse entre O et O' est très petite. Cela suffit à notre argument, qui est valide dans toute expérience où l'intervalle entre a et C est de type espace.

⁴Pour appliquer cet argument à la mécanique bohmienne, il faudrait ajouter le postulat de la conservation du nombre de particules, lequel est réaliste à basses énergies. Ce postulat permettrait à O de conclure que la particule est certainement absente en $a(-x_c, t_c)$, mais il ne permet pas à O' de se prononcer tant qu'il n'a pas vu la particule. Il n'y a donc pas de contradiction entre ce que disent O et O' au sujet de la réalité.

prochain argument, dû à Hardy). En ce sens, contrairement à ce que Ghirardi *et al* en disent,⁵ nous ne croyons pas que *cet argument* empêche quelque assertion réaliste que ce soit. Cependant, il montre clairement que la définition d'élément de réalité discutée ne permet pas de faire des énoncés qui sont valables dans tous les référentiels. Soit cette définition est mauvaise, soit le formalisme est incomplet, puisqu'il ne permet pas à O' de se prononcer sur un élément de la réalité.

Considérons une seconde illustration, due à Hardy [15], qui s'applique à la mécanique bohmienne. Hardy commence par énoncer ce qu'il considère une *condition suffisante pour avoir un élément de la réalité physique*, laquelle correspond au critère de réalité d'Einstein, Podolsky et Rosen énoncé ci-haut. L'expérience consiste en deux appareils d'interférence de type Mach-Zehnder, l'un pour un positron, l'autre pour un électron, disposés de sorte que si un électron et un positron empruntent les trajectoires notées u^- et u^+ , respectivement, alors ils s'annihilent en un point P . Ainsi, appliquant le critère de réalité, nous pouvons affirmer que la réalité est telle que les deux particules n'empruntent pas toutes deux les trajectoires $u^\pm$. Pour un sous-ensemble des expériences montrant que les particules ne sont pas annihilées, Hardy conclut que dans un référentiel F^+ la présence de l'électron sur la trajectoire u^- est un élément de la réalité physique, tandis que dans un référentiel F^- la présence du positron sur la trajectoire u^+ est un élément de la réalité physique. Si un élément de la réalité physique reste un élément de la réalité physique dans tous les référentiels, alors l'électron et le positron empruntent les trajectoires u^- et u^+ dans tous les référentiels. Or, cela contredit le fait que les particules n'ont pas pu prendre ces trajectoires, puisqu'alors elles se seraient annihilées au point P . Nous avons là une vraie contradiction, basée sur le critère de réalité, qui mérite d'être étudiée.

Considérons avant tout l'argument de Hardy du point de vue de l'approche instrumentaliste. Dans celle-ci, nous avons beaucoup insisté sur le fait que *tout l'arrangement expérimental* doit être pris en compte pour garantir une application bien définie du formalisme de la mécanique quantique. Or, pour conclure que, dans $F^\pm$, une particule serait certainement détectée sur la trajectoire $u^\mp$, Hardy omet de tenir compte de l'appareil nécessaire à cette détection. Pour que l'utilisation du formalisme soit bien définie, il faut absolument refaire les calculs et déterminer la probabilité que la particule soit détectée par un compteur sur $u^\pm$. Or, la présence d'un tel compteur détruira l'interférence, et ainsi les contradictions pointées par Hardy.

Une autre façon d'éviter la contradiction, à l'intérieur de l'approche instrumenta-

⁵Les auteurs concluent : « Thus, O and O' do not agree on a statement referring to a local property at an objective space-time point [...] [They] derive from this the conclusion that one cannot attach an objective meaning to wave functions for individual systems. [94, p. 1301] »

liste, est d'utiliser l'indivisibilité du système global électron-positron. On ne peut pas attribuer d'état à l'électron seul, ni au positron seul, puisque l'état du système global ne se réduit pas à un produit tensoriel d'états. Puisqu'on ne peut attribuer d'état à l'une des deux particules, on ne peut certainement pas en déduire des prédictions certaines pour les convertir en assertions réalistes. Il est alors aisé de montrer que, si l'on se prononce uniquement sur le système global, nous trouverons $[U^+U^-] = 0$ dans tous les référentiels.

En mécanique bohmienne, l'argument est plus subtil. Le problème principal est que l'arrangement expérimental complet n'est pas statique. Dans l'approche instrumentaliste, on ne peut pas décrire *en temps réel* ce qui se produit lorsque, par exemple, nous introduisons un compteur sur une trajectoire alors que l'expérience est déjà commencée. Or, la mécanique bohmienne peut, et se doit, de le faire. Sans faire une revue complète du traitement de la mesure par la mécanique bohmienne,⁶ nous notons seulement que l'introduction d'un compteur sur la trajectoire perturberait non-localement la fonction d'onde du système complet, c'est-à-dire le champ quantique qui est considéré être réellement étendu dans l'espace. Cette non-localité de la mécanique bohmienne est seulement une traduction de la non-divisibilité de l'approche instrumentaliste, et elle a les mêmes conséquences : il faut refaire les calculs en tenant compte de cette perturbation, laquelle détruirait l'interférence, et ainsi, la contradiction. Cet argument a d'ailleurs déjà été donné par Berndl et Goldstein [100], lesquels insistent sur le fait que la mesure doit ne pas être considérée comme révélant un élément préexistant de la réalité (ce que fait Hardy en considérant le passé absolu des détections en $D^\pm$). Ce dernier argument a d'ailleurs fait admettre à Hardy que la contradiction ne tenait plus si on tient compte de la non-localité : « I do now agree that nonlocality can be used to escape my previous conclusion [101] ».

Une autre façon d'éviter la contradiction tend à montrer que la condition suffisante de réalité, basée sur le critère de réalité d'EPR, n'est tout simplement pas valable. Comme Louis Marchildon me l'a fait remarquer dans une discussion privée, la condition de réalité n'est pas seulement nécessaire, elle est aussi suffisante. Alors il est très délicat d'attribuer des éléments de réalité à la manière d'EPR, parce que cela implique que le champ est une fonction propre. Ainsi, le critère de réalité n'est pas inoffensif, puisqu'il impose un champ particulier, et il faut faire très attention sachant que celui-ci est considéré être un élément de la réalité en mécanique bohmienne. Si la condition de réalité est nécessaire et suffisante, Hardy ne peut pas associer un élément de réalité $[U^\pm]$ associé à l'opérateur $U^\pm$ dans $F^\pm$, parce que cela implique que le

⁶À ce sujet, voir [50, 54].

champ est une fonction propre de $U^\pm$. Or, nous ne voyons pas comment le champ, qui n'est pas une fonction propre de ces opérateurs dans F , pourrait devenir une fonction propre de $[U^\pm]$ seulement par un changement de référentiel. En d'autres mots, Hardy impose un élément de réalité dans les référentiels $F^\pm$ qui n'est pas compatible avec la réalité du champ dans ce référentiel. Nous suspectons donc fortement que le seul vrai problème est en lien avec le critère de réalité, et non avec la mécanique quantique ou la mécanique bohmienne.

7.3 Le vrai problème : la non-localité

Si le problème relativiste de la mesure se résume à des assertions réalistes contradictoires, alors nous venons de montrer qu'il n'a pas lieu d'être. Mais pourquoi alors y a-t-il encore autant de physiciens convaincus que la mécanique bohmienne n'est pas une description adéquate de la réalité? Par exemple, suite à une conférence donnée par Alain Aspect sur des expériences de type EPR en 2000 [102], un membre de l'auditoire demande « Comment s'insèrent les considérations de David Bohm dans la situation? » Aspect répond alors :

David Bohm, lorsqu'il a élaboré sa théorie, ne connaissait pas le théorème de Bell, et ce n'est que plus tard qu'on a réalisé que les théories à variables cachées de Bohm sont non locales [...] c'est-à-dire que ce sont des théories qui sont telles que lorsque je fais quelque chose ici, ça a un effet instantané à l'autre bout de l'univers, ce qui est justement ce que nous voulions éviter.

Clairement, c'est la non-localité qui apparaît à Aspect comme l'obstacle principal. De même, après avoir énoncé et répondu à presque toutes les critiques contre la mécanique bohmienne, Olivier Passon écrit « The by far most common objection against the de Broglie-Bohm theory is based on its nonlocality and its apparent conflict with relativity » [103, p. 10]. Bernard d'Espagnat, quant à lui, résume la situation de la façon suivante

En conséquence, toute théorie à objectivité forte qui fournit bien [les prédictions de la mécanique quantique] doit être non locale, et doit dès lors nécessairement entrer quelque part en conflit avec la relativité.

Bohm lui-même, après avoir analysé l'invariance relativiste de son propre modèle, écrivait

[O]ur ontological interpretation leads to Lorentz invariant results in the manifest world of ordinary experience and also in the statistical predictions of quantum theory. These two fields cover all the experimental knowledge

that we have so far. It is only in connection with individual processes involving the beables that Lorentz invariance may break down. But as long as the quantum theory is valid, there is no way to demonstrate this non-Lorentz invariance experimentally.

Nevertheless, it is understandable that there may be strong objections to giving up Lorentz invariance even at the level of individual processes involving the beables. For relativity theory (both special and general) has had a very wide range of successful applications.

Il semble donc que ce qui déplaît beaucoup, c'est cette propriété de la mécanique bohémienne qui semble contraire à l'esprit de la relativité restreinte. Pour que la mécanique bohémienne soit mieux acceptée, il faudrait que les processus individuels, tout comme les processus statistiques, soit invariants de Lorentz, parce que cette invariance est impliquée par la relativité restreinte. Mais, est-ce vraiment le cas ? Est-ce que cette invariance au niveau des processus individuels est vraiment sous-tendue par la relativité restreinte ? Nous aimerions présenter ici un argument qui, nous le croyons, montre qu'il n'en est rien.

D'après Antippa [16], la condition de réalité de la relativité restreinte nécessite un postulat, qu'il appelle le postulat zéro : « Spacetime simultaneity is absolute ». Ce postulat garantit qu'un événement, au sens de la relativité, est absolu au sens où *il doit* pouvoir être observé par tous les observateurs. Pour reprendre son illustration, le postulat garantit que si un observateur est témoin d'une collision entre deux avions, alors tous les autres observateurs seront témoins de la même collision. Comme Antippa le fait remarquer, la relativité de la simultanéité d'événements séparés dans l'espace, laquelle découle des transformations de Lorentz, provient, en partie, du caractère absolu de la simultanéité d'événements qui coïncident dans l'espace. Voilà maintenant la question que nous nous posons : est-ce que, dans la nature, ce postulat est toujours vérifié ? Par exemple, supposons un atome qui émet un et un seul photon, lequel est capté par un et un seul autre atome. Ça, c'est ce qu'on appelle un processus individuel. Et alors, est-ce que cet événement respecte le postulat zéro ? Certainement pas. À cause de l'indivisibilité du quantum d'action, il est impossible pour quelque observateur que ce soit (autre atome, virus ou physicien) de détecter cet événement. De façon générale, la relativité restreinte traite des *événements* comme s'il s'agissait de *processus individuels*. Nous sommes d'avis que le postulat zéro, mis en évidence par Antippa, établit une nette distinction entre un processus individuel quantique, et un événement au sens de la relativité restreinte.

En général, nous pouvons voir la transformation de Lorentz de deux façons. Dans un premier temps, (i) elle fait le pont entre des manières équivalentes de décrire les

mêmes événements absolus, selon des référentiels différents. Dans un second temps, (ii) elle fait un pont entre des ensembles d'événements équivalents, mais différents.⁷ Par exemple, nous pourrions faire une expérience dans laquelle plusieurs observateurs analysent les coordonnées de deux étincelles absolues, chacun à partir de son référentiel. Nous trouverions que les coordonnées mesurées par l'un sont liées à celles des autres par des transformations de Lorentz. Mais nous pourrions aussi refaire plusieurs fois la même expérience, avec un seul observateur, qui analyse à chaque fois les coordonnées de deux flashes différents, mais équivalents aux premiers, à partir de plusieurs référentiels différents. Il trouverait que les coordonnées mesurées dans un référentiel sont liées à celles des autres par des transformations de Lorentz.

Remarquons que c'est seulement l'interprétation (i) qui nécessite le postulat zéro d'Antippa.⁸ De plus, le problème de non-invariance de la mécanique bohémienne apparaît seulement lorsqu'on lui demande de se prononcer sur des situations conformes à l'interprétation (i). Et puisque, dans l'interprétation (i), le postulat zéro n'est pas respecté pour des processus individuels quantiques, il est impossible de dériver des transformées de Lorentz pour des observateurs potentiellement disposés à être témoins du processus, et il est incohérent de demander à la mécanique bohémienne de faire ce que la relativité restreinte ne fait pas elle-même.

7.4 La solution du référentiel privilégié

Il est étonnant de constater que presque tous ceux qui étudient l'invariance relativiste des approches réalistes de la mécanique quantique concluent à une brisure de l'invariance de Lorentz au niveau des processus individuels.⁹ Il est à noter que, dans la réalité, ce ne sont pas tous les processus individuels qui violent l'invariance de Lorentz, mais ceux dans lesquels des phénomènes non locaux apparaissent. Lorsqu'il y a des phénomènes non locaux, comme dans l'expérience EPR, il est possible de donner une description complètement relativiste, sans aucune critique possible, si on évite de discuter des propriétés propres aux sous-systèmes enchevêtrés. C'est là la stratégie de Dewdney et Horton [62], qui décrivent l'expérience EPR dans l'espace-temps de configuration du système global. Ainsi, on évite (1) de parler des trajectoires spatiales

⁷Merci à Jacques Huot pour cette remarque.

⁸Dans l'interprétation (ii), le postulat zéro devrait plutôt demander que l'événement soit reproductible.

⁹Par exemple, au sujet de la théorie de la réduction spontanée, voir [104, p. 297], [105]. Au sujet de la mécanique bohémienne, voir [48, p. 180], [50, p. 288], [54, p. 523, 529] et [58], [83] qui ne concluent pas au référentiel privilégié, mais à une dépendance envers un feuillet de simultanéité.

qui n'ont pas de signification objective d'après la relativité restreinte, on évite (2) de parler des lignes d'univers des particules, lesquelles n'ont pas de statut invariant à cause de la non-localité, on évite (3) de discuter de la trajectoire spatiale du système global, pour finalement discuter de la ligne d'univers du système global indivisible. Il est clair que cette stratégie, qui consiste à remonter jusqu'au système *isolé* le plus haut dans la hiérarchie, pour ne décrire que lui, évitera tous les problèmes liés à l'invariance relativiste. Cependant, il ne s'agit pas de la seule stratégie.

Si nous souhaitons traiter des sous-systèmes dans tous les cas, même s'il sont enchevêtrés, il semble qu'il faille accepter l'idée d'un référentiel privilégié. Cette idée n'a effectivement pas beaucoup de poids si nous admettons dès le départ que tous les référentiels sont équivalents. Car dans ce cas, on postule simplement que la réalité se déroule dans un seul référentiel, inobservable, et que les observations faites dans tous les autres référentiels sont fausses ; elles ne correspondent pas à la réalité. Cela règle le problème des réalités contradictoires au niveau des processus individuels, mais seulement au prix de l'ajout d'une entité non physique, *ad hoc*, qui a pour unique but de sauver la face.

Or, dans le chapitre précédent, nous avons généralisé la définition du référentiel en le définissant non pas par la vitesse relative, mais par les écoulements de temps relatifs. Il s'agissait là d'un passif changement de point de vue qui conservait toutes les équations de la relativité restreinte. Cette définition généralisée s'appliquait aux collections, mais aussi aux emboîtements de systèmes. Cette définition du référentiel mène naturellement à un référentiel privilégié : celui du système global qui englobe les autres.¹⁰ Ainsi, seulement en redéfinissant ce que nous entendons par *référentiel*, de sorte que nous ne modifions aucune loi physique, un référentiel privilégié apparaît. Autant s'en servir, et considérer que le véritable ordre de succession des événements est celui qui se déroule dans le référentiel de l'univers, c'est-à-dire dans le référentiel privilégié du système qui englobe tous les autres.

Avant de conclure, notons qu'il serait intéressant d'associer l'écoulement de temps d'un système à un nombre entier de changements physiques, appelons-les des événements.¹¹ Par exemple, nous pourrions considérer que le Δt_k associé au sous-système k soit proportionnel au nombre d'événements qui se produisent à l'intérieur de ce sous-système. Un intervalle de temps donné Δt associé à l'univers tout entier serait alors quelque chose comme la somme de tous les Δt_k . Notre définition généralisée d'un

¹⁰Plusieurs auteurs ont essayé de définir un référentiel privilégié comme celui où le centre de masse est au repos (voir par exemple [106, p. 202]). Or, le concept de centre de masse n'est pas invariant relativiste.

¹¹Il pourrait s'agir du nombre de sauts quantiques, du nombre d'interactions, etc.

référentiel S_k le caractériserait alors par la proportion de tous les événements de l'univers qui se produisent effectivement dans le système k . Nous travaillons présentement à marier cette idée avec la théorie de la localisation spontanée présentée par Bell [48, p. 201] de façon à donner une toute nouvelle interprétation des nouvelles constantes que cette théorie requière.

D'autre part, il est clair que si deux sous-systèmes ont des différences d'intervalle de temps qui sont constantes par rapport à t (le temps du référentiel de l'univers), alors ces sous-systèmes auront une vitesse relative constante. De même, si cette différence change selon t , alors les sous-systèmes auront une vitesse relative qui change avec le temps, une accélération. Considérant le principe d'équivalence, nous suspectons une source possible de gravitation dans une relation qui lie le Δt de l'univers aux Δt_k de ses sous-systèmes. Nous avons montré plus haut que le rapport de ces quantités est entièrement déterminé par la fonction d'onde de la mécanique quantique, ce qui nous permet d'espérer un pont entre les phénomènes quantiques et la gravitation.

Conclusion

Voilà qu'est venu le temps de conclure. Dans la première partie de ce travail, j'ai argumenté qu'il est possible de formuler la mécanique quantique dans une approche telle que les seules critiques qu'on puisse lui faire soient d'ordre philosophique. Je sais que la portée de ce travail est limitée, et que peut-être moins de cinq personnes le liront. Tout de même, je me plais à imaginer que tous les physiciens soient un jour sensibilisés à l'approche instrumentaliste décrite dans ce mémoire. Je crois fermement en l'idéal que vise cette approche, et que toutes les critiques qu'on puisse lui faire, autres que philosophiques, viennent nécessairement de mon incapacité à bien la rendre. Cette approche évite systématiquement tous les problèmes interprétationnels imaginables puisqu'elle évite justement tout ce qui touche l'interprétation. Elle est, à notre avis, une réponse possible à la question : pourquoi devrions-nous ne pas interpréter la mécanique quantique ?

Dans les faits, nous n'avons pas beaucoup de choix. Peut-être que la réalité indépendante se déroulant dans l'espace et dans le temps, comme on se la représente dans notre tête, n'existe tout simplement pas. Celle-ci est influencée par nos sens et par notre cerveau. Que serait la physique si la sélection naturelle avait fait de nous tous des synesthètes, ou des hémimégligents, ou des schizophrènes ? Comment être certain que l'idée d'une réalité se déroulant dans l'espace et le temps ne vient pas d'un trouble neuropsychologique qui a favorisé la survie de notre race ? Dans ce cas, la mécanique quantique pourrait être considérée complète, au sens où elle décrit une réalité qui ne nous est pas familière. L'approche instrumentaliste est alors toute indiquée.

Peut-être que la réalité existe objectivement dans l'espace et le temps, mais que pour une raison ou une autre, il nous soit impossible de la décrire complètement. Peut-être que la réalité indépendante est une proposition sujette au théorème d'incomplétude de Gödel, qui ne peut pas être infirmée ni confirmée par les phénomènes auxquels nous avons accès. Dans ce cas, la mécanique quantique est incomplète, et elle est en principe impossible à compléter.

Peut-être que la réalité existe, et qu'il est possible de la décrire. Dans ce cas nous

pouvons la compléter avec une approche réaliste, comme celle proposée par Bohm.

Cette approche est une réponse à la question : Comment pourrait être la réalité indépendante pour que la mécanique quantique soit empiriquement adéquate ? Nous avons décrit le modèle à une et à plusieurs particules, dans le cadre relativiste et non relativiste. Nous avons rappelé certaines critiques, notamment celle de Hardy, qui s'est avérée non fondée puisque basée sur un argument qui oublie la réalité du champ quantique. Nous avons discuté le problème de la non-localité, lequel serait affaibli si on acceptait que la relativité restreinte ne peut pas exiger l'invariance relativiste de processus individuels. Et même dans le cas où cette invariance est exigée, il est possible de s'en sortir en évitant de décrire les sous-systèmes d'un système décrit par un état enchevêtré, ou en supposant que la réalité soit celle qui se déroule dans un référentiel privilégié.

Je ne crois pas que nous puissions répondre à toutes ces questions dans le cadre d'une maîtrise en physique, et en fait, je ne crois pas qu'il soit essentiel d'y répondre. Déjà, réussir à bien formuler une question démontre une grande compréhension. Je vous invite donc tous à continuer à vous poser beaucoup de questions.

Une dernière chose. Nous avons vu que dans presque toutes les situations, la mécanique bohmienne arrive à fournir un modèle qui permet d'imaginer une réalité du monde sous-quantique. Mais nous pourrions demander encore plus, comme d'expliquer pourquoi les conditions initiales coïncident avec le carré de la norme de la fonction d'onde. Après avoir imaginé une explication à ces conditions initiales, nous pourrions exiger une explication à cette explication, et ainsi de suite. À notre avis, pour ne pas tomber dans le réductionnisme, il faut choisir arbitrairement la limite à laquelle nous cessons de demander des explications. Cette limite n'est jamais définitive, elle est fixée par la technologie ; la science évolue et la limite varie en fonction de nos connaissances. En ce jour, je crois fermement que la limite devrait être placée à l'endroit précis où se situe l'approche instrumentaliste. Il est de mon opinion que la théorie quantique ne doit pas, pour le moment, être expliquée en termes de phénomènes plus fondamentaux, mais doit plutôt être considérée comme l'ensemble de concepts le plus fondamental à partir duquel tous les autres doivent être déduits. Au lieu d'expliquer les statistiques à partir de trajectoires classiques, par exemple, nous proposons que les trajectoires classiques perceptibles soient expliquées en termes des concepts quantiques. Pourquoi devrions nous utiliser la mécanique quantique pour décrire un monde qui nous est présentement inaccessible, alors que nous pourrions l'utiliser pour décrire un monde qui nous est présentement accessible ?

Bibliographie

- [1] N. T. Greenspan. Fifth Solvay conference in Brussels. *Nancy Greenspan*, 2005.
URL : <http://www.maxborn.net/index.php?page=filmnews>.
- [2] M. Jammer. *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*. Tomash Publishers, 1989.
- [3] W. Heisenberg. *Physique et Philosophie : la Science Moderne en Révolution*. A. Michel, 1971.
- [4] M. Born, éditeur. *The Correspondance Between Albert Einstein and Max and Hedwig Born, 1916-1955*. Walker and Company, 1971.
- [5] M. Jammer. *The Philosophy of Quantum Mechanics*. John Wiley & Sons, 1974.
- [6] P. A. Schilpp, éditeur. *Albert Einstein : Philosopher-Scientist*. Cambridge University Press, 1970.
- [7] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Physical Review*, 47 (10), 777–780, 1935.
- [8] D. Bohm. A suggested interpretation of the quantum theory in terms of ‘hidden’ variables I & II. *Phys. Rev.*, 85 (2), 166–179, 1952.
- [9] J. S. Bell. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *Physics*, 1, 195–200, 1964. Reproduit dans [48].
- [10] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger. Experimental tests of realistic local theories via Bell’s theorem. *Phys. Rev. Lett.*, 47 (7), 460–463, 1981.
- [11] A. Peres. Einstein, Podolsky, Rosen, and Shannon. 2003, quant-ph/0310010.
- [12] H. Reichenbach. *Philosophic Foundations of Quantum Mechanics*. University of California Press, 1965.
- [13] B. d’Espagnat. *Le Réel Voilé, Analyse des Concepts Quantiques*. Fayard, 1994.
- [14] G. Berkeley. *Principes de la Connaissance Humaine*. Flammarion, 1991.

- [15] L. Hardy. Quantum mechanics, local realistic theories, and Lorentz-invariant realistic theories. *Phys. Rev. Lett.*, 68 (20), 2981–2984, 1992.
- [16] A. F. Antippa. Limiting velocity at the interface between causality and virtuality. *AIP Conf. Proc.*, 573, 61–76, 2001.
- [17] H. Reichenbach. *La Philosophie Scientifique*. Hermann, 1932.
- [18] F. Jacob. *La Logique du Vivant*. Gallimard, 1970.
- [19] R. P. Feynman. *La Nature des Lois Physiques*. Marabout Université, 1971.
- [20] L. Marchildon. *Mécanique Quantique*. De Boeck Université, 2000.
- [21] H. Weyl. *The Theory of Groups and Quantum Mechanics*. Dover, 1950.
- [22] E. Schrödinger, éditeur. *Mind and Matter*. Cambridge University Press, 1958.
- [23] S. Lévesque. Sur la description de la réalité. 2004. Non publié.
- [24] I. Kant and P. Henriot. *Critique de la Raison Pure*. Bordas, 1988.
- [25] E. J. Squires. Many views of one world – an interpretation of quantum theory. *Eur. J. Phys.*, 6, 171–173, 1987.
- [26] C. Rovelli. Relational quantum mechanics. *Int. J. Theor. Phys.*, 35 (8), 1637–1678, 1996.
- [27] L. Marchildon. Why should we interpret quantum mechanics? *Foundations of Physics*, 34 (10), 1453–1466, 2004, quant-ph/0405126v2.
- [28] C. A. Fuchs and A. Peres. Quantum theory needs no ‘interpretation’. *Physics Today*, 53 (3), 70–71, 2000.
- [29] P. Mittelstaedt. *The Interpretation of Quantum Mechanics and the Measurement Process*. Cambridge University Press, 1998.
- [30] W. M. de Muynck. *Foundations of Quantum Mechanics, an Empiricist Approach*. Kluwer, 2002.
- [31] M. Redhead. *Incompleteness, Nonlocality and Realism*. Oxford University Press, 1987.
- [32] A. Peres. *Quantum Theory : Concepts and Methods*. Kluwer, 1995.
- [33] A. Peres. What is a state vector? *American Journal of Physics*, 52 (7), 644–650, 1984.
- [34] K. Blum. *Density Matrix Theory and Applications*. Plenum, 1996.
- [35] P. A. M. Dirac. *Les Principes de la Mécanique Quantique*. Jacques Gabay, 1990.

- [36] W. Heisenberg. Über quantentheoretische umdeutung kinematischer und mechanischer beziehungen. *Z. Phys.*, 33, 879–893, 1925. Traduction anglaise dans [38].
- [37] M. Born and P. Jordan. Zur quantenmechanik. *Z. Phys.*, 34, 858–888, 1925. Traduction anglaise dans [38].
- [38] B. L. van der Waerden, éditeur. *Sources of Quantum Mechanics*. North-Holland, 1967.
- [39] I. J. R. Aitchison, D. A. MacManus, and T. M. Snyder. Understanding Heisenberg’s ‘magical’ paper of July 1925 : A new look at the calculational details. *American Journal of Physics*, 72 (11), 1370–1379, 2004.
- [40] M. Born, W. Heisenberg, and P. Jordan. Zur quantenmechanik II. *Z. Phys.*, 35, 557–615, 1925. Traduction anglaise dans [38].
- [41] E. Schrödinger. Quantisierung als eigenwertproblem. *Annalen der Physik*, 79, 361–376, 1926. Traduction française dans [107].
- [42] M. Born. Zur quantenmechanik der stobvorgange. *Z. Phys.*, 37, 863–867, 1926. Traduction anglaise dans [108].
- [43] O. Darrigol. *From c-Numbers to q-Numbers*. University of California Press, 1992. En ligne : <http://ark.cdlib.org/ark:/13030/ft4t1nb2gv/>.
- [44] R. Crease. The most beautiful experiment. *Physics World*, pages 19–20, septembre 2002.
- [45] E. Guay and L. Marchildon. Wave functions and Bohmian trajectories in interference phenomena. 2004, quant-ph/0407077.
- [46] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands. *The Feynman Lectures on Physics*, volume III. Addison-Wesley Publishing Company, 1965.
- [47] P. K. Feyerabend. *Frontiers of Science and Philosophy*, chapitre Problems in microphysics. University of Pittsburgh Press, 1962.
- [48] J. S. Bell. *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*. Cambridge University Press, 2e édition, 2004.
- [49] H. P. Stapp. The Copenhagen interpretation. *Am. J. Phys.*, 40 (8), 1098–1116, 1972.
- [50] D. Bohm and B. J. Hiley. *The Undivided Universe*. Routledge, 1993.
- [51] D. Bohm and J. P. Vigier. Model of the causal interpretation of quantum theory in terms of a fluid with irregular fluctuations. *Phys. Rev.*, 96 (1), 208–216, 1954.

- [52] F. J. Belifante. *A Survey of Hidden-Variables Theories*. Oxford, 1973.
- [53] A. Valentini. Signal-locality, uncertainty, and the subquantum H-theorem I. *Phys. Lett. A*, 156 (1), 5–11, 1991.
- [54] P. R. Holland. *The Quantum Theory of Motion : An Account of the de Broglie-Bohm Causal Interpretation of Quantum Mechanics*. Cambridge University Press, 1993.
- [55] C. Dewdney, P. R. Holland, and A. Kyprianidis. What happens in a spin measurement? *Phys. Lett. A*, 119 (6), 259–267, 1986.
- [56] H. Goldstein, C. Poole, and J. Safko. *Classical Mechanics 3e édition*. Addison Wesley, 2002.
- [57] P. R. Holland. The Dirac equation in the de Broglie-Bohm theory of motion. *Foundations of Physics*, 22 (10), 1287–1301, 1992.
- [58] D. Dürr, S. Goldstein, K. Münch-Berndl, and N. Zanghi. Hypersurface Bohm-Dirac models. *Phys. Rev. A*, 60 (4), 2729–2736, 1999.
- [59] W. Struyve. The de Broglie-Bohm pilot-wave interpretation of quantum theory. 2005, quant-ph/0506243. Thèse de doctorat.
- [60] D. Bohm. *Quantum Theory*. Dover, 1989.
- [61] C. Dewdney, P. R. Holland, and A. Kyprianidis. A causal account of non-local Einstein-Podolsky-Rosen spin correlations. *J. Phys. A : Math. Gen.*, 20 (14), 4717–4732, 1987.
- [62] C. Dewdney and G. Horton. Relativistically invariant extension of the de Broglie-Bohm theory of quantum mechanics. *J. Phys. A : Math. Gen.*, 35 (47), 10117–10127, 2002.
- [63] A. Einstein. Quanten-mechanik und wirklichkeit. *Dialectica*, 2, 320–324, 1948. Traduction anglaise dans [4].
- [64] A. F. Antippa. Unification of newton’s laws of motion. *Can. J. Phys.*, 81 (5), 713–735, 2003.
- [65] E. Mach. *The Science of Mechanics ; a Critical and Historical Account of its Development*. Merchant Books, 2007. Édition originale publiée en allemand en 1912.
- [66] J. Barbour and H. Pfister, éditeurs. *Mach’s Principle : from Newton’s Bucket to Quantum Gravity*. Birkhauser, 1995.
- [67] H. Bondi and J. Samuel. The Lense-Thirring effect and Mach’s principle. 1996, gr-qc/9607009v1.

- [68] C. Misner, K. S. Thorne, and J. A. Wheeler. *Gravitation*. W. H. Freeman, 1973.
- [69] A. Einstein. *The Meaning of Relativity*. Princeton, 1956.
- [70] A. Pais. *Subtle is the Lord, the Science and the Life of Albert Einstein*. Oxford University Press, 1982.
- [71] W. G. Unruh. Notes on black hole evaporation. *Phys. Rev. D*, 14 (4), 870–892, 1976.
- [72] W. G. Unruh and R. M. Wald. Acceleration radiation and the generalized second law of thermodynamics. *Phys. Rev. D*, 25 (4), 942–958, 1982.
- [73] W. G. Unruh and R. M. Wald. What happens when an accelerating observer detects a Rindler particle. *Phys. Rev. D*, 29 (6), 1047–1056, 1982.
- [74] W. Pauli. *Theory of Relativity*. Dover, 1981.
- [75] S. W. Hawking. Black hole explosions? *Nature*, 248 (1), 30–31, 1974.
- [76] D. Page. Dirac equation around a charged, rotating black hole. *Phys. Rev. D*, 14 (6), 1509–1510, 1976.
- [77] P. A. M. Dirac. Relativistic quantum mechanics. *Proc. Roy. Soc. A*, 136 (829), 453–464, 1932.
- [78] P. A. M. Dirac, V. A. Fock, and B. Podolsky. On quantum electrodynamics. *Phys. Zeit. Sow.*, 2 (6), 468–479, 1932. Reproduit dans [109].
- [79] S. Tomonaga. On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields. *Progress of Theoretical Physics*, 1 (2), 27–42, 1946. Reproduit dans [109].
- [80] J. Schwinger. Quantum electrodynamics. I. A covariant formulation. *Phys. Rev.*, 74 (10), 1439–1461, 1948. Reproduit dans [109].
- [81] G. Wentzel. *Quantum Theory of Fields*. Dover, 2003.
- [82] R. Tumulka. A relativistic version of the Ghirardi-Rimini-Weber model. *J. Statist. Phys.*, 125, 821–840, 2006, quant-ph/0406094v2.
- [83] K. Münch-Berndl, D. Dürr, S. Goldstein, and N. Zanghi. EPR-Bell nonlocality, Lorentz invariance, and Bohmian quantum theory. *Phys. Rev. A*, 53 (4), 2062–2073, 1996.
- [84] M. Günther. The relativistic configuration space formulation of the multi-electron problem. *Phys. Rev.*, 88 (6), 1411–1421, 1952.
- [85] R. P. Feynman. An operator calculus having application in quantum electrodynamics. *Phys. Rev.*, 84 (1), 108–128, 1951.

- [86] S. Weinberg. *The Quantum Theory of Fields I*. Cambridge University Press, 1995.
- [87] M. E. Peskin and D. V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Addison-Wesley, 1995.
- [88] E. F. Taylor and J. A. Wheeler. *Spacetime Physics*. W. H. Freeman and Company, 1966.
- [89] J. von Neumann. *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*. Princeton University Press, 1955.
- [90] E. Schrödinger. The present situation in quantum mechanics : a translation of Schrödinger's 'cat paradox paper'. *Proc. Am. Phil. Soc.*, 124 (5), 323–338, 1980. Reproduit dans [108].
- [91] N. Gisin. Quantum measurements and stochastic processes. *Phys. Rev. Lett.*, 52 (19), 1657–1660, 1984.
- [92] G. Lüders. Über die zustandsänderung durch den messprozess. *Annalen der Physik*, 8, 322–328, 1951. Voir [110] pour une traduction anglaise.
- [93] G. C. Ghirardi, A. Rimini, and T. Weber. Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems. *Phys. Rev. D*, 34 (2), 470–491, 1986.
- [94] G. C. Ghirardi, R. Grassi, and P. Pearle. Relativistic dynamical reduction models : General framework and examples. *Found. Phys.*, 20 (11), 1271–1316, 1990.
- [95] C. W. Kilmister, éditeur. *Schrödinger : Centenary Celebration of a Polymath*, chapitre Are there quantum jumps ? Cambridge University Press, 1987. Reproduit dans [48].
- [96] F. London and E. Bauer. *La Théorie de l'Observation en Mécanique Quantique*. Hermann, 1939.
- [97] E. P. Wigner. The problem of measurement. *American Journal of Physics*, 31 (1), 6–15, 1963.
- [98] E. P. Wigner. *Symmetries and Reflections*. Ox Bow Press, 1979.
- [99] H. P. Stapp. *Mind, Matter, and Quantum Mechanics*. Springer, 1993.
- [100] K. Berndl and S. Goldstein. Comment on 'quantum mechanics, local realistic theories, and Lorentz-invariant realistic theories'. *Phys. Rev. Lett.*, 72 (5), 780, 1994.
- [101] L. Hardy. Hardy replies. *Phys. Rev. Lett.*, 72 (5), 781, 1994.

- [102] A. Aspect. Les tests et effets de la physique quantique. *Université de tous les savoirs*, 2000. URL : www.canalu.com/canalu/chaine/v2/utls/programme/214_les_tests_et_effets_de_la_physique_quantique.
- [103] O. Passon. Why isn't every physicist a Bohmian ? 2004, quant-ph/0412119.
- [104] J. T. Cushing, A. Fine, and S. Goldstein, éditeurs. *Bohmian Mechanics and Quantum Theory : an Appraisal*, chapitre Space-time in the quantum world. Kluwer Academic Publishers, 1996.
- [105] G. Ghirardi. Properties and events in a relativistic context : revisiting the dynamical reduction program. *Found. Phys. Lett.*, 9 (4), 313–355, 1996.
- [106] T. Maudlin. *Quantum Non-Locality and Relativity*. Blackwell, 1994.
- [107] E. Schrödinger. *Mémoires sur la Mécanique Ondulatoire*. Jacques Gabay, 1988.
- [108] J. A. Wheeler and W. H. Zurek, éditeurs. *Quantum Theory and Measurement*. Princeton University Press, 1983.
- [109] J. Schwinger, éditeur. *On Quantum Electrodynamics*. Dover, 1958.
- [110] K. A. Kirkpatrick. Regarding the state-change due to the measurement process. 2004, quant-ph/0403007.