Conférence Dirac “La physique quantique dans ta gueule”

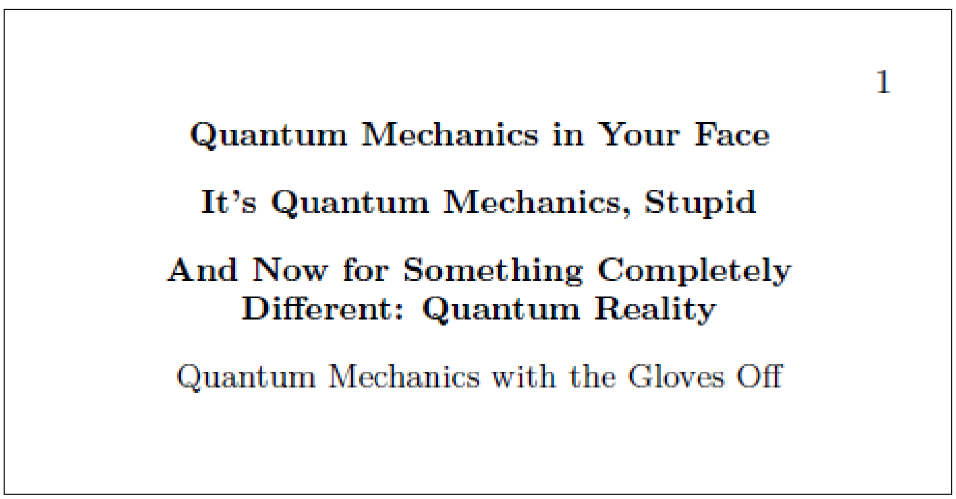
Sidney Coleman[1]

Résumé : Ceci est un compte rendu de la conférence célèbre de Sidney Coleman, donnée initialement sous forme de conférence Dirac à l’Université de Cambridge, puis enregistrée lors de la réunion de section de Nouvelle-Angleterre de l’American Physical Society (9 avril 1994). Mes sources sont cet enregistrement [1] et une copie des diapositives que Sidney m’a envoyées après avoir donné cette conférence lors d’un colloque de physique à l’Université de Stanford, entre 1995 et 1998. Afin de préserver à la fois le contenu scientifique et l’essentiel du charme, j’ai limité les modifications au minimum, mais j’ai ajouté une bibliographie contenant les références mentionnées par Sidney. — MG

Cette conférence a une histoire. Il s’agit essentiellement d’une reprise d’une conférence que j’ai donnée sous le nom de Conférence Dirac à l’Université de Cambridge il y a un peu moins d’un an.

Il y a une anecdote. On m’avait demandé de donner cette conférence il y a plusieurs années, deux ans plus tard. Et bien sûr, quand on vous demande de faire quelque chose dans deux ans, même si vous ne souhaitez pas le faire, vous direz toujours oui.

Et le moment venu, j’ai reçu un message de Peter Goddard du St. John’s College, qui dirigeait l’opération. Il m’a demandé : “De quoi voulez-vous parler ?” J’ai demandé : “Qui est le public ?” Et il a répondu : “Oh, c’est assez varié : vous aurez des étudiants en master de physique, des étudiants en licence de physique, des gens en chimie, en philosophie et en mathématiques.” Et je me suis dit : “Hmm, ce ne sont pas tout à fait les personnes à qui il faut s’adresser sur le sujet des tresses quantiques non abéliens sur les trous noirs”, sur lequel je travaillais à ce moment-là.



Alors j’ai répondu : “Écoutez, j’ai toujours eu envie de donner une conférence sur la mécanique quantique – combien elle est étrange, et effectivement, comme elle est étrange ! Pensez-vous qu’une telle conférence serait appropriée ?” Et il a dit : “Oui, donnez-nous un titre qui fera mouche !” J’ai donc répondu par e-mail : “*La mécanique quantique dans ta gueule*”, parce que je voulais vraiment

[1]Transcription et diapositives édités par Martin Greiter (Institut de Physique théorique, Université de Würzburg, Am Hubland, 97074 Würzburg, Allemagne, 4 janvier 1922)

Traduction en français de l’article arxiv https://arxiv.org/pdf/2011.12671 : Denise Vella-Chemla, assistée de Google translate, septembre 2025.

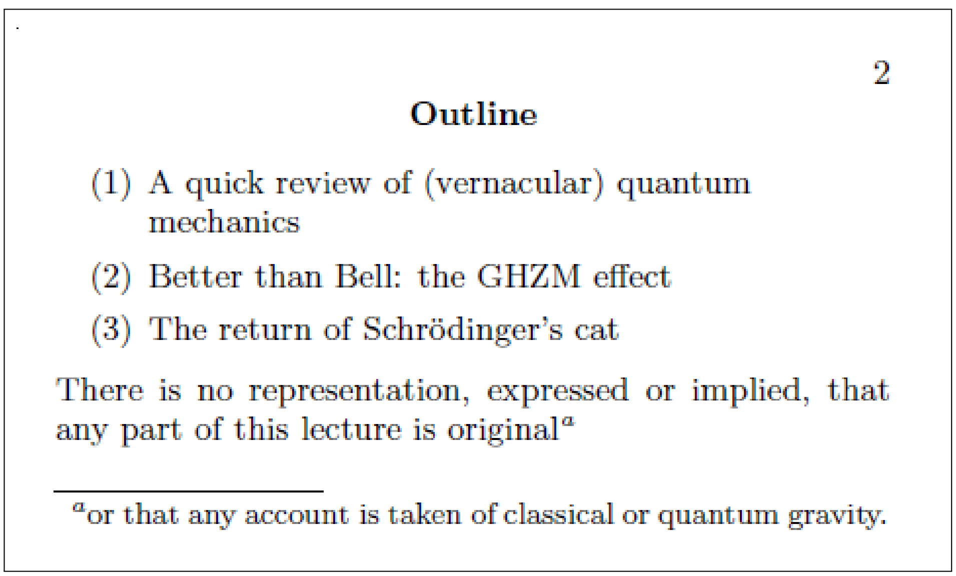
confronter les gens à la mécanique quantique. [Coleman place la diapositive 1 sur le projecteur, tous les titres sauf le premier étant masqués. Il les découvre ensuite au fur et à mesure qu'il les présente.] Et Peter a dit : "C'est pas bon." Il a dit qu'un public britannique ne comprendrait pas l'expression et pourrait même la trouver obscène.

"Tant mieux !" ai-je dit. Mais il était catégorique.

Comme l'un des thèmes de la conférence proposée était que beaucoup de confusion surgissait parce que les gens essayaient constamment de comparer la mécanique quantique à la mécanique classique, j'ai proposé ce titre alternatif : "*C'est de la mécanique quantique, imbécile !*". Il a répondu (J'ai tout ça sur disque : c'est une histoire véridique) : "Non ; un public britannique ne comprendrait pas ; ça sonne trop américain." J'ai donc dit : "Bon, d'accord, si vous voulez quelque chose de britannique : "*t maintenant, quelque chose de complètement différent : la réalité quantique*." Il a répondu : "Trop facétieux."

Nous avons donc finalement opté pour le titre : "*La mécanique quantique sans gants*", qui, comme vous pouvez le constater, est un peu plus timide que les autres.

Mais maintenant que je suis de retour au pays de la liberté d'expression, le titre de la conférence est : "*La mécanique quantique dans ta gueule*". La conférence se déroulera en trois parties.



Il y aura une introduction où je donnerai un bref aperçu de la mécanique quantique – je donnerai l'interprétation de Copenhague, ou celle que l'on trouve dans un manuel, mais ce n'est pas vraiment ça – c'est plus vague et plus approximatif.

Les architectes et les historiens de l'architecture, lorsqu'ils discutent de types de bâtiments construits à un certain endroit et à une certaine époque, sans style particulier bien défini, mais simplement par exemple ce que les constructeurs ont construit aux États-Unis vers 1948, appellent cela "architecture vernaculaire". Ce sera un bref aperçu de la mécanique quantique vernaculaire. Il s'agit surtout d'établir une notation et de s'assurer que nous sommes tous sur la même longueur d'onde.

Les deux parties principales de la conférence seront : tout d'abord, une revue d'une amélioration pédagogique de la célèbre analyse de John Bell sur les variables cachées en mécanique quantique [2,3]. Plus facile à expliquer que l'argument original de Bell, elle mérite d'être largement diffusée. Elle a été élaborée par David Mermin [4,5]. Mermin, c'est le "M" de certains travaux antérieurs de Greenberger, Horn et Zeilinger [6,7].

Dans la deuxième partie [principale] de la conférence, j'aborderai la question très controversée parfois appelée "l'interprétation de la mécanique quantique", même si, comme je le montrerai, c'est un nom vraiment inapproprié. Je tiens à souligner que je n'ai apporté aucune contribution originale à ce sujet. Je ne dirai rien dans cette conférence, à l'exception de ces plaisanteries spontanées soigneusement préparées – celle-ci en était une – qui ne se trouvent pas dans la littérature.

Bien sûr, la nature du sujet est telle que je ne dirai rien qui ne puisse être démenti dans la littérature. Je revendique donc une certaine responsabilité, à défaut d'être reconnu – à l'inverse de la procédure académique habituelle. Je m'en tiendrai strictement à la mécanique quantique dans l'espace plat et je ne me préoccuperai ni de la gravité classique ni de la gravité quantique. Nous aurons suffisamment de mal à nous y tenir sans nous soucier de ce qui se passe lorsque la géométrie de l'espace-temps est elle-même une variable quantique.

3

(1) Some Things Everyone Knows

(Even if not everyone believes them)

(i) The state of a physical system at a fixed time is a vector in a Hilbert space, $|\psi\rangle$, normalized such that $\langle\psi|\psi\rangle = 1$.

(ii) It evolves in time according to

$$\mathrm{i}\frac{\partial}{\partial t}\,|\psi\rangle = H\,|\psi\rangle$$

where H is "the Hamiltonian", some self-adjoint linear operator.

Commençons par un bref rappel. Ces diapositives vont défiler extrêmement vite. Un pointeur pourrait être utile... J'ai toujours peur de ce genre d'objet : je risquerais de le faire pointer dans le mauvais sens et de zapper un membre du public.

L'état d'un système physique à un instant donné est un vecteur dans l'espace de Hilbert. D'après Dirac, nous l'appelons ψ. Nous le normalisons à la norme unitaire. Il évolue dans le temps selon l'équation de Schrödinger, où l'hamiltonien est un opérateur linéaire auto-adjoint : simple s'il s'agit d'un atome unique, et complexe s'il s'agit d'une théorie quantique des champs.

Si vous avez des questions sur le contenu affiché à l'écran, veuillez quitter l'auditorium, car vous ne pourrez rien comprendre d'autre au cours.

> 4
>
> (iii) Some (maybe all) self-adjoint operators are "observables". If $|\psi\rangle$ is an eigenstate of the observable A with eigenvalue a,
>
> $$A\,|\psi\rangle = a\,|\psi\rangle$$
>
> then we say "the value of A is certain to be observed to be a".
>
> [Strictly speaking, just a definition, but there is an implicit promise (c.f. $F = ma$).]

Certains, voire tous, les opérateurs auto-adjoints sont des "observables". Si l'état est un état propre d'un observable A, de valeur propre a, alors on dit que la valeur de A est a, est certainement observée comme étant a. À proprement parler, ceci n'est qu'une définition de ce que j'entends par "observable" et "observé", mais bien sûr, c'est parce que ces mots n'ont jamais été utilisés dans les diapositives précédents, donc je peux les appeler comme je veux. Bien sûr, c'est comme dire que la deuxième loi de Newton $F = ma$, telle qu'elle apparaît dans les manuels de mécanique, n'est qu'une définition de ce que l'on entend par "force". C'est vrai, à proprement parler, mais nous vivons dans un monde où il existe une promesse implicite que lorsque quelqu'un écrit cela, lorsqu'il commence à parler de systèmes dynamiques particuliers, il donnera des lois pour la force, et non, par exemple, pour une quantité impliquant la dérivée $17^{\text{ième}}$ de la position.

De même, les mots "observable" et "observé" ont une histoire antérieure à la mécanique quantique. On aime dire que toutes ces choses ont un sens en mécanique classique, mais en réalité, cela remonte bien avant la mécanique classique.

Je suis sûr que les habitants précolombiens du Massachusetts étaient capables de dire, dans leur langue, "J'observe un cerf", malgré leurs maigres connaissances en mécanique newtonienne. En fait, je soupçonne même que le cerf était capable d'observer les Amérindiens malgré sa compréhension encore plus faible des variables d'action et d'angle.

Il y a donc une promesse implicite ici : lorsqu'on met en place toute la théorie et que l'on commence à calculer, les mots "observe" et "observable" correspondent à des entités qui agissent de la même manière que celles du langage courant, dans les circonstances où ce langage est applicable. Démontrer cela est une longue histoire. Ce n'est pas un sujet sur lequel je vais me concentrer ici, notamment l'approximation WKB et l'analyse de von Neumann d'un appareil de mesure idéal [8], mais je voulais juste souligner que ça existe.

Passons maintenant au quatrième point : chaque mesure effectuée lorsque l'état ψ est un état propre de l'observable donne l'une des valeurs propres, la probabilité de trouver une valeur propre particulière a étant proportionnelle à la taille de la partie de la fonction d'onde correspondant au sous-espace des états de valeur propre a. (Je suppose ici, par souci de simplicité, que le spectre des valeurs propres est discret). Si a a été mesuré, alors l'état du système après la mesure n'est que cette partie de la fonction d'onde ; tout le reste a été annihilé. Et, bien sûr, il doit être rééchelonné, ou, en tant que théoricien quantique des champs, je suppose que je devrais dire renormalisé, afin qu'il retrouve sa norme unitaire. C'est le fameux postulat de projection. On l'appelle parfois “la réduction du paquet d'ondes”.

> 5
>
> (iv) Every measurement of A yields one of the eigenvalues of A. The probability of finding a particular eigenvalue, a, is
>
> $$\|P(A;a)\,|\psi\rangle\|^2$$
>
> where $P(A;a)$ is the projection operator on the subspace of states with eigenvalue a. (I assume, for notational simplicity, that A has a discrete spectrum.) If a has been measured, then the state of the system after the measurement is
>
> $$\frac{P(A;a)\,|\psi\rangle}{\|P(A;a)\,|\psi\rangle\|}$$
>
> (Much) more about this later.

C'est très différent des trois affirmations précédentes que j'ai inscrites au tableau, car cela en contredit une : l'évolution causale temporelle selon l'équation de Schrödinger. L'équation de Schrödinger,

$$\frac{d|\psi\rangle}{dt} = -iH|\psi\rangle, \tag{1}$$

est totalement causale : étant donné la fonction d'onde initiale, c'est-à-dire l'état initial du système, l'état final est totalement déterminé. De plus, cette causalité est invariante par renversement temporel : étant donné l'état final, l'état initial est totalement déterminé.

Cette opération est différente de l'équation de Schrödinger. Elle n'est pas déterministe. Elle est probabiliste. Il y a non seulement le fait qu'on ne peut pas prédire l'avenir à partir du passé. Mais de plus, même lorsqu'on connaît l'avenir, on ne sait pas ce qu'était le passé. Si je mesure un électron et découvre qu'il s'agit d'un état propre de σ_z avec $\sigma_z = +1$, je n'ai aucun moyen de connaître son état initial. Peut-être s'agissait-il de $\sigma_z = +1$, ou de $\sigma_x = +1$, et il s'avère que j'étais dans la branche de probabilité 50 % qui a obtenu la mesure $\sigma_z = +1$.

Ceci conclut le préliminaire. Avant d'aborder la première des deux parties principales du cours, l'analyse GHZM [5,6], avez-vous des questions à ce sujet ?

6

(2) Credits for the next part

[i] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, Phys. Rev. 47, (1935) 777.

[ii] J. S. Bell, Rev. Mod. Phys. 38, 447 (1966); —, Physics 1 (1964) 195.

[iii] N.D. Mermin, Physics Today 38, April 1985, p. 38.

[iv] D.M. Greenberger, M.A. Horne, A. Shimony, and A. Zeilinger, Am. J. Phys. 58 (1990) 1131.

[v] N.D. Mermin, Am. J. Phys. 58 (1990) 731; —, Physics Today 43, June 1990, p. 9.

Dans la deuxième partie, je reviendrai sur une analyse critique de la "réduction du paquet d'ondes", mais pour la première partie de ce cours, je préfère la considérer comme acquise. Il y a des références, mais en fait, je les appelle crédits, car j'ai remarqué que personne ne les note jamais. C'est juste pour éviter que l'orateur ne soit poursuivi en justice. Toute cette analyse, Tout le monde le sait, commence par les travaux d'Einstein, Rosen et Podolsky [9], qui ont été source d'irritation pendant quelques années, jusqu'à ce que John Bell [2,3], reprenant une idée de David Bohm [10], puisse la transformer en un argument concluant à l'impossibilité de l'existence de variables cachées.

Une amélioration pédagogique a été apportée par David Mermin [11] qui, du moins à mon avis, a vraiment clarifié le sens de l'analyse de Bell. Ensuite, une expérience complètement différente a été suggérée par Greenberger, Horn et Zeilinger. J'ai ici une référence à un article qu'ils ont écrit avec Abner Shimoni [7], non pas parce que c'était l'article original, mais parce que l'article original [6] est un bref compte rendu dans les actes d'une conférence. Celui-ci peaufine le tout. Voici ma version de la version de Mermin [4,5] de l'expérience Gedanken de Greenberger, Horn et Zeilinger [6], inspirée par John Bell [2] et basée sur Bohm [10] et Einstein, Rosen et Podolsky [9]. J'ai omis 90 % des références.

J'aime envisager cette analyse en imaginant un physicien, que j'appelle "Dr Diehard", qui était là à l'époque de la découverte de la mécanique quantique à la fin des années 1920 et qui n'y croyait pas. Bien que du temps se soit écoulé depuis, il est toujours là, assez âgé mais intellectuellement vigoureux, et il n'y croit toujours pas. Notre tâche est de le convaincre que la mécanique quantique est juste et que les idées classiques sont fausses, ou même, comme je le dis, les idées préclassiques primitives. Inutile d'essayer de l'impressionner avec le moment magnétique anomal de l'électron ou le comportement des atomes artificiels dont nous venons d'entendre parler, ou quoi que ce soit du genre, car il est si profondément opposé à la mécanique quantique et si vieux et têtu que dès qu'on commence à inscrire une équation de mécanique quantique au tableau, son cerveau s'éteint, un peu comme le mien lors d'un séminaire sur la théorie des cordes. La seule façon de le convaincre est donc de recourir à des arguments très généraux, et non à des calculs particuliers.

À première vue, vous vous dites : "C'est facile : la mécanique quantique est probabiliste, la mécanique classique est déterministe. Si j'ai cet électron dans un état propre de σ_x et que je choisis de mesurer σ_z, je ne peux pas dire si je vais obtenir $+1$ ou -1. Personne ne peut le dire. C'est très différent de la mécanique classique, et cela semble décrire le monde réel".

7

Dr. Diehard neither believes in nor understands quantum mechanics. "Deep down, it's all classical!"

Probabilistic? "Just classical probability!"

$$A = A(\alpha)$$

where α = "subquantum" or "hidden" variables; may be very many; may involve "apparatus" as well as "system".

$$\text{Prob}\{A \leq a\} = \int \theta(a - A(\alpha))d\mu(\alpha)$$

where $\mu(\alpha)$ = probability distribution for the hidden variables—"a result of our ignorance not some quantum nonsense!"

Noncommuting Observables? "Just interfering measurements!"

Mais le Dr Diehard n'en est pas convaincu une seule seconde.

"La probabilité n'a rien à voir avec cette mécanique quantique sophistiquée. Jérôme Cardan écrivait les règles des probabilités lorsqu'il analysait les jeux de hasard à la fin de la Renaissance. Quand je lance une pièce ou quand je vais à Las Vegas pour faire un tour à la roulette, les résultats semblent parfaitement probabilistes. Mais je ne vois pas la constante de Planck jouer un rôle significatif là-dedans", dit-il. "Si la roulette me donne un résultat probabiliste, c'est parce qu'il existe toutes sortes de conditions initiales sensibles que je ne peux pas mesurer suffisamment bien – des conditions initiales auxquelles l'état final de la bille est sensible – et qu'il existe toutes sortes de degrés de liberté du système que je ne peux pas contrôler, et c'est à cause de mon ignorance, et non en raison d'une quelconque physique fondamentale, que j'obtiens un résultat probabiliste."

C'est ce qu'on appelle parfois la position de la variable cachée.

En réalité, on ne connaît pas tout de l'état de l'électron lorsqu'on mesure son impulsion et son spin le long de l'axe des x. Il existe des milliards de variables cachées inconnues que vous ne pouvez pas contrôler ; elles sont peut-être aussi présentes dans le système qui mesure l'électron. (Il n'y a aucune séparation, de ce point de vue, entre l'observateur qui observe le système et la quantité observée). Si vous connaissiez ces quantités avec exactitude, vous sauriez exactement ce que l'électron irait faire dans toute expérience future.

Mais comme vous ne les connaissez que de manière probabiliste, vous n'avez qu'une distribution probabiliste.

Voici ce que j'ai écrit avec une notation mathématique un peu sophistiquée. [Coleman montre la diapositive 7.] En fait, c'est exact : on peut obtenir la probabilité à partir de la mécanique classique. John von Neumann en était conscient il y a longtemps. Il disait : "Non, ce n'est pas la véritable différence entre la mécanique classique et la mécanique quantique. La véritable différence réside dans le fait qu'en mécanique quantique, vous avez des observables non commutatifs : si vous mesurez σ_x de manière répétée, pour un électron, et en veillant à l'isoler du monde extérieur, vous obtenez toujours le même résultat. Mais si vous mesurez ensuite σ_z et que vous obtenez un résultat probabiliste, lorsque vous mesurez à nouveau σ_x, vous obtenez à nouveau un résultat probabiliste la première fois : la première mesure de σ_z a interféré avec la mesure de σ_x. Cela est dû au fait qu'on a des observables non commutatives, caractéristiques de la mécanique quantique".

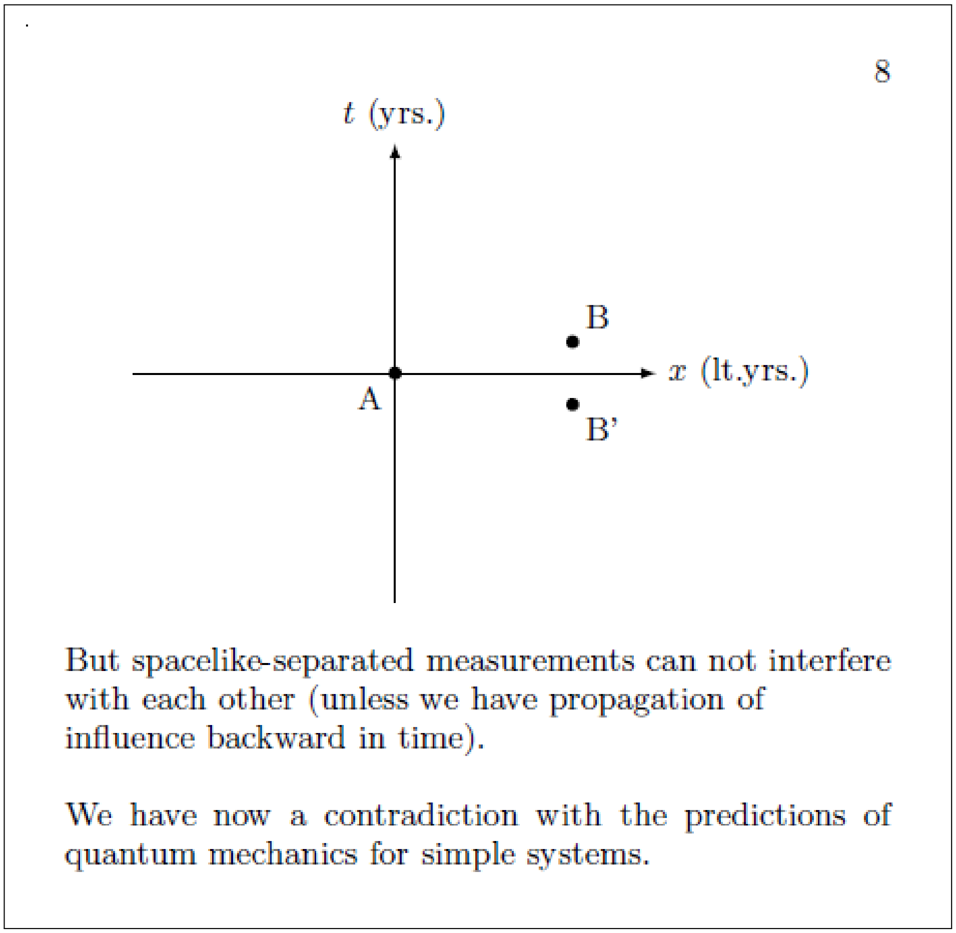
Le Dr Diehard déclare : "C'est un nonsens complet ! Nous sommes de grands maladroits. Quand nous pensons faire une mesure nette de σ_x, nous risquons de gâcher toutes ces observables cachées. Quand nous mesurons votre σ_z, nous obtenons un résultat différent, car nous avons tout gâché. Mes amis anthropologues en parlent souvent lorsqu'ils discutent de la façon dont un anthropologue peut influencer une société isolée qu'il croit observer. Et, pour une raison que j'ignore, ils appellent cela le principe d'incertitude."

Et le Dr Diehard de poursuivre : "Mes amis psychologues sociaux me disent que si vous faites un sondage d'opinion, à moins de le construire très soigneusement, les réponses que vous obtiendrez aux questions dépendront de l'ordre dans lequel elles sont posées." (C'est vrai, d'ailleurs). Il ne voit aucune différence entre cela et les mesures de σ_x et σ_z".

C'est la position du Dr Diehard.

Comme l'a souligné John Bell dans le premier des deux articles que j'ai cités [2] – qui n'est pas celui qui traite de la fameuse inégalité –, il s'agit en fait d'une position irréfutable, malgré tout ce qui a été dit de contraire à cela dans la littérature. À ce niveau, il n'y a aucun moyen de la réfuter. Il a donné un exemple précis d'une théorie classique qui, à ce niveau, reproduisait tous les résultats de la mécanique quantique : la théorie de l'onde pilote de de Broglie [12].

Cependant, si le Dr Diehard admet une chose de plus, nous pouvons le piéger. Je vais maintenant expliquer ce qu'est cette chose.



Mais les mesures séparées dans l'espace, i.e. d'un point de vue spatial, ne peuvent pas interférer entre elles (sauf si l'influence se propage vers l'arrière dans le temps).

Nous sommes maintenant en contradiction avec les prédictions de la mécanique quantique pour les systèmes simples.

Voici un dessin de l'espace-temps. Il est en réalité quadridimensionnel, mais, en raison de contraintes budgétaires, j'ai dû le représenter comme un objet bidimensionnel. L'échelle a été choisie pour que le temps t soit mesuré en années et x en années-lumière ; les trajectoires des rayons lumineux sont donc des lignes à 45 degrés.

Considérons maintenant deux mesures sur deux systèmes potentiellement différents, effectuées dans deux régions A et B – oublions B' pour l'instant, son rôle apparaîtra plus tard. Ainsi, ces points noirs représentent en réalité des régions substantielles de l'espace-temps, dans lesquelles une expérience a été menée.

Le Dr Diehard devra bien admettre que, bien que les résultats d'une expérience en A puissent interférer avec ceux d'une expérience en B, les résultats d'une expérience en B peuvent difficilement interférer avec ceux d'une expérience en A, à moins que l'information ne puisse remonter dans le temps, ce que le Dr Diehard considère comme inacceptable. En effet, A est terminé et ses résultats sont consignés dans le journal de bord avant que B ne se produise.

D'un autre côté, si nous imaginons un autre observateur de Lorentz avec un autre système de coordonnées, B apparaîtra ici comme B'. B et B', comme vous pouvez le constater à l'œil nu, sont sur la même hyperbole spatiale : une transformation de Lorentz laisse A inchangé à l'origine des coordonnées et transforme B en B'. B et B' sont séparés de A spatialement. Un signal lumineux ne peut pas aller de A à B, et rien de ce qui se déplace plus lentement que la vitesse de la lumière ne peut aller de A à B.

Ce deuxième observateur de Lorentz présenterait le même argument que moi, sauf qu'il intervertirait les rôles de A et B'. Il dirait que les résultats d'une expérience en A ne peuvent pas interférer avec la réalisation d'une expérience en B', car B' est antérieur à A. Or, B' est B, simplement B vu par un autre observateur. Par conséquent, si vous croyez au principe d'invariance de Lorentz et que vous pensez qu'il est impossible de transmettre des informations dans le passé, vous devez conclure que les expériences réalisées dans des lieux suffisamment éloignés les uns des autres ne peuvent interférer. L'ordre dans lequel vous posez les questions importe peu, que cette question soit posée à un Terrien et celle-ci à un habitant de la nébuleuse d'Andromède, et qu'elles soient toutes deux posées aujourd'hui.

Avez-vous des questions à ce sujet ? C'est la base sur laquelle le reste se basera.

Pour le reste, nous acceptons la position de Diehard.

Voici maintenant la proposition expérimentale : il s'agit d'un dessin d'une proposition imaginaire adressée au ministère de l'Énergie pour l'expérience Diehard. Trois des étudiants de troisième cycle du Dr Diehard sont affectés à des stations expérimentales, comme vous le voyez à l'échelle, elles sont à plusieurs minutes-lumière les unes des autres. Ces étudiants, par manque d'imagination, sont appelés numéros 1, 2 et 3. Ils sont presque aussi vieux que le Dr Diehard ; il est difficile de faire une thèse sous sa direction.

On les informe qu'une fois par minute, quelque chose sera envoyé d'une mystérieuse station centrale à chacune des trois équipes Diehard ; ils ne savent pas ce que c'est.

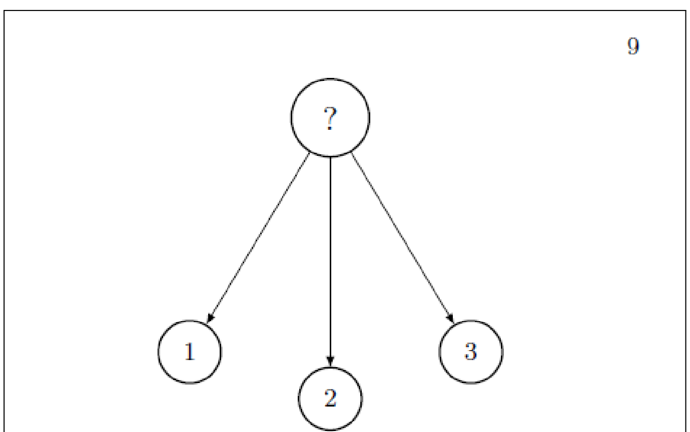


Fig. 1: The Diehard Proposal (1" = 1 light minute)

10

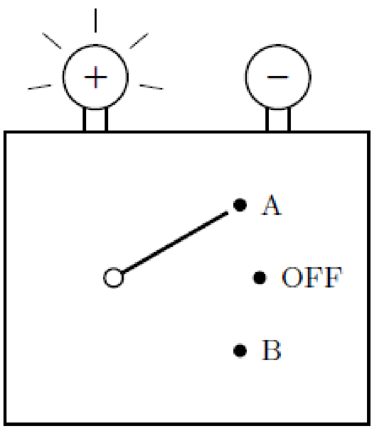


Fig. 2: The Acme "Little Wonder" Dual Cryptometer

Cependant, ils sont équipés d'appareils de mesure dont ils ignorent la structure. On les appelle cryptomètres doubles car ils peuvent mesurer deux choses, mais personne ne sait lesquelles – du moins, les étudiants ne le savent pas. Ils peuvent tourner un interrupteur pour mesurer A ou B. Ils prennent cette décision une fois par minute, peu avant l'heure annoncée du signal, et effectivement, une ampoule s'allume indiquant soit A est égal à $+1$, soit A est égal à -1 s'ils mesurent A, ou la même chose pour B. Ils n'ont aucune idée de ce que sont A et B.

Il est possible que la station centrale leur envoie des particules élémentaires. Il est possible que la station centrale leur envoie des échantillons de sang, qu'ils ont le choix d'analyser pour détecter un taux de cholestérol ou de glycémie élevé. Il est possible que tout cela soit un canular, qu'il n'y ait pas de station centrale et qu'un petit ordinateur numérique à l'intérieur du cryptomètre allume et éteigne les lumières. Ils ne savent pas.

De cette façon, ils obtiennent une séquence de mesures, qu'ils enregistrent ainsi. [Coleman pointe la diapositive 11.] La première ligne signifie que l'observateur 1 a décidé de mesurer A et a obtenu le résultat $+1$; l'observateur 2 décidé de mesurer A et a obtenu le résultat -1 et l'observateur 3 a décidé de mesurer B et a obtenu le résultat -1 ; et l'observateur 3 a décidé de mesurer B et a obtenu le résultat -1. Ils ont ainsi obtenu des milliards de mesures sur une longue bande. Ils les enregistrent ainsi car ils croient vraiment que, quoi que fasse cet objet, $A_1 = 1$, c'est-à-dire que la valeur de la quantité A qui serait mesurée à la station 1 est $+1$, indépendamment de ce qui se passe aux stations 2 et 3, car ces trois mesures sont séparées spatialement. C'est ce qu'ils doivent croire s'ils sont des purs et durs. Ils doivent croire qu'il existe réellement une valeur prévisible de cet objet, qu'ils connaîtraient s'ils connaissaient toutes les variables cachées. Dans ce cas précis, ils ne savent pas ce qu'est B_1, mais ils savent ce qu'est A_1.

11

The Diehard team obtains records like

$$\begin{array}{lll} A_1 = 1 & B_2 = -1 & B_3 = -1 \\ A_1 = 1 & A_2 = -1 & B_3 = -1 \\ B_1 = 1 & B_2 = 1 & A_3 = 1 \\ & \ldots & \end{array}$$

They find whenever they measure $A_1B_2B_3$ it is $+1$.
Likewise for $B_1A_2B_3$ and $B_1B_2A_3$.

They deduce that

$$\boxed{A_1A_2A_3 = 1}$$

En effectuant leurs mesures, ils constatent que, dans environ 3/8 des cas, ils prennent des décisions aléatoires concernant les éléments à mesurer : chaque fois qu'ils mesurent un A et deux B, le produit des mesures est égal à +1. Ils font leurs choix au hasard et, comme ils croient que ces éléments ont une signification bien définie, indépendamment de leurs mesures, ils doivent croire, s'ils croient aux principes empiriques normaux, que la valeur du produit d'un A et de deux B – la valeur qui serait obtenue s'ils avaient effectué la mesure – est toujours égale à +1. Parfois, ces trois nombres sont tous à +1. Parfois, l'un d'eux est à +1 et les deux sont à -1. Mais le produit est toujours égal à +1. C'est comme si je vous donnais un milliard de boîtes et que vous en retourniez 3/8 et découvriez que chacune d'elles contenait une pièce de un cent. Vous supposeriez, à 1 près sur la racine carrée de N (erreur négligeable), que si vous ouvriez toutes les autres boîtes, elles contiendraient également des pièces de un cent. Par le miracle de l'arithmétique moderne – c'est-à-dire en multipliant ces trois nombres et en utilisant le fait que chaque B au carré vaut 1 – ils en déduisent que s'ils consultaient leur bande magnétique pour les expériences où ils avaient choisi de mesurer le produit de trois A, ils obtiendraient la réponse +1.

Maintenant, regardons ce qui se passe réellement. Un peu de suspense peut aider...

[Coleman couvre la majeure partie de la diapositive 12].

12

Behind the Scenes

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\uparrow\uparrow\uparrow\rangle - |\downarrow\downarrow\downarrow\rangle\right]$$

$A_1 = \sigma_x^{(1)} \quad B_1 = \sigma_y^{(1)} \quad$ etc.

$$A_1 B_2 B_3 \, |\psi\rangle = \sigma_x^{(1)} \sigma_y^{(2)} \sigma_y^{(3)} \, |\psi\rangle = |\psi\rangle$$

etc. for $B_1 A_2 B_3$ and $B_1 B_2 A_3$.

But . . .

$$A_1 A_2 A_3 \, |\psi\rangle = \sigma_x^{(1)} \sigma_x^{(2)} \sigma_x^{(3)} \, |\psi\rangle = - \, |\psi\rangle$$

What spooky action-at-a-distance?

Après tout, ce ne sont pas des échantillons de sang que nous leur envoyons, mais trois particules de spin un demi disposées dans l'état initial particulier suivant : un sur la racine carrée de deux, tous les spins vers le haut moins tous les spins vers le bas :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}[| \uparrow\uparrow\uparrow\rangle - [\downarrow\downarrow\downarrow\rangle] \tag{2}$$

A est simplement σ_x pour la particule qui arrive à la station appropriée, et B est σ_y.

Vérifions d'abord que $A_1 B_2 B_3$ agissant sur cet état est $+1$. D'après la troisième affirmation concernant la mécanique quantique que j'ai inscrite au tableau dans ma section préliminaire [voir diapositive 4], cette quantité sera toujours mesurée à $+1$. Eh bien, nous avons $\sigma_x(1)\sigma_y(2)\sigma_y(3)$ d'après ma table de transcription. σ_x devient vers le haut et vers le bas. σ_y devient vers le bas avec un facteur i ou peut-être $-i$, je ne m'en souviens jamais, mais ce n'est pas un problème ici, car il y en a deux, donc le carré est toujours -1. Agissant sur la première composante de cet état, cet opérateur produit la seconde composante incluant le signe moins, tandis qu'agissant sur la seconde composante, cet opérateur produit la première. Cet état est donc effectivement un état propre de cet opérateur avec une valeur propre $+1$.

Et, bien sûr, comme tout est invariant par permutation, il en va de même pour les deux autres opérateurs.

Mais $A_1 A_2 A_3$ est $\sigma_x(1)\sigma_x(2)\sigma_x(3)$, et σ_x se transforme en un état bas sans signe moins. Cet état est donc également un état propre de $A_1 A_2 A_3$, mais avec une valeur propre de 1.

Les étudiants, utilisant uniquement ces idées proto-classiques – elles ne sont même pas assez développées pour être qualifiées de physique classique, elles constituent en quelque sorte les fondements du raisonnement classique – en déduisent qu'ils obtiendront toujours $A_1A_2A_3 = +1$, parfois un $+1$ et deux -1, mais toujours $+1$. En fait, si la mécanique quantique est correcte, ils obtiendront toujours -1.

Cet argument est pédagogiquement supérieur à l'argument original de Bell pour deux raisons : premièrement, il n'implique pas de coefficients de corrélation ; la mécanique classique ne dit pas que cela se produira 47 % du temps, tandis que la mécanique quantique dit que cela se produit dans 33 % des cas. Deuxièmement, il est facile à retenir - chaque fois que je donne un cours sur l'inégalité de Bell, je dois le vérifier à nouveau, car je ne me souviens jamais de la dérivation. Ce truc - ses ingrédients sont si simples que si quelqu'un vous réveille au milieu de la nuit dans quatre ans, vous met un pistolet sur la tempe et vous dit : "Montrez-moi l'argument GHZM", vous devriez pouvoir le faire.

Nous avons montré qu'il existe des expériences de mécanique quantique dont les conclusions ne peuvent être expliquées par la mécanique classique, même au sens le plus général de la mécanique classique, à moins, bien sûr, que le spécialiste de la mécanique classique ne soit prêt à supposer une transmission d'informations plus rapide que la vitesse de la lumière, ce qui, avec le principe de relativité, équivaut à une transmission d'informations vers le passé.

C'est bien sûr aussi la conclusion de John Bell. Elle est, je dois le dire, largement déformée dans la littérature populaire, et même dans certains ouvrages moins populaires.

Ce n'est pas bien exprimé. Je veux dire, dans certains ouvrages techniques, où l'on parle de mécanique quantique impliquant nécessairement des connexions entre des régions de l'espace-temps séparées temporellement ou spatialement. C'est une inversion totale. Il n'y a aucune connexion entre des régions de l'espace-temps séparées spatialement ou temporellement dans cette expérience.

En fait, il n'y a pas d'hamiltonien d'interaction, et encore moins un hamiltonien qui transmettrait l'information plus vite que la vitesse de la lumière, sauf qu'il y a peut-être un hamiltonien d'interaction entre les cryptomètres individuels et les particules.

Mais sinon, c'est soit de la mécanique quantique, soit de la transmission supraluminique d'informations, pas les deux.

Pourquoi diable les gens – j'essaie de voir dans la tête des autres, ce qui est toujours une opération dangereuse, mais laissez-moi le faire – pourquoi diable les gens se trompent-ils autant, se trompent-ils autant sur un point aussi simple ? Pourquoi écrivent-ils de longs livres sur la mécanique quantique et la non-localité, pleins de flèches bizarres pointant dans des directions différentes ? Bon, ce sont les philosophes techniques. En fait, – enfin, je vais essayer de ne pas contrevenir aux lois sur la diffamation – alors, bref, pourquoi font-ils ça ? C'est parce que, je pense que secrètement, au fond d'eux-mêmes, ils croient que c'est vraiment de la mécanique classique – ils croient vraiment qu'on est en train de leur faire une blague - profondément, très profondément, ils croient que c'est vraiment de la mécanique classique.

12a

"Every successful physical theory swallows its predecessor alive."

But it does so by interpreting the concepts of the old theory in terms of the new, NOT the other way around.

Thus our aim is NOT "the interpretation of quantum mechanics." It is the interpretation of classical mechanics.

On a tendance à mal interpréter les choses, et il ne faut pas le faire. On a dit, et à juste titre, que toute théorie physique réussie engloutit les théories précédentes. Par là, nous entendons que, dans le domaine approprié, par exemple, de la même manière que la mécanique statistique a digéré la thermodynamique : les concepts fondamentaux de la thermodynamique – l'entropie par exemple, ou la chaleur – ont été expliqués en termes de mouvements moléculaires.

Nous avons ensuite montré que si l'on définissait la chaleur en termes de mouvement moléculaire, elle agissait, dans des conditions appropriées, pratiquement de la même manière qu'en thermodynamique. Ce n'est pas l'inverse. Il s'agit non pas d'interpréter la nouvelle théorie en termes de l'ancienne, mais l'ancienne théorie en termes de la nouvelle.

Feynman explique des concepts scientifiques élémentaires à un intervieweur, qui, je crois, était le producteur Christopher Sykes. Celui-ci demande à Feynman d'expliquer la force entre les aimants. Feynman hésite un moment, puis il trouve la bonne réponse et dit quelque chose qui touche droit au but. Il dit : "Vous vous trompez complètement, car vous ne me demandez pas d'expliquer la force entre votre pantalon et le siège de votre chaise. Vous voulez, lorsque vous parlez de la force entre les aimants, que je l'explique en termes de forces que vous considérez comme fondamentales : celles entre les corps en contact."

Évidemment, je ne le formule pas aussi bien que Feynman. Mais bon, comme le disait Picasso, en d'autres circonstances, il n'est pas nécessaire que ce soit un chef-d'œuvre pour que l'on comprenne l'idée. Nous, physiciens, savons tous que c'est l'inverse : la force fondamentale entre les atomes est la force électromagnétique, qui décroît comme un sur R au carré. Christopher Sykes était confus, car il demandait quelque chose d'impossible. Il aurait dû demander d'expliquer la force de la chaise-pantalon en termes de force entre aimants. Au lieu de cela, il a demandé de dériver la quantité fondamentale en termes de la quantité dérivée.

De même, une erreur similaire est commise ici. Le problème ne réside pas dans l'interprétation de la mécanique quantique.

C'est prendre les choses à l'envers. Le problème réside dans l'interprétation de la mécanique classique.

Je vais maintenant aborder ce sujet, et en particulier le célèbre, ou tristement célèbre, postulat de projection.

13

(3) Credits for the next part

[vi] J. von Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (1932).

[vii] H. Everett (1957), Rev. Mod. Phys. 29, 454 (1957).

[viii] J. Hartle, Am. J. Phys. 36 (1968) 704.

[ix] E. Farhi, J. Goldstone, and S. Gutmann, Ann. Phys. (NY) 192, (1989) 368.

L'analyse fondamentale est celle de von Neumann. Je ne lis pas un mot d'allemand, mais je voulais citer cette publication ancienne [8]. J'en ai lu une traduction anglaise [13].

La position que je vais défendre est associée à un article classique de Hugh Everett [14]. Certains des points que je développerai plus tard sur les probabilités proviennent d'un article de Jim Hartle [15], ainsi que d'un article d'Eddie Farhi, Jeffrey Goldstone et Sam Gutmann [16], tous deux de Cambridge.

Je prépare un électron dans un état propre σ_x et je mesure σ_z — la fameuse "réduction non déterministe du paquet d'ondes" a lieu, et à probabilités égales, je ne peux pas dire selon quelle valeur de probabilité, le spin s'oriente vers le haut ou vers le bas.

Mais c'est assez irréaliste, même pour une mesure très idéalisée. Un électron est une toute petite chose, et j'ai une mauvaise vue. Je ne pourrai probablement pas voir directement son spin. Il faut un appareil de mesure intermédiaire. Nous compliquons donc le système.

L'état initial est le même que précédemment, en ce qui concerne l'électron, mais l'appareil de mesure est dans un état neutre [M_0 sur la diapositive 14]. L'électron interagit avec l'appareil de mesure. Von Neumann nous a montré comment mettre en place l'hamiltonien d'interaction : si l'électron tourne vers le haut, l'appareil de mesure – peut-être un de ces cryptomètres doubles – fait clignoter l'ampoule indiquant +1 ; si l'électron tourne vers le bas, l'ampoule indiquant −1 clignote. Il s'agit de l'évolution temporelle déterministe normale selon l'équation de Schrödinger. J'aimerais commencer par récapituler l'analyse de von Neumann sur la chaîne de mesure.

Maintenant, j'arrive. Je ne vois pas l'électron, mais j'observe le dispositif. Selon le postulat de projection habituel, je le vois soit dans l'état +1, soit dans l'état −1. Lorsque j'effectue mon observation et que je vois l'état +1, le reste de la fonction d'onde est annihilé. J'obtiens, quelle que soit la probabilité, ces deux choses [Coleman pointe les vecteurs d'état $|\uparrow, M_+\rangle$ et $|\downarrow, M_-\rangle$ en bas de la diapositive 14]. Le résultat est le même que précédemment, car l'électron est intriqué avec le dispositif. Je mesure le dispositif. L'électron m'accompagne dans la balade.

14

The Measurement Chain (after von Neuman)

(1) Electron prepared in σ_x eigenstate:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle]$$

I measure σ_z:

$$|\psi\rangle = \begin{cases} |\uparrow\rangle \\ |\downarrow\rangle \end{cases} \quad \text{equal probabilities}$$

Non-deterministic "reduction of the wave function"

(2) Electron as before, measuring device in ground state:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow, \mathrm{M}_0\rangle + |\downarrow, \mathrm{M}_0\rangle]$$

Electron interacts with the device:

$$|\psi\rangle \to \frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow, \mathrm{M}_+\rangle + |\downarrow, \mathrm{M}_-\rangle]$$

(normal deterministic time evolution)

I observe device:

$$|\psi\rangle = \begin{cases} |\uparrow, \mathrm{M}_+\rangle \\ |\downarrow, \mathrm{M}_-\rangle \end{cases} \quad \text{equal probabilities}$$

Maintenant, compliquons un peu les choses. Supposons que je ne puisse pas effectuer la mesure car je donne ce cours. Cependant, j'ai un collègue, un expérimentateur très intelligent – pour plus de précision, disons que c'est Paul Horowitz – qui a construit un robot ingénieux. Je l'appellerai Gort. C'est un bon nom pour un robot. Je dis : "Gort, je veux que tu ailles voir pendant le cours ce que dit l'appareil de mesure sur l'électron." Et donc, Gort s'exécute. Bien que ce soit un robot extrêmement ingénieux et complexe, il n'en reste pas moins que c'est un grand système de mécanique quantique, comme tout le reste. C'est donc la même histoire. Tout commence avec l'électron dans une superposition d'états haut en bas, l'appareil de mesure étant neutre, un certain registre et une puce RAM dans le ventre de Gort, sans rien d'écrit non plus. Ensuite, tout interagit et l'état de ce monde est le suivant : l'électron est "en haut", les appareils de mesure indiquent "en haut", le registre de la puce RAM de Gort indique "en haut", et la même chose avec "en haut" remplacé par "en bas", le tout divisé par la racine carrée de deux. Et Gort entre en roulant avec ses roulettes, et je dis : "Dis donc, Gort, dans quel sens tourne l'électron ?" Et il me le dit. Et boum, il entre dans l'un ou l'autre de ces états avec une probabilité de cinquante pour cent.

Mais Gort est très poli. Il remarque que je donne un cours.

Alors, plutôt que de venir directement vers moi, il s'approche de mon collègue, le professeur Nelson, assis dans un coin, et lui tend un extrait de document imprimé indiquant "haut" ou "bas", en disant : "Passe ceci à Sidney quand le cours sera terminé". Et il s'éloigne.

Eh bien, bien sûr, le vitalisme était une position intellectuellement vivante au début du XIXe siècle. Le Dr Lydgate, dans Middlemarch, qui sera diffusé à la télévision demain, soutenait que les êtres vivants ne sont pas de simples systèmes mécaniques compliqués.

Mais cette position n'a pas eu beaucoup de partisans au cours de ce siècle.

Je pense que la plupart d'entre nous admettraient que David [Nelson] n'est qu'un système de mécanique quantique parmi d'autres, bien que peut-être plus compliqué que l'électron et Gort, et certainement plus sympathique. Bref, le voilà.

Donc, c'est la même histoire qu'auparavant : l'état du monde après tout cela est le suivant : électron "en haut", l'appareil de mesure indique "en haut", la puce RAM de Gort indique "en haut", le bout de papier de David indique "en haut", plus la même chose avec "en bas", divisé par la racine carrée de deux. Après le cours, je vais les voir et je leur dis : "Quoi de neuf, David ?" Boum ! Il me le dit. Et toute la fonction d'onde s'effondre.

Cela devient un peu absurde, surtout si l'on considère la possibilité que – après tout, je vieillis je ne suis pas en parfaite santé, je cours beaucoup – je fasse une crise cardiaque avant la fin du cours et que je meure. Que se passe-t-il alors ? Qui réduit le paquet d'ondes ?

Yakir Aharonov, qui a bien sûr acquis depuis une grande renommée, était jeune postdoctorant à Brandeis lorsque j'étais jeune postdoctorant à Harvard. J'avais lu von Neumann et réfléchi à la question, et j'en étais arrivé à une conclusion qui ne me plaisait pas : le solipsisme : j'étais le seul être au monde capable de réduire les paquets d'ondes. Sinon, cela n'avait aucun sens. Je n'étais pas totalement satisfait de cette position, même si j'étais aussi égocentrique que n'importe quel jeune homme – et même probablement plus égocentrique que la plupart –, je n'étais toujours pas satisfait de cette position. J'en discutais avec Aharonov. Même dans sa jeunesse, il fumait d'énormes cigares, qu'il utilisait pour ponctuer la conversation ; il en prenait d'énormes bouffées ; il était et est en quelque sorte le George Burns quantique.

Bref, je lui ai expliqué la situation, et il a dit :

"Je vois. [Coleman imite Aharonov inhalant et soufflant la fumée de son cigare.] Dites-moi : avant votre naissance, votre père pouvait-il réduire les paquets d'ondes ?"

15

(3) Add robot

(4) Add colleague

The problem of death. Aharonov's question.

I will argue the there is

NO special measurement process

NO reduction of the wave function

NO indeterminancy

NOTHING probabilistic

in quantum mechanics.

ONLY deterministic evolution
according to Schrödinger's Equation

"Ridiculous"—E. Schrödinger (1935)

"Absurd"—E.P. Wigner (1961)

"Why do I, the observer, perceive only one of the outcomes?"—W.H. Zurek (1991)

Je soutiendrai maintenant qu'en réalité, il n'existe pas de processus de mesure spécifique, qu'il n'y a pas de réduction de la fonction d'onde en mécanique quantique, qu'il n'y a pas d'indétermination et que rien n'est probabiliste, seulement une évolution déterministe selon l'équation de Schrödinger.

Ce n'est pas une position nouvelle. Dans son célèbre article sur le chat, Schrödinger [17] a avancé cette position, celle selon laquelle le chat se trouve en réalité dans la superposition cohérente de la mort et de la vie, et a immédiatement déclaré que c'était ridicule : "Nous rejetons cette possibilité ridicule..."

Quelques années plus tard, dans son article sur l'ami de Wigner, où Wigner [18] tentait de résoudre l'ancien problème corps-esprit par la théorie quantique de la mesure, il a également avancé cette position, la qualifiant d'"absurde".

Un article récent de Zurek [19] paru dans Physics Today : Zurek a apporté des contributions majeures à la théorie de la décohérence. Au lieu de simplement la qualifier de ridicule ou d'absurde, il a soulevé une question dont on peut discuter. Il a déclaré : "Si tel est le cas, pourquoi, en tant qu'observateur, ne perçois-je qu'un seul résultat ?" Voilà la question à laquelle je vais tenter de répondre : la question de Zurek. S'il n'y a pas de réduction du paquet d'ondes, pourquoi ai-je finalement le sentiment d'avoir observé un résultat précis, à savoir que l'électron tourne vers le haut ou vers le bas ?

15a

N. Mott (1929) asked: "If an ionized particle is emitted in an s-wave state in the center of a cloud chamber, why is the ionization track a straight line rather than some spherical symmetric distribution?" [Of course, we must assume that particle momentum is unchanged (to within some small angle) when it scatters off an atom.]

Let $|C\rangle$ be the state of the cloud chamber.

Define a "linearity operator" L, such that

$$
\begin{aligned}
L\,|C\rangle &= |C\rangle && \text{if track is straight (t.w.s.s.a.),} \\
L\,|C\rangle &= 0 && \text{on states orthogonal to these.}
\end{aligned}
$$

$$|\psi_\mathrm{i}\rangle = |\phi_{\boldsymbol{k}}, \mathrm{C}_0\rangle \;\to\; |\psi_{\mathrm{f},\boldsymbol{k}}\rangle$$

where $\phi_{\boldsymbol{k}}$ = state where the particle is concentrated near the center in position and near $\boldsymbol{k}$ in momentum.

$$L\,|\psi_{\mathrm{f},\boldsymbol{k}}\rangle = |\psi_{\mathrm{f},\boldsymbol{k}}\rangle$$

Now consider:

$$|\psi_\mathrm{i}\rangle = \int d\Omega_{\boldsymbol{k}}\,|\phi_{\boldsymbol{k}}, \mathrm{C}_0\rangle \;\to\; |\psi_\mathrm{f}\rangle = \int d\Omega_{\boldsymbol{k}}\,|\psi_{\mathrm{f},\boldsymbol{k}}\rangle$$

$$L\,|\psi_\mathrm{f}\rangle = |\psi_\mathrm{f}\rangle$$

Pour faciliter le sujet, j'aimerais commencer par une analyse de Neville Mott [20]. Dès 1929, Neville Mott s'inquiétait des chambres à brouillard. Il disait : "Regardez, un atome libère une particule ionisante au centre d'une chambre à brouillard, dans une onde S. Et elle trace une trajectoire rectiligne.

Pourquoi trace-elle une trajectoire rectiligne ? Si je pense à une onde S, elle est à symétrie sphérique. Pourquoi n'obtient-on pas une distribution aléatoire de particules à symétrie sphérique ? Pourquoi la trajectoire devrait-elle être rectiligne ?"

Nous allons maintenant répondre à cette question, plus rapidement et plus finement que Neville Mott. Bien sûr, nous avons 65 ans de recul.

Nous devons supposer que la diffusion entre la particule et un atome lorsqu'elle l'ionise reste inchangée ou ne change que dans un petit angle au départ ; sinon, bien sûr, même de manière classique, la particule rebondirait comme une bille dans un flipper.

Soit $|C\rangle$ l'état de la chambre à brouillard. Nous définissons un opérateur linéaire L - un opérateur de projection tel que L sur $|C\rangle$ est égal à $|C\rangle$ s'il existe une trajectoire et qu'elle forme une ligne droite à un angle près, et L sur $|C\rangle$ est égal à zéro si la trajectoire n'est pas une ligne droite, ou s'il n'y a pas de trajectoire. Imaginons maintenant que le problème démarre dans un état initial où la particule est concentrée près du centre de la chambre et à proximité d'une certaine quantité de mouvement k, et la chambre à brouillard dans un état neutre, le tout non ionisé et prêt à former des trajectoires. Ceci évolue vers un état final.

Nous pensons tous que si la particule était initialement dans un faisceau étroit, elle formerait bien sûr une trajectoire rectiligne le long de ce faisceau. L'état final serait un état propre de cet opérateur linéaire et aurait une valeur propre de $+1$.

Voici maintenant la partie délicate : pas compliquée à suivre, mais astucieuse. Je considère un état initial qui est une intégrale sur les angles k de cet état. Il s'agit d'un état où la particule est initialement dans une onde S, et la chambre à nuage est toujours dans un état neutre, indépendant de k. Cet état évolue par la linéarité – la linéarité causale – de l'équation de Schrödinger vers la superposition correspondante de ces états finaux ici [Coleman pointe du doigt l'état $|\psi_f\rangle$ en bas de la diapositive 15a]. Mais si j'ai une superposition linéaire d'états propres de la particule par rapport à l'opérateur L, chacun étant un état propre de valeur propre $+1$, alors la combinaison est également un état propre de valeur propre $+1$. Il y a donc aussi des traces en ligne droite.

Voilà la version courte de l'argument de Mott. Mott disait que le problème est que les gens considèrent l'équation de Schrödinger comme une onde dans un espace tridimensionnel plutôt que comme une onde dans un espace multidimensionnel. Je formulerais cela, en faisant une parenthèse – il est décédé, donc je ne peux pas vérifier si c'est une formulation exacte – et je dirais : le problème est que les gens considèrent la particule comme un système de mécanique quantique, mais la chambre à brouillard comme un système de mécanique classique. Si vous êtes prêt à accepter que la particule et la chambre à brouillard sont deux parties en interaction d'un même système de mécanique quantique, alors il n'y a pas de problème. C'est une onde S non pas parce que les trajectoires ne sont pas des lignes droites, mais parce qu'il existe une corrélation invariante en rotation entre l'impulsion de la particule et l'endroit où pointe la ligne droite.

Mais c'est toujours un état propre de cet opérateur linéaire.

Des questions à ce sujet ? Personne n'en doute : les traces dans les chambres à brouillard, ou les chambres à bulles si vous êtes assez jeune, sont des lignes droites, même si l'état initial est une onde S.

Je vais maintenant donner un argument de David Albert [21] concernant la question de Zurek. Zurek demandait : "Pourquoi ai-je toujours la perception d'avoir observé un résultat défini ?" Pour répondre à cette question, sans tricher : on ne peut pas supposer que Zurek a un esprit vitaliste, plein d'élan vital, qui ne respecte pas les lois de la mécanique quantique.

Il faut dire que l'observateur – enfin, je ne veux pas le nommer Zurek, ce serait une usurpation d'identité, je vais le prénommer comme moi, Sidney – possède un espace d'états de Hilbert, et une condition dans la conscience de Sidney correspond à la perception qu'il a observé un résultat défini. Il existe donc un opérateur de projection sur lui, l'opérateur de définition. Si vous le souhaitez, nous pourrions lui donner une définition opérationnelle : l'état où le résultat est défini comme valant +1, c'est-à-dire qu'un interrogateur poli hypothétique demande à Sidney : "Avez-vous observé un résultat précis ?", et il répond : "Oui". Dans les états orthogonaux, il dirait : "Non, zut, je regardais ailleurs quand ce panneau a clignoté", ou "J'ai oublié", ou "Ne me dérange pas, mec, je suis complètement défoncé", ou n'importe laquelle de ces choses.

16

To answer Zurek's question, we must assume a (quantum) mechanical theory of consciousness.

$|\mathrm{S}\rangle \in \mathcal{H}_\mathrm{S}$ Hilbert space of states of observer (Sidney)

Introduce D, "the definiteness operator":

$D\,|\mathrm{S}\rangle = |\mathrm{S}\rangle$ if observer feels he has perceived only one of the outcomes

$D\,|\mathrm{S}\rangle = 0$ on states orthogonal to these.

$$(1) \quad |\psi_\mathrm{i}\rangle = |\uparrow, \mathrm{M}_0, \mathrm{S}_0\rangle \;\rightarrow\; |\psi_\mathrm{f}\rangle = |\uparrow, \mathrm{M}_+, \mathrm{S}_+\rangle$$
$$D\,|\psi_\mathrm{f}\rangle = |\psi_\mathrm{f}\rangle$$

$$(2) \quad |\psi_\mathrm{i}\rangle = |\downarrow, \mathrm{M}_0, \mathrm{S}_0\rangle \;\rightarrow\; |\psi_\mathrm{f}\rangle = |\downarrow, \mathrm{M}_-, \mathrm{S}_-\rangle$$
$$D\,|\psi_\mathrm{f}\rangle = |\psi_\mathrm{f}\rangle$$

$$(3) \quad |\psi_\mathrm{i}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\uparrow, \mathrm{M}_0, \mathrm{S}_0\rangle + |\downarrow, \mathrm{M}_0, \mathrm{S}_0\rangle\right]$$
$$\rightarrow\; |\psi_\mathrm{f}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\uparrow, \mathrm{M}_+, \mathrm{S}_+\rangle + |\downarrow, \mathrm{M}_-, \mathrm{S}_-\rangle\right]$$
$$D\,|\psi_\mathrm{f}\rangle = |\psi_\mathrm{f}\rangle$$

Commençons. Le même système que précédemment : un électron, un appareil de mesure et Sidney. Si l'électron tourne vers le haut, l'appareil de mesure mesure le spin vers le haut, et nous obtenons un état défini – sans problème de superposition – et Sidney pense : "J'ai observé un résultat défini". Même chose si tout est vers le bas. Et si nous commencions par une superposition ? Même histoire que la chambre à brouillard de Neville Mott. On a la même raison qui fait que la chambre à brouillard montre toujours des trajectoires rectilignes qui fait dans le cas de Sidney qu'il a toujours le sentiment d'avoir observé un résultat défini.

[Coleman répond à une question inaudible :] Ce n'est pas ce que Zurek a dit. Zurek n'a pas dit : "L'expérience montre que, dans cette expérience, nous observons toujours l'électron tourné vers le haut", et Neville Mott n'a pas dit : "L'expérience montre que, dans la chambre à brouillard, les trajectoires sont toujours orientées comme l'axe des z." L'expérience montre que Sidney a toujours la perception d'avoir observé un résultat défini si les conditions initiales sont correctement définies. L'expérience montre que les trajectoires de la chambre à brouillard sont toujours en ligne droite. Si vous n'aimez pas cet argument [l'argument expliquant que Sidney perçoit des résultats définis], vous ne pouvez pas aimer celui-là [l'argument expliquant que la chambre à brouillard détecte des trajectoires rectilignes]. Si vous aimez celui-là, vous devez aimer celui-ci.

Le problème ici – la confusion que Nevil Mott a levée – résidait dans le refus de considérer la chambre à brouillard comme un système de mécanique quantique. Le problème ici est de refuser de considérer Sidney comme un système de mécanique quantique.

Du fait des contraintes de temps, je vais sauter ces diapositives et aborder la question des probabilités.

17

What about probability?

Classical probability theory reviewed:
Suppose we have an infinite sequence of coin flips, or, equivalently, a sequence $\sigma_r (r = 1, 2, \ldots)$ of plus and minus ones. We have a sequence of independent random flips of a fair coin if

$$\bar{\sigma} = \lim_{N\to\infty} \bar{\sigma}^N = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{r=1}^{N} \sigma_r = 0$$

and

$$\bar{\sigma}^a = \lim_{N\to\infty} \bar{\sigma}^{N,a} = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{r=1}^{N} \sigma_r \sigma_{r+a} = 0$$

for all a. Also

$$\lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{r=1}^{N} \sigma_r \sigma_{r+a} \sigma_{r+b} = 0$$

for all a, b. Etc.
(some mathematical niceties ignored.)

La probabilité est une question difficile à aborder car elle nécessite d'examiner un phénomène contrefactuel. Si je me demande si une suite donnée est aléatoire ou non, je ne peux pas obtenir de réponse, même en théorie des probabilités classique, pour une suite finie. Par exemple, si je considère une suite binaire dont les éléments sont soit $+1$, soit -1, et que je me demande si la suite $+1$ est aléatoire, il n'y a évidemment aucun moyen de répondre à cette question. Mais si j'ai une suite infinie, je peux me demander si elle est aléatoire. Alors, laissez-moi vous expliquer.

Supposons que j'ai une suite infinie de $+1$ et de -1, qui pourraient représenter des tirages à pile et face. Je souhaite voir si ces suites peuvent être interprétées comme un tirage au sort équitable. Premièrement, je souhaite que la valeur moyenne de cette quantité r, qui est bien sûr la limite de la moyenne des N premiers termes lorsque N tend vers l'infini, converge vers zéro. De plus, si j'étais expérimentateur, j'étudierais probablement les corrélations. Je prendrais la r-ième valeur σ_r multipliée par la $(r+a)^{\text{ième}}$ valeur σ_{r+a} pour une certaine valeur de a, j'examinerais la limite de cette corrélation et je demanderais que cette quantité soit également nulle pour toute valeur de a. De cette façon, je pourrais rejeter des suites telles que $+1, +1, -1, -1, +1, +1, -1, -1, \ldots$, que personne ne qualifierait d'aléatoires. Je pourrais aussi rechercher des corrélations triples et supérieures. Et si toutes ces corrélations étaient nulles, alors je dirais qu'il y a de fortes chances qu'il s'agisse d'une séquence aléatoire.

Il me faudrait en fait fournir des tests encore plus poussés si je voulais la véritable définition du hasard, la définition de Martin-Löf [22], mais nous nous contenterons de cette définition pour un cours où il ne me reste que cinq minutes.

18

$$|\rightarrow\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}\big(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle\big)$$

Consider

$$|\psi\rangle = |\rightarrow\rangle \otimes |\rightarrow\rangle \otimes |\rightarrow\rangle \cdots$$

This is an infinite sequence of electrons, each with $\sigma_x = 1$. Let these interact with a σ_z-measuring device and an observer, as before. Does the observer perceive a sequence of independent random flips? Equivalently, is $|\psi\rangle$ an eigenstate of

$$\bar{\sigma}_z = \lim_{N\to\infty} \bar{\sigma}_z^N = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N}\sum_{r=1}^{N} \sigma_z^{(r)} = 0$$

with eigenvalue zero? (And likewise for σ_z^a etc.)

Nous souhaitons maintenant poser la question parallèle en mécanique quantique. Nous commençons avec un électron dans l'état que j'appellerai côté défini - notre bon vieux état propre σ_x, le même état que j'ai utilisé précédemment. Je considère une suite infinie d'électrons se dirigeant vers mon appareil de mesure σ_z, et j'exécute la procédure habituelle avec le système de mesure dans la tête de Sidney, puis je le transforme en une suite de souvenirs dans sa tête. Ou peut-être que Sidney a un carnet et qu'il note $+1, -1, +1, +1, -1$. J'obtiens une suite d'enregistrements corrélés à la composante σ_z du spin. Je demande :

"Cet observateur observe-t-il ceci comme une suite aléatoire ? C'est-à-dire, cet état est-il un état propre des observables quantiques correspondantes de valeur propre zéro ?"

Eh bien, nous savons que tout est corrélé à σ_z. Afin d'éviter que la transparence ne dépasse ses limites, j'ai simplement examiné σ_z, plutôt que l'opérateur, pour les enregistrements. Je définis la valeur moyenne de σ_z exactement de la même manière que celle utilisée ici. [Coleman pointe l'équation inférieure de la diapositive 18]. Je me demande ensuite : s'agit-il d'un état propre de cet opérateur avec une valeur propre nulle ? Si oui, nous pouvons dire, malgré le fait qu'il n'y ait rien de probabiliste ici, que la valeur moyenne de σ_z est garantie d'être nulle.

Eh bien, le calcul est assez simple. Calculons la norme de l'état obtenue en appliquant cet opérateur à cet état. [Coleman pointe l'équation inférieure de la diapositive 19]. Il s'agit de deux sommes, que j'ai écrites ici.

Chacune d'elles est une chose individuelle : il y a 1 sur N au carré, il y a une somme sur r et une somme sur s. Or, dans cet état particulier, bien sûr, si r n'est pas égal à s, cette "valeur attendue" est égale à zéro, car on obtient simplement le produit des valeurs attendues indépendantes qui sont individuellement nulles. En revanche, si r est égal à s, alors on obtient σ_z au carré, dont nous savons tous qu'il vaut $+1$.

Par conséquent, la limite de ce phénomène ici est la limite de 1 sur N au carré : la somme double se réduit à une somme simple. Seuls les termes avec r égal à s contribuent, et chaque terme avec r égal à s contribue pour 1, ce qui donne N. Le résultat est donc N sur N au carré, ce qui est bien sûr égal à 0.

Et la même chose se produit pour tous ces corrélateurs, car chacun est une somme de termes précédés d'un 1 sur N au carré, et seules les entrées qui correspondent parfaitement donneront une contribution non nulle. Ainsi, cet état de mécanique quantique, totalement déterminé par les conditions initiales, correspond néanmoins à la définition du hasard donnée par cet expérimentateur – ce qui serait impossible en mécanique classique, mais c'est de la mécanique quantique, imbécile.

Une dernière remarque : dans la pièce de Tom Stoppard, Jumpers, il y a une anecdote sur le philosophe Ludwig Wittgenstein. Je ne sais pas s'il s'agit d'une histoire vraie ou d'une légende populaire de Cambridge [23]. Bref, voici ce qui se passe. Un ami marche dans la rue à Cambridge et voit Wittgenstein au coin d'une rue, perdu dans ses pensées. Il lui demande : "Qu'est-ce qui te tracasse, Ludwig ?" Wittgenstein répond : "Je me demandais justement pourquoi les gens disaient qu'il était naturel de croire que le Soleil tournait autour de la Terre plutôt que l'inverse." L'ami répond : "Eh bien, c'est parce qu'on dirait que le Soleil tourne autour de la Terre." Wittgenstein réfléchit un instant et dit : "Dites-moi : à quoi cela aurait-il ressemblé si cela avait semblé l'inverse ?"

On dit maintenant que la réduction du paquet d'ondes se produit parce qu'on dirait qu'elle se produit, et c'est effectivement vrai. Ce que je vous demande dans la deuxième partie de ce cours, c'est d'envisager sérieusement ce à quoi cela ressemblerait si c'était l'inverse – si tout ce qui se passait était une évolution causale selon la mécanique quantique. J'ai essayé de vous convaincre que cela ressemblerait à la vie quotidienne ordinaire.

Bon retour chez vous. Merci de votre patience.

19

$$\| \bar{\sigma}_z^N \, |\psi\rangle \|^2 = \frac{1}{N^2} \langle\psi| \sum_{r=1}^{N} \sum_{s=1}^{N} \sigma_z^{(r)} \sigma_z^{(s)} \, |\psi\rangle$$

$$\langle\psi| \, \sigma_z^{(r)} \sigma_z^{(s)} \, |\psi\rangle = \delta^{rs}$$

$$\Rightarrow \quad \lim_{N\to\infty} \| \bar{\sigma}_z^N \, |\psi\rangle \|^2 = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N^2} N = 0$$

Likewise for σ_z^a etc.

A definite deterministic state, definitely a random sequence. (An impossibility in classical physics—but this is not classical physics.)

Stoppard's Wittgenstein.

Remerciements : MG remercie Diana Coleman pour son autorisation de publication de cet article, ainsi que Tobias Helbig pour sa relecture critique du manuscrit. La rédaction a bénéficié du soutien de la Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, Fondation allemande pour la recherche) (projet n° 258499086 – SFB 1170) et du pôle d'excellence Würzburg-Dresde sur la complexité et la topologie de la matière quantique (ct.qmat), projet n° 390858490 – EXC 2147.

Références

[1] Coleman, S. vidéo de la conférence https://www.youtube-nocookie.com/embed/EtyNMlXN-sw (1994).

[2] Bell, J. S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. Physics 1, 195–200 (1964).

[3] Bell, J. S. On the problem of hidden variables in quantum mechanics. Rev. Mod. Phys. 38, 447–452 (1966). URL https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.38.447.

[4] Mermin, N. D. Quantum mysteries revisited. Am. J. Phys. 58, 731 (1990).

[5] Mermin, N. D. What's wrong with these elements of reality? Physics Today 43, 9 (1990).

[6] Kafatos, M. (ed.). Going beyond Bell's theorem (Kluwer Academics, Dordrecht, 1989).

[7] Greenberger, D., Horne, M., Shimony, A., Zeilinger, A. Bell's theorem without inequalities. Am. J. Phys. 58, 1131 (1990).

[8] Neumann, J. v. Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik (Springer, Berlin, 1932).

[9] Einstein, A., Podolsky, B., Rosen, N. Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete? Phys. Rev. 47, 777–780 (1935). URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.777.

[10] Bohm, D. Quantum Theory (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1951). Page 29, and Chapter 5 Section 3, and Chapter 22 Section 19.

[11] Mermin, N. D. Is the moon there when nobody looks? reality and the quantum theory. Physics Today 38, 38 (1985).

[12] Bohm, D. A suggested interpretation of the quantum theory in terms of "hidden" variables I. Phys. Rev. 85, 166–179 (1952). URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.166.

[13] Neumann, J. v. Mathematical Foundations of Quantum Mechanics (Princeton University Press, Princeton, 1955).

[14] Everett, H. "relative state" formulation of quantum mechanics. Rev. Mod. Phys. 29, 454–462 (1957). URL https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.29.454.

[15] Hartle, J. B. Quantum mechanics of individual systems. Am. J. Phys. 36, 704 (1968).

[16] Farhi, E., Goldstone, J., Gutmann, S. How probability arises in quantum mechanics. Annals of Physics 192, 368–382 (1989).

[17] Schrödinger, E. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. Naturwissenschaften 23, 807–812 (1935).

[18] Good, I. J. (ed.). Remarks on the mind-body question (Heinemann, London, 1961).

[19] Zurek, W. H. Decoherence and the transition from quan- tum to classical. Physics Today 44, 36 (1991).

[20] Mott, N. F. The wave mechanics of -Ray tracks". Proc. R. Soc. Lond. A 126, 79–84 (1929).

[21] Albert, D. Z. Quantum Mechanics and Experience (Harvard University Press, Cambridge, 1994).

[22] Martin-Löf, P. The definition of random sequences. Information and Control 9, 602–619 (1966).

[23] The story is probably true, since it was first quoted by Wittgenstein's student Elizabeth Anscombe on p.151 in An Introduction to Wittgenstein's Tractatus (St. Augustine's Press, London, 1959).