

Existe-t-il une frontière classique/quantique ?

Michel Le Bellac (Michel.Le_Bellac@inln.cnrs.fr)

Institut Non-Linéaire de Nice, UMR 6618 CNRS/UNS, 1361 route des Lucioles, Sophia Antipolis, 06560 Valbonne

Selon le point de vue de Bohr, l'existence d'un monde classique macroscopique est une condition préalable à la description du monde quantique microscopique. Cependant, ce point de vue suppose l'existence d'une frontière classique/quantique, une hypothèse qui aujourd'hui n'a plus rien d'évident. Le phénomène de décohérence a permis de renouveler notre compréhension de la transition entre mondes quantique et classique.

Après avoir expliqué sur un exemple simple ce qu'est la décohérence, on décrit quelques expériences où elle se manifeste à des échelles mésoscopiques. Enfin, on examine le nouvel éclairage que donne la décohérence sur le problème de la mesure quantique.

Remerciements

Je suis très reconnaissant à Michel Brune, Thierry Grandou, Massimo Guidici, Jean-Marc Levy-Leblond, Alain Omont, les éditeurs de *Reflets de la physique*, et tout particulièrement Franck Laloë et Michèle Leduc, pour leurs critiques et suggestions.

En moins de trente ans, notre vision de la physique quantique s'est renouvelée de fond en comble : l'étude exhaustive des inégalités de Bell, les développements spectaculaires de l'information quantique et les progrès dans la compréhension de l'intrication et de la décohérence ont conduit Alain Aspect à qualifier cette période récente de « seconde révolution quantique ». Les inégalités de Bell et les expériences correspondantes ont fait l'objet de nombreux articles [1]. Ici, je me limiterai à l'examen d'un autre aspect important des développements modernes, la décohérence [2]. Le concept de décohérence en physique quantique a été introduit au début des années 1980. Après un démarrage relativement modeste, ce concept a progressivement révélé sa pertinence dans des domaines comme l'information quantique, où il joue un rôle capital. La décohérence a également été mise à contribution pour jeter un nouvel éclairage sur une question fondamentale de la physique, celle de la frontière entre les mondes classique et quantique, et c'est sur cette question que se concentre cet article.

Dans une première partie, je donnerai une introduction élémentaire à la décohérence ; je discuterai ensuite le rôle de la décohérence sur l'observation d'effets quantiques à l'échelle mésoscopique, voire macroscopique, et j'examinerai enfin ce que la décohérence est capable de dire, ou non, sur la frontière classique/quantique et sur la théorie de la mesure quantique.

Qu'est-ce que la décohérence ?

Un exemple élémentaire

J'introduirai les notions d'intrication et de décohérence en utilisant comme exemple un interféromètre de Mach-Zehnder où se propagent des photons (fig. 1a). La propagation des photons s'effectue dans le plan de la figure, soit horizontalement dans un état quantique (cf. encadré p. 14) représenté par $|H\rangle$, soit verticalement dans un état quantique représenté par $|V\rangle$. À l'entrée de l'interféromètre, le photon est dans l'état $|H\rangle$. Il va ensuite traverser deux lames séparatrices L_1 et L_2 supposées équilibrées

(50% de lumière transmise et 50% de lumière réfléchie, indépendamment de la polarisation), dont l'action sur les états $|H\rangle$ et $|V\rangle$ est :

$$\begin{aligned} |H\rangle &\rightarrow 2^{-1/2} (|H\rangle + i|V\rangle) \\ |V\rangle &\rightarrow 2^{-1/2} (|V\rangle + i|H\rangle) \end{aligned} \quad (1)$$

tandis que l'action des miroirs M_1 et M_2 se résume par $|H\rangle \rightarrow |V\rangle$, $|V\rangle \rightarrow |H\rangle$. Le facteur i dans (1) rend compte du déphasage de $\pi/2$ entre l'onde transmise et l'onde réfléchie pour des lames symétriques. Un déphasage δ est introduit sur le trajet bleu et, immédiatement avant son passage dans la lame L_2 , l'état du photon est :

$$|\varphi'\rangle = 2^{-1/2} (ie^{i\delta}|H\rangle + |V\rangle) \quad (2)$$

Un calcul immédiat utilisant (1) donne l'action de L_2 sur $|\varphi'\rangle$: $|\varphi'\rangle \rightarrow |\varphi\rangle$, avec :

$$|\varphi\rangle = (1/2) (i[e^{i\delta} + 1]|H\rangle - [e^{i\delta} - 1]|V\rangle) \quad (3)$$

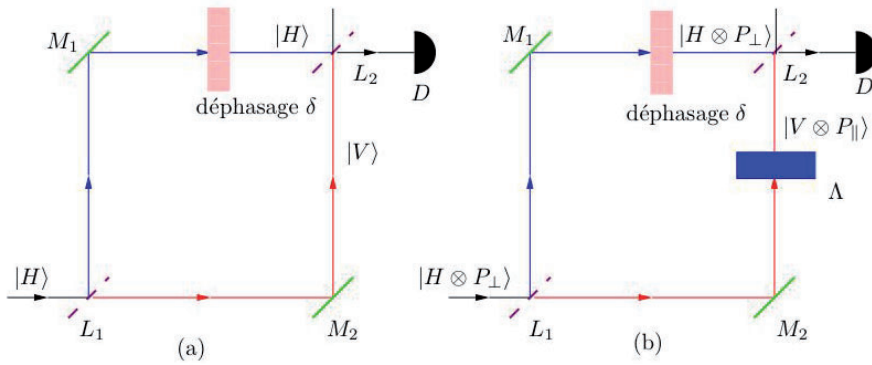
D'après les règles de base de la mécanique quantique [3], la probabilité de déclencher le détecteur D est donnée par le module au carré de l'amplitude de probabilité pour observer le photon dans un état de propagation horizontale $|H\rangle$:

$$\text{Prob}(\delta) = |\langle H|\varphi\rangle|^2 = (1/2)(1 + \cos\delta) \quad (4)$$

Le phénomène d'interférences qui résulte de la superposition cohérente des états $|H\rangle$ et $|V\rangle$ par la lame L_2 se traduit ici par une dépendance sinusoïdale de la probabilité de détection en fonction de δ .

Nous avons tenu compte jusqu'à présent des propriétés spatiales du photon : sa propagation dans l'interféromètre, mais nous avons négligé son degré de liberté interne, sa polarisation P : P_\perp pour une propagation perpendiculaire au plan de la figure, P_\parallel pour une polarisation dans ce plan (fig. 1b). La description simultanée de l'état de propagation du photon et de son état de polarisation se fait grâce au produit tensoriel : l'espace des états du photon est le produit tensoriel de l'espace des états spatiaux par celui de la polarisation. À l'entrée de l'interféromètre, le photon est polarisé perpendiculairement au plan de la figure et se trouve dans l'état $|H \otimes P_\perp\rangle$, où \otimes désigne le produit tensoriel, et nous supposons que les lames L_1 et L_2 n'affectent pas

>>>



1. Interféromètre de Mach-Zehnder. Les lames séparatrices L_1 et L_2 sont équilibrées : 50% de réflexion et 50% de transmission. Le plan de la figure est vertical. (a) On ne tient pas compte de la polarisation. (b) La polarisation initiale $P_H = P_\perp$ est perpendiculaire au plan de la figure, et elle est modifiée par la lame biréfringente sur le trajet rouge ; la figure correspond au cas où $P_V = P_{//}$. Dans ce cas, le temps de décohérence correspond au temps de parcours de la lame Λ par le photon.

>>>

la polarisation. Nous allons ajouter au dispositif une lame biréfringente Λ qui peut modifier la polarisation sur le trajet rouge : la polarisation reste perpendiculaire au plan de la figure ($P_H = P_\perp$) sur le trajet bleu de la figure 1b, mais elle est transformée sur le trajet rouge en une combinaison linéaire $|P_V\rangle$ de $|P_\perp\rangle$ et de $|P_{//}\rangle$:

$$\begin{aligned} |P_V\rangle &= \lambda |P_\perp\rangle + \mu |P_{//}\rangle \\ \lambda^2 + \mu^2 &= 1 \end{aligned} \quad (5)$$

où λ et μ ont été choisis réels afin de simplifier les formules. Juste avant le passage dans L_2 , l'état du photon est, au lieu de (2), la superposition linéaire :

$$|\Phi\rangle = 2^{-1/2} (e^{i\delta} |H \otimes P_H\rangle + |V \otimes P_V\rangle) \quad (6)$$

Cet état, superposition linéaire de deux produits tensoriels, est par définition un *état intriqué*. Cette intrication implique évidemment une corrélation : les degrés de liberté spatiaux H et V et les degrés de liberté de polarisation P_H et P_V sont corrélés car, juste avant le passage de L_2 , un photon H (V) possède une polarisation P_H (P_V). Cependant, les corrélations quantiques contenues dans l'état intriqué (6) ne se réduisent pas à des corrélations classiques : aucune distribution de probabilité classique ne peut les reproduire (voir par exemple [4], § 6.3.1). La composante horizontale à la sortie de L_2 , la seule qui nous intéresse, est un produit tensoriel de l'état de propagation $|H\rangle$ par un état de polarisation

$$|\Phi\rangle = (i/2) |H\rangle \otimes (e^{i\delta} |P_\perp\rangle + \mu |P_{//}\rangle) \quad (7)$$

Étant donné que les états finaux $|P_{//}\rangle$ et $|P_\perp\rangle$ sont discernables, les règles de la mécanique quantique [3] impliquent que l'on doit sommer les modules au carré des amplitudes correspondantes pour évaluer $\text{Prob}(\delta)$:

$$\begin{aligned} \text{Prob}(\delta) &= (1/4) (|e^{i\delta} + \lambda|^2 + |\mu|^2) = \\ &= (1/2) (1 + \lambda \cos \delta) = \\ &= (1/2) (1 + \langle P_V | P_H \rangle \cos \delta). \end{aligned} \quad (8)$$

Lorsque $\lambda = 0$, $\mu = 1$, les polarisations P_H et P_V sont orthogonales ($P_H = P_\perp$ et

$P_V = P_{//}$) et les interférences sont détruites : $\text{Prob}(\delta) = 1/2$. Ceci ne doit pas surprendre : il est bien connu que deux faisceaux lumineux possédant des polarisations orthogonales ne peuvent pas interférer. Dans le cas quantique, la destruction des interférences vient de ce que la polarisation agit comme un *marqueur* des trajets. Dans un "which way experiment", on pourrait disposer juste avant le détecteur D un prisme de Wollaston séparant les photons polarisés parallèlement et perpendiculairement au plan de la figure et en déduire le trajet suivi par le photon détecté. Mais même en l'absence d'un tel dispositif, et avec un détecteur insensible à la polarisation, les interférences sont détruites : il suffit qu'une information sur le trajet choisi soit disponible *en principe*, même si on ne l'observe pas [3].

Généralisation

La visibilité des franges ou, de façon équivalente, la cohérence des deux états de propagation, est dégradée par le facteur $|\langle P_V | P_H \rangle|$ (cf. (8)), et les interférences disparaissent si $\langle P_V | P_H \rangle = 0$, comme on l'a vu. Le mécanisme décrit ci-dessus contient l'essence du phénomène de décohérence comme conséquence de l'intrication, *indépendamment du mécanisme utilisé pour fabriquer celle-ci*.

Le mécanisme habituel pour fabriquer l'intrication est l'interaction d'un système quantique \mathcal{A} , celui qui nous intéresse, avec un environnement \mathcal{E} (dont le rôle était joué par la polarisation dans l'exemple précédent). On suppose que \mathcal{A} se trouve initialement dans une superposition cohérente $|\psi_A\rangle$ de deux états orthogonaux $|\varphi_A\rangle$ et $|\chi_A\rangle$:

$$|\psi_A\rangle = \alpha |\varphi_A\rangle + \beta |\chi_A\rangle, \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \quad (9)$$

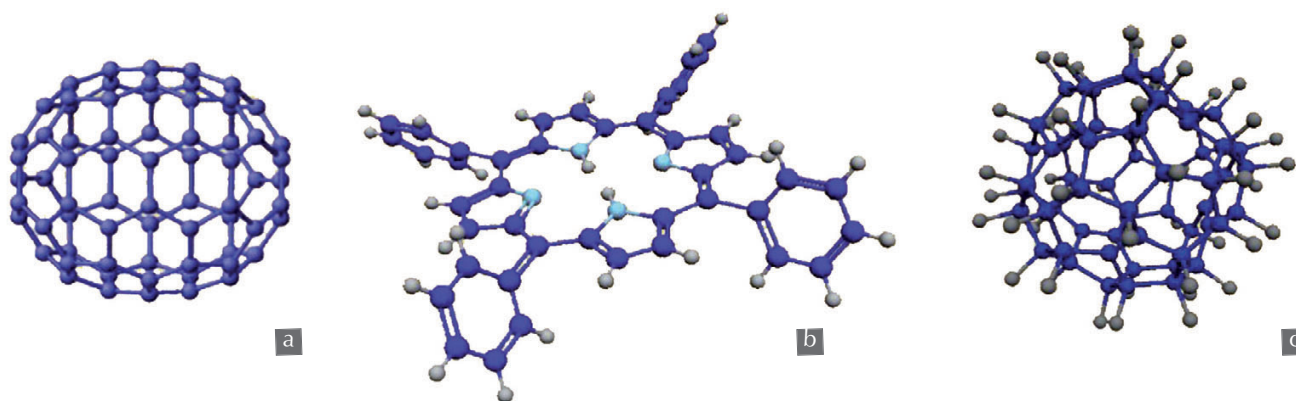
En raison de l'interaction avec l'environnement, l'évolution temporelle crée en général un état intriqué, par exemple :

$$|\Psi_{AE}\rangle = \alpha |\varphi_A \otimes \varphi_E\rangle + \beta |\chi_A \otimes \chi_E\rangle \quad (10)$$

où $|\varphi_E\rangle$ et $|\chi_E\rangle$ sont des états de l'environnement. Dans ces conditions, et pour les mêmes raisons que dans (8), la cohérence initiale contenue dans (9) est réduite par le facteur $|\langle \varphi_E | \chi_E \rangle|$.

En pratique, le système \mathcal{A} interagit avec un environnement complexe présentant un grand nombre de degrés de liberté, la dynamique introduit un facteur de phase différent pour chaque degré de liberté, et le produit scalaire $|\langle \varphi_E | \chi_E \rangle|$ s'écrit comme la somme d'un grand nombre d'exponentielles oscillant à des fréquences différentes. Il en résulte que ce produit scalaire décroît avec le temps suivant un temps caractéristique τ_{dec} , le *temps de décohérence*, et qu'il tend rapidement vers zéro aux grands temps. Cet argument qualitatif est confirmé quantitativement par des modèles semi-réalistes d'interaction \mathcal{A} - \mathcal{E} [2]. Lorsque les états $|\varphi_E\rangle$ et $|\chi_E\rangle$ sont devenus orthogonaux, alors aucune mesure effectuée *uniquement* sur le système \mathcal{A} , appelée *mesure locale*, ne pourra mettre en évidence une cohérence entre les états $|\varphi_A\rangle$ et $|\chi_A\rangle$. De même que la polarisation agit comme un marqueur du trajet du photon, l'état de l'environnement \mathcal{E} agit comme un marqueur de celui de \mathcal{A} .

Il faut bien comprendre que l'origine de la décohérence ne réside pas dans le caractère complexe, chaotique et incontrôlable de l'environnement, mais dans l'intrication \mathcal{A} - \mathcal{E} , et il importe aussi de ne pas confondre décohérence et interactions bruitées. Par exemple, si \mathcal{A} est un *spin* 1/2 dans un état pur interagissant avec un champ magnétique classique aléatoire parallèle à Oz , son état quantique devient un mélange incohérent de *spins up* et *down*, un phénomène bien connu en résonance magnétique nucléaire. Bien que le résultat final soit identique : toute possibilité d'interférences entre les deux états de *spin* est détruite, les deux phénomènes, décohérence et interaction bruitée, sont conceptuellement tout à fait différents.



2. Molécules utilisées dans les expériences de Zeilinger *et al.* : (a) C_{70} , (b) $C_{44}H_{30}N_4$, (c) $C_{60}F_{48}$. D'après Arndt *et al.* [5], courtoisie d'Anton Zeilinger.

Vérifications expérimentales

La destruction des interférences en raison des interactions avec l'environnement a été vérifiée dans de nombreuses expériences. L'une des plus faciles à interpréter a été conduite par le groupe d'Anton Zeilinger à Vienne [5], qui a fait interférer des molécules lourdes genre fullérène, de poids moléculaire $\sim 10^3$ (fig. 2), dans des expériences du type fentes de Young.

Bien sûr, il devient de plus en plus difficile d'observer des interférences lorsque la masse des particules augmente, car l'interfrange varie comme λ_{dB}/a , où λ_{dB} est la longueur d'onde de de Broglie et a la distance entre les fentes. Comme $\lambda_{dB} = h/mv$, où m et v sont la masse et la vitesse des molécules, l'interfrange décroît comme l'inverse de la masse.

Cependant, il existe une autre raison qui rend difficile l'observation des interférences, c'est l'interaction des molécules avec leur environnement. Ces molécules lourdes possèdent des centaines de degrés de liberté de rotation et de vibration, qui ne demandent qu'à interagir avec le milieu extérieur. Les interactions sont principalement l'émission de photons et les collisions avec les particules du gaz résiduel. On obtient soit des états intriqués molécule-photon, soit des états intriqués molécule-particules : le passage de la molécule laisse une empreinte dans l'environnement, et cette empreinte contient une information sur le trajet suivi dans l'interféromètre et donc sur la fente choisie.

Les expériences (fig. 3) confirment la disparition progressive des interférences lorsque la température de la molécule augmente, ou lorsque la pression du gaz résiduel augmente. Dans le premier cas, l'émission de photons de longueur d'onde de plus en plus courte en raison de l'excitation de niveaux élevés permet une meilleure résolution spatiale du chemin suivi : si la longueur d'onde du photon émis est de l'ordre de a , on peut (en principe !) distinguer entre les fentes. Dans le second

cas, c'est le mouvement brownien de la molécule induit par les collisions qui détruit les interférences. Dans les deux cas, on peut calculer théoriquement la dégradation de la visibilité des franges, et les résultats du calcul sont en bon accord avec les données expérimentales : c'est bien le mécanisme de décohérence que l'on voit à l'œuvre dans ces deux expériences.

Une propriété remarquable de la décohérence est que le temps de décohérence diminue très rapidement lorsque la taille de l'objet observé augmente, car le nombre de degrés de liberté susceptibles d'interagir avec l'environnement croît rapidement avec la taille. Ainsi, pour un objet macroscopique, ce temps est si court que la décohérence est inobservable en pratique ($\sim 10^{-40}$ s pour une particule brownienne typique), sauf dans des expériences très soigneusement contrôlées [6].

Cette propriété est confirmée par des modèles semi-réalistes, où le temps de décohérence diminue typiquement comme l'inverse du carré de la taille des objets : les superpositions linéaires d'états macroscopiquement discernables sont détruites quasi instantanément.

Ce que l'on doit retenir des expériences sur la décohérence, c'est qu'un objet n'est pas « intrinsèquement quantique » ou « intrinsèquement classique ». Selon son environnement, un même objet, par exemple une molécule lourde, montre un comportement quantique (interférences), ou un comportement classique (absence d'interférences). La théorie ne prévoit aucune limite supérieure de taille ou de complexité pour un objet physique, limite au-delà de laquelle les effets quantiques (superposition, cohérence) ne seraient plus présents, et il est tout à fait concevable que l'on observe un jour des interférences avec des protéines ou des virus [2].

Dans le cadre de nos connaissances actuelles, la réponse à la question posée dans le titre est à l'évidence : « Non ! »

Décohérence et théorie de la mesure

La décohérence a d'importantes applications pratiques, par exemple en informatique quantique où une recherche de pointe théorique et expérimentale très active s'efforce d'en comprendre et d'en contrôler les effets. Je me limiterai à l'examen de l'impact de la décohérence sur la théorie de la mesure quantique. Je rappelle que pour Bohr, l'existence d'un monde classique macroscopique est une condition préalable à la description du monde quantique microscopique. Tout résultat doit s'exprimer en termes classiques, les appareils de mesure sont décrits par la physique classique et les objets microscopiques de la théorie quantique (électrons, photons...) n'ont pas d'existence indépendante du dispositif utilisé pour leur observation. On doit admettre l'existence d'une frontière quantique/classique qui échappe à notre compréhension. À l'époque de Bohr, il existait une identification naturelle : microscopique = quantique, macroscopique = classique.

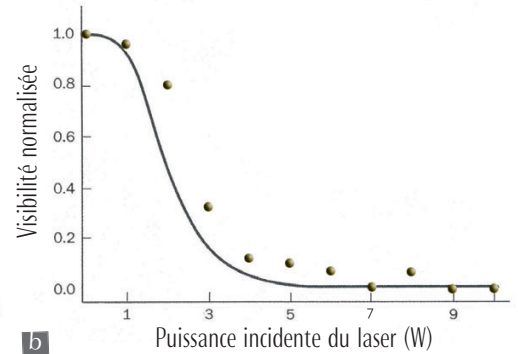
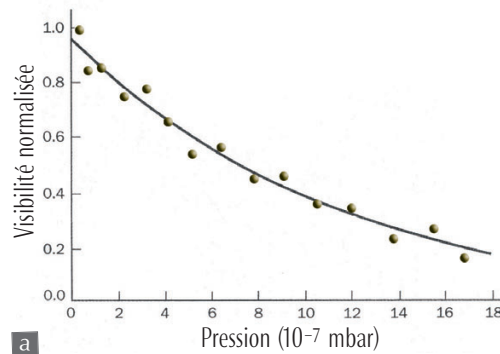
Mais aujourd'hui, il est difficile d'affirmer que la frontière classique/quantique est une question de taille, et le problème de la mesure se pose dans des termes nouveaux. Il devient de plus en plus délicat de soutenir qu'un appareil de mesure macroscopique se comporte par décret comme un dispositif classique, alors qu'il est fabriqué d'électrons, de protons et de neutrons, et que sa dynamique est régie par des lois quantiques auxquelles on ne connaît pas pour l'instant de limitations. On ne voit pas à quelle échelle un comportement classique pourrait prévaloir pour un objet comme un détecteur, aussi complexe soit-il. Intuitivement, on a plutôt tendance à penser que la physique classique doit émerger des lois quantiques et qu'elle n'est pas un préalable indispensable.

Dès 1932, von Neumann a essayé de se libérer des prescriptions de Bohr en proposant un modèle où l'appareil de mesure \mathcal{M} est quantique. Pour simplifier,

>>>

3. Brouillage des interférences entre molécules de C_{70} dans un interféromètre de Talbot-Lau en raison des collisions et de l'émission de photons.

(a) Influence de la pression. (b) Influence de la température, reliée à l'intensité du laser qui irradie initialement la molécule. D'après Arndt *et al.* [5], courtoisie d'Anton Zeilinger.



>>>

on suppose que le système observé \mathcal{A} et l'appareil de mesure \mathcal{M} sont des systèmes à deux niveaux avec des espaces des états \mathcal{H}_A et \mathcal{H}_M , et on se donne une base de vecteurs propres $\{|\varphi_A\rangle, |\chi_A\rangle\}$ d'une observable A de \mathcal{H}_A ainsi qu'une base $\{|\varphi_M\rangle, |\chi_M\rangle\}$ de \mathcal{H}_M . Le système à mesurer \mathcal{A} interagit avec \mathcal{M} , en fabriquant un état intriqué \mathcal{AM} , par exemple :

$$|\Psi_{AM}\rangle = 2^{-1/2}(|\varphi_A\rangle \otimes |\varphi_M\rangle + |\chi_A\rangle \otimes |\chi_M\rangle) \quad (11).$$

Les états $|\varphi_M\rangle$ et $|\chi_M\rangle$ étant orthogonaux agissent comme des marqueurs des

états de \mathcal{A} , et leur observation fournit une mesure de A . Cependant, le modèle se heurte à deux difficultés fondamentales.

1. Le choix de la base orthogonale de \mathcal{H}_A est arbitraire, et on peut récrire (11) dans d'autres bases : \mathcal{M} peut donc, en principe, mesurer simultanément des observables de \mathcal{A} incompatibles avec l'observable A (c'est-à-dire ne commutant pas avec A) considérée au départ.
2. Si \mathcal{M} est macroscopique, on obtient dans (11) une superposition cohérente d'états macroscopiquement discernables, appelée « chat de Schrödinger », qui est donc un état intriqué d'un degré de liberté microscopique (\mathcal{A}) et d'un degré de liberté macroscopique (\mathcal{M}). Ceci constitue le problème (ou paradoxe) de la mesure quantique [7]. La mesure n'est pas effectuée puisque l'appareil ne donne pas une indication bien définie.

Conscients de ces difficultés, Landau et Lifschitz [8], qui adoptent initialement le point de vue de von Neumann, reviennent très lucidement à celui de Bohr : « Le caractère classique de l'appareil de mesure s'exprime dans le fait que, à chaque instant, on peut affirmer avec certitude qu'il se trouve dans un état connu. » Par conséquent le résultat de la mesure, en correspondance biunivoque avec l'état de l'appareil, est défini et *unique*. Cependant, pour les raisons exposées ci-dessus, cette position est aujourd'hui quelque peu inconfortable, car elle réintroduit de fait une frontière quantique/classique arbitraire.

Face à cette impasse, que nous dit la décohérence ? L'appareil de mesure étant macroscopique, il interagit fortement avec l'environnement \mathcal{E} et on ne peut pas considérer $\mathcal{A} + \mathcal{M}$ comme un système isolé. Il faut prendre en compte la globalité de la situation, soit $\mathcal{A} + \mathcal{M} + \mathcal{E}$. Si la décohérence permettait à \mathcal{M} de se transformer en dispositif classique, il suffirait de revenir à l'argument de Landau et Lifschitz, et le tour serait joué. C'est malheureusement trop beau pour être vrai, et il faut faire la différence

entre ce que peut faire la décohérence et ce qu'elle est par nature incapable de faire. Dans le modèle strict de von Neumann, où le système \mathcal{AM} est isolé, la base des états de \mathcal{M} choisie au départ n'a aucun caractère privilégié, d'où le caractère ambigu de la mesure déjà mentionné. La décohérence résout le problème de la base privilégiée : seuls certains états de \mathcal{M} sont stables dans leur interaction avec l'environnement, toute superposition linéaire de ces états étant détruite quasi instantanément par la décohérence. La mesure s'effectue donc dans une base bien déterminée, appelée par Zurek [9] base des états pointeurs, la base des états qui ne s'intriquent pas avec l'environnement. De plus, toujours en raison de la décohérence, aucune observation locale sur \mathcal{M} ne pourra mettre en évidence des interférences entre deux états de \mathcal{M} , sauf en cas de contrôle très strict de l'environnement (très basses températures, etc.).

Reste le problème crucial : pourquoi observe-t-on un résultat ? L'absence d'interférences en raison de l'environnement pourrait faire penser que la décohérence a « transformé » une superposition cohérente en un mélange statistique classique⁽¹⁾, où le résultat de la mesure préexiste à celle-ci, même s'il nous est inconnu à l'avance. Cette conclusion est bien sûr infondée, car la décohérence se place dans le cadre strict de l'évolution unitaire quantique qui ne peut en aucun cas conduire à la réduction du paquet d'ondes. La décohérence ne peut pas faire émerger un monde classique, où par exemple un objet macroscopique est localisé au voisinage d'une position unique et ne se trouve jamais dans un état de superposition de plusieurs positions.

En conclusion, il me semble que le problème de la mesure quantique reste toujours ouvert. ■

(1) L'opérateur densité, qui décrit un mélange statistique d'états quantiques, est formellement identique à l'opérateur densité réduit du système \mathcal{A} , obtenu en prenant la trace partielle sur l'environnement. Cependant, la signification ontologique de ce second opérateur densité est totalement différente, car il s'agit cette fois d'un mélange impropre [4].

Références

- 1 • Pour une revue récente des inégalités de Bell, on pourra se reporter à l'article de M. Aspelmeyer et A. Zeilinger, "A Quantum Renaissance", *Physics World* **21** (juillet 2008) 22-28, et aux références citées dans cet article.
- 2 • On trouvera un exposé très complet de la décohérence dans le livre de M. Schlosshauer, *Decoherence and the quantum to classical transition*, Springer (2007). Pour un article grand public récent, voir M. Brune, « La frontière quantique-classique », *Pour la Science* **350** (2006) 106.
- 3 • R. Feynman, R. Leighton et M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, vol. III, chapitre 3, Addison-Wesley, Reading (1965).
- 4 • M. Le Bellac, *Physique quantique*, 2^e édition, EDP Sciences/CNRS Éditions, Paris (2007).
- 5 • Une revue de ces expériences est donnée par M. Arndt, K. Hornberger et A. Zeilinger, "Probing the limits of the quantum world", *Physics World* **18** (mars 2005) 35-40.
- 6 • M. Brune *et al.*, "Observing the progressive decoherence of the 'meter' in a quantum measurement", *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 4887.
- 7 • A. Leggett, "Testing the limits of quantum mechanics", *J. Phys. Cond. Mat.* **14** (2002) R415A, et "The quantum measurement problem", *Science* **307** (2005) 871.
- 8 • L. Landau et E. Lifschitz, *Mécanique quantique*, §7, Éditions MIR, Moscou (1966).
- 9 • Les travaux de Zurek et de ses collaborateurs sont résumés dans W. Zurek, "Decoherence, einselection and the quantum origin of the classical", *Rev. Mod. Phys.* **75** (2003) 715.