

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

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

COMME EXIGENCE PARTIELLE  
DE LA MAÎTRISE EN PHYSIQUE

PAR  
JEAN-SÉBASTIEN BOISVERT

SUR LA NATURE DES ABSORBEURS DANS L'INTERPRÉTATION  
TRANSACTIONNELLE DE LA MÉCANIQUE QUANTIQUE

AOÛT 2012

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.



# Résumé

L'interprétation transactionnelle de la mécanique quantique est l'une des plus récentes propositions de description des phénomènes du microcosme. En accord avec les prédictions de la mécanique quantique standard, l'interprétation transactionnelle propose une alternative à celle de Copenhague. Son principal avantage est qu'elle permet de visualiser les mécanismes sous-jacents à l'échange d'énergie, de quantité de mouvement ou d'autres quantités quantiques entre un émetteur et un absorbeur. Ces échanges sont le résultat, à l'instar de la théorie de l'absorbeur de Wheeler et Feynman, de l'utilisation autant d'ondes avancées que retardées.

Bien que l'interprétation transactionnelle n'ait pas attiré la plus grande attention scientifique, plusieurs critiques lui ont été adressées. Dans les années 1990, différentes expériences à mesure sans interaction ont été conçues. Depuis, il a été avancé que la version originale de l'interprétation transactionnelle pouvait difficilement rendre compte de ce type d'expérience et même qu'elle n'est pas compatible avec le concept d'univers quadridimensionnel.

La recherche de ce mémoire par article consiste à montrer que lorsque l'on utilise systématiquement l'interprétation transactionnelle en considérant la configuration totale des absorbeurs (incluant l'absorbeur universel), il n'est pas nécessaire de faire appel à une hiérarchie de transactions comme certains l'ont proposé.



---

Jean-Sébastien Boisvert

---

Louis Marchildon



# Abstract

The transactional interpretation of quantum mechanics is one of the latest proposals to explain quantum phenomena. With respect to standard quantum mechanical predictions, the transactional interpretation proposes a substitute to the Copenhagen interpretation. The transactional interpretation's main benefit is to visualize mechanisms underneath the exchange of energy, momentum and other quantum quantities between an emitter and an absorber. Following the time-symmetric formulation of electrodynamics, these exchanges rely upon the use of retarded waves as well as advanced waves.

Even if the transactional interpretation did not evoke a lot of scientific attention, some criticisms have been addressed. In the 1990's, experiments involving interaction-free measurements have been devised. It has been argued that the original version of the transactional interpretation can hardly account for this type of experiment and that it is not consistent with the block-universe picture of time.

The research of this thesis by article is to show that when the transactional interpretation rules are followed systematically while considering the complete set of absorbers (including the universal absorber), there is no need to resort to the hierarchy of transactions that some have proposed.



# Remerciements

Je remercie le professeur Louis Marchildon de m'avoir ouvert les portes du monde de la recherche scientifique. Sa rigueur et sa sagesse m'ont permis de mener à bien ce projet. Ce fut un privilège pour moi de pouvoir explorer la physique à travers ses lunettes.

Je remercie aussi le professeur Adel Antippa et encore une fois le professeur Louis Marchildon de m'avoir initié à la physique théorique. Bien que mon cheminement académique me mène maintenant vers la physique expérimentale, la méthodologie et la rectitude scientifique qu'ils ont su me transmettre me seront essentielles afin d'affronter les nouveaux défis. Une partie de moi sera toujours fidèle à la physique théorique grâce à eux.

Un remerciement particulier s'adresse à mes collègues Jérémie et Jérémie qui, entre deux discussions enflammées, ont permis de rendre le parcours encore plus agréable. Étudier auprès d'eux aura été d'autant plus stimulant.

Bref, merci à Natali, Stéphane et Geneviève sans qui ce mémoire aurait certainement été terminé un peu plus tôt. Ils m'ont permis de garder les pieds sur terre en me rappelant que la vie ne se résume pas aux études. L'équilibre de vie qu'ils m'ont induit me permet donc de pousser mes études encore plus loin.



*À Natali, Stéphane et Geneviève*

*C'est l'honneur de l'esprit humain de  
ne jamais se décourager en présence  
des difficultés sans cesse renaissantes  
qu'offre pour lui l'interprétation des  
faits indéfiniment variés et complexes  
qu'une observation sans cesse plus fine  
du monde physique lui révèle.  
Louis de Broglie [1, p. 367].*

# Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Table des matières	xi
Table des figures	xiii
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 L'interprétation de la mécanique quantique . . . . .	2
1.2 Une approche empirique . . . . .	5
1.3 Structure du mémoire . . . . .	7
<b>2 Interprétation transactionnelle</b>	<b>9</b>
2.1 Une formulation symétriquement temporelle . . . . .	10
2.2 Des quantités quantiques . . . . .	11
2.3 L'interprétation transactionnelle . . . . .	13
2.4 L'absorbeur universel . . . . .	15
<b>3 Les expériences à mesure sans interaction</b>	<b>17</b>
3.1 Les prédécesseurs . . . . .	18
3.2 Expérience à mesure sans interaction . . . . .	21
3.3 L'expérience du menteur quantique . . . . .	24

4	Présentation de l'article	27
5	Conclusion	51
	Bibliographie	53

# Table des figures

2.1 Ondes offerte et de confirmation . . . . .	12
3.1 Expérience de Renninger . . . . .	18
3.2 Expérience de Dicke . . . . .	20
3.3 Expérience à mesure sans interaction . . . . .	22
3.4 Atome d'Hardy . . . . .	25
3.5 Menteur quantique . . . . .	25



# Chapitre 1

## Introduction

*La science et le sens commun ont l'une  
et l'autre les phénomènes comme seul  
domaine incontesté mais [...] la  
physique fournit [...] certaines  
lueurs non trompeuses sur la  
vraie structure de l'être.  
Bernard d'Espagnat [2, p. 458].*

Cela va sans dire que ce que l'on nomme aujourd'hui la « physique » tient son origine de ce qu'était autrefois la philosophie. La philosophie actuelle étant plus centrée sur la question du pourquoi que sur celle du comment, la physique a maintenant pris le relais afin d'expliquer le monde dans lequel nous vivons. Cependant, comme la philosophie tente de répondre à des questions qui sont souvent hors de la portée de l'expérimentation et que les théories physiques peuvent s'extrapoler à l'extérieur du domaine des observables, les deux disciplines possèdent une interface commune. Étant donné qu'une théorie physique est constituée d'un formalisme mathématique et d'une interprétation, cette interface se trouve nécessairement dans l'interprétation.



Bien que, lorsque l'on s'intéresse à l'interprétation d'une théorie physique, on doive souvent travailler avec des outils philosophiques, il est possible d'aborder les problèmes de manière la plus pragmatique possible. Cette approche consiste à appliquer le plus strictement possible la méthodologie de la physique. C'est d'ailleurs l'approche qui sera utilisée dans le corps de ce mémoire.

## 1.1 L'interprétation de la mécanique quantique

Au fil des siècles, le spectre d'applications de la physique a évolué de façon phénoménale. Des balbutiements de la mécanique des machines simples jusqu'au vertigineux engin mathématique de la théorie des cordes, les théories physiques n'ont cessé de gagner en abstraction. Bien que le formalisme mathématique nécessaire à la théorie soit d'une importance toujours aussi primaire, on ne peut nier que plus le niveau d'abstraction est élevé, plus l'interprétation de la théorie est indispensable.

En mécanique classique, par exemple, il est aisé d'interpréter les variables  $x_i$  et  $p_i$  comme la position et la quantité de mouvement de la  $i^{\text{ème}}$  particule d'un système de  $N$  particules. En revanche, pour certains systèmes, il sera avantageux d'utiliser les équations de contraintes appropriées afin de réduire le nombre de coordonnées [3, chap. 2]. En introduisant les coordonnées généralisées  $q_i$ , le nombre de variables peut alors être réduit par le nombre d'équations de contrainte. Ainsi, en augmentant le niveau d'abstraction, il est possible de simplifier la description du système. Seulement, cette simplification de la description mathématique du système se fait aux dépens d'une complexification de l'interprétation.

Pour sa part, la mécanique quantique est une théorie dont l'interprétation est des plus ardues. Malgré ses nombreuses vérifications expérimentales, les objets mathématiques qu'elle utilise se rattachent si difficilement au monde physique que certains vont

jusqu'à rejeter la possibilité que les objets du formalisme puissent être liés à la réalité physique.

Depuis les années 1920, différentes interprétations de la mécanique quantique ont été proposées. Parmi les multiples façons de les classer, la dichotomie entre les réalistes et les instrumentalistes est certainement la plus distinctive. Le premier type d'interprétations, souvent dit ontique, propose que les objets décrits par la mécanique quantique soient réels et constituent les éléments fondamentaux construisant le monde dans lequel nous vivons. Le second, dit épistémique, va, quant à lui, affirmer que les objets mathématiques du formalisme de la mécanique quantique ne sont qu'une représentation de la connaissance d'un système quantique. Bien que la majorité des utilisateurs de la mécanique quantique se rangent sans trop se questionner sous le camp de l'école de Copenhague (épistémique), les discussions, même après 80 ans d'interprétation, sont encore enflammées. Certes, l'interprétation qui sera à l'étude dans ce mémoire est l'interprétation transactionnelle, une interprétation du type ontique, il est néanmoins pertinent de la mettre en contexte aux côtés de ses antagonistes.

Le tableau 1.1 expose quelques interprétations des plus connues aux côtés de l'interprétation transactionnelle. Les auteurs et les articles fondateurs ainsi que l'année de publication y sont aussi présentés. La plus vieille interprétation est sans doute l'interprétation statistique de Max Born en 1926 [4]. Elle consiste simplement à interpréter l'amplitude de la fonction d'onde comme une densité de probabilité. D'une certaine façon, l'interprétation de Born constitue aujourd'hui l'interprétation minimale afin que le formalisme de la mécanique quantique soit applicable. Cependant, lorsque l'on construit une interprétation de la mécanique quantique, on peut au moins espérer expliquer le comportement du microcosme. Ainsi, la première interprétation « complète » à avoir été proposée est celle de Copenhague. Deux de ses éléments essentiels, le principe d'incertitude et le principe de complémentarité, sont énoncés dans

les articles de Werner Heisenberg (1927) et de Niels Bohr (1928)<sup>1</sup> respectivement. Par contre, l'identification du vecteur d'état à la connaissance du système est un élément qui prendra encore quelque temps avant d'être intégré à l'interprétation<sup>2</sup>.

Année	Interprétation	Auteurs	Référence
1926	statistique	Max Born	[4]
1927	de Copenhague	Neils Bohr & Werner Heisenberg	[9, 10]
1952	de de Broglie-Bohm	Louis de Broglie & David Bohm	[11, 12]
1957	des états relatifs	Hugh Everett	[13]
1980	transactionnelle	John G. Cramer	[14]

TABLE 1.1 – Quelques interprétations de la mécanique quantique.

Un peu plus d'une vingtaine d'années plus tard, suivant l'idée de Louis de Broglie, selon laquelle les particules suivent des trajectoires guidées par des ondes, David Bohm propose une deuxième grande interprétation [12]. Contrairement à celle de Copenhague, l'interprétation de de Broglie-Bohm est du type ontique et confère aux éléments du formalisme mathématique une signification physique réelle<sup>3</sup>.

Une autre interprétation importante est celle des états relatifs proposée par Hugh Everett en 1957 [13]. Celle-ci propose que le vecteur d'état représente un multivers où chacun des états existe dans un univers indépendant. L'opération de mesure correspond à sélectionner un univers. Dans l'interprétation d'Everett, tous les résultats possibles d'une mesure coexistent ainsi dans leur univers respectif<sup>4</sup>.

Depuis la publication de ces trois grandes interprétations, plusieurs autres ont été proposées. Quelques-unes se présentent sous la forme de modification à l'une des

1. L'article de Bohr de 1928 publié dans *Nature* est constitué essentiellement du contenu présenté par Bohr à la conférence « Volta celebration in Como » le 16 septembre 1927. D'ailleurs, l'interprétation de Copenhague est certainement le fruit des multiples discussions entre Heisenberg et Bohr (et d'autres) lors du séjour de Heisenberg à l'institut fondé par Bohr dans les années 1920 [5, chap. 14].

2. Pour une discussion plus détaillée de l'interprétation de Copenhague, voir [6, 7, 8].

3. Pour une description en détail de l'interprétation de de Broglie-Bohm, voir [15].

4. Pour une description en détail de l'interprétation des états relatifs, voir [16].

grandes interprétations. Par exemple, l'interprétation linguistique [17, 18] et celle des histoires cohérentes [19, 20] proposent de modifier l'interprétation de Copenhague. Cependant, dans ce mémoire, l'interprétation qui nous intéresse particulièrement est l'interprétation transactionnelle. Malgré qu'elle ait été proposée une cinquantaine d'années après l'interprétation de Copenhague, elle est suffisamment distincte des autres grandes interprétations, qu'elle mérite certainement de figurer dans la liste de celles-ci.

## 1.2 Une approche empirique

À l'évidence, les expériences de la pensée sont au cœur de l'interprétation de la mécanique quantique. Il est même logique de dire qu'elles l'alimentent. Bien qu'historiquement l'interprétation de Copenhague ait été construite à partir des propriétés non classiques du principe d'incertitude d'Heisenberg ainsi que de la complémentarité de Bohr, ce sont les nouvelles expériences qui, aujourd'hui, forment les interprétations. Les expériences agissent maintenant comme un barème pour comparer et mesurer la puissance explicative d'une interprétation. Malgré qu'il soit intéressant de vérifier expérimentalement les résultats d'une telle expérience, il est tout à fait sensé d'étudier certaines situations qui ne sont pas réalisables avec la technologie actuelle. En fait, une fois que la théorie parvient à expliquer un grand nombre de phénomènes et qu'elle a suffisamment été testée expérimentalement, la théorie est considérée comme valide dans son domaine d'applicabilité. Une fois que cette validation est accomplie, il est simplement logique d'appliquer le formalisme à des situations nouvelles et peut-être hors de portée de l'expérimentation. Ceci constitue la partie prédictive de la théorie. Prenons pour exemple la loi de la gravitation universelle de Newton. Dans son domaine de validité, celle-ci est considérée comme véridique. Il est donc logique de prédire qu'une tasse tombant d'une table finira dramatiquement sa course sur le sol. Il serait, en fait, absurde de ne pas postuler une telle conclusion. De la même manière, appliquer le formalisme mathématique de la mécanique quantique à de nouvelles si-

tuations du microcosme et supposer que les résultats sont véridiques est simplement logique. Dans le cas où ces expériences ne sont pas exécutables expérimentalement, il s'agit d'une pratique philosophique. Cependant, puisque la méthodologie employée est strictement la même que si l'expérience était réalisable au laboratoire, on peut décrire cette approche comme de la philosophie empirique.

Bien que lorsque l'on explore de nouvelles expériences, le formalisme soit considéré véridique, l'interprétation est mise au banc d'essai. C'est donc en appliquant le formalisme à ces nouvelles situations, que l'on rencontre souvent des situations qui vont mettre en question certaines interprétations ou, du moins, certains aspects d'une interprétation.

Une expérience fondamentale dans l'histoire de l'interprétation, est l'expérience proposée en 1935 par Albert Einstein, Boris Podolsky et Nathan Rosen aujourd'hui connue sous le nom du paradoxe EPR [21]. Historiquement le paradoxe EPR n'a pas créé de débat majeur, la réponse de Bohr [22], donnée au cours de la même année, a suffi à convaincre la majorité des intéressés que l'interprétation de l'époque ne nécessitait aucune modification pour expliquer ledit paradoxe. Cependant, grâce au travail de John Bell [23, chap. 1] on sait maintenant que l'expérience EPR est d'une importance capitale pour l'interprétation de la mécanique quantique. Elle permet, entre autres, de montrer que les interprétations à variables cachées locales ne sont plus des candidates pour expliquer la mécanique quantique.

Notons que ce qui apparaît comme une expérience problématique ou paradoxale dans une interprétation peut ne pas l'être dans une autre. Lorsque l'on parle d'une expérience paradoxale, il faut bien préciser l'interprétation avec laquelle nous l'analysons. Le tableau 1.2 montre une liste d'expériences problématiques. Les auteurs ainsi que les articles dans lesquels elles ont été présentées sont aussi exposés dans le tableau.

Année	Expérience	Auteurs	Référence
1935	EPR	Einstein & Podolsky & Rosen	[21]
1935	du chat de Schrödinger	Erwin Schrödinger	[24]
1953	du résultat négatif	Mauritius Renninger	[25]
1978	du choix différé	John Archibald Wheeler	[26]
2002	du menteur quantique	Elitzur & Dolev & Zeilinger	[27]

TABLE 1.2 – Quelques expériences de la mécanique quantique

### 1.3 Structure du mémoire

Ce mémoire n'a pas la prétention d'affirmer que l'interprétation transactionnelle de la mécanique quantique est l'ultime interprétation de la théorie. Il va sans dire que ce débat est encore loin d'être au bout de ses peines et que l'humble connaissance de l'auteur sur les divers enjeux des diverses interprétations prolixe l'affirmation d'une telle assertion. Néanmoins, l'article présenté au coeur de ce mémoire constitue certainement un argument en faveur de l'interprétation transactionnelle.

Dans le chapitre 2, l'interprétation transactionnelle sera présentée. Bien que l'article qui compose le chapitre 4 de ce mémoire par article comprenne une introduction à l'interprétation transactionnelle, il sera intéressant de présenter certains aspects généraux de l'interprétation de manière à faciliter la compréhension. Étant donné que l'expérience du menteur quantique, analysée en détail dans l'article, appartient à la famille des expériences à mesure sans interaction, ce type d'expériences sera revu en détail au chapitre 3. D'ailleurs, l'un des arguments centraux de ce mémoire est que l'interprétation transactionnelle doit être appliquée rigoureusement aux expériences analysées afin de bien les expliquer.

Finalement, le chapitre 4 contient l'article ainsi qu'une brève présentation de celui-ci, tandis que le chapitre 5 consiste en un résumé des sujets discutés dans ce mémoire.



## Chapitre 2

# Interprétation transactionnelle

*The visualization of quantum phenomena has been denied us for half a century, not by the abstract quantum-mechanical formalism but by the Copenhagen interpretation.*  
*John Cramer [28, p. 681].*

L'interprétation transactionnelle a été initialement proposée par le physicien américain John Cramer, en 1980, sous la forme d'une théorie de l'absorbeur généralisé [14]. Dans son article, Cramer emprunte au modèle de John Wheeler et Richard Feynman la théorie de l'absorbeur [29, 30] qu'il applique aux échanges de quantités quantiques afin de résoudre le paradoxe EPR. En 1986, Cramer publie un article où il présente systématiquement sa théorie de l'absorbeur généralisé comme l'interprétation transactionnelle. Celle-ci y est expliquée en détail et appliquée à plusieurs expériences décisives de l'histoire de la mécanique quantique.



## 2.1 Une formulation symétriquement temporelle

L'interprétation transactionnelle de la mécanique quantique a la particularité d'être une théorie symétriquement temporelle. Cependant, cette caractéristique n'est pas restreinte à une formulation de la mécanique quantique. En fait, elle a été d'abord considérée dans le cadre de l'électrodynamique, et cette idée est au moins aussi vieille que la mécanique quantique. Déjà dans les années 1920, il était suggéré que l'émission électromagnétique nécessiterait autant un absorbeur qu'un émetteur [31, 32]. En particulier, dans l'ouvrage de Lewis [32, p. 24], on peut lire :

*I propose to eliminate the idea of mere emission of light and substitute the idea of transmission, or a process of exchange of energy between two definite atoms or molecules. [...] we can no longer regard one atom as an active agent and the other as an accidental and passive recipient, but both atoms must play coordinate and symmetrical parts in the process of exchange.*

Cette idée est qualitativement la même que celle qui prévaut aujourd'hui dans la formulation symétriquement temporelle de l'électrodynamique. Cependant, à l'époque, la structure mathématique restait encore à développer. Paul Dirac est l'un de ceux qui ont travaillé dans cette direction. Dans un article de 1938 [33], il emploie des potentiels retardés et avancés pour construire un modèle classique du rayonnement de l'électron. Il pave ainsi la voie à Wheeler et Feynman qui donneront, dans les années 1940, la structure mathématique formelle de cette électrodynamique symétriquement temporelle [29, 30]. Ultimement, ce qui est proposé est de conserver les solutions avancées des équations de l'électrodynamique (qui sont conventionnellement considérées comme non causales) et de les interpréter comme étant émises par un absorbeur.

Pour illustrer l'idée de Wheeler et Feynman, considérons une particule chargée en mouvement dans l'espace. La description mathématique d'un tel système est donnée par les solutions de Liénard-Wiechert des équations de Maxwell [34]. Ces solutions

sont parfois retardées et parfois avancées, c'est-à-dire que certaines sont interprétées comme des ondes voyageant dans le sens conventionnel du temps et que les autres sont interprétées comme voyageant dans le sens opposé. Conventionnellement, on rejette les solutions avancées. Cependant, dans le cas de l'électrodynamique symétriquement temporelle, elles sont un élément nécessaire au phénomène. Ainsi, comme le disait Lewis, autant la particule chargée voulant émettre que la particule voulant recevoir sont responsables de l'émission d'une onde électromagnétique.

## 2.2 Des quantités quantiques

La particularité de l'interprétation de Cramer est de généraliser la théorie de l'absorbeur de Wheeler et Feynman à la transmission de quantités quantiques. Ces quantités quantiques peuvent être, par exemple : de l'énergie, de la quantité de mouvement, de la quantité de mouvement angulaire, etc., dont certaines sont transmises sous la forme de particules. Par exemple, dans le cas de l'électrodynamique, la quantité transmise est de l'énergie électromagnétique, sous la forme de photons. Dans le cas d'un échantillon radioactif, la quantité transmise pourrait être une particule  $\alpha$ . Ainsi, on comprend pourquoi Cramer a initialement présenté son interprétation comme la théorie de l'absorbeur généralisé.

Soit un échantillon d'atomes radioactifs contenu dans une plaque photographique sphérique. Selon l'interprétation transactionnelle, la transmission d'une particule  $\alpha$  de l'échantillon à la plaque peut être comprise comme suit :

1. L'échantillon (appelé l'émetteur) émet une onde retardée (appelée l'onde offerte). Cette onde se propage dans l'espace et correspond à la fonction d'onde  $\psi(\mathbf{r}, t)$  ou au vecteur d'état  $|\psi(t)\rangle$ .
2. La plaque photographique (appelée l'absorbeur) absorbe l'onde offerte et renvoie une onde avancée (appelée l'onde de confirmation). Cette onde se propage aussi

dans l'espace et voyage dans le sens contraire du temps. Elle correspond au complexe conjugué de la fonction d'onde  $\psi^*(\mathbf{r}, t)$  ou au vecteur de l'espace dual  $\langle\psi(t)|$ .

Une fois que l'émetteur a reçu l'onde de confirmation provenant de l'absorbeur, de façon aléatoire, une partie de l'onde offerte et de l'onde de confirmation sont renforcées et donnent lieu à une transaction. D'ailleurs, la probabilité avec laquelle une région de l'absorbeur effectuera une transaction avec l'échantillon est égale à l'amplitude de l'onde de confirmation évaluée à l'émetteur. Ainsi, une région de la plaque photographique recevra la particule  $\alpha$  émise par l'échantillon selon les probabilités données par la règle de Born. Puisque l'émetteur envoie la particule à un instant et une position donnée et que la plaque reçoit cette particule à un instant et une position différente, cette transaction a lieu sous la forme d'une onde stationnaire sur tout l'espace-temps entre les deux points.

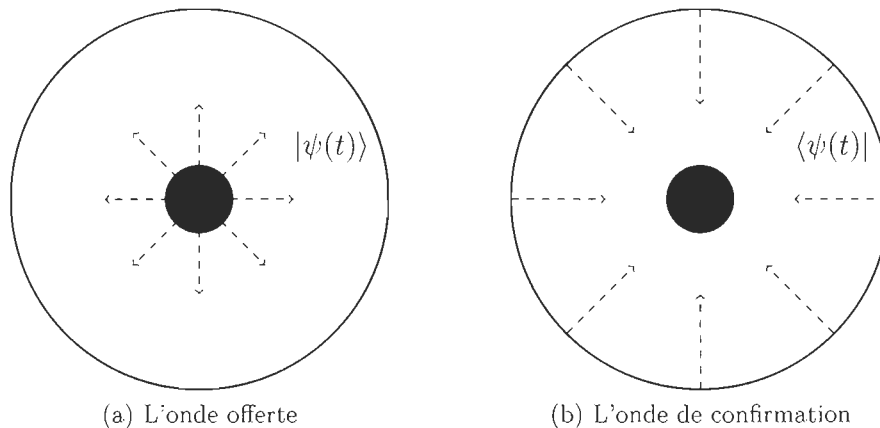


FIGURE 2.1 – Représentation bidimensionnelle de l'onde offerte et de l'onde de confirmation lors de la transaction d'une particule  $\alpha$  d'un échantillon radioactif à une plaque photographique.

Le même processus peut avoir lieu avec plusieurs émetteurs et plusieurs absorbeurs. D'un côté, on peut prendre l'exemple d'une source lumineuse d'émission isotrope, comme le soleil. Il est alors évident que les absorbeurs peuvent être de différentes natures et situés à différentes distances de l'émetteur. De l'autre côté, il a été montré qu'il est possible pour plusieurs sources d'émettre un seul photon [35]. Autrement dit,

il est possible pour deux émetteurs d'effectuer une seule transaction avec un absorbeur donné.

## 2.3 L'interprétation transactionnelle

Une interprétation comprend deux fonctions principales distinctes. Premièrement, elle permet d'interpréter les symboles du formalisme de manière à les connecter à des observables expérimentales. Sans cela, le formalisme mathématique n'est que pure abstraction. L'interprétation doit donc faire le pont entre le formalisme mathématique et le monde physique. Deuxièmement, l'interprétation doit gérer les éléments inobservables de la théorie. Autrement dit, elle doit donner un sens aux objets non observables de manière à éviter les paradoxes et les contradictions.

La force de l'interprétation transactionnelle est de remplir ces deux fonctions de manière simple et claire. Premièrement, le vecteur d'état, objet du formalisme, est interprété comme une onde se déplaçant dans l'espace. Il en va de même pour le vecteur de l'espace dual. Deuxièmement, les ondes offertes et de confirmations sont des éléments inobservables. Comme nous allons le voir dans les deux prochains chapitres, l'utilisation de ces ondes permet d'expliquer les phénomènes quantiques les plus paradoxaux.

Nous allons maintenant considérer quelques propriétés de l'interprétation transactionnelle :

- L'interprétation transactionnelle est objective. Autrement dit, les phénomènes qu'elle décrit ne dépendent pas de l'observateur ou du référentiel dans lequel ils se produisent. Par contraste, les interprétations qui expliquent l'effondrement du vecteur d'état par l'action d'un observateur sont nécessairement subjectives. Quant à elle, l'interprétation transactionnelle n'a aucunement besoin d'observa-

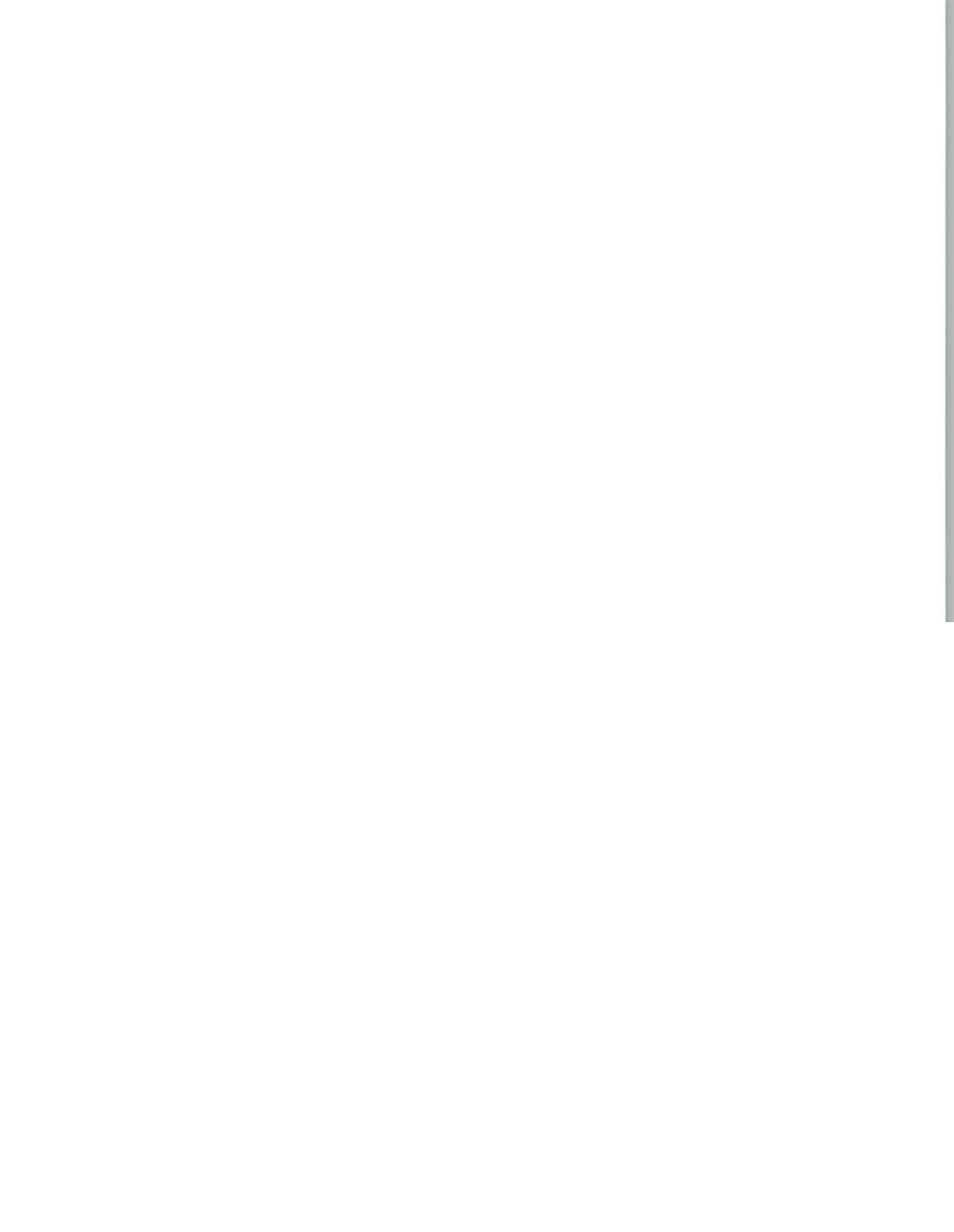
teurs. En fait, aucun autre objet que l'émetteur et l'absorbeur n'est nécessaire pour déclencher une transaction.

- Dans les théories physiques en général, les nombres complexes sont utilisés surtout dans le but de simplifier la mathématique. Aucune signification physique n'est accordée aux nombres complexes. Cependant, en mécanique quantique, les nombres complexes ne sont pas un artifice mathématique, ils doivent être utilisés systématiquement. La question de leur signification est encore ouverte. Par contre, comme il a été proposé par Wigner [36], le processus de conjugaison complexe pourrait correspondre à une inversion de la propagation temporelle. Dans l'interprétation transactionnelle, le fait que les ondes offertes et les ondes de confirmations voyagent dans des directions opposées de l'axe du temps est tout à fait en accord avec cette idée. Qui plus est, puisque l'interprétation transactionnelle associe le vecteur d'état à l'onde offerte et l'échange de particule à la transaction, les nombres complexes ne font pas partie des éléments observables de la théorie. L'onde offerte est complexe, mais comme c'est la transaction qui est associée aux quantités physiques et que cette transaction est obtenue par la sommation de l'onde offerte et l'onde de confirmation, le résultat est toujours réel.
  
- Il est intéressant de mentionner que d'une certaine façon, l'interprétation transactionnelle est non causale. En considérant le processus de transaction comme se produisant sur tout l'espace-temps entre l'émetteur et l'absorbeur, une des causes de la transaction (l'onde de confirmation émise par l'absorbeur) précède l'effet dans la transaction. Cependant, le principe de causalité a été établi macroscopiquement et en accord avec des lois qui sont contraintes par l'irréversibilité thermodynamique. Il n'est donc pas illogique que le principe de causalité n'ait pas à être respecté au niveau des phénomènes microscopiques, où les lois sont réversibles.

## 2.4 L'absorbeur universel

Comme nous le verrons dans le prochain chapitre, l'interprétation transactionnelle explique naturellement plusieurs expériences paradoxales. Dans son article de 1986, Cramer a traité les paradoxes les plus connus de l'époque. Cependant, peu après la publication de l'interprétation transactionnelle, une nouvelle expérience problématique a été proposée. Cette expérience, imaginée par Tim Maudlin [37], est aujourd'hui connue sous le nom de l'expérience de l'absorbeur contingent. Elle consiste en un émetteur pouvant produire une particule dans deux directions. Dans la première direction, un absorbeur est présent pour, éventuellement, absorber la particule. Dans la seconde direction, la présence de l'absorbeur dépend du fait que le premier absorbeur n'ait effectué aucune détection après un certain temps. Selon Maudlin, cette situation n'est pas compatible avec l'interprétation transactionnelle puisqu'aucune onde de confirmation ne sera retournée à l'émetteur de la seconde direction dans le cas où aucun absorbeur n'est présent. Les prédictions données par l'interprétation transactionnelle diffèreraient donc de celles données par la mécanique quantique standard.

Plusieurs réponses à cette situation problématique ont été publiées [38, 39, 40, 41, 42]. Il sera particulièrement utile de considérer celle donnée par Louis Marchildon [41] puisqu'elle sera au cœur de notre considération des expériences à mesure sans interaction. Celle-ci consiste à postuler l'existence d'un absorbeur universel qui agira comme l'absorbeur de la seconde direction lorsque celui-ci ne sera pas en position. En fait, l'idée générale est que toute onde émise doit éventuellement être absorbée. Cette idée est en accord avec celle de Wheeler et Feynman que l'univers est un absorbeur idéal pour tous rayonnements électromagnétiques qui y sont émis. L'idée avancée par Cramer [43], que la singularité du big bang ait l'effet de renvoyer toute onde avancée parvenant à la singularité, permet aussi d'arriver aux mêmes conclusions.



# Chapitre 3

## Les expériences à mesure sans interaction

*[...] it is very difficult to modify our language so that it will be able to describe these atomic processes, for words can only describe things of which we can form mental pictures, and this ability, too, is a result of daily experience.*  
Werner Heisenberg [44, p. 11].

Dans la liste des expériences importantes de la mécanique quantique du tableau 1.2, l'expérience du résultat négatif était mentionnée. En fait, la racine des expériences à mesure sans interaction remonte à cette expérience [25, 45]. Avant de discuter de l'expérience du menteur quantique, il sera donc intéressant de considérer l'expérience du résultat négatif ainsi que les autres prédécesseurs.



### 3.1 Les prédécesseurs

L'expérience du résultat négatif de Renninger est très semblable à celle que nous avons utilisée pour expliquer l'interprétation transactionnelle dans le chapitre 2. Cependant, une coquille partielle ( $C_i$ ) est insérée à l'intérieur de la coquille externe complète ( $C_e$ ). Ces coquilles peuvent indiquer l'instant exact auquel elles ont été atteintes par une particule  $\alpha$  et les probabilités de telles collisions sont données par  $P_i$  et  $P_e$ .

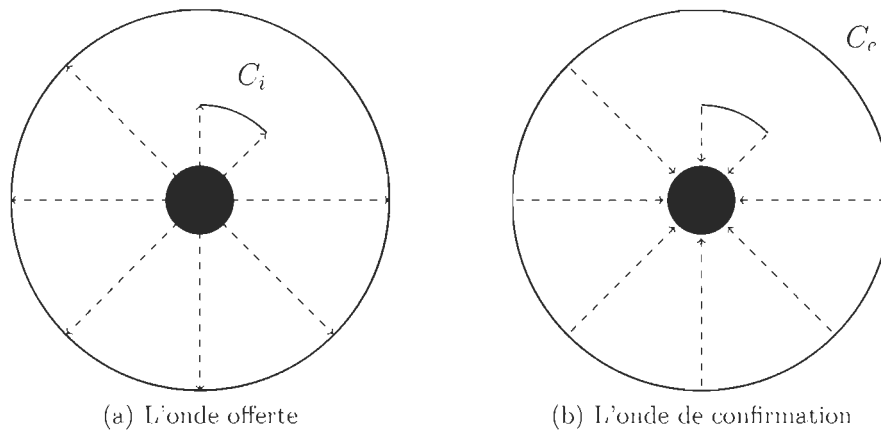


FIGURE 3.1 – Une coquille partielle est disposée à l'intérieur de la coquille complète. Après un certain temps, le vecteur d'état va subir une transformation radicale lorsqu'aucune détection n'est observée à la coquille intérieure.

Au temps  $t_0$ , supposons que l'échantillon émet une particule  $\alpha$  de vitesse  $v$  dans une direction aléatoire. Puisque la vitesse de la particule  $\alpha$  est connue, il est possible de savoir le temps  $t_i$  auquel la particule devrait atteindre la coquille interne (ou atteindre une distance équivalente en direction de  $C_e$ ). Ainsi, si aucune détection n'est survenue à  $t_i$ , la particule  $\alpha$  a une probabilité égale à 100% d'être absorbée par  $C_e$ . De manière générale, le vecteur d'état de la particule  $\alpha$  peut être écrit comme

$$|\psi(t)\rangle = p_i|C_i\rangle + p_e|C_e\rangle, \quad (3.1)$$

où  $|p_i|^2 = P_i$  et  $|p_e|^2 = P_e$ . Lorsqu'il n'y a pas eu de détection à  $C_i$ , pour tout temps ultérieur à  $t_i$ ,  $P_i = 0$  et  $P_e = 1$ . Le vecteur d'état s'effondre et devient subitement

$$|\psi(t > t_i)\rangle = |C_e\rangle. \quad (3.2)$$

L'effondrement du vecteur d'état, proposé par John Von Neumann [46], est habituellement la conséquence d'une mesure. Cependant, pour l'effondrement qui se produit entre les équations (3.1) et (3.2), le vecteur d'état s'est effondré sans qu'aucune opération soit faite sur le système. Ce problème représente une difficulté pour toute interprétation où l'effondrement est déclenché par un observateur puisque l'effet qui aurait dû être produit par celui-ci est produit sans aucune intervention de sa part.

Pour ce qui en est de l'interprétation transactionnelle, le processus est illustré à la figure 3.1 et se déroule comme suit :

1. L'échantillon envoie une onde offerte isotrope correspondant au vecteur d'état (3.1).
2. Les coquilles absorbent leur partie respective de cette onde offerte et renvoient les ondes de confirmations correspondantes, soit  $p_i^* \langle C_i |$  et  $p_e^* \langle C_e |$ .

Une fois que l'échantillon a reçu l'onde de confirmation totale, une partie de l'onde de confirmation et de l'onde offerte seront renforcées et la transaction d'une particule  $\alpha$  sera effectuée avec la coquille correspondante. Cette transaction s'effectue sur tout l'espace-temps séparant l'échantillon à  $t_0$  et la région de la coquille à  $t_i$  ou  $t_e$ . À proprement parler, l'interprétation transactionnelle ne fait pas intervenir d'effondrement du vecteur d'état. Ce qu'un observateur pourra conclure lorsque  $t_i$  est passé et qu'aucune détection n'aura eu lieu à  $C_i$ , c'est qu'une transaction est en train de se produire entre l'échantillon et  $C_e$ .

Dans les années 1980, l'expérience du microscope d'Heisenberg [44] a été reconsidérée par Dicke [47, 48]. Cette expérience consiste en un atome contenu dans une boîte rectangulaire (voir figure 3.2). L'atome peut se trouver du côté gauche ou du

côté droit de la boîte. Du côté gauche, un laser est placé dans une ouverture et peut émettre un photon au travers de la fonction d'onde de l'atome vers une plaque photographique.

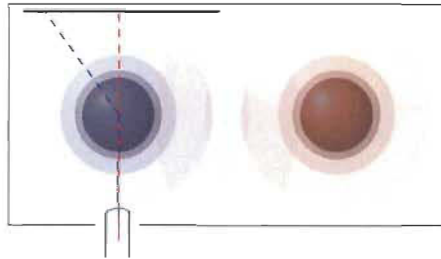


FIGURE 3.2 – Un atome est emprisonné dans une boîte. Du côté gauche, un laser peut envoyer un photon au travers de la fonction d'onde de l'atome. Si le photon n'est pas diffracté, on peut conclure que l'atome n'est pas du côté gauche de la boîte.

Dans cette expérience, deux cas peuvent survenir : soit l'atome est du côté droit et le photon suivra une trajectoire rectiligne (en rouge), soit l'atome est du côté gauche et le photon sera diffracté selon une autre trajectoire (en bleu). Dans le second cas, le photon traverse une partie de la boîte de façon à montrer que l'atome n'est pas à gauche. Ce qui est important ici est que la mesure de la position de l'atome est effectuée sans que l'atome soit perturbé. Ce qui est le principe même d'une mesure sans interaction. D'ailleurs, dans l'article de 1986 de Dicke [48, p. 109-113], on peut lire :

*An "interaction" does occur even when the atom is found on the right side of the box. [...] To use photon scattering to detect the presence or absence of an atom is to make a "measurement".*

Une particularité de cette expérience qu'il nous est utile de mentionner afin de préparer l'analyse de l'expérience du menteur quantique est que le vecteur d'état décrit un système quantique formé d'un atome et d'un photon. Du point de vue de l'interprétation transactionnelle, cette particularité joue un rôle fondamental. En fait, l'onde offerte doit être émise par deux émetteurs distincts. La partie de l'onde offerte associée au photon est émise par le laser, tandis que la partie associée à l'atome est émise par un échantillon quelconque. Bien que cet échantillon soit absent de la figure

et de la description de l'expérience, nous verrons qu'il est un élément essentiel dans l'interprétation transactionnelle.

## 3.2 Expérience à mesure sans interaction

Maintenant que nous avons discuté des précurseurs de l'expérience à mesure sans interaction, nous pouvons introduire l'expérience qu'Avshalom Elitzur et Lev Vaidman ont proposée en 1992 [49]. Celle-ci est constituée d'un dispositif photonique qui permet la détection d'une bombe photosensible sans déclencher son explosion.

L'appareil est essentiellement composé d'un interféromètre de Mach-Zehnder (voir figure 3.3a). Une source ( $S$ ) envoie un faisceau lumineux vers un miroir semi-réfléchissant 50/50 ( $BS_1$ ). Celui-ci transmet la moitié du faisceau dans le chemin  $u$  et l'autre moitié dans le chemin  $v$  de l'interféromètre. Les deux miroirs ( $M$ ) redirigent les faisceaux vers un deuxième miroir semi-réfléchissant 50/50 ( $BS_2$ ). À la sortie de  $BS_2$ , deux détecteurs ( $C$  et  $D$ ) permettent de recueillir les faisceaux. Évidemment, tous les instruments sont considérés comme idéaux.

Ce que l'on observe lorsqu'un faisceau lumineux est émis dans l'interféromètre de la figure 3.3a est que la différence de parcours entre les deux faisceaux crée une interférence totalement destructive au détecteur  $D$  et totalement constructive au détecteur  $C$ . En fait, c'est la différence entre le nombre de réflexions et le nombre de transmissions aux miroirs semi-réfléchissants qui crée cette différence de parcours. D'une part, le faisceau qui emprunte le chemin  $u$  est réfléchi deux fois pour atteindre le détecteur  $D$  tandis que le faisceau qui emprunte le chemin  $v$  ne le sera aucune fois<sup>1</sup>. D'autre part, les deux faisceaux seront réfléchis une seule fois avant d'atteindre le détecteur  $C$ .

---

1. Il est d'usage de négliger les réflexions des faisceaux aux miroirs ( $M$ ) puisque ceux-ci sont présents dans les deux parcours et créent seulement un changement de phase global.

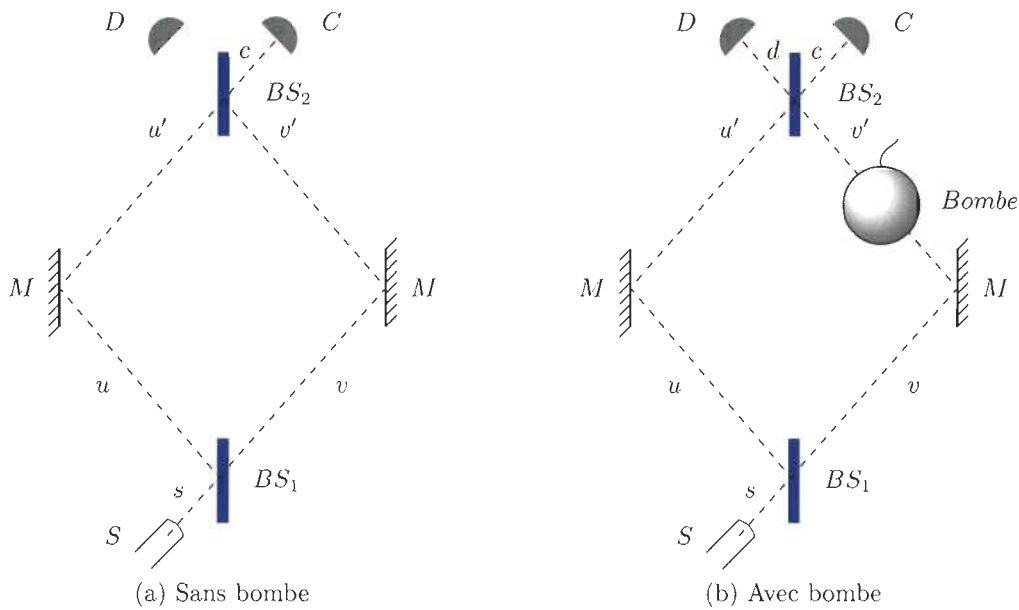


FIGURE 3.3 – Une source lumineuse est placée à l’entrée d’un interféromètre de Mach-Zehnder. La détection d’un photon au détecteur de gauche ( $D$ ) permet de mesurer la présence de la bombe sans déclencher son explosion.

Lorsque la source émet un seul photon dans un intervalle de temps donné, la mécanique quantique prédit que le patron d’interférence reste le même. Dans ce cas, c’est le paquet d’ondes qui évolue dans l’interféromètre ; cette évolution est décrite à l’aide du vecteur d’état. L’état initial du système est donné par

$$|\psi\rangle_s = |s\rangle, \quad (3.3)$$

où l’indice  $s$  indique que le temps écoulé depuis l’émission du paquet d’ondes permet de conclure qu’un photon occuperait le chemin  $s$  si une mesure était effectuée. Lorsque le paquet d’ondes atteint  $BS_1$ , le vecteur d’état évolue selon la transformation

$$|s\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(i|u\rangle + |v\rangle). \quad (3.4)$$

Dans cette expression, l’unité imaginaire  $i$  correspond au déphasage de  $\pi/2$  produit

par une réflexion. En remplaçant (3.4) dans (3.3), nous obtenons le vecteur d'état

$$|\psi\rangle_{uv} = \frac{1}{\sqrt{2}}(i|u\rangle + |v\rangle), \quad (3.5)$$

juste après  $BS_1$ . Le paquet d'ondes poursuit ensuite sa course dans les chemins  $u$  et  $v$  pour interférer à  $BS_2$ , où le vecteur d'état évolue selon la transformation

$$|u\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(i|d\rangle + |c\rangle), \quad |v\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|d\rangle + i|c\rangle). \quad (3.6)$$

Ainsi, le vecteur d'état final est donné par

$$|\psi\rangle_{cd} = \frac{1}{2}(-|d\rangle + i|c\rangle + |d\rangle + i|c\rangle) = i|c\rangle. \quad (3.7)$$

Ce résultat est parfaitement en accord avec le fait que l'interférence est totalement destructive au détecteur  $D$  et totalement constructive au détecteur  $C$ .

Maintenant, considérons le cas illustré à la figure 3.3b, pour lequel une bombe photosensible repose dans le chemin  $v$ . Dans cette situation, la bombe modifiera le vecteur d'état. Ainsi, jusqu'à ce que le paquet d'ondes ait franchi  $BS_1$ , le vecteur d'état est le même que lors du cas précédent. Par contre, lorsque le paquet d'ondes atteint la région où se situe la bombe, le vecteur d'état évolue selon la transformation  $|v\rangle \rightarrow |0\rangle$ . En remplaçant cette transformation dans (3.5), nous obtenons

$$|\psi\rangle_{u'v'} = \frac{1}{\sqrt{2}}(i|u\rangle + |0\rangle). \quad (3.8)$$

La partie restante du paquet d'onde poursuivra sa course jusqu'à  $BS_2$ . En remplaçant (3.6) dans (3.8), le vecteur d'état deviendra

$$|\psi\rangle_{cd} = \frac{1}{2}(-|d\rangle + i|c\rangle + \sqrt{2}|0\rangle). \quad (3.9)$$

Dans un tel scénario, il existe une possibilité que le paquet d'ondes soit absorbé par le détecteur  $D$ . Plus précisément, lorsque l'expérience est répétée plusieurs fois, dans

25% des essais un photon est détecté à  $D$ , dans 25% des essais un photon est détecté à  $C$  et dans 50% des essais la bombe explose.

Finalement, ce qui constitue véritablement une expérience à mesure sans interaction, c'est lorsque la bombe est potentiellement dans l'interféromètre et que le photon est utilisé pour vérifier. Dans le cas où la bombe a une probabilité de 50% de se retrouver dans l'interféromètre, les probabilités de détections sont les suivantes :

1. dans 25% des cas, la bombe explose,
2. dans 62,5% des cas, le photon est détecté à  $C$ ,
3. dans 12,5% des cas, le photon est détecté à  $D$ .

Le dernier cas correspond à une mesure sans interaction, puisque la présence de la bombe a été détectée sans que celle-ci explose.

### 3.3 L'expérience du menteur quantique

L'expérience du menteur quantique utilise le même interféromètre que l'expérience à mesure sans interaction [27, 50]. Par contre, les deux chemins peuvent être obstrués par un objet qui est maintenant quantique (voir la figure 3.5). Cet objet quantique est parfois appelé un atome d'Hardy en l'honneur du physicien Lucien Hardy [51]. Celui-ci est constitué d'un atome de spin  $1/2$  préparé dans un état  $|y^-\rangle$ , vecteur propre de la composante  $y$  du spin avec la valeur propre  $-1/2$ . Cet état peut toujours s'écrire en termes des vecteurs propres de la composante  $z$  du spin [52]

$$|y^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(i|z^+\rangle + |z^-\rangle). \quad (3.10)$$

À l'aide d'un champ magnétique selon l'axe  $z$ , il est possible de séparer le vecteur d'état de l'atome selon ces deux composantes en  $z$ . En principe, on peut séparer les composantes en  $z$  de l'atome dans deux boîtes distinctes (voir la figure 3.4). Ainsi,

l'atome est dans une superposition d'états; il peut être mesuré dans une boîte aussi bien que dans l'autre. Ce processus doit être utilisé pour produire chaque atome d'Hardy qui se retrouve dans l'interféromètre. Notons que les boîtes sont imperméables à l'atome qui peut y résider, mais perméables au photon qui pourrait les traverser.

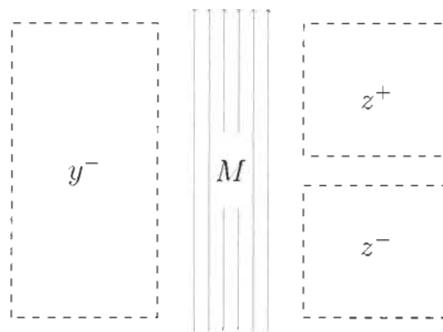


FIGURE 3.4 – Représentation du champ magnétique pouvant créer un atome d'Hardy.

Dans l'article au chapitre 4 du mémoire, l'expérience du menteur quantique sera analysée en détail. Pour l'instant, il n'est pas nécessaire d'approfondir la discussion.

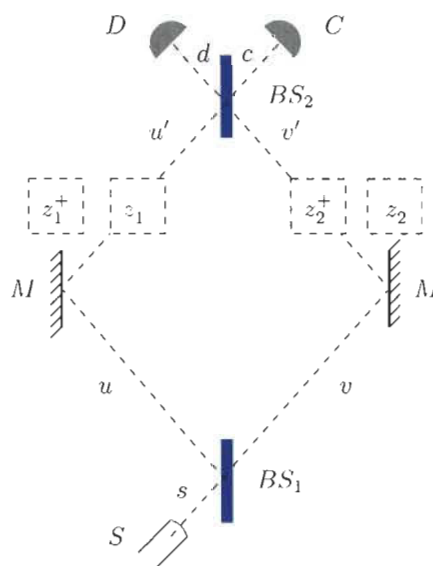


FIGURE 3.5 – Deux atomes d'Hardy sont placés dans l'interféromètre de Mach-Zehnder d'une expérience à mesure sans interaction.





# Chapitre 4

## Présentation de l'article

*[...] nature is stranger and more  
wonderful than we had once thought or  
could possible have imagined  
David Mermin [53].*

La partie centrale de ce mémoire est constituée de l'article soumis au journal *Foundations of Physics* [54]. Dans l'article, il est question de montrer que l'interprétation transactionnelle explique naturellement les expériences à mesures sans interaction lorsqu'on applique l'interprétation systématiquement en considérant la configuration complète des absorbeurs.

L'article est donc constitué de trois grandes parties : un résumé de l'interprétation transactionnelle, le calcul de l'évolution du vecteur d'état de l'expérience du menteur quantique et l'application de l'interprétation transactionnelle au menteur quantique. L'article se termine avec une discussion des implications du menteur quantique sur la nature des absorbeurs dans l'interprétation de Cramer.

La première version de l'article a été rédigée par J-SB en suivant les conseils de LM. Une reformulation générale a ensuite été faite par LM. Finalement, les deux auteurs

ont discuté de petites modifications afin d'obtenir la version définitive soumise pour publication.

# Absorbers in the Transactional Interpretation of Quantum Mechanics

Jean-Sébastien Boisvert and Louis Marchildon

Département de physique, Université du Québec,  
Trois-Rivières, Qc. Canada G9A 5H7

email: jean-sebastien.boisvert@uqtr.ca, louis.marchildon@uqtr.ca

## Abstract

The transactional interpretation of quantum mechanics, following the time-symmetric formulation of electrodynamics, uses retarded and advanced solutions of the Schrödinger equation and its complex conjugate to understand quantum phenomena by means of transactions. A transaction occurs between an emitter and a specific absorber when the emitter has received advanced waves from all possible absorbers. Advanced causation always raises the specter of paradoxes, and it must be addressed carefully. In particular, different devices involving contingent absorbers or various types of interaction-free measurements have been proposed as threatening the original version of the transactional interpretation. These proposals will be analyzed by examining in each case the configuration of absorbers and, in the special case of the so-called quantum liar experiment, by carefully following the development of retarded and advanced waves through the Mach-Zehnder interferometer. We will show that there is no need to resort to the hierarchy of transactions that some have proposed, and will argue that the transactional interpretation is consistent with the block-universe picture of time.

## 1 Introduction

Interpretations of quantum mechanics differ in many ways, but perhaps in none more than the way they understand the wave function (or state vector). Broadly speaking, the Copenhagen interpretation [1, 2, 3] views the wave

function as a tool to assess probabilities of outcomes of measurements performed by macroscopic apparatus. In the de Broglie-Bohm approach [4, 5], it is a field that guides a particle along a well-defined trajectory. In Everett's relative states theory [6, 7], the wave function exactly describes a "multiverse" in which all measurement results coexist.

Cramer's transactional interpretation [8, 9, 10], comparatively less developed than the previous three, also proposes its specific understanding. The wave function is construed as a real wave propagating much like an electromagnetic wave. The transactional interpretation, however, postulates something additional to the Schrödinger wave function, namely, advanced waves produced by absorbers and propagating backwards in time. These advanced waves give rise to transactions, which correspond to the Copenhagen outcomes of measurement.

Advanced waves bring with them a number of problems related to causality. The most serious ones are inconsistent causal loops. In Cramer's theory inconsistent loops are avoided because advanced waves cannot be independently controlled, being stimulated exclusively by retarded waves. But the configuration of absorbers, sometimes determined by the result of quantum measurements, cannot always be predicted in advance. The contingent nature of some absorbers has been shown to raise specific problems in Cramer's theory [11].

Other problems stem from the class of interaction-free measurements, first proposed by Elitzur and Vaidman [12]. They appear to be particularly acute in the so-called quantum liar experiment [13, 14], where "the very fact that one atom is positioned in a place that seems to preclude its interaction with the other atom leads to its being affected by that other atom" (quoted from [15] as a reformulation of [14]). Such problems, it has been argued, may require introducing a hierarchy of transactions [16], going beyond the space-time arena [17] or viewing time differently [18, 19].

The purpose of this paper is to reexamine the above problems from the point of view of the transactional interpretation. We will argue that, under the assumption that all retarded waves are eventually absorbed, they can all be solved within a rather economical view of that interpretation. The introduction of a hierarchy of transactions can be avoided, and consistency with the block-universe account of time maintained.

Section 2 briefly reviews the transactional interpretation and some of its challenges. In Sect. 3 we specifically examine the quantum liar experiment, focussing in Sect. 4 on an explicit calculation of advanced waves in

that experiment. It turns out that advanced waves crucially depend on the configuration of absorbers. Section 5 summarizes our understanding of the transactional interpretation, with respect to absorbers in particular. We conclude in Sect. 6.

## 2 The Transactional Interpretation

The transactional interpretation (TI) of quantum mechanics was introduced by J. G. Cramer in the 1980's. In addition to reproducing all the statistical predictions of quantum mechanics, it provides an intuitive and pedagogical tool to understand quantum phenomena. It allows to visualize processes underneath the exchange of energy, momentum and other conserved quantum quantities. TI also reinstates the old idea of de Broglie and Schrödinger according to which the wave function is a real wave [4, 20]. For these reasons, TI provides a powerful tool to analyze complicated and apparently paradoxical quantum phenomena.

Following the time-symmetric formulation of electrodynamics [21, 22, 23, 24], TI uses retarded and advanced solutions of the Schrödinger equation and its complex conjugate (or appropriate relativistic generalizations thereof) to understand quantum phenomena by means of transactions. Absorbers as well as emitters are necessary conditions for the exchange of conserved quantum quantities. The transmission of a particle from an emitter to an absorber, for example, can be understood as follows:

1. The emitter sends what Cramer calls an “offer wave” through space. The offer wave corresponds to the usual Schrödinger wave function  $\psi(\mathbf{r}, t)$  or state vector  $|\psi(t)\rangle$ .
2. Possible absorbers each receive part of the offer wave and send “confirmation waves” backwards in time through space. The confirmation waves correspond to the complex conjugate  $\psi^*(\mathbf{r}, t)$  of the wave function or to the dual space vector or Dirac bra  $\langle\psi(t)|$ .

Confirmation waves travel along the time-reversed paths of offer waves, so that whichever absorber they originate from, they arrive at the emitter at the same time as offer waves are emitted. According to Cramer, a reinforcement happens “in pseudotime” between the emitter and a specific absorber, resulting in a “transaction” to occur between the two. The transaction is

irreversible and corresponds to a completed quantum measurement. The quantum probability that the emitter concludes a transaction with a specific absorber turns out to be equal to the amplitude of the component of the confirmation wave coming from this absorber evaluated at the emitter locus, a rather nice way to make sense of the Born rule.

Note that according to Cramer, all waves before emission and after absorption are cancelled out. This is a consequence of the fact that (i) the offer wave beyond the absorber interferes destructively with a retarded wave produced by the absorber and (ii) the confirmation wave before the emitter interferes destructively with an advanced wave produced by the emitter.

Wheeler's delayed-choice experiment [25] is an example of an allegedly paradoxical situation that TI can easily elucidate [9]. Let a source emit single photons towards a two-slit interference setup. A removable screen behind the slits can record the interference pattern. Further behind, two telescopes are collimated at the slits. Everytime a photon reaches beyond the slits, the experimenter freely chooses to leave the screen where it is or to remove it. An interference pattern will build up in the first case (requiring, so it is argued, the photon to have passed through both slits), whereas in the second case information is obtained about the slit the photon went through. The paradox consists in that the decision whether the photon goes through one or two slits seems to be made after the fact.

This argument is dubious because, in the Copenhagen context in which it is usually made, it assigns trajectories to photons even though they are not observed. Whatever its value, however, TI handles delayed-choice experiments very naturally [9]. The configuration of absorbers (screen or telescopes) is different in the two cases. The confirmation waves are therefore also different. When the screen is in place, the confirmation wave from different parts of the screen goes back to the source through the two slits. But when the screen is removed, the confirmation wave originating from each telescope goes through one slit only. In every case the offer wave goes through both slits, and its behavior near the slits is not influenced by the subsequent free choice of the experimenter. The probability of detection of the photon on specific spots of the screen, in the first case, is determined by the confirmation waves produced in that configuration. The probability of detection of the photon by each telescope, in the second case, is determined by the corresponding confirmation waves. The upshot is that a well-defined configuration of absorbers is crucial to determine probabilities unequivocally.

Since the publication of Cramer's comprehensive discussion of quantum

paradoxes [9], several thought experiments have been proposed which further challenge the transactional interpretation. We will examine the contingent absorber experiment [11], the interaction-free measurement [12] and the quantum liar experiment [14].

The contingent absorber experiment was proposed in 1994 by Maudlin. In essence the situation is depicted in Fig. 1, where we use photons and beam splitters instead of massive radioactive particles as in [11].<sup>1</sup> A light source  $S$  sends a single photon towards a 50/50 beam splitter  $BS$ . Two detectors  $C$  and  $D$  are lined up one behind the other, in one arm of the beam splitter. Detector  $D$  is fixed on a mechanism that can move it to the opposite direction, *i.e.* to the other arm of the beam splitter. The mechanism is triggered if and only if no detection occurs at  $C$  soon after a photon should have reached that detector. In this setup each detector will fire 50% of the time. Maudlin points out that this conflicts with TI, since no confirmation wave comes from the left when  $D$  doesn't move.

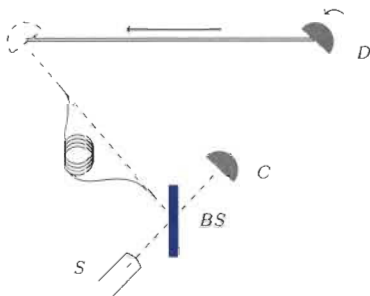


Figure 1: In the contingent absorber experiment, a photon's wave packet is divided by a beam splitter  $BS$ . If detector  $C$  doesn't fire, detector  $D$  swings to the left in time to absorb the suitably delayed photon. The photon has a 100% probability of being absorbed by either  $C$  or  $D$ .

Several ways to circumvent Maudlin's objection have been proposed in the literature [16, 26, 27, 28, 29]. Cramer, for instance, has suggested "a *hierarchy of transaction formation*, in which transactions across small space-time intervals must form or fail before transactions from larger intervals can enter the competition" [16]. Other suggestions involve introducing higher probability spaces or insisting on a causally symmetric account of transactions. More relevant for our purposes is the suggestion made in [29]. In the spirit of

<sup>1</sup>A related setup was proposed by D. J. Miller (private communication).



the Wheeler-Feynman approach, it postulates that every offer wave is eventually absorbed. Hence there is always a confirmation wave coming from the left. This hypothesis of a universal absorber will be further illustrated in the upcoming discussion.

The interaction-free measurement (IFM) experiment was proposed in 1993 by Elitzur and Vaidman [12]. It is rooted in the Renninger negative-result experiment [30]. Figure 2 shows an IFM experiment devised with the help of a Mach-Zehnder interferometer. A source sends single photons to a 50/50 beam splitter. The photon's wave packet is separated in the two arms  $u$  and  $v$ , reflected at mirrors  $M$  and eventually recombined at the second beam splitter  $BS_2$ . The phase difference between the two arms creates interference that is totally destructive at detector  $D$  and totally constructive at detector  $C$ . If a macroscopic object  $O$  which is a perfect photon absorber sits in arm  $v$ , the photon emitted by  $S$  has a 50% probability of being absorbed by it. If the photon is not absorbed by the object, detectors  $C$  and  $D$  can fire with equal probability. The upshot is that whenever  $D$  fires, there is surely an object in the apparatus. We know this in spite of the fact that the photon seems not to have interacted with the object, whence the name interaction-free measurement.

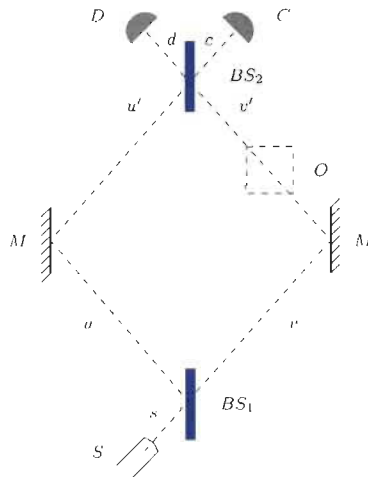


Figure 2: A Mach-Zehnder interferometer with an object  $O$  in path  $v$ .  $S$  is a photon source,  $BS_1$  and  $BS_2$  are beam splitters, the  $M$  are mirrors and  $C$  and  $D$  are detectors.

As with the delayed-choice experiment, Cramer explains the IFM by sep-

arately considering two scenarios: one with the object in the apparatus and the other without it [31]. The configuration of detectors is different in the two scenarios. In the first one, part of the split offer wave reaches the detectors while the other part is absorbed by the object. In the second scenario, both parts of the offer wave interfere to reach only detector  $C$ . In both cases, the amplitude of each component of the confirmation wave at the emitter corresponds to the probability of a transaction with the associated detector.

### 3 The Quantum Liar Experiment

The quantum liar experiment (QLE) is a thought experiment belonging to the IFM family. First proposed by Elitzur, Dolev and Zeilinger [13], it consists of a Mach-Zehnder interferometer with an object in each arm. In the QLE, these objects are quantum devices sometimes called Hardy atoms [32]. A simple version of the QLE is shown in Fig. 3 where the source, beam splitters, mirrors and detectors are as in Fig. 2.

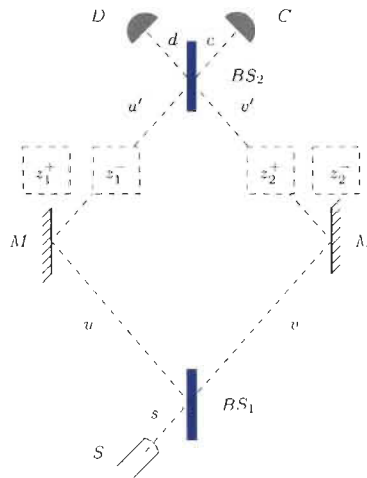


Figure 3: Mach-Zehnder interferometer with a quantum object in each arm.

The atoms in each arm have total angular momentum or spin of  $1/2$ . They are prepared in states  $|y_1^-\rangle$  and  $|y_2^-\rangle$ , which are eigenstates of the  $y$  component of spin, with eigenvalue  $-1/2$  (in units of  $\hbar$ ). It is understood that these kets represent the complete state of each atom, including its spatial

dependence. One can always write [33]:<sup>2</sup>

$$|y_k^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (i|z_k^+\rangle + |z_k^-\rangle), \quad k = 1, 2. \quad (1)$$

By means of appropriate Stern-Gerlach fields,  $z$  components of each atom are eventually separated and directed in spatially distant boxes, as shown in Fig. 3. The boxes are assumed to confine the atoms coherently, and to be transparent to photons.

Each run of the experiment begins with the preparation of each atom in the state  $|y_k^-\rangle$  and with the emission of a single photon from source  $S$ , in a state  $|s\rangle$ . The initial state vector of the compound system photon-atom<sub>1</sub>-atom<sub>2</sub> is then given by

$$|\psi\rangle_0 = |s\rangle |y_1^-\rangle |y_2^-\rangle. \quad (2)$$

While the photon goes towards the beam splitter, the atoms are split resulting in the state

$$|\psi\rangle_s = \frac{1}{2} |s\rangle (i|z_1^+\rangle + |z_1^-\rangle) (i|z_2^+\rangle + |z_2^-\rangle). \quad (3)$$

The index  $s$  appended to the state vector indicates that this form of  $|\psi\rangle_s$  applies to the time interval when the photon is in the region labelled  $s$  in Fig. 3. There is of course a strong correlation between time and the center of the photon's wave packet.

Upon hitting the first beam splitter, the photon's state vector evolves as follows:

$$|s\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (i|u\rangle + |v\rangle). \quad (4)$$

The factor of  $i$  that multiplies  $|u\rangle$  corresponds to the  $\pi/2$  phase shift induced by reflection. Substituting (4) in (3), we obtain the state vector just beyond  $BS_1$  as

$$|\psi\rangle_{uv} = \frac{1}{2\sqrt{2}} (i|u\rangle + |v\rangle) (i|z_1^+\rangle + |z_1^-\rangle) (i|z_2^+\rangle + |z_2^-\rangle). \quad (5)$$

On its way through the MZI, each component of the photon's wave packet will interact with a component of the corresponding atom. We assume a 100% probability of excitation whenever there is a photon-atom interaction. Since

---

<sup>2</sup>In [13, 14] the right-hand side of (1) is called an  $x^+$  spin state, but it is really an eigenstate of the Pauli matrix  $\sigma_y$ , not of  $\sigma_x$ .

the  $z^-$  component of the first atom and the  $z^+$  component of the second one intersect the photon paths, the interaction entails that

$$|u\rangle |z_1^-\rangle \rightarrow |0\rangle |z_1^-\rangle^*, \quad |v\rangle |z_2^+\rangle \rightarrow |0\rangle |z_2^+\rangle^*, \quad (6)$$

while

$$|u\rangle |z_1^+\rangle \rightarrow |u'\rangle |z_1^+\rangle, \quad |v\rangle |z_2^-\rangle \rightarrow |v'\rangle |z_2^-\rangle. \quad (7)$$

In (6), the star denotes an excited state. Ket  $|0\rangle$  denotes a state with no photon, and  $|u'\rangle$  and  $|v'\rangle$  are simply the time evolution of  $|u\rangle$  and  $|v\rangle$ . For simplicity, we assume that the lifetime of excited states  $|z_1^-\rangle^*$  and  $|z_2^+\rangle^*$  is much longer than the time needed for the photon to go through the MZI. Substituting (6) and (7) in (5), we obtain the state vector after interaction as

$$\begin{aligned} |\psi\rangle_{u'v'} = & \frac{1}{2\sqrt{2}} \left[ -|u'\rangle (i|z_1^+\rangle |z_2^+\rangle + |z_1^+\rangle |z_2^-\rangle) + |v'\rangle (i|z_1^+\rangle |z_2^-\rangle + |z_1^-\rangle |z_2^-\rangle) \right. \\ & \left. + |0\rangle (-|z_1^-\rangle^* |z_2^+\rangle + i|z_1^-\rangle^* |z_2^-\rangle - |z_1^+\rangle |z_2^+\rangle^* + i|z_1^-\rangle |z_2^+\rangle^*) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Upon reaching the second beam splitter, the photon's wave packet undergoes a transformation similar to (4), that is,

$$|u'\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(i|d\rangle + |c\rangle), \quad |v'\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|d\rangle + i|c\rangle), \quad (9)$$

with the  $i$  factors corresponding to reflections. Substituting (9) into (8), we obtain the state vector after  $BS_2$  as

$$\begin{aligned} |\psi\rangle_{cd} = & \frac{1}{4} \left[ |d\rangle (|z_1^+\rangle |z_2^+\rangle + |z_1^-\rangle |z_2^-\rangle) \right. \\ & + |c\rangle (-i|z_1^+\rangle |z_2^+\rangle - 2|z_1^+\rangle |z_2^-\rangle + i|z_1^-\rangle |z_2^-\rangle) \\ & \left. + \sqrt{2}|0\rangle (-|z_1^-\rangle^* |z_2^+\rangle + i|z_1^-\rangle^* |z_2^-\rangle - |z_1^+\rangle |z_2^+\rangle^* + i|z_1^-\rangle |z_2^+\rangle^*) \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

This form of the state vector holds up to a possible photon detection at  $C$  or  $D$ . In a run where  $D$  fires (which, according to (10), occurs in 12.5% of the times), one sees that the two atoms are left in an entangled state given by

$$|\psi\rangle_{\text{atoms}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|z_1^+\rangle |z_2^+\rangle + |z_1^-\rangle |z_2^-\rangle). \quad (11)$$

This is seen to be paradoxical for a number of reasons:

1. If the photon is visualized as following a definite but unknown trajectory, how can it entangle the two atoms?
2. If boxes on the left are open and, say, atom<sub>1</sub> is found with  $z$  component of spin equal to  $-1/2$ , a measurement of atom<sub>2</sub> would reveal with certainty that it was not in the photon's path. How then can it be correlated with the first atom?
3. If inverse magnetic fields coherently reunite the atoms, their state is given by

$$|\psi\rangle_{\text{atoms}} = \frac{-i}{\sqrt{2}} (|y_1^+\rangle |y_2^-\rangle + |y_1^-\rangle |y_2^+\rangle). \quad (12)$$

This is different from the atoms' initial state  $|y_1^-\rangle |y_2^-\rangle$ . How can both atoms have been affected, with only one in the photon's path?

In many ways this setup seems to assert something and its opposite, whence the name quantum liar.

Elitzur and Dolev [14] argue that “TI needs to be elaborated beyond its original form in order to account for such interactions.” By this they mean introducing a hierarchy of transactions, which as they point out quickly becomes rather complicated. They eventually argue for a new theory of time [18, 19]. Kastner [17] proposes to “break through the impasse by viewing offer and confirmation waves not as ordinary waves in spacetime but rather as ‘waves of possibility’ that have access to a larger physically real space of possibilities.” We do not want to deny that such avenues are worth exploring, but we will show that TI can make sense of the QLE in a more conservative way.

We should point out that originally [13], the quantum liar experiment was introduced in a somewhat different setup displayed in Fig. 4.<sup>3</sup> Based on the Hanbury-Brown-Twiss effect [34], the apparatus consists of a truncated Mach-Zehnder interferometer where both mirrors have been replaced by single-photon sources. These are coherently arranged so that the interference at the beam splitter is the same as for the single-source QLE. In fact, the state vector evolves just as it does for the single-source QLE and is given by (5), (8) and (10).

---

<sup>3</sup>The setup of Fig. 4 was originally called “inverse EPR” or “time-reversed EPR” while the one of Fig. 3 was called “hybrid MZI-EPR experiment.” We follow [17] in referring to both as the QLE.

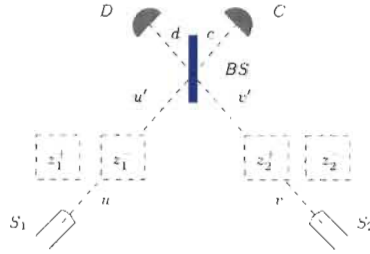


Figure 4: Truncated Mach-Zehnder interferometer with two coherent single-photon sources. Phases are adjusted so that in the absence of boxes, totally destructive interference is achieved at  $D$ .

## 4 QLE in the Transactional Interpretation

In the transactional interpretation, the complete state vector of a compound quantum system is viewed as an offer wave. In the quantum liar experiment, the quantum system is made up of a photon and two atoms. The offer wave is emitted by the photon source and by whatever devices prepare the atoms in their initial states. Just before the photon is possibly detected at  $C$  or  $D$ , the compound system's offer wave is given by (10).

In this section we will carefully analyse the compound system's confirmation wave. To do this, it is crucial to fully specify all detectors with which the offer wave interacts. Recall that in the discussion of Wheeler's delayed-choice and other experiments in Sect. 2, the form of the full confirmation wave depended on the configuration of absorbers. So we have to specify that configuration for the QLE. Of course, we could envisage many different configurations. For instance, the atoms could be further split (or reunited) by additional Stern-Gerlach fields, and their spins measured accordingly. But here we shall stick to the configuration shown in Fig. 3 and assume that eventual atom detectors are set to record the  $z$  components of their spins.

The photon absorbers also have to be specified. Clearly,  $C$  and  $D$  are two such absorbers. But there has to be more. The excited atoms will either eventually reemit a photon, or their excited state will be recorded, perhaps in the process of spin measurement. In the former case, a distant absorber will send the confirmation wave, while in the latter the apparatus measuring the energy will. There will be no need to further distinguish these two cases, and in both we shall say that the confirmation wave is produced by a universal absorber  $UA$ .

We are now ready to discuss the confirmation wave. It will be instructive to examine first the full confirmation wave, and then its component coming from specific absorbers.

#### 4.1 Full Confirmation Wave

So we consider the configuration shown in Fig. 3, and denote the set of absorbers as follows:

$$\{C, D, UA, Z_1^+, Z_1^-, Z_2^+, Z_2^-\}. \quad (13)$$

Here  $C$ ,  $D$  and  $UA$  denote photon absorbers, while  $Z_1^+$ , for instance, denotes a device able to detect atom<sub>1</sub> in a  $|z_1^+\rangle$  spin state. Note that these absorbers send confirmation waves at widely different times. However, all these advanced waves travel backwards in time so as to reach their respective sources at the time of emission.

The total confirmation wave produced by all absorbers is the bra associated with  $|\psi\rangle_{cd}$ :

$$\begin{aligned} \langle\psi|_{cd} = & \frac{1}{4} [\langle d| (\langle z_1^+| \langle z_2^+| + \langle z_1^-| \langle z_2^-|) \\ & + \langle c| (i \langle z_1^+| \langle z_2^+| - 2 \langle z_1^+| \langle z_2^-| - i \langle z_1^-| \langle z_2^-|) \\ & + \sqrt{2} \langle 0| (- \langle z_1^-|^* \langle z_2^+| - i \langle z_1^-|^* \langle z_2^-| - \langle z_1^+| \langle z_2^+|^* - i \langle z_1^-| \langle z_2^+|^*)] . \end{aligned} \quad (14)$$

Upon reaching  $BS_2$ , the confirmation waves  $\langle c|$  and  $\langle d|$  are split in a way similar to (9), so that

$$\langle c| \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(\langle u'| + i \langle v'|) \quad \text{and} \quad \langle d| \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(i \langle u'| + \langle v'|). \quad (15)$$

Thus, the total confirmation wave in region  $u'v'$  becomes

$$\begin{aligned} \langle\psi|_{u'v'} = & \frac{1}{2\sqrt{2}} [\langle u'| (i \langle z_1^+| \langle z_2^+| - \langle z_1^+| \langle z_2^-|) + \langle v'| (-i \langle z_1^+| \langle z_2^-| + \langle z_1^-| \langle z_2^-|) \\ & + \langle 0| (- \langle z_1^-|^* \langle z_2^+| - i \langle z_1^-|^* \langle z_2^-| - \langle z_1^+| \langle z_2^+|^* - i \langle z_1^-| \langle z_2^+|^*)] . \end{aligned} \quad (16)$$

Next, the confirmation wave reaches the atoms. Here the part from the universal absorber also interacts. Just like in (6) and (7) we have

$$\langle 0| \langle z_1^-|^* \rightarrow \langle u| \langle z_1^-|, \quad \langle 0| \langle z_2^+|^* \rightarrow \langle v| \langle z_2^+|, \quad (17)$$

and

$$\langle u' | \langle z_1^+ | \rightarrow \langle u | \langle z_1^+ |, \quad \langle v' | \langle z_2^- | \rightarrow \langle v | \langle z_2^- |. \quad (18)$$

Thus, the total confirmation wave in region  $uv$  becomes

$$\begin{aligned} \langle \psi |_{uv} = & \frac{1}{2\sqrt{2}} [\langle u | (i \langle z_1^+ | \langle z_2^+ | - \langle z_1^+ | \langle z_2^- | - \langle z_1^- | \langle z_2^+ | - i \langle z_1^- | \langle z_2^- |) \\ & + \langle v | (-\langle z_1^+ | \langle z_2^+ | - i \langle z_1^+ | \langle z_2^- | - i \langle z_1^- | \langle z_2^+ | + \langle z_1^- | \langle z_2^- |)]. \quad (19) \end{aligned}$$

Finally, the confirmation wave reaches  $BS_1$ . Each component is partly reflected and partly transmitted, so that

$$\langle u | \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(i \langle s | + \langle r |) \quad \text{and} \quad \langle v | \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(\langle s | + i \langle r |). \quad (20)$$

Here  $\langle r |$  stands for a component that would propagate to the right of  $BS_1$ . But substituting (20) in (19), we see that all such components interfere destructively. The total confirmation wave beyond  $BS_1$  is in fact given by

$$\langle \psi |_s = \frac{1}{2} \langle s | (-i \langle z_1^+ | + \langle z_1^- |) (-i \langle z_2^+ | + \langle z_2^- |). \quad (21)$$

This evolves back to

$$\langle \psi |_0 = \langle s | \langle y_1^- | \langle y_2^- |. \quad (22)$$

Note that this is the bra associated to the ket  $|\psi\rangle_0$  in (2). In Cramer's theory, that confirmation wave is needed to cancel the advanced wave emitted by the source. Had we not taken into account all absorbers, including  $UA$ , in our development, we would not have obtained a total confirmation wave exactly matching the bra associated to the offer wave.

## 4.2 Specific Absorbers

In Cramer's theory, the probability that a transaction occurs with an absorber is equal to the amplitude of the confirmation wave coming from that absorber and evaluated at the emitter. Let us see how this comes about in the QLE, where the transaction is manifold.

To be specific, we will assume that in a given run, the photon is absorbed by detector  $D$ , and that the  $z$  component of the spin of both atoms is measured to be  $+1/2$ . This corresponds to the first term in (10). By the Born rule, the probability of this to happen is equal to  $(1/4)^2 = 1/16$ .



Upon receiving the offer wave, detectors  $D$ ,  $Z_1^+$  and  $Z_2^+$  send a confirmation wave given by the bra that corresponds to the first term in (10), that is,

$$\langle \psi' |_{cd} = \frac{1}{4} \langle d | \langle z_1^+ | \langle z_2^+ |. \quad (23)$$

The prime on  $\psi$  indicates that we are considering only part of the confirmation wave. This compound confirmation wave originates from different places at different times, corresponding to where and when detectors  $D$ ,  $Z_1^+$  and  $Z_2^+$  interact with the offer wave. There is no need to specify a time ordering of these interactions. The  $\langle d |$  wave moves backwards in time towards  $BS_2$ , where it is split as in (15). In the  $u'v'$  region we therefore get

$$\langle \psi' |_{u'v'} = \frac{1}{4\sqrt{2}} (i \langle u' | \langle z_1^+ | \langle z_2^+ | + \langle v' | \langle z_1^+ | \langle z_2^+ |). \quad (24)$$

Now according to (18), the term  $\langle u' | \langle z_1^+ |$  evolves into  $\langle u | \langle z_1^- |$ . But the term  $\langle v' | \langle z_2^+ |$  cannot evolve into a one-photon term before the atom, for in the offer wave the atom absorbs a photon. It could only evolve into a two-photon term. These will cancel out when all components of the confirmation wave are taken into account. In the present calculation we can just as well discard them, since in the end we are interested in one-photon waves only. The upshot is that beyond the atoms we get (dots represent discarded terms)

$$\langle \psi' |_{uv} = \frac{1}{4\sqrt{2}} i \langle u | \langle z_1^+ | \langle z_2^+ | + \dots \quad (25)$$

Upon reaching the first beam splitter this confirmation wave evolves into

$$\langle \psi' |_s = \frac{1}{8} (-\langle s | \langle z_1^+ | \langle z_2^+ | + i \langle r | \langle z_1^+ | \langle z_2^+ |) + \dots \quad (26)$$

Finally, we rewrite this expression in terms of the spin states along the  $y$  axis. Since [33]

$$\langle z^+ | = \frac{1}{\sqrt{2}} (\langle y^+ | - i \langle y^- |), \quad (27)$$

we get

$$\langle \psi' |_0 = \frac{1}{16} \langle s | \langle y_1^- | \langle y_2^- | + \dots \quad (28)$$

As expected, the amplitude of the first term is equal to the probability of detection by absorbers  $D$ ,  $Z_1^+$  and  $Z_2^+$ . All other terms in (28) will interfere destructively when the whole set of absorbers is taken into account.

### 4.3 The Quantum Liar Paradox Dissolved

It is now time to come back to the paradoxical character of the quantum liar experiment, encapsulated in the three statements following Eq. (11).

One of the roots of the paradox, just like in the case of the delayed-choice experiment, is that it is usually not formulated within a coherent interpretation of quantum mechanics. In the back of one's mind is the Copenhagen interpretation, with its emphasis on complementarity and wave-particle duality. Yet one way or the other, the three statements involve the concept of photon path. This has just no meaning in the Copenhagen interpretation. The only known consistent way to introduce well-defined particle paths in quantum mechanics is the de Broglie-Bohm approach. It is not our purpose here to discuss the QLE from that point of view. But if one wants to talk about photon paths, we know of no other way to do it.

What we would like to do in this section is emphasize how the transactional interpretation can view the QLE.

The transactional interpretation makes no appeal to particle paths, but instead to offer and confirmation waves leading to irreversible transactions. Offer and confirmation waves are well-defined only if emitters and a complete set of absorbers are specified. In the QLE this means, for instance, the set given in (13).

If detector  $D$  fires, subsequent (or, for that matter, antecedent) measurements of the atoms'  $z$  component of spin are perfectly correlated, as embodied in (11). This comes about through the link established between the two atoms by the interplay of offer and confirmation waves. The offer wave queries the complete set of absorbers and the confirmation wave retraces the same paths backwards. A link is established between the two atoms through purely time-like or light-like connections. Should one instead reunite the atoms and measure the  $y$  component of their spins, or any other components, this would require a different array of detectors, which would produce a different pattern of confirmation waves. These waves would establish the appropriate correlations.

The pattern of offer and confirmation waves interacting with the two atoms is the same in the setup of Fig. 4 as in the one of Fig. 3. The transactional interpretation therefore treats both of them equally well. The same applies to other paradoxical situations raised in [14], like for instance the one with three atoms on one side.

## 5 Discussion

Through advanced waves and the concept of transactions, the transactional interpretation of quantum mechanics helps to understand a number of paradoxical situations like delayed-choice experiments and interaction-free measurements. In this section, we will emphasize certain choices that we have made and that contribute in clarifying the interpretation. They largely concern the nature of absorbers.

First, we have assumed that all offer waves are eventually absorbed. It was shown elsewhere [29] that this solves Maudlin's challenge of contingent absorbers. We have also shown in Sect. 4, through the nontrivial example of the quantum liar experiment, that this allows the full confirmation wave at the source to cancel the advanced wave emitted, as is necessary in Cramer's theory. We make no claim that the universal absorber hypothesis is the only way to meet Maudlin's challenge or to cancel waves before emission. But it is certainly a rather simple way to do so.

Secondly, we consider that absorbers are macroscopic objects. The reason is that absorbers send confirmation waves, and confirmation waves trigger transactions. In Cramer's theory, transactions are irreversible, and correspond to completed quantum measurements. No atomic process is irreversible. If atoms are allowed to send confirmation waves or to induce transactions [17], the latter can necessarily be undone. Moreover, attempts to specify which atomic systems do and which do not send confirmation waves, and in what circumstances, seem just about hopeless.

Thirdly, our view of absorbers is consistent with the block-universe picture of time. Although unknown now and dependent on the results of quantum measurements, the configuration of absorbers in the future is unique. That configuration can, in a sense, be viewed as a hidden variable [35]. It allows well-defined confirmation waves to be produced, which make the quantum probabilities fully consistent with the configuration of absorbers. We shall not get into the debate whether such uniqueness of the future is compatible with free will.<sup>4</sup>

To meet Maudlin's challenge or to understand IFM devices, it has been proposed to establish a hierarchy of transactions [16]. This states that transaction across small space-time intervals must form or fail before transactions

---

<sup>4</sup>See [36]. For an analysis of the QLE within the block-universe picture but outside the framework of TI, see [15, 37].

across larger space-time intervals. Although we do not claim that it is impossible to make sense of Cramer’s theory through such hierarchy, we point out that the hypothesis of the universal absorber and the block-universe picture of time make it unnecessary.

It is instructive to see more closely how the hierarchy can be dispensed with in IFM devices such as Fig. 2. Suppose that the object is a third detector ( $O$ ) and assume that, in a given run, no detection has occurred after the photon’s interaction time with  $O$ . Much later, the second beam splitter and photon detectors  $C$  and  $D$  can be removed in a delayed-choice like experiment. At a time intermediate between these two events, an observer would know that the photon state vector has partly collapsed. Elitzur and Dolev [14] describe this through a transaction with  $O$  independent of the confirmation waves from  $C$  and  $D$ . But in our approach there is no need for that. Whether the second beam splitter and photon detectors  $C$  and  $D$  are or are not removed corresponds to two different scenarios, and two different patterns of confirmation waves. Their full configuration completely determines the probability of any particular transaction.

We should point out that Kastner’s solution of the quantum liar paradox also eschews a hierarchy of transactions [17]. Although we share her view that offer and confirmation waves are best viewed as propagating in configuration space, to us their explanatory power requires perhaps more than a “possibilist” ontology.

## 6 Conclusion

Delayed-choice and various types of interaction-free measurement experiments give rise to paradoxical situations, especially when one interprets them through more or less defined photon trajectories. We argued that the transactional interpretation of quantum mechanics handles these situations naturally when (i) we consider a complete set of absorbers and (ii) we compute the full offer and confirmation waves due to the complete set of emitters and absorbers. Our approach fits well with the block-universe picture of time, and has no need for a hierarchy of transactions.

## Acknowledgements

LM is grateful to the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada for financial support.

## References

- [1] Heisenberg, W.: *Physics and Philosophy. The Revolution in Modern Science*. HarperCollins, New York (2007)
- [2] Jammer, M.: *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*, 2nd edn. Tomash/ American Institute of Physics, Woodbury (1989)
- [3] Audi, M.: *The Interpretation of Quantum Mechanics*. University of Chicago Press, Chicago (1973)
- [4] De Broglie, L.: *La mécanique ondulatoire et la structure atomique de la matière et du rayonnement*. *J. Phys. Radium* **8**, 225–241 (1927)
- [5] Bohm, D.: *A suggested interpretation of the quantum theory in terms of ‘hidden’ variables (I and II)*. *Phys. Rev.* **85**, 166–193 (1952)
- [6] Everett, H.: *‘Relative state’ formulation of quantum mechanics*. *Rev. Mod. Phys.* **29**, 454–462 (1957)
- [7] Saunders, S., Barrett, J., Kent, A., Wallace, D. (eds): *Many Worlds? Everett, Quantum Theory, and Reality*. Oxford University Press, Oxford (2010)
- [8] Cramer, J.G.: *Generalized absorber theory and the Einstein-Podolsky-Rosen paradox*. *Phys. Rev. D* **22**, 362–376 (1980)
- [9] Cramer, J.G.: *The transactional interpretation of quantum mechanics*. *Rev. Mod. Phys.* **58**, 647–687 (1986)
- [10] Cramer, J.G.: *An overview of the transactional interpretation of quantum mechanics*. *Int. J. Theor. Phys.* **27**, 227–250 (1988)
- [11] Maudlin, T.: *Quantum Non-Locality and Relativity*, 2nd edn. Blackwell, Oxford (2002)

- [12] Elitzur, A.C., Vaidman, L.: Quantum mechanical interaction-free measurements. *Found. Phys.* **23**, 987-997 (1993)
- [13] Elitzur, A.C., Dolev, S., Zeilinger, A.: Time-reversed EPR and the choice of histories in quantum mechanics. In: Antoniou, I., Sadovnichy, V.A., Walther, H. (eds.) *Proceedings of the XXII Solvay Conference on Physics*, pp. 452–461. World Scientific, Singapore (2003)
- [14] Elitzur, A.C., Dolev, S.: Multiple interaction-free measurement as a challenge to the transactional interpretation of quantum mechanics. In: Sheehan, D.P. (ed.) *Frontiers of Time: Retrocausation – Experiment and Theory*. AIP Conference Proceedings **863**, 27–43 (2006)
- [15] Stuckey, W.M., Silberstein, M., Cifone, M.: Reconciling spacetime and the quantum: relational blockworld and the quantum liar paradox. *Found. Phys.* **38**, 348–383 (2008)
- [16] Cramer, J.G.: The quantum handshake: a review of the transactional interpretation of quantum mechanics. <http://faculty.washington.edu/jcramer/talks.html> (2005)
- [17] Kastner, R.E.: The quantum liar experiment in Cramer’s transactional interpretation. *Stud. Hist. Philos. Mod. Phys.* **41**, 86–92 (2010)
- [18] Elitzur, A.C., Dolev, S.: Quantum phenomena within a new theory of time. In: Elitzur, A.C., Dolev, S., Kolenda, N. (eds.) *Quo vadis quantum mechanics?*, pp. 325–349. Springer, Berlin (2005)
- [19] Elitzur, A.C., Dolev, S.: Undoing quantum measurements: novel twists to the physical account of time. In: Licata, I., Sakaji, A. (eds.) *Physics of Emergence and Organization*, pp. 61–75. World Scientific, Singapore (2008)
- [20] Bacciagaluppi, G., Valentini, A.: *Quantum Theory at the Crossroads: Reconsidering the 1927 Solvay Conference*. Cambridge University Press, Cambridge (2009)
- [21] Lewis, G.N.: The nature of light. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **12**, 22–29 (1926)

- [22] Dirac, P.A.M.: Classical theory of radiating electrons. Proc. R. Soc. London, Ser. A **167**, 148–169 (1938)
- [23] Wheeler, J.A., Feynman, R.P.: Interaction with the absorber as the mechanism of radiation. Rev. Mod. Phys. **17**, 157–181 (1945)
- [24] Wheeler, J.A., Feynman, R.P.: Classical electrodynamics in terms of direct interparticle action. Rev. Mod. Phys. **21**, 425–433 (1949)
- [25] Wheeler, J.A.: The ‘past’ and the ‘delayed-choice’ double-slit experiment. In: Marlow, A.R.: Mathematical Foundations of Quantum Theory, pp. 9–48. Academic Press, New York (1978)
- [26] Berkovitz, J.: On causal loops in the quantum realm. In: Placek, T., Butterfield, J. (eds.) Non-locality and Modality, pp. 235–257. Kluwer, Dordrecht (2002)
- [27] Kastner, R.E.: Cramer’s transactional interpretation and causal loops problems. Synthese **150**, 1–14 (2006)
- [28] Evans, P.W.: Causal symmetry and the transactional interpretation. arXiv: 1011.2287v2 (2012)
- [29] Marchildon, L.: Causal loops and collapse in the transactional interpretation of quantum mechanics. Phys. Essays **19**, 422–429 (2006)
- [30] Renninger, M.: On wave-particle duality. Z. Phys. **136**, 251–261 (1953); English translation available in arXiv: physics/0504043v1.
- [31] Cramer, J.G.: A transactional analysis of interaction-free measurements. Found. Phys. Lett. **19**, 63–73 (2006)
- [32] Hardy, L.: On the existence of empty waves in quantum theory. Phys. Lett. A **167**, 11–16 (1992)
- [33] Marchildon, L.: Quantum Mechanics: From Basic Principles to Numerical Methods and Applications. Springer, Berlin (2002)
- [34] Hanbury Brown, R., Twiss, R.Q.: Interferometry of the intensity fluctuations in light. I. Basic theory: the correlation between photons in coherent beams of radiation. Proc. R. Soc. London, Ser. A **242**, 300–324 (1957)

- [35] Kastner, R.E.: On delayed choice and contingent absorber experiments. *ISRN Mathematical Physics* **2012**, Article ID 617291 (2012)
- [36] Compatibilism: Stanford Encyclopedia of Philosophy. <http://plato.stanford.edu/entries/compatibilism/>
- [37] Silberstein, M., Cifone, M., Stuckey, W.M.: Why quantum mechanics favors adynamical and acausal interpretations such as relational block-world over backwardly causal and time-symmetric rivals. *Stud. Hist. Philos. Mod. Phys.* **39**, 736–751 (2008)





# Chapitre 5

## Conclusion

*Mais a-t-on raison de demander autre chose à la théorie que le fait qu'elle «marche» [...] En plus de prédire correctement les phénomènes, doit-elle aussi les expliquer ?*  
Étienne Klein [55, p. 23].

En appliquant l'interprétation transactionnelle de façon systématique, c'est-à-dire en considérant la configuration complète des absorbeurs (pouvant inclure l'absorbeur universel) et en calculant l'onde offerte et l'onde de confirmation totale, nous avons pu montrer qu'il est possible d'expliquer l'expérience du menteur quantique de façon naturelle. Ceci a permis d'éviter de faire appel à une hiérarchie de transactions et cadre donc bien dans une description quadridimensionnelle de l'univers. Il semble ainsi naturel d'appliquer cette méthodologie de manière générale lors de l'analyse d'expériences avec l'interprétation transactionnelle.

Dans la théorie symétriquement temporelle de l'électrodynamique, les ondes électromagnétiques sont transmises entre des particules. Par contre, pour que l'interprétation transactionnelle puisse rendre compte des expériences à mesure sans interaction,

il est économique de contraindre l'ontologie d'émetteur et d'absorbeur à des objets macroscopiques. Qui plus est, permettre aux objets quantiques d'agir comme émetteur et absorbeur est incohérent avec le fait que les phénomènes quantiques sont totalement symétriques et réversibles sous l'équation de Schrödinger (ou une autre équation relativiste).

# Bibliographie

- [1] L. de BROGLIE, *Savants et découvertes*. Albin Michel, Paris, 1951.
- [2] B. D'ESPAGNAT, *Le réel voilé : Analyse des concepts quantiques*. Fayard, Paris, 1994.
- [3] H. GOLDSTEIN, C. POOLE et J. SAFKO, *Classical Mechanics*. Addison Wesley, San Francisco, 2002.
- [4] M. BORN, « Quantenmechanik der Stoßvorgänge ». *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 38, p. 803–827, 1926.
- [5] A. PAIS, *Niels Bohr's Times : in Physics, Philosophy, and Polity*. Oxford University Press, Oxford, 1991.
- [6] W. HEISENBERG, *Physics and Philosophy : The Revolution in Modern Science*. Harper Perennial Modern Classics, HarperCollins, New York, 2007.
- [7] M. JAMMER, *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*. McGraw-Hill, New York, 1966.
- [8] M. AUDI, *The Interpretation of Quantum Mechanics*. University of Chicago Press, Chicago, 1973.
- [9] W. HEISENBERG, « Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik », *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 43, p. 172–198, 1927.
- [10] N. BOHR, « The quantum postulate and the recent development of atomic theory », *Nature*, vol. 121, p. 580–590, 1928.

- [11] L. de BROGLIE, « La mécanique ondulatoire et la structure atomique de la matière et du rayonnement », *Le journal de physique et le radium*, vol. 5, p. 225–241, 1927.
- [12] D. BOHM, « A suggested interpretation of the quantum theory in terms of ‘hidden’ variables. ii », *Physical Review*. vol. 85, p. 180–193, 1952.
- [13] H. EVERETT, « ‘Relative state’ formulation of quantum mechanics ». *Reviews of Modern Physics*. vol. 29, p. 454–462, 1957.
- [14] J. G. CRAMER, « Generalized absorber theory and the Einstein-Podolsky-Rosen paradox », *Physical Review D.*, vol. 22, p. 362–376, 1980.
- [15] D. BOHM et B. HILEY, *The Undivided Universe : an Ontological Interpretation of Quantum Theory*. Routledge, New York, 1995.
- [16] S. SAUNDERS, J. BARRETT, A. KENT et D. WALLACE, *Many Worlds ? : Everett, Quantum Theory, & Reality*. Oxford University Press, Oxford, 2010.
- [17] S. ISHIKAWA, « A new interpretation of quantum mechanics », *Journal of Quantum Information Science*, vol. 1, no. 2, p. 35–42, 2011.
- [18] S. ISHIKAWA, « The linguistic interpretation of quantum mechanics », *arXiv :1204.3892v1*, 2012.
- [19] R. B. GRIFFITHS. « Consistent histories and the interpretation of quantum mechanics », *Journal of Statistical Physics*, vol. 36. p. 219–272, 1984.
- [20] M. BLENCOWE, « The consistent histories interpretation of quantum fields in curved spacetime ». *Annals of Physics*, vol. 211, p. 87–111, 1991.
- [21] A. EINSTEIN, B. PODOLSKY et N. ROSEN, « Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? », *Physical Review*, vol. 47, p. 777–780, 1935.
- [22] N. BOHR, « Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? », *Physical Review*, vol. 48, p. 696–702, 1935.
- [23] J. BELL, *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics : Collected Papers on Quantum Philosophy*. Cambridge University Press, Cambridge, 2004.
- [24] E. SCHRÖDINGER, « Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik », *Naturwissenschaften*. vol. 23, no. 48, p. 823–828, 1935.

- [25] M. RENNINGER, « Zum Wellen-Korpuskel-Dualismus », *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 136. p. 251–261, 1953.
- [26] J. A. WHEELER, The “past” and the “delayed-choice” double-slit experiment, p. 9–48. dans Marlow, A.R., *Mathematical Foundations of Quantum Theory*, Academic Press, Ann Arbor, 1978.
- [27] A. C. ELITZUR, S. DOLEV et A. ZEILINGER, « Time-reversed EPR and the choice of histories in quantum mechanics ». dans Antoniou, I., Sadovnichy, V.A., Walther, H., *Proceedings of the XXII Solvay Conference on Physics*, p. 452–461, World Scientific, Singapore, 2003.
- [28] J. G. CRAMER, « The transactional interpretation of quantum mechanics », *Review of Modern Physics*, vol. 58, p. 647–687, 1986.
- [29] J. A. WHEELER et R. P. FEYNMAN, « Interaction with the absorber as the mechanism of radiation », *Review of Modern Physics*, vol. 17. p. 157–181, 1945.
- [30] J. A. WHEELER et R. P. FEYNMAN, « Classical electrodynamics in terms of direct interparticle action », *Review of Modern Physics*, vol. 21, p. 425–433, 1949.
- [31] H. TETRODE, « Über den Wirkungszusammenhang der Welt. Eine Erweiterung der klassischen Dynamik », *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 10, p. 317–328, 1922.
- [32] G. LEWIS, « The nature of light », *Proceedings of the Natural Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 12, p. 22–29, 1926.
- [33] P. A. M. DIRAC, « Classical theory of radiating electrons », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 167, no. 929. p. 148–169, 1938.
- [34] J. JACKSON, *Classical Electrodynamics*. Wiley, Hoboken, 1999.
- [35] R. H. BROWN et R. Q. TWISS, « Interferometry of the intensity fluctuations in light. i. basic theory : The correlation between photons in coherent beams of radiation », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*. vol. 242, no. 1230, p. 300–324, 1957.

- [36] E. P. WIGNER, Remarks on the mind-body question. dans I.J. Good, *The Scientist Speculates : an Anthology of Partly-Baked Ideas*, Heinemann, London, 1962.
- [37] T. MAUDLIN, *Quantum Non-Locality and Relativity : Metaphysical Intimations of Modern Physics*. Wiley-Blackwell, West Sussex, 2011.
- [38] J. BERKOVITZ, « On causal loops in the quantum realm », dans Placek, T., Butterfield, J., *Non-locality and Modality*, p. 235–257, Kluwer, Dordrecht, 2002.
- [39] J. G. CRAMER, « A transactional analysis of interaction-free measurements », *Foundations of Physics Letters*, vol. 19, p. 63–73, 2006.
- [40] R. KASTNER, « Cramer’s transactional interpretation and causal loop problems », *Synthese*, vol. 150, p. 1–14, 2006.
- [41] L. MARCHILDON, « Causal loops and collapse in the transactional interpretation of quantum mechanics », *Physics Essays*, vol. 19, no. 3, p. 422–429, 2006.
- [42] P. EVANS, « Causal symmetry and the transactional interpretation », *arXiv :1011.2287v1*, 2010.
- [43] J. CRAMER, « The arrow of electromagnetic time and the generalized absorber theory », *Foundations of Physics*, vol. 13, p. 887–902, 1983.
- [44] W. HEISENBERG, *The Physical Principles of the Quantum Theory*. Dover Publications, Mineola, 1949.
- [45] M. RENNINGER, « Messungen ohne Störung des Meßobjekts », *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 158, p. 417–421, 1960.
- [46] J. V. NEUMANN, *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*. Princeton University Press, New Jersey, 1996.
- [47] R. H. DICKE, « Interaction-free quantum measurements : A paradox ? ». *American Journal of Physics*, vol. 49, p. 925–930, 1981.
- [48] R. H. DICKE, « On observing the absence of an atom », *Foundations of Physics*, vol. 16, p. 107–113, 1986.
- [49] A. C. ELITZUR et L. VAIDMAN, « Quantum mechanical interaction-free measurements », *Foundations of Physics*, vol. 23, p. 987–997, 1993.

- [50] A. C. ELITZUR et S. DOLEV, « Multiple interaction-free measurement as a challenge to the transactional interpretation of quantum mechanics ». dans Sheehan, D.P., *Frontiers of Time : Retrocausation - Experiment and Theory*, vol. 863, p. 27–43, AIP Conference Proceedings, 2006.
- [51] L. HARDY, « On the existence of empty waves in quantum theory », *Physics Letters A*, vol. 167, p. 11–16, 1992.
- [52] L. MARCHILDON, *Quantum Mechanics : From Basic Principles to Numerical Methods and Applications*. Springer, Berlin, 2002.
- [53] N. D. MERMIN, « Bringing home the atomic world : Quantum mysteries for anybody », *American Journal of Physics*, vol. 49, p. 940–943, 1981.
- [54] J.-S. BOISVERT et L. MARCHILDON, « Absorbers in the transactional interpretation of quantum mechanics », *arXiv :1207.5230v1*, 2012.
- [55] B. ESPAGNAT et É. KLEIN, *Regards sur la matière : des quanta et des choses*. Fayard, Paris, 1993.