Mécanique quantique

La **mécanique quantique** est la branche de la physique qui a pour objet d'étudier et de décrire les phénomènes fondamentaux à l'œuvre dans les systèmes physiques, plus particulièrement à l'échelle atomique et subatomique.

Elle fut développée au début du XX^e siècle par une dizaine de physiciens européens, afin de résoudre différents problèmes que la physique classique échouait à expliquer, comme le rayonnement du corps noir, l'effet photo-électrique, ou l'existence des raies spectrales.

Au cours de ce développement, la mécanique quantique se révéla être très féconde en résultats et en applications diverses. Elle permit notamment d'élucider le mystère de la structure de l'atome, et plus globalement elle s'avéra être le cadre général de description du comportement des particules élémentaires, jusqu'à constituer le socle de la physique moderne.

L'expression physique quantique désigne quant à elle un corpus théorique un peu plus étendu, qui s'appuie sur la mécanique quantique pour décrire des phénomènes particuliers, notamment les interactions fondamentales.

La mécanique quantique comporte de profondes difficultés conceptuelles, et son interprétation physique ne fait pas l'unanimité dans la communauté scientifique[1]. Parmi ces concepts, on peut citer la dualité onde corpuscule, la superposition quantique, l'intrication quantique ou encore la non-localité.

Sommaire

Panorama général

Globalement, la mécanique quantique se démarque de la physique classique par deux aspects : des règles différentes quant à l'additivité des probabilités[2], et l'existence de grandeurs physiques ne pouvant se manifester que par multiples de quantités fixes, appelés quanta, qui donnent leur nom à la théorie.

Lois de probabilités

Dans la conception classique des lois de probabilités, lorsqu'un événement peut se produire de deux façons différentes incompatibles l'une avec l'autre, les probabilités s'additionnent. Tel n'est pas le cas en mécanique quantique, où la probabilité d'un évènement est liée à une amplitude de probabilité susceptible d'interférer, y compris de façon destructive.

Cette propriété est illustrée par l'expérience des fentes de Young, considérée notamment par Richard Feynman comme la plus emblématique du comportement quantique de la matière. Dans son cours de mécanique quantique, Feynman consacre un long chapitre à son analyse détaillée. Cette expérience illustre aussi le concept de dualité onde-corpuscule, à la base de l'interprétation standard de la théorie.

On considère actuellement qu'aux échelles macroscopiques, l'apparente non-observation de ce comportement probabiliste s'explique par un phénomène appelé décohérence. Cependant d'autres explications existent, mais aucune ne fait l'unanimité elles relèvent essentiellement de différences dans l'interprétation de la mécanique quantique.

Existence des quanta

La mécanique quantique tire son nom de l'existence de grandeurs ne pouvant se manifester que par multiples de quantités fixes, souvent liées à la constante découverte par Max Planck. Ces grandeurs sont par exemple l'énergie ou le moment cinétique des particules.

L'illustration la plus manifeste et la plus riche en conséquences de ce phénomène se trouve probablement dans la structure de l'atome et plus précisément dans l'organisation des électrons autour du noyau. En effet, les électrons se répartissent en occupant les places laissées libres par les valeurs possibles des nombres quantiques liés à leur énergie et leur moment cinétique. Cette organisation permet d'expliquer le comportement chimique et spectroscopique des éléments naturels.

L'existence des quanta n'est pas une propriété fondamentale de la mécanique quantique, car elle peut être démontrée à partir d'autres considérations, notamment relatives à la règle sur l'additivité des probabilités mentionnée plus haut. Cependant, elle constitue certainement l'un des aspects les plus caractéristiques de la mécanique quantique, car c'est elle qui se manifeste le plus aisément dans les équations, et c'est historiquement par cet aspect que la mécanique quantique fut découverte.

Histoire

C'est incontestablement la résolution du problème du rayonnement du corps noir qui a marqué le début de la mécanique quantique. Au début du XXe siècle, Max Planck résout en effet ce problème en faisant l'hypothèse que l'énergie des atomes ne peut s'échanger que par multiples de quantités proportionnelles à la fréquence du rayonnement, selon la formule désormais célèbre :

Le congrès Solvay de 1927 a réuni les meilleurs physiciens de l'époque, au nombre desquels figurent la plupart des fondateurs de la mécanique quantique.

$$E = h\nu$$

En confrontant son modèle aux données expérimentales, il obtient alors facilement une valeur numérique précise pour la constante *h*, depuis appelée constante de Planck et reconnue par la suite comme l'une des trois constantes fondamentales.

Cette idée de grandeurs énergétiques ne pouvant s'échanger que de façon discrète inspirera alors de nombreux physiciens, comme Niels Bohr, qui s'en serviront notamment pour développer un modèle de la structure de l'atome. Plus généralement, ce fut le début de ce qu'on appela théorie des quanta.

Peu de temps après la découverte de Planck, Albert Einstein, à la suite notamment de son analyse de l'effet photo-électrique, suggère que la quantité $h\nu$ est l'énergie d'une particule électromagnétique qui sera plus tard appelée photon. Cette réintroduction[3] d'une conception corpusculaire de la lumière va inciter Louis de Broglie à proposer une relation analogue à celle de Planck, mais pour la quantité de mouvement :

$$\vec{P} = \hbar\vec{k} = \frac{h}{2\pi}\vec{k}$$

où $\vec{k}$ est un vecteur d'onde. $\hbar$ est la constante de Planck dite réduite.

Ce faisant, il est l'instigateur de la dualité onde corpuscule qui incitera certains physiciens à rechercher une description ondulatoire de la matière. Parmi ceux-ci, Erwin Schrödinger y parvient et obtient une équation différentielle, portant désormais son nom, qui permet de décrire précisément l'évolution quantique d'une particule. Cette équation prouva rapidement sa pertinence dans sa description du modèle de l'atome d'hydrogène.

Parallèlement, Werner Heisenberg avait développé une approche radicalement différente, qui s'appuyait sur des calculs matriciels directement inspirés de la mécanique analytique classique.

Ces deux approches, ainsi que la confusion concernant le concept de dualité onde corpuscule, donnaient à la mécanique quantique naissante un besoin de clarification. Cette clarification intervint grâce aux travaux d'un physicien britannique, Paul Adrien Dirac.

Dans un livre publié en 1930, intitulé *Principes de la mécanique quantique*[4], Dirac montre que les deux approches, celle de Schrödinger et Heisenberg, ne sont en fait que deux représentations d'une même algèbre linéaire. Dans cet ouvrage fondateur, Dirac extrait les lois proprement quantiques, en faisant abstraction des lois déjà imposées par la physique classique. Dirac donne alors une représentation axiomatique de la mécanique quantique, probablement inspirée des développements mathématiques de l'époque, notamment en ce qui concerne la géométrie projective[5].

Le travail de Dirac avait été précédé quelques années auparavant par celui réalisé par John Von Neumann, mais l'ouvrage de Von Neumann était beaucoup plus rigoureux sur le plan mathématique, de telle sorte qu'il plaisait surtout aux mathématiciens. Les physiciens lui ont préféré celui de Dirac et c'est donc essentiellement l'ouvrage de Dirac qui a laissé une postérité. Dans la préface d'une ré-édition de son livre, Von Neuman mentionne l'ouvrage de Dirac et le décrit comme « une représentation de la mécanique quantique qui peut à peine être surpassée en termes de brièveté et d'élégance », mais ajoute tout de même dans le paragraphe suivant que sa méthode « ne satisfait en aucune façon les exigences de la rigueur mathématique »[6].

Notions fondamentales

Paul Dirac dégage les propriétés essentiellement quantiques des phénomènes physiques et les exprime à travers quelques postulats et concepts qui sont à la base de la mécanique quantique. Elles sont présentées ici d'une façon moins formelle, plus propice à une compréhension générale. L'article détaillé présente leur formulation de façon plus rigoureuse mais aussi plus abstraite.

État quantique

En substance, un état quantique est ce qui quantifie ce que l'on peut savoir d'un système quantique. Il permet de calculer les probabilités et les valeurs moyennes mesurées des observables (position, quantité de mouvement etc.). Les états quantiques sont décrits mathématiquement par vecteur d'état dans un espace de Hilbert, représenté par une notation dédiée introduite par Dirac, dite notation bra-ket[7]. Un état quantique s'écrit alors sous la forme $|\psi\rangle$. L'évolution dans le temps de ce vecteur d'état est décrit mathématiquement par la fonction d'onde $\Psi(t)$, gouvernée par l'équation de Schrödinger.

Ces deux représentations concernent les états purs, c'est-à-dire les états de systèmes quantiques simples idéalisés et isolés, où chaque composante peut être quantifiée et observée. Pour les états mixtes, représentant les états quantiques en interaction complexe avec un environnement ou un appareil de mesure, où les composantes sont trop nombreuses ou inaccessibles à l'observation, l'état quantique est plutôt représenté par une matrice densité[8].

Dans le cas de la notation bra-ket, on exprime l'état quantique en fonction des états propres, c'est dire les états pour lesquels on est sûr que si on effectuait une mesure d'une observable, on obtiendrait à coup sûr une valeur donnée. On utilise en général pour ces états le même symbole que celui utilisé pour identifier cette valeur. Par exemple, lorsqu'on est sûr que si on effectuait cette mesure, le résultat serait une valeur α, alors on note l'état $|\alpha\rangle$. Il existe en général un certain nombre (voire une infinité) d'états propres pour une observable donnée. Par exemple, si on s'intéresse au spin d'une particule de spin 1/2, on obtient deux états propres de direction opposée $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$. Pour l'observable de position, on obtient une infinité d'états propres correspondant à chacune de positions possibles $|x_1\rangle$ ... $|x_\infty\rangle$.

Ces états propres sont des vecteurs orthogonaux de l'espace vectoriel de Hilbert, et en forment une base, liée à une observable donnée. Un état quantique quelconque est alors exprimé comme une combinaison linéaire de ces états propres, par exemple un état généralisé de spin 1/2 $|\nearrow\rangle = a|\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle$, a et b étant des nombres complexes.

Deux états quantiques quelconques distincts ne sont pas forcément *distinguables*, car il existe une probabilité que la mesure de deux états distincts donne la même valeur mesurée. Deux états quantiques sont dits *distinguables* lorsqu'il existe au moins un processus de mesure dans lequel on est absolument sûr que les deux états donnent des résultats différents[9].

Principe de superposition

Le plus important postulat de la mécanique quantique est probablement le principe de superposition[10]. Selon ce principe, si un système physique peut se trouver dans un état $|\varphi\rangle$, et si de même il peut se trouver dans un état $|\psi\rangle$, alors il peut aussi se trouver dans un état linéairement composé :

$$\alpha|\varphi\rangle + \beta|\psi\rangle$$

où α et β sont deux nombres complexes quelconques.

Autrement dit, l'ensemble des états possibles d'un système physique est un espace vectoriel (ou plus précisément un espace de Hilbert, comme mentionné plus haut), dont la dimension peut être quelconque.

Le point important est qu'un état superposé n'est pas un état traduisant une ignorance vis-à-vis de l'état « réel » du système, mais bien une indétermination intrinsèque au système, qui n'est ni dans l'état $|\varphi\rangle$, ni dans l'état $|\psi\rangle$. Ce point souleva de nombreux questionnements dans la communauté scientifique. En particulier, le principe de superposition est à l'origine de ce qu'on appelle le problème de la mesure quantique, que Schrödinger popularisa en l'appliquant à un chat qui ne serait, selon le paradoxe de Schrödinger, ni mort, ni vivant.

Le principe de superposition fut aussi analysé et critiqué par Einstein qui, avec Boris Podolsky et Nathan Rosen, imagina une expérience, dite expérience EPR, afin de le mettre en défaut. Une expérience comparable fut menée à la fin du XX^e siècle par Alain Aspect, qui confirma le principe de superposition.

Règle de Born

La règle de Born, du nom du physicien Max Born, est une interprétation probabiliste des coefficients linéaires du principe de superposition. Elle est d'ailleurs souvent appelée interprétation probabiliste[11].

Cette règle peut être illustrée en considérant par exemple le chat de Schrödinger évoqué plus haut, et dont l'état quantique peut être écrit ainsi :

$$|\phi\rangle = \alpha|\mathbf{mort}\rangle + \beta|\mathbf{vivant}\rangle$$

Une expérience qui chercherait à déterminer si ce chat est mort ou vif ne donnerait aucun résultat avec certitude (dans le cas contraire le chat serait soit dans l'état $|\mathbf{mort}\rangle$, soit dans l'état $|\mathbf{vivant}\rangle$). De façon simplifiée, il peut être dit que la règle de Born quantifie cette incertitude en stipulant que la probabilité de trouver le chat mort est égale au carré du module de α, divisé par la somme des carrés des modules de α et β.

Plus généralement, pour un système dont le vecteur d'état est une combinaison linéaire d'états distinguables $(|i\rangle)_{i\in\mathbf{N}}$, la probabilité pour que le résultat de la mesure définissant la distinguabilité soit le même que si le système avait été dans l'état $|i\rangle$ est :

$$\mathcal{P}_i = \frac{|\alpha_i|^2}{\sum_i |\alpha_i|^2},$$

où les α_i sont les coefficients linéaires du vecteur d'état[12].

Pour simplifier les calculs, les vecteurs d'états sont en général normalisés afin que le dénominateur soit égal à un. Cela n'affecte en rien les calculs de probabilités. En pratique, la règle de Born s'écrit donc le plus souvent :

$$\mathcal{P}_i = |\alpha_i|^2,$$

ou encore :

$$\mathcal{P}_i \propto |\alpha_i|^2, \text{ où le coefficient de proportionnalité est sous-tendu par la relation de normalisation : } \sum_i \mathcal{P}_i = 1,$$

La règle de Born est l'un des postulats de la mécanique quantique les plus difficiles à appréhender. Il fait aussi l'objet de controverses, ne serait-ce que parce que son statut axiomatique est mis en doute par au moins deux interprétations : l'interprétation des mondes multiples et l'interprétation transactionnelle. Selon ces deux interprétations, la règle de Born peut être déduite à partir de considérations mathématiques et physiques plus profondes[13].

Grandeur observable

Lorsque à la suite d'une expérience, on est sûr d'obtenir toujours le même résultat de mesure α, on dit que le système physique considéré est dans l'état $|\alpha\rangle$. Ceci ne signifie pas pour autant qu'on connait avec certitude le résultat d'une mesure effectuée avec un dispositif expérimental différent. En d'autres termes, la connaissance même totale de l'état d'un système ne garantit pas la connaissance parfaite de résultats de toute expérience faite sur lui.

Ainsi par exemple, si on mesure la position d'une particule dans l'état $|\mathbf{x}\rangle$, on est sûr qu'on obtiendra $\mathbf{x}$, mais par contre il n'est *a priori* pas possible de savoir avec certitude ce que donnera le résultat de mesure d'impulsion, car sinon la particule serait aussi dans l'état $|\mathbf{p}\rangle$, ce qui n'est pas le cas général et constitue donc une hypothèse *ad-hoc*.

Plus généralement, si pour un certain processus de mesure *A* on note $(|\alpha_i\rangle)_{i\in\mathbf{N}}$ tous les états de résultat de mesure parfaitement déterminés, alors en vertu du principe de superposition, toutes les combinaisons linéaires possibles sont aussi des états possibles pour certains systèmes :

$$|\phi\rangle = \sum_i \phi_i|\alpha_i\rangle$$

Parmi ces combinaisons linéaires, certaines peuvent très bien être des états de mesure parfaitement déterminée pour un autre processus de mesure *B*. La question est donc de savoir quel peut être le résultat de mesure de *A* pour ces états « propres » à *B*.

L'interprétation probabiliste des coefficients linéaires suggère alors que le résultat de mesure, s'il n'est pas déterministe, sera tout de même statistiquement égal à l'espérance mathématique :

$$\alpha = \sum_i \mathcal{P}_i\, \alpha_i = \sum_i |\phi_i|^2 \alpha_i$$

Cette expression est une forme sesquilinéaire des coefficients ϕ_i. Dans le sous-espace vectoriel généré par les $|\alpha_i\rangle$, on peut donc écrire cette expression en utilisant un produit scalaire dans lequel la base $(|\alpha_i\rangle)_{i\in\mathbf{N}}$ est orthonormée. C'est le choix de ce produit scalaire qui donne un sens à la notation bra-ket : les vecteurs bra, notés « vers la gauche », sont alors les éléments de l'espace dual de l'espace des états ket. On a alors la relation :

$$\langle \alpha_i | \alpha_j \rangle = \delta_{ij}$$

de telle sorte que l'expression de l'espérance mathématique peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
\alpha &= \sum_i \phi_i^* \phi_i \alpha_i \\
&= \sum_{i,j} \phi_i^* \phi_j \alpha_j \delta_{ij} \\
&= \sum_{i,j} \phi_i^* \phi_j \alpha_j \langle \alpha_i | \alpha_j \rangle \\
&= \sum_{i,j} \langle \alpha_i | \phi_i^* \phi_j \alpha_j | \alpha_j \rangle \\
&= \sum_j \langle \phi | \phi_j \alpha_j | \alpha_j \rangle \\
&= \langle \phi | \sum_j \phi_j \alpha_j | \alpha_j \rangle
\end{aligned}$$

Le terme $\alpha_j |\alpha_j\rangle$ suggère l'introduction de l'opérateur linéaire dont les vecteurs propres sont les $(|\alpha_i\rangle)_{i\in\mathbf{N}}$ et dont les valeurs propres associées sont les α_i, valeurs possibles des résultats de mesure. Cet opérateur $\mathbf{A}$ est ce qu'on appelle l'observable associé au processus de mesure *A*. Ce n'est rien d'autre qu'un outil mathématique qui permet le calcul de l'espérance mathématique du résultat de mesure[14], espérance qui s'écrit alors :

$$\alpha = \langle \phi | \mathbf{A} | \phi \rangle$$

L'intérêt d'une telle expression est qu'elle ne dépend plus explicitement de la base $(|\alpha_i\rangle)_{i\in\mathbf{N}}$. On gagne ainsi en abstraction et on simplifie les calculs, un peu comme en géométrie analytique où il est souvent plus facile de manipuler les vecteurs avec leur notation abstraite $(\mathbf{r})$ plutôt qu'avec leurs coordonnées (x, y, z) dans une base particulière.

À partir de considérations algébriques élémentaires, il est facile de se convaincre que l'observable $\mathbf{A}$ est un opérateur auto-adjoint qui peut s'écrire en fonction de ses vecteurs propres et valeurs propres ainsi :

$$\mathbf{A} = \sum_i \alpha_i |\alpha_i\rangle \langle \alpha_i|$$

Lorsqu'on dispose de suffisamment d'observables pour décrire tout résultat de mesure, on dit qu'on dispose d'un ensemble complet d'observables qui commutent, et c'est dans l'espace hermitien généré par les vecteurs propres de ces observables que l'on travaille.

Opérateurs unitaires

Par construction, le produit scalaire dans l'espace $\mathcal{E}$ des états permet de calculer les probabilités de résultats de mesure. Il est alors facile de comprendre que les opérateurs linéaires qui conservent ce produit scalaire jouent un rôle très important en mécanique quantique. En algèbre linéaire, ces opérateurs qui conservent le produit scalaire sont appelés opérateurs unitaires. Ils ont comme propriété essentielle d'être l'inverse de leur adjoint :

$$\mathbf{U}^\dagger \mathbf{U} = \mathbf{I}$$

Cas général

Puisqu'il conserve le produit scalaire, un opérateur unitaire transforme $\mathcal{E}$ en un espace $\mathcal{E}'$ physiquement indiscernable car donnant exactement les mêmes probabilités de mesure. Inversement, s'il existe un opérateur qui transforme $\mathcal{E}$ en un espace indiscernable, alors cet opérateur est unitaire.

La considération de l'ensemble de tous les opérateurs unitaires sur $\mathcal{E}$, ainsi que d'un sous-ensemble qui puisse être paramétré de façon continue par un scalaire μ, permet alors d'approcher $\mathbf{U}$ au premier ordre en μ :

$$\mathbf{U}_\mu = \mathbf{I} + \mu \hat{\mathbf{G}}$$

où $\hat{\mathbf{G}}$ est un opérateur linéaire *a priori* quelconque qui peut, sans perdre en généralité, être écrit sous la forme $i\mathbf{G}$[15].

En écrivant la relation d'unitarité de $\mathbf{U}_\mu$, il vient, en restant au premier ordre :

$$\begin{aligned}
\mathbf{U}_\mu^\dagger \mathbf{U}_\mu &= \mathbf{I} \\
(\mathbf{I} + i\mu\mathbf{G})^\dagger (\mathbf{I} + i\mu\mathbf{G}) &= \mathbf{I} \\
(\mathbf{I} - i\mu\mathbf{G}^\dagger)(\mathbf{I} + i\mu\mathbf{G}) &= \mathbf{I} \\
-i\mu\mathbf{G}^\dagger + i\mu\mathbf{G} &= 0 \\
\mathbf{G}^\dagger &= \mathbf{G}
\end{aligned}$$

C'est-à-dire que $\mathbf{G}$ est auto-adjoint.

En somme, lorsqu'il existe un paramètre μ qui transforme $\mathcal{E}$ de façon continue en un espace $\mathcal{E}_\mu$ physiquement indiscernable, alors il existe un opérateur unitaire $\mathbf{U}_\mu$ et une grandeur observable $\mathbf{G}$ tels que $\mathbf{U}_\mu$ transforme $\mathcal{E}$ en $\mathcal{E}_\mu$ et :

$$\mathbf{U}_\mu = \mathbf{I} + i\mu\mathbf{G}$$

En assimilant $\mathcal{E}$ à $\mathcal{E}_0$, et en notant $|\phi_\mu\rangle$ le vecteur de $\mathcal{E}_\mu$ tel que $|\phi_\mu\rangle = \mathbf{U}_\mu|\phi_0\rangle$, $i\mathbf{G}|\phi_0\rangle$ apparait comme le taux d'accroissement de $|\phi_\mu\rangle$ pour une variation infinitésimale de μ au voisinage de zéro, de telle sorte qu'il peut être écrit :

$$-i\frac{d}{d\mu}|\phi\rangle = \mathbf{G}|\phi\rangle$$

où la dépendance de $|\phi\rangle$ en μ est sous-entendue ($|\phi\rangle = |\phi_\mu\rangle$).

Équation de Schrödinger

Les considérations précédentes peuvent être utilisées pour introduire l'équation de Schrödinger d'un point de vue théorique, grâce à un principe de symétrie selon lequel les lois de la physique sont invariantes dans le temps. Une autre façon de dire cela est de dire qu'une expérience menée dans un espace d'états $\mathcal{E}(t_1)$ est indiscernable d'une expérience identique menée dans un espace d'états $\mathcal{E}(t_2)$. On peut donc appliquer les résultats précédents en prenant t (ou -t) pour μ :

$$i\hbar\frac{d}{dt}|\phi\rangle = \mathbf{H}|\phi\rangle$$

Le facteur $\hbar$ est ici réintroduit pour satisfaire aux contraintes dimensionnelles ignorées jusqu'alors. L'expression détaillée de l'observable $\mathbf{H}$, appelé hamiltonien par analogie avec la mécanique classique, est le plus souvent obtenue à l'aide du principe de correspondance.

Cette formulation de l'équation de Schrödinger est assez différente de la formulation historique, et à ce titre elle est parfois appelée *équation de Schrödinger généralisée et dépendante du temps*.

Impulsion et moment cinétique

Comme pour l'équation de Schrödinger, mais cette fois par application du principe selon lequel les lois de la physique sont invariantes dans l'espace, on introduit l'observable du moment linéaire (aussi appelée *impulsion*) et ses trois composantes spatiales :

$$-i\hbar\frac{d}{dx}|\phi\rangle = \mathbf{P}_x|\phi\rangle, \qquad -i\hbar\frac{d}{dy}|\phi\rangle = \mathbf{P}_y|\phi\rangle, \qquad -i\hbar\frac{d}{dz}|\phi\rangle = \mathbf{P}_z|\phi\rangle$$

Le cas du moment cinétique (parfois appelé de façon plus explicite *moment angulaire*) se traite de la même façon, mais pour les rotations dans l'espace.

Commutateur

Étant donnés deux opérateurs A et B, non nécessairement observables, on définit leur commutateur ainsi :

$$[A, B] = AB - BA$$

Cet opérateur joue un rôle très important en mécanique quantique. Par exemple, lorsqu'on s'intéresse à l'évolution de l'espérance mathématique d'une observable A pour un état $|\phi\rangle$:

$$\frac{d}{dt}\langle\phi|A|\phi\rangle = (\frac{d}{dt}\langle\phi|)A|\phi\rangle + \langle\phi|(\frac{d}{dt}A)|\phi\rangle + \langle\phi|A(\frac{d}{dt}|\phi\rangle)$$

On obtient, en utilisant l'équation de Schrödinger et avec la notation $\langle\phi|A|\phi\rangle = \langle A\rangle$:

$$\frac{d}{dt}\langle A\rangle = \langle\frac{\partial}{\partial t}A\rangle + \frac{1}{i\hbar}\langle[A, \mathcal{H}]\rangle$$

expression qui constitue le théorème d'Ehrenfest.

Le commutateur est analogue au crochet de Poisson de la mécanique classique. Il intervient aussi dans l'explication et la description du principe d'incertitude.

Fonction d'onde

En pratique, l'état $|\phi\rangle$ est le plus souvent écrit dans une base $(|\mathbf{r}\rangle)_{\mathbf{r}\in\mathbf{R}^3}$ d'états de position spatiale parfaitement déterminée :

$$|\phi\rangle = \int_{\mathbf{r}\in\mathbf{R}^3} \phi(\mathbf{r}, t)|\mathbf{r}\rangle \mathrm{d}V$$

Ici l'intégration joue le rôle de la sommation utilisée plus haut notamment dans l'énoncé du principe de superposition, la différence étant qu'il s'agit d'une somme continue, c'est-à-dire de la somme d'une infinité de termes infiniment petits.

La fonction $\phi(\mathbf{r}, t)$ est appelée « fonction d'onde » et c'est sur elle que se font l'essentiel des calculs obtenus à partir de l'équation de Schrödinger.

L'écriture de l'équation de Schrödinger non plus en fonction de $|\phi\rangle$ mais de la fonction d'onde se fait en remplaçant chaque terme de l'hamiltonien par les expressions correspondantes dépendant de la fonction d'onde. Par exemple, l'impulsion $\frac{d}{dx}|\phi\rangle$ s'écrit comme vu plus haut $\frac{d}{dx}\mathbf{T}(x)|\phi\rangle$ où *T*(*x*) est l'opérateur unitaire de translation de longueur *x* dans l'espace, c'est-à-dire tel que :

$$\mathbf{T(x)}|x'\rangle = |x' - x\rangle.$$

Dès lors, il vient :

$$\frac{d}{dx}|\phi\rangle = \frac{d}{dx}\mathbf{T}(x)\int\phi(x')|x'\rangle dx' = \frac{d}{dx}\int\phi(x')\mathbf{T}(x)|x'\rangle dx' = \frac{d}{dx}\int\phi(x')|x' - x\rangle dx'$$

Par un changement de variable sous l'intégrale, et en se rappelant que l'équation est écrite au voisinage de *x* = 0, il découle[16] :

$$\frac{d}{dx}|\phi\rangle = \int\frac{\partial\phi}{\partial x}(x)|x\rangle dx$$

Autrement dit, l'opérateur d'impulsion agit sur le vecteur d'état en donnant un vecteur dont les coordonnées dans la représentation spatiale sont les dérivées de la fonction d'onde (à un facteur $i\hbar$ près ignoré ici). Ceci permet d'effectuer tous les calculs uniquement sur la fonction d'onde et ainsi de se ramener à la résolution d'une équation aux dérivées partielles, c'est-à-dire à l'équation de Schrödinger sous une forme plus proche de sa forme historique :

$$i\hbar\frac{\partial\phi(t,\vec{r})}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\vec{\nabla}^2\phi(t,\vec{r}) + V(\vec{r},t)\phi(t,\vec{r})$$

Matrice densité

La règle de Born implique que le résultat d'une expérience peut être indéterminé même lorsque l'état du système est parfaitement déterminé. Cette indétermination est intrinsèque au système, et ce en un sens qui n'a pas d'équivalent classique. Cependant, une ignorance concernant l'état exact du système peut aussi justifier une description probabiliste au sens classique du terme, c'est-à-dire avec l'acceptation usuelle des lois de probabilités.

Ainsi, dans une base orthonormale d'états $|\phi_i\rangle$, même si l'état exact est inconnu, il est tout de même possible de lui attribuer une distribution de probabilités (p_i), où p_i est la probabilité pour le système d'être dans l'état quantique $|\phi_i\rangle$. La question est alors de savoir comment rendre compte de ce type de probabilité dans les calculs.

L'étude du système se réduit à celle de la mesure des observables disponibles, qui elle-même se réduit à la mesure de leur valeur moyenne qui s'écrit, pour une observable A et si le système est dans l'état $|\phi_i\rangle$:

$$\langle A\rangle_i = \langle\phi_i|A|\phi_i\rangle$$

Comme le système est dans un état inconnu, mais avec la distribution de probabilité (p_i), l'espérance mathématique devient :

$$\langle A\rangle = \sum_i p_i\langle A\rangle_i = \sum_i p_i\langle\phi_i|A|\phi_i\rangle$$

Cette expression est en quelque sorte une double espérance mathématique, prenant en compte à la fois les probabilités quantiques et classiques. Les termes $\langle A\rangle_i = \langle\phi_i|A|\phi_i\rangle$ sont en effet des espérances mathématiques, pour des distributions de probabilité associées au principe de superposition et à la règle de Born. L'expression $\sum_i p_i\langle A\rangle_i$ est quant à elle une espérance mathématique associée à une distribution de probabilité traduisant une ignorance vis-à-vis de l'état réel du système, c'est-à-dire une distribution de probabilité classique.

L'espérance mathématique peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned}\langle A\rangle &= \sum_i p_i\langle\phi_i|A|\phi_i\rangle\\ &= \sum_{ij} p_i\langle\phi_j|A|\phi_i\rangle\delta_{ij}\\ &= \sum_{ij}\langle\phi_j|Ap_i|\phi_i\rangle\langle\phi_i|\phi_j\rangle\\ &= \sum_j\langle\phi_j|A\left(\sum_i p_i|\phi_i\rangle\langle\phi_i|\right)|\phi_j\rangle\\ &= \sum_j\langle\phi_j|A\rho|\phi_j\rangle\\ &= \mathrm{Tr}(A\rho)\end{aligned}$$

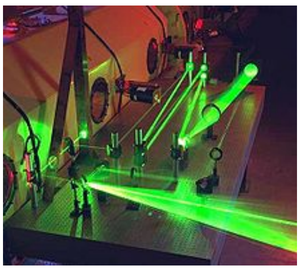
L'expression $\rho = \sum_i p_i|\phi_i\rangle\langle\phi_i|$ est ce qu'on appelle la *matrice densité* associée à la distribution de probabilités p_i dans la base $|\phi_i\rangle$. Tr est la trace.

La matrice densité n'est, à l'instar des observables, qu'un outil mathématique qui permet le calcul des espérances mathématiques des résultats de mesure, mais contrairement aux observables, la matrice densité incorpore la prise en compte d'une possible ignorance de l'état exact du système.

Exemples notables de problèmes quantiques

En mécanique quantique, il existe quelques problèmes et sujets d'études qui sont désormais très bien analysés, et qui s'avèrent très utiles pour la compréhension d'autres systèmes. Ils font partie intégra du corpus théorique et sont traités en détail dans tous les manuels.

Fermions et bosons


Les lasers fonctionnent grâce à la propension qu'ont les bosons à occuper le même état quantique.

Les principes fondamentaux énoncés plus haut suffisent déjà à expliquer l'une des propriétés les plus importantes de la matière : la distinction entre bosons et fermions.

En effet, cette distinction découle essentiellement du caractère vectoriel de l'espace des états et de son interprétation probabiliste. Si on considère un système physique (ou plus simplement une particule) et que l'on note ϕ son état, alors un système physique constitué de deux de ces particules s'écrira $|\phi_1\phi_2\rangle = |\phi_1\rangle|\phi_2\rangle$ en utilisant le produit tensoriel des deux vecteurs.

La question qui se pose alors est celle de savoir comment se comporte le système si, par la pensée, on intervertit les rôles joués par les deux particules. Autrement dit, on s'interroge sur la relation entre $|\phi_1\phi_2\rangle$ et $|\phi_2\phi_1\rangle$. Ces deux systèmes étant parfaitement analogues, lorsque les particules sont considérées indiscernables, elles doivent se comporter de la même façon. Leur répartition de probabilité est donc la même et elles sont donc reliées par un scalaire α :

$$|\phi_2\phi_1\rangle = \alpha|\phi_1\phi_2\rangle$$

Or, si on intervertit à nouveau les particules, on doit nécessairement réobtenir le système initial, de telle sorte que :

$$\alpha^2 = 1$$

Même parmi les nombres complexes, il n'existe que deux racines carrées de l'unité : 1 et -1. Cela implique qu'il ne peut exister que deux types bien distincts de particules, celles pour lesquelles $\alpha = 1$, les bosons, et celles pour lesquelles $\alpha = -1$, les fermions (ces noms font référence aux physiciens qui ont découvert les statistiques associées : Satyendranath Bose et Enrico Fermi).

De cela il découle directement le principe d'exclusion de Pauli, auquel seuls les fermions obéissent. Considérons par exemple un fermion et imaginons deux particules de cette espèce dans exactement le même état ϕ.

On a : $|\phi\phi\rangle = |\phi_2\phi_1\rangle = -|\phi_1\phi_2\rangle = -|\phi\phi\rangle$ et donc : $|\phi\phi\rangle = 0$

Autrement dit la probabilité pour que deux fermions soient dans le même état est toujours nulle. Une telle propriété est d'une importance considérable dans la nature. On lui doit par exemple en grande partie l'impénétrabilité des corps (en).

À l'inverse, les bosons ont tendance à se regrouper les uns avec les autres, car leurs amplitudes de probabilités interfèrent constructivement quand ils sont dans le même état. Ceci est la cause de nombreux phénomènes, comme l'émission stimulée, à la base du fonctionnement des lasers.

Des considérations comparables aux calculs effectués plus haut permettent de comprendre qu'un nombre pair de fermions se comportent comme des bosons. Ceci est la cause de phénomènes comme la supraconductivité, où les électrons forment des paires de Cooper. C'est aussi ce qui explique les différences de comportement entre les différents isotopes de l'hélium : dans un atome d'hélium 4 (^{4}He), chaque particule est présente en double (deux électrons, deux protons et deux neutrons, formant des paires de Cooper), ce qui fait de cet atome un boson. Ce qui n'est pas le cas dans l'atome d'hélium 3 (^{3}He), qui n'a qu'un neutron, ce qui fait de cet atome un fermion ; qui peut s'associer à un autre atome d'hélium 3 pour former un boson d'une paire de Cooper

Le caractère bosonique ou fermionique des particules est lié à leur spin, par ce qu'on appelle le théorème spin-statistique

Oscillateur harmonique

Parmi les systèmes que l'on peut résoudre analytiquement en mécanique quantique, l'un d'entre eux a une importance particulière tant sur le plan historique que théorique. Il s'agit de l'oscillateur harmonique.

En mécanique classique, l'oscillateur harmonique est un système de grande importance car il constitue une bonne approximation de n'importe quel système stable autour d'une position d'équilibre. Dans un système d'unités adéquat, l'équation énergétique s'écrit :

$$\frac{\mathbf{P}^2}{2} + \frac{\mathbf{X}^2}{2} = E$$

Où $\mathbf{P}$ et $\mathbf{X}$ sont respectivement l'impulsion et la position du mobile.

En mécanique quantique, l'équation est formellement la même, mais les grandeurs impliquées sont de nature différente. Au lieu d'être des scalaires réels dépendant du temps, l'impulsion et la position sont des opérateurs linéaires sur l'espace vectoriel des états. Ces grandeurs peuvent être manipulées de manière algébrique comme avec des scalaires normaux, à ceci près qu'il s'agit d'une algèbre non commutative. Il faut donc prêter attention aux commutateurs entre les opérateurs concernés. En l'occurrence, le commutateur entre $\mathbf{P}$ et $\mathbf{X}$ est :

$$[\mathbf{X}, \mathbf{P}] = i$$

La résolution du système passe alors par une factorisation inspirée de l'identité remarquable $a^2 - b^2 = (a-b)(a+b)$. En se rappelant que $i^2 = -1$, on introduit donc deux opérateurs (à un facteur de normalisation $\sqrt{2}/2$ près) :

$$\mathbf{A} = \mathbf{P} + i\mathbf{X} \qquad \mathbf{A}^\dagger = \mathbf{P} - i\mathbf{X}$$

Pour des raisons qui apparaissent en cours de calcul (cf article détaillé), ces opérateurs sont appelés opérateurs respectivement de création et d'annihilation de quanta, ou encore opérateurs d'échelle. Ensuite, un raisonnement par récurrence permet de montrer le caractère quantifié des niveaux d'énergie possible, et de calculer leurs valeurs. Ces quanta sont l'analogue mécanique des photons, et à ce titre ils sont parfois appelés phonons.

Cette introduction d'opérateurs de création et d'annihilation est une technique assez emblématique de la physique quantique. On la retrouve par exemple dans la théorie du moment cinétique quantique ou en théorie quantique des champs

Particule libre

L'un des systèmes les plus simples en mécanique quantique est la particule libre, dont l'énergie est réduite à sa composante cinétique. L'équation de Schrödinger s'écrit alors :

$$\frac{\partial}{\partial t}\varphi(\mathbf{x}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial \mathbf{x}^2}\varphi(\mathbf{x}, t).$$

Les solutions sont de la forme :

$$\varphi(\mathbf{x}, t) \propto e^{i(\mathbf{px} - Et)/\hbar}.$$

Effet tunnel

L'effet tunnel désigne la propriété que possède un objet quantique de franchir une barrière de potentiel même si son énergie est inférieure à l'énergie minimale requise pour franchir cette barrière. C'est un effet purement quantique, qui ne peut pas s'expliquer par la mécanique classique. Pour une telle particule, la fonction d'onde, dont le carré du module représente la densité de probabilité de présence, ne s'annule pas au niveau de la barrière, mais s'atténue à l'intérieur de la barrière, pratiquement exponentiellement pour une barrière assez large. Si, à la sortie de la barrière de potentiel, la particule possède une probabilité de présence non nulle, elle peut traverser cette barrière. Cette probabilité dépend des états accessibles de part et d'autre de la barrière ainsi que de l'extension spatiale de la barrière.

Spin de l'électron

Historiquement, le spin de l'électron est d'abord un phénomène expérimental observé notamment lors de l'expérience de Stern et Gerlach. En substance, il apparaît comme une sorte de très faible moment magnétique n'admettant que deux valeurs possibles, qui sont opposées et qui ne varient pas continûment selon l'axe de mesure. Il s'agit donc d'une grandeur qui ne respecte pas, du moins en apparence, les lois spatiales de la trigonométrie, tout en étant directionnelle. Ces observations assez curieuses n'ont pu être expliquées que par la mécanique quantique.

Le spin de l'électron est donc une grandeur *a priori* directionnelle qui ne peut prendre que deux valeurs de magnitude égales et de sens opposées. Les états quantiques correspondant sont alors en général notés $|+\rangle$ et $|-\rangle$ [17]. Ces états dépendent d'un axe d'observation particulier, traditionnellement placé verticalement, c'est-à-dire selon l'axe (O, z).

Avec un choix d'unités adéquat, cela signifie que pour un électron dans l'état $|+\rangle$, la mesure du moment magnétique de spin selon (O, z) donnera à coup sûr +1 comme résultat de mesure. De la même façon un électron dans l'état $|-\rangle$ donnera nécessairement -1 comme résultat de mesure selon ce même axe.

Dès lors, $|+\rangle$ et $|-\rangle$ forment la base d'un espace vectoriel de dimension deux, et l'observable associée à la mesure du spin selon l'axe (O, z) s'écrit alors, en représentation matricielle :

$$\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

(l'indice 3 est ici choisit car l'axe (O, z) est traditionnellement le troisième axe du trièdre spatial)

Par application du principe de superposition, toute superposition linéaire de $|+\rangle$ et $|-\rangle$ est aussi un état possible pour l'électron. Parmi ces combinaisons linéaires, il en est qui sont les vecteurs propres de deux matrices σ_1 et σ_2 :

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

σ_1, σ_2 et σ_3 forment avec la matrice unité ce qu'on appelle les matrices de Pauli.

La considération d'un vecteur unitaire $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$ et de l'observable : $\sigma = \sigma_1 n_1 + \sigma_2 n_2 + \sigma_3 n_3$ permet alors de faire apparaître la valeur moyenne suivante de σ pour l'état $|+\rangle$:

{\begin{aligned}\langle +|\sigma |+\rangle &=\langle +|\sigma _{1}n_{1}+\sigma _{2}n_{2}+\sigma _{3}n_{3}|+\rangle \\&=\langle +|\sigma _{1}n_{1}|+\rangle +\langle +|\sigma _{2}n_{2}|+\rangle +\langle +|\sigma

où est l'angle éloignant de l'axe (O, z).

Autrement dit, dès lors que σ_1 et σ_2 sont associés aux observables liées à la mesure du spin selon les axes (O, et (O, , alors les règles de trigonométries apparaissent, mais avec une signification probabiliste. C'est là un résultat typique de la mécanique quantique.

Le spin de l'électron joue un rôle très important en mécanique quantique, d'une part parce que c'est un phénomène qui n'a pas d'équivalent classique, et d'autre part parce que c'est l'un des systèmes quantiques les plus simples dans la mesure où il n'a que deux états (ou plus précisément, que son espace vectoriel est de dimension deux[18]). À ce titre il est souvent utilisé comme modèle d'étude pour des systèmes plus complexes, même lorsque le phénomène physique sous-jacent est complètement différent. L'exemple emblématique est le modèle d'Ising.

Atome d'hydrogène

Formulation de la mécanique quantique par intégrale de chemin

Richard Feynman, dans sa thèse en 1942, introduit la notion d'intégrale de chemin afin de présenter une nouvelle formulation de la mécanique quantique[19]. Ces résultats ne seront publiés qu'en 1948[20] en raison de la seconde guerre mondiale. À terme, le but de cette approche serait de formuler une théorie de l'électrodynamique quantique en développant la quantification par intégrale de chemin. Si de nos jours on retient le formalisme Hamiltonien de la mécanique quantique pour traiter des problèmes classiques (au sens non relativiste), il s'avère que la formulation de Feynman est largement prédominante pour traiter les problèmes relativistes notamment en théorie quantique des champs, l'avantage provenant du fait que cette approche est non perturbative.

Par ailleurs, en 1953, Feynman appliqua son approche pour formuler la mécanique statistique quantique (en) par intégrale de chemin (intégrale de Wiener, formule de Feynman-Kac (en)) et tenta d'expliquer la transition lambda dans l'hélium superfluide.

Mécanique quantique et relativité

La mécanique quantique est une théorie « non relativiste » : elle n'incorpore pas les principes de la relativité restreinte. En appliquant les règles de la quantification canonique à la relation de dispersion relativiste, on obtient l'équation de Klein-Gordon (1926). Les solutions de cette équation présentent toutefois de sérieuses difficultés d'interprétation dans le cadre d'une théorie censée décrire « une » seule particule : on ne peut notamment pas construire une « densité de probabilité de présence » partout positive, car l'équation contient une dérivée temporelle seconde. Dirac cherchera alors une autre équation relativiste du « premier ordre en temps », et obtiendra l'équation de Dirac, qui décrit très bien les fermions de spin un-demi comme l'électron.

La théorie quantique des champs permet d'interpréter toutes les équations quantiques relativistes sans difficulté.

L'équation de Dirac incorpore naturellement l'invariance de Lorentz avec la mécanique quantique, ainsi que l'interaction avec le champ électromagnétique mais qui est traité encore de façon classique (on parle d'approximation semi-classique). Elle constitue la mécanique quantique relativiste. Mais du fait précisément de cette interaction entre les particules et le champ, il est alors nécessaire, afin d'obtenir une description cohérente de l'ensemble, d'appliquer la procédure de quantification également au champ électromagnétique. Le résultat de cette procédure est l'électrodynamique quantique dans laquelle l'unité entre champ et particule est encore plus transparente puisque désormais la matière elle aussi est décrite par un champ. L'électrodynamique quantique est un exemple particulier de théorie quantique des champs.

D'autres théories quantique des champs ont été développées par la suite au fur et à mesure que les autres interactions fondamentales ont été découvertes (théorie électrofaible, puis chromodynamique quantique).

Les inégalités de Heisenberg

Les relations d'incertitude de Heisenberg traduisent l'impossibilité de préparer un état quantique correspondant à des valeurs précises de certains couples de grandeurs conjuguées. Ceci est lié au fait que les opérateurs quantiques associés à ces grandeurs classiques « ne commutent pas ».

Les inégalités de Heisenberg sont très fréquemment désignées par l'expression « principe d'incertitude ». *Stricto sensu*, cette appellation est trompeuse : ces inégalités ne sont pas un principe car elles sont parfaitement démontrées grâce à l'analyse de Fourier, et elles ne concernent pas des incertitudes au sens commun du terme mais une indétermination intrinsèque, propre à la nature aléatoire de la mécanique quantique.

Inégalité position-impulsion

Considérons par exemple la position et l'impulsion d'une particule. En utilisant les règles de la quantification canonique, il est facile de vérifier que les opérateurs de position et d'impulsion vérifient :

\left[{\hat {x}}^{i},{\hat {p}}_{j}\right]f({\vec

La relation d'incertitude est définie à partir des écarts quadratiques moyens de grandeurs conjuguées. Dans le cas de la position et de l'impulsion d'une particule, elle s'écrit par exemple :

{\Delta }x\,\cdot \,

Plus l'état possède une distribution resserrée sur la position, plus sa distribution sur les valeurs de l'impulsion qui lui est associée est large. Cette propriété rappelle le cas des ondes, via un résultat de la transformée de Fourier, et exprime ici la dualité onde-corpuscule. Il est clair que ceci mène à une remise en cause de la notion classique de trajectoire comme chemin continu différentiable[21].

Inégalité temps-énergie

Il existe également une relation d'incertitude portant sur l'énergie d'une particule et la variable temps. Ainsi, la durée nécessaire à la détection d'une particule d'énergie à près[22] vérifie la relation :

{\displaystyle {\Delta

Cependant, la dérivation de cette inégalité énergie-temps est assez différente de celle des inégalités position-impulsion[23, 24].

En effet, si le hamiltonien est bien le générateur des translations dans le temps en mécanique hamiltonienne, indiquant que temps et énergie sont conjuguées[25], **il n'existe pas d'opérateur temps** en mécanique quantique (« théorème » de Pauli), c'est-à-dire qu'on ne peut pas construire d'opérateur qui obéirait à une relation de commutation canonique avec l'opérateur hamiltonien :

\left[{\hat {H}},{\hat

ceci pour une raison très fondamentale : la mécanique quantique a en effet été inventée pour que chaque système physique stable possède un « état fondamental d'énergie minimum ». L'argument de Pauli est le suivant : si l'opérateur temps existait, il posséderait un spectre continu. Or, l'opérateur temps, obéissant à la relation de commutation canonique, serait aussi le générateur des « translations en énergie ». Ceci entraîne alors que l'opérateur hamiltonien posséderait lui aussi un « spectre continu », en contradiction avec le fait que l'énergie de tout système physique stable se doit d'être *bornée inférieurement*[26].

Intrication

La notion d'intrication quantique intervient dès lors que deux systèmes et sont considérés dans leur ensemble comme formant un seul et unique système . Cette assertion peut être vérifiée par exemple dans le cas simple où les espaces d'état de et ont pour bases les vecteurs propres (|a_{i}\r et (|b_{i}\ de deux observables $\mathcal{A}$ et agissant respectivement sur et .

$\mathcal{A}$ et agissent nécessairement aussi sur puisque est constitué de la réunion de $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$. On peut donc noter $(|a_i b_j\rangle)_{i=1..m,j=1..n}$ le vecteur d'état de $\mathcal{S}$ tel que dans cet état la mesure de $\mathcal{A}$ donne à coup sûr a_i et la mesure de $\mathcal{B}$ donne à coup sûr b_j.

D'après le principe de superposition, toutes les combinaisons linéaires des vecteurs d'état $(|a_i b_j\rangle)_{i=1..m,j=1..n}$ sont des états possibles du système. Or, il existe mn tels vecteurs, et donc l'espace vectoriel qu'ils engendrent est au moins de dimension mn. Dans le cas général, cette dimension est supérieure à $m+n$[27], c'est-à-dire au nombre de degrés de libertés nécessaires pour décrire les systèmes $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$ considérés séparément.

Il apparaît donc que dans le cas général la description complète des deux systèmes dans leur ensemble ne peut être réduite à celle des deux systèmes pris séparément. Autrement dit, il existe des états de $\mathcal{S}$ tels qu'il n'existe aucun état de $\mathcal{A}$ ni aucun état de $\mathcal{B}$, c'est-à-dire aucune combinaison linéaire des $(|a_i\rangle)_{i=1..m}$ ni aucune combinaison linéaire des $(|b_j\rangle)_{j=1..n}$ qui permettent d'obtenir les probabilités de résultats de mesure. De tels états de $\mathcal{S}$ sont alors dit *intriqués*. Un tel exemple d'état intriqué est :

$$|\varphi\rangle = |a_1 b_2\rangle + |a_2 b_1\rangle$$

Deux systèmes ou deux particules peuvent être intriqués dès qu'il existe une interaction entre eux. En conséquence, les états intriqués sont la règle plutôt que l'exception. Une mesure effectuée sur l'une des particules changera son état quantique selon le postulat quantique de la mesure. Du fait de l'intrication, cette mesure aura un effet instantané sur l'état de l'autre particule, même si la ligne d'univers qui relie les deux évènements « *mesure 1* » et « *mesure 2* » de l'espace-temps est une courbe de genre espace ! Par suite, le fait que la mécanique quantique tolère l'existence d'états intriqués, états ayant effectivement été observés en laboratoire et dont le comportement est en accord avec celui prévu par la mécanique quantique (voir l'expérience d'Aspect), implique que la mécanique quantique est une théorie physique non locale. Néanmoins, il est incorrect d'assimiler ce changement d'état à une transmission d'information plus rapide que la vitesse de la lumière (et donc une violation de la théorie de la relativité). La raison est que le résultat de la mesure relatif à la première particule est toujours aléatoire, dans le cas des états intriqués comme dans le cas des états non intriqués. Il est donc impossible de « transmettre » quelque information que ce soit, puisque la modification de l'état de l'autre particule, pour immédiate qu'elle soit, conduit à un résultat de la mesure relatif à la seconde particule qui est toujours aussi aléatoire que celui relatif à la première particule. Les corrélations entre les mesures des deux particules, bien que très réelles et mises en évidence dans de nombreux laboratoires de par le monde, resteront indétectables tant que les résultats des mesures ne seront pas comparés, ce qui implique nécessairement un échange d'information classique, respectueux de la Relativité (voir aussi le Paradoxe EPR).

La téléportation quantique fait usage de l'intrication pour assurer le transfert de l'état quantique d'un système physique vers un autre système physique. Ce processus est le seul moyen connu de transférer parfaitement l'information quantique. Il ne peut dépasser la vitesse de la lumière et est également « désincarné », en ce sens qu'il n'y a pas de transfert de matière (contrairement à la téléportation fictive de Star Trek).

Cet état ne doit pas être confondu avec l'état de « superposition ». Un même objet quantique peut avoir deux (ou plus) états « superposés ». Par exemple un même photon peut être dans l'état « polarité longitudinale » et « polarité transversale » simultanément. Le chat de Schrödinger est simultanément dans l'état « mort » et « vivant ». Un photon qui passe une lame semi-réfléchissante est dans l'état superposé « photon transmis » et « photon réfléchi ». C'est uniquement lors de l'acte de mesure que l'objet quantique possédera un état déterminé.

Dans le formalisme de la physique quantique, un état d'intrication de « plusieurs objets quantiques » est représenté par un produit tensoriel des vecteurs d'état de chaque objet quantique. Un état de superposition ne concerne qu'« un seul objet quantique » (qui peut être une intrication), et est représenté par une combinaison linéaire des différentes possibilités d'états de celui-ci.

Téléportation quantique

On ne peut déterminer l'état d'un système quantique qu'en l'observant, ce qui a pour effet de détruire l'état en question. Celui-ci peut en revanche, une fois connu, être en principe recréé ailleurs. En d'autres termes, la « duplication » n'est pas possible dans le monde quantique, seule l'est une « reconstruction en un autre endroit », voisine du concept de téléportation dans la science-fiction.

Élaborée théoriquement en 1993 par C.H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, et W. Wootters dans l'article *Teleporting an unknown quantum state by dual classical and EPR channels*, de la *Physical Review Letter*, cette reconstruction a été réalisée expérimentalement en 1997, sur des photons, par l'équipe d'Anton Zeilinger à Innsbruck, et plus récemment sur des atomes d'hydrogène.

Liste des expériences

Paradoxes

Ces « paradoxes » nous questionnent sur l'interprétation de la mécanique quantique, et révèlent dans certains cas à quel point notre intuition peut se révéler trompeuse dans ce domaine qui ne relève pas directement de l'expérience quotidienne de nos sens.

Chat de Schrödinger

Ce paradoxe (1935) met en évidence les problèmes d'interprétation du postulat de réduction du paquet d'onde.

Paradoxe EPR et expérience d'Alain Aspect

Ce paradoxe (1935) met en évidence la non-localité de la physique quantique, impliquée par les états intriqués.

Expérience de Marlan Scully

Cette expérience peut être interprétée comme une démonstration que les résultats d'une expérience enregistrée à un instant T dépendent objectivement d'une action effectuée à un temps ultérieur T+t. Selon cette interprétation, la non-localité des états intriqués ne serait pas seulement spatiale, mais également temporelle.

Toutefois, la causalité n'est pas strictement violée car il n'est pas possible — pour des raisons fondamentales — de mettre en évidence, avant l'instant T+t, que l'état enregistré à l'instant T dépend d'un évènement ultérieur. Ce phénomène ne peut donc donner aucune information sur l'avenir.

Contrafactualité

Selon la mécanique quantique, des évènements qui « auraient pu se produire, mais qui ne se sont pas produits » influent sur les résultats de l'expérience.

Du monde quantique au monde classique

Alors que les principes de la mécanique quantique s'appliquent *a priori* à tous les objets contenus dans l'univers (nous y compris), pourquoi continuons-nous à percevoir classiquement l'essentiel du monde macroscopique ? En particulier, pourquoi les superpositions quantiques ne sont-elles pas observables dans le monde macroscopique ? La théorie de la décohérence explique leurs disparitions très rapides en raison du couplage inévitable entre le système quantique considéré et son environnement.

Cette théorie a reçu une confirmation expérimentale avec les études portant sur des systèmes mésoscopiques pour lesquels le temps de décohérence n'est pas trop court pour rester mesurable, par exemple un système de quelques photons dans une cavité[28].

Notes et références

1. **(en)** A Snapshot of Foundational Attitudes Toward Quantum Mechanics (https://arxiv.org/abs/1301.1069), enquête statistique concernant la position des physiciens sur les fondements de la mécanique quantique.
2. Selon Scott Aaronson : *Quantum mechanics is what you would inevitably come up with if you started from probability theory, and then said, let's try to generalize it so that the numbers we used to call "probabilities" can be negative numbers.* (« La mécanique quantique est ce qu'on obtient inévitablement en partant de la théorie des probabilités, et en cherchant à la généraliser afin que les nombres qu'on appelle « probabilités » puissent être négatifs. ») **(en)** PHYS771 Lecture 9: Quantum (http://www.scottaaronson.com/democritus/lec9.html)
3. Isaac Newton pensait que la lumière était constituée de particules, mais les travaux notamment de Christian Huygens ont longtemps fait oublier cette idée.
4. **(en)** Principles of Quantum Mechanics (https://archive.org/details/DiracPrinciplesOfQuantumMechanics), sur Internet archive
5. from c-numbers to q-numbers (http://publishing.cdlib.org/ucpressebooks/view?docId=ft4t1nb2gv&chunk.id=d0e17419&toc.depth=1&toc.id=d0e17419&brand=ucpress) chapitre XI, disponible gratuitement en ligne, et partiellement traduit ici. *During this period (1921-1923) he was influenced by a very good teacher of mathematics, Peter Fraser, who imparted to him a love of projective geometry. For long Dirac admired the magical power of projective methods to justify at a glance theorems otherwise very difficult to prove. Late in his life he remembered having used these methods in much of his work, though only on the backstage of his research* (« Pendant cette période (1921-1923), il fut influencé par un très bon professeur de mathématiques, Peter Fraser, qui lui a transmis une passion pour les géométries projectives. Pendant longtemps Dirac admira le pouvoir magique des méthodes projectives, qui justifiaient en un instant des théorèmes qui seraient très difficiles à prouver autrement. Plus tard dans sa vie, il évoqua avoir utilisé ces méthodes dans une grande partie de son travail, mais seulement dans les coulisses de ses recherches. »)
6. Von Neuman écrit, dans la préface de la réédition de 1955 *Fondements mathématiques de la mécanique quantique* (traduction de l'allemand vers l'anglais) : « Dirac, in several papers, as well as in his recently published book, has given a representation of quantum mechanics which is scarcely to be surpassed in brevity and elegance, [..] The method of Dirac, mentioned above, [..] in no way satisfies the requirements of mathematical rigor -- not even if these are reduced in a natural and proper fashion to the extent common in theoretical physics »
7. Greenberger, Hentshel, Weinert, *Compendium of Quantum Physics*, Springer 2009, p. 742.
8. Roland Omnès, *Les indispensables de la Mécanique Quantique*, Odile Jacob, 2006, p. 86.
9. Extrait vidéo du cours de Susskind (https://www.youtube.com/watch?v=a6ANMKRBjA8&t=3634), où le concept d'orthogonalité est expliqué : *That's a postulate: the basic postulate is when things are measurably different, when two states are such, that you can cleanly tell the difference between them by an experiment, they are orthogonal.* (« C'est un postulat : le postulat de base est que quand des choses sont mesurablement différentes, quand deux états sont ainsi, que vous pouvez nettement faire la différence entre eux par une expérience, ils sont orthogonaux. »)
10. Dans *principes de la mécanique quantique*, Dirac écrit (chapitre 1, §2) : « Quoique l'idée fondamentale, suivant laquelle une réalité physique peut être décrite par l'emploi simultané d'ondes et de particules reliées entre elles d'une façon bien curieuse, soit une idée d'une importance considérable et susceptible d'applications étendues, elle n'en est pas moins, cependant, qu'un simple cas particulier d'un principe beaucoup plus général, le *principe de superposition*. Celui-ci constitue l'idée fondamentale nouvelle de la mécanique quantique et forme le point initial à partir duquel celle-ci commence à s'écarter de la théorie classique »
11. Cette appellation est un peu trompeuse car elle pourrait être confondue avec une interprétation de la mécanique quantique, ce qu'elle n'est pas vraiment.
12. Une telle formulation s'avère néanmoins imprécise car son analyse détaillée montre qu'elle est inconsistante. En effet la considération d'un scalaire λ quelconque et l'application au chat de Schrödinger de la règle de Born telle que nous venons de la formuler, en prenant $\alpha = \lambda$ et $\beta = 0$, montre que le vecteur $|\phi_{\lambda,0}\rangle = \lambda|\mathbf{mort}\rangle$ ainsi obtenu donne une probabilité certaine de trouver le chat mort, tout comme c'est le cas pour l'état $|\mathbf{mort}\rangle$, par hypothèse. Il est donc possible d'appliquer à nouveau la règle de Born en utilisant cette fois-ci non plus $|\mathbf{mort}\rangle$, mais $\lambda|\mathbf{mort}\rangle$. Le vecteur $|\phi\rangle$ utilisé initialement s'écrit dans ce cas :
$$|\phi\rangle = \frac{\alpha}{\lambda}\lambda|\mathbf{mort}\rangle + \beta|\mathbf{vivant}\rangle$$
Une telle expression donne cette fois comme probabilité le module au carré de α/λ divisé par la somme des carrés des modules de α/λ et de β, ce qui dans le cas général où $\lambda \neq 1$ est différent de la probabilité obtenue précédemment. Il a donc été obtienu, pour un même état quantique, deux probabilités différentes, d'où l'inconsistance de la définition. Une manière plus rigoureuse de formuler la règle de Born consiste donc à dire que pour toute famille de vecteurs orthogonaux $(|i\rangle)_{i\in\mathbf{N}}$, il existe au moins une famille de vecteurs $(|i'\rangle)_{i\in\mathbf{N}}$ et de scalaires $(\lambda_i)_{i\in\mathbf{N}}$ tels que $|i\rangle = \lambda_i|i'\rangle$ et tels que pour toute combinaison linéaire des $(|i'\rangle)_{i'\in\mathbf{N}}$, la probabilité pour que le résultat de mesure soit le même que si le système avait été dans l'état $|i'\rangle$ est :
$$\frac{|\alpha_i|^2}{\sum_i |\alpha_i|^2},$$
où les α_i sont les coefficients linéaires du vecteur d'état dans la base $(|i'\rangle)_{i\in\mathbf{N}}$.
13. **(en)** A formal proof of the Born rule from decision-theoretic assumptions (https://archive.org/details/arxiv-0906.2718) David Wallace
14. Dans son cours de physique disponible sur youtube (https://www.youtube.com/watch?v=CaTF4QZ94Fk&feature=player_detailpage#t=568s) Leonard Susskind présente les postulats de la mécanique quantique ainsi : « Voici ce qu'est la mécanique quantique : c'est une méthode de calcul de probabilités. […] Probabilités de quoi ? Probabilités de résultats de mesures, de valeurs de résultats de mesures. Et les choses que l'on mesure s'appellent des observables. »
15. La lettre *G* est ici utilisée pour « générateur », en référence à la notion de « générateur infinitésimal » en théorie des groupes, et en particulier des groupes de Lie qui ont un rôle fondamental en physique théorique.
16. Le changement de variable $x'' = x' - x$ est effectué, suivi d'une dérivation par rapport à *x*, puis du remplacement de *x* par 0 et ensuite la variable muette x'' est renommée en *x*. Il convient de prendre garde au fait que dans l'égalité finalement obtenue, le *x* présent dans le membre de droite est une variable muette qui ne désigne pas la même chose que le *x* du membre de gauche.
17. La notation $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ existe aussi.
18. En toute rigueur cet espace est même de dimension un, compte tenu du caractère projectif de l'espace des états quantiques. Le spin d'un électron est donc bien l'un des systèmes quantiques les plus simples qu'on puisse imaginer.
19. **(en)** Richard P Feynman, *The principle of least action in quantum mechanics*, université de Princeton, thèse reproduite dans **(en)** Richard P Feynman et Laurie M Brown (dir.), *World Scientific*, 2005 (ISBN 981-256-380-6), « Feynman's thesis: a new approach to quantum theory ».
20. Richard P Feynman, *Review of Modern Physics*, vol. 20, 1948, « Space-time approach to non-relativistic quantum mechanics » p. 267, reproduit dans Julian Schwinger (dir.), *Selected papers on quantum electrodynamics*, Dover Publications, 1958 (ISBN 0-486-60444-6), ainsi que dans Laurie M Brown (dir.), *World Scientific*, 2005 (ISBN 981-256-380-6), « Feynman's thesis: a new approach to quantum theory ».
21. La notion de chemin a fait un retour spectaculaire en mécanique quantique en 1948 avec la formulation lagrangienne introduite par Feynman, basée sur le concept d'intégrale de chemin.
22. Ce concept est primordial en théorie quantique des champs, théorie qui fait appel à la notion de particule virtuelle.

23. Pour une dérivation rigoureuse de l'inégalité énergie-temps, consulter par exemple Albert Messiah, *Mécanique quantique*, vol. 1, Dunod, 1995 (1re éd. 1959) (ISBN 2-10-007361-3), p. 114–17, 269–70.
24. Pour l'oscillateur harmonique, Albert Messiah, *Mécanique quantique*, vol. 1, Dunod, 1995 (1re éd. 1959) (ISBN 2-10-007361-3), p. 280.
25. De même que la composante p_i de l'impulsion est le générateur des translations d'espace dans la direction x^i .
26. Concernant la validité de ce « théorème », lire les travaux d'Eric Galapon *quant-ph/9908033* (https://arxiv.org/abs/quant-ph/9908033) et *quant-ph/0303106* (https://arxiv.org/abs/quant-ph/0303106)
27. En fait, compte tenu de la condition de normalisation, il peut même être noté que le nombre de degrés de liberté de $\mathcal{S}$ est en fait $mn-1$ et que le nombre de degrés de liberté de $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$ pris séparément est $m-1+n-1=m+n-2$. Comme $mn-1>m+n-2$ dès lors que m et n sont chacun au moins égaux à 2, des états intriqués existent même pour des états quantiques de dimension 2, par exemple des spins d'électrons.
28. Haroche *et al.*, 1996

Annexes

Sur les autres projets Wikimedia :

Département:Mécanique quantique, sur Wikiversity

Bibliographie

Ouvrages de vulgarisation

- Amaury Mouchet, *L'étrange subtilité quantique*, Coll. « UniverSciences », Dunod, 2010 (ISBN 978-2-10-054659-6)
- Banesh Hoffmann et Michel Paty, *L'étrange histoire des quanta*, Coll. « Points-Sciences » (no 26), Le Seuil, 1981 (ISBN 2-02-005417-5)
- Emilio Segrè, *Les physiciens modernes et leurs découvertes - Des rayons X aux quarks*, Fayard, 1984 (ISBN 978-2-213-01383-1). — Une histoire vulgarisée qui couvre la période 1895-1983. L'auteur a reçu le prix Nobel de physique 1959 pour la découverte expérimentale de l'antiproton.
- George Gamow, *Trente années qui ébranlèrent la physique (Histoire de la théorie quantique)*, 1968. Rééd. Jacques Gabay, 2000 (ISBN 2-87647-135-3).
- Stéphane Deligeorges (éd.), *Le monde quantique*, Coll. « Points-Sciences » (no 46), Le Seuil, 1984 (ISBN 2-02-008908-4)
- Emile Noël (éd.), *La matière aujourd'hui*, Coll. « Points-Sciences » (no 24), Le Seuil, 1981 (ISBN 2-02-005739-5)
- Serge Haroche, *Physique quantique*, Leçon inaugurale au Collège de France, coédition Collège de France/Fayard, 2004.
- Paul Guyot, *Physique et quanta*, Coll. « Points-Sciences » (no 55), Le Seuil, 2012 (ISBN 2-02-005739-5).
- Étienne Klein, *Petit voyage dans le monde des quanta*, Coll. « Champs » (no 557), Flammarion, 2004 (ISBN 2-08-080063-9)
- Roland Omnès, *Les indispensables de la mécanique quantique*, Coll. « Sciences », Odile Jacob, 2006 (ISBN 978-2-7381-1820-2)
- **(en)** Helge S. Kragh **(de)**, *Quantum Generations: A History of Physics in the Twentieth Century*, Princeton University Press, 1999 (ISBN 0-691-01206-7)
- Sven Ortoli et Jean-Pierre Pharabod, *Le Cantique des quantiques : le monde existe-t-il ?*, La Découverte, 2007 (ISBN 978-2-7071-5348-7).

Ouvrages de philosophie

- Bernard d'Espagnat, *Le Réel voilé, Analyse des concepts quantiques*, Fayard, 1994
- Michel Bitbol, *Mécanique quantique, une introduction philosophique*, 1re éd. 1996 [détail de l'édition]
- Manuel Bächtold, *L'Interprétation de la mécanique quantique : une approche pragmatiste*, Hermann, 2009
- Bryce DeWitt and Neil Graham, *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton University Press, 1973
- David Bohm et Basil Hiley *The Undivided Universe, An Ontological Interpretation of Quantum Mechanics*, Routledge, 1993
- **(en)** Bas van Fraassen, *Quantum mechanics : an empiricist view*, New York, Oxford University Press, 26 septembre 1991, 560 p. (ISBN 978-0-19-823980-2)
- R. I. G. Hughes, *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, Harvard University Press, 1992
- Roland Omnès, *The Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton University Press, 1994
- Robert B. Griffiths, *Consistent Quantum Theory*, Cambridge University Press, 2003 (ISBN 0-521-53929-3)
- John S. Bell, *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics, Second Edition, Collected Papers on Quantum Philosophy*, Cambridge University Press, 2004 (ISBN 0-521-52338-9)

Ouvrages d'initiation

Accessibles au niveau d'un premier cycle universitaire.

- Jean-Marc Lévy-Leblond & Françoise Balibar, *Quantique : rudiments*, InterEditions/Éditions du CNRS (1984). Réédité par Masson (1997) (ISBN 2-225-85521-8), aujourd'hui racheté par Dunod : (ISBN 2-225-85521-8) Initiation à la physique quantique, accessible dès le premier cycle universitaire. Le bagage mathématique est restreint au minimum, l'accent étant porté sur la compréhension des phénomènes.
- Richard P. Feynman, Robert B. Leighton **(en)** et Matthew Sands **(en)**, *Le Cours de physique de Feynman* [détail de l'édition], vol. 3 : *Mécanique quantique*, issu d'un enseignement donné à CalTech (Californian Institute of Technology, Pasadena), première parution aux États-Unis en 1963, éd. Dunod (ISBN 2-10-004934-8). Cours de niveau premier cycle universitaire, par le théoricien américain Richard Feynman, prix Nobel de physique 1965. C'est une vision personnelle de la physique orientée vers la pédagogie : Feynman prend pour point de départ les amplitudes de transitions plutôt que la fonction d'onde Ψ (l'équation de Schrödinger ne faisant son apparition qu'au chapitre 16 à la page 320). Ces amplitudes constituent l'objet central de sa propre formulation en intégrale de chemins. Cette approche peut dérouter l'étudiant ayant déjà suivi un cours d'initiation standard, l'aspect formel étant réduit. Texte très riche, la complexité de certains points est masquée par l'absence de formalisme mathématique.
- Max Born, *Structure atomique de la matière - Introduction à la physique quantique*, Collection U, Armand-Colin (8e édition-1971). Un livre de référence par un professeur de physique théorique de l'université de Göttingen, prix Nobel de physique 1954 pour son interprétation statistique de la fonction d'onde de Schrödinger. Ce livre vaut pour certains détails historiques de première main.
- Bernard Cagnac & Jean-Claude Pebay-Peyroula, *Physique atomique - Tome 1 : expériences et principes fondamentaux*, Dunod (1975). (ISBN 2-04-002555-3). Ce livre décrit précisément et en détail les aspects expérimentaux suivants : l'effet photoélectrique, les spectres optiques, l'expérience de Franck et Hertz, l'effet Compton, l'émission et l'absorption de photons, le laser, la dualité onde-corpuscule, les modèles atomique planétaires, ainsi que de nombreux aspects du magnétisme orbital et du magnétisme de spin, dont l'expérience de Stern et Gerlach.
- Edouard Chpolski, *Physique atomique* (2 vol.), Éditions Mir (1977). Un exposé des principes de la physique atomique, qui fournit de nombreux détails historiques.
- **(en)** Abraham Pais, *Inward Bound - Of Matter & Forces in the Physical World*, Oxford University Press (1986) (ISBN 0-19-851997-4) Écrite par un ancien assistant d'Einstein à Princeton, cette histoire des développements de la physique moderne démarre en 1895 avec la découverte expérimentale des rayons X, et se termine en 1983 lors de la découverte expérimentale au C.E.R.N. des bosons-vecteurs W et Z. L'auteur décrit avec beaucoup de détails l'évolution des idées, indiquant systématiquement les références des publications originales. Livre non traduit pour l'instant en français.

Ouvrages destinés à l'apprentissage de la discipline

Accessibles à partir du second cycle universitaire.

- Constantin Piron, *Mécanique Quantique : bases et Applications*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes (1998) (ISBN 2-88074-399-0). Ce cours expose les bases de la théorie quantique et ses applications élémentaires sous une forme moderne, totalement renouvelée grâce aux travaux et aux découvertes faites ces trente dernières années tant dans le domaine expérimental que dans le domaine théorique. Les concepts mathématiques sont introduits au fur et à mesure des besoins d'une manière élémentaire mais rigoureuse. Le tout est illustré par de nombreux exercices, avec corrigé.
- Michel Le Bellac, *Physique quantique*, coll. « Savoirs actuels », EDP Sciences/CNRS Éditions, 2003 (ISBN 2-86883-655-0 et 2-271-06147-4). Cet ouvrage aborde les aspects les plus récents de la théorie.
- J. L. Basdevant, J. Dalibard, *Mécanique quantique* [détail des éditions].
- Jean-Louis Basdevant, Jean Dalibard, *Problèmes quantiques*, éditions de l'École polytechnique, 2004 (ISBN 2730211179). Complément du volume de cours précédent, ce livre contient 19 problèmes, avec corrigés, sur une grande diversité d'exemples expérimentaux contemporains.
- C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique quantique* [détail de l'édition]. Traité en français, généralement donné comme référence aux étudiants du premier et second cycles universitaires.

- Albert Messiah, *Mécanique quantique* [détail des éditions].
- Lev Landau et Evgueni Lifchits, *Physique théorique*, tome 3 : *Mécanique quantique* [détail des éditions]. Écrit par un théoricien soviétique (en collaboration avec un de ses élèves) connu pour ses travaux en physique de l'état condensé, prix Nobel de physique 1962. Ouvrage complet.
- **(en)** Jun John Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, édition révisée, Addison-Wesley Publishing Company, 1994 (ISBN 0-201-53929-2). Cet ouvrage d'un niveau avancé présente en particulier des sujets tels que les intégrales de chemin de Feynman, les mesures de corrélations, les inégalités de Bell, etc.
- **(en)** Peter Atkins, *Molecular quantum mechanics*, Oxford University Press (2e édition-1983). Cours très pédagogique, par le célèbre professeur de chimie-physique de l'université d'Oxford.
- Alain Aspect, « Quelques tests expérimentaux des fondements de la mécanique quantique (en optique) », dans *Qu'est-ce que l'Univers ?*, vol. 4 de l'Université de Tous les Savoirs (sous la direction d'Yves Michaux), Odile Jacob, 2001. Dualité onde-corpuscule, intrication quantique & paradoxe E.P.R., par un professeur d'optique à l'université de Paris-Sud (Orsay), auteur en 1982 d'une expérience testant les inégalités de Bell des corrélations EPR (expérience en faveur des prédictions de la mécanique quantique. Cette expérience fut améliorée en 1998 par Anton Zeilinger et ses collaborateurs de l'université d'Innsbrück, Autriche).
- Anton Zeilinger, « La Téléportation », *Pour La Science*, no 272, juin 2000, p. 36-44.

Prévention des abus d'interprétations

Accessible sans bagage physique préalable.

- Richard Monvoisin ; *Quantoc : l'art d'accommoder le mot quantique à toutes les sauces*, Bulletin de l'Union des Physiciens, Vol. 105 no 935 p. 679-700, juin 2011.

Aspects historiques

- José Leite-Lopes et Bruno Escoubès, *Sources et évolution de la physique quantique - Textes fondateurs*, Masson (1995) (ISBN 2-225-84607-3). Réédité par E.D.P. Sciences. Donne une vue générale de l'évolution des idées, du XIXe siècle à 1993, ainsi que la traduction française de quelques articles fondateurs.
- John Archibald Wheeler et Wojciech Zurek, *Quantum Theory and Measurement*, Princeton University Press, 1983. Un recueil classique d'articles sur le « problème de la mesure ».
- B. L. van der Waerden (ed.), *Sources of quantum mechanics*, Dover Publications, Inc. (1967) (ISBN 0-486-61881-1). Ce volume regroupe quelques-uns des articles pionniers de 1916 à 1926 (en traduction anglaise).
- Paul A. Dirac, *The principles of quantum mechanics*, Oxford Science Publication, Oxford University Press (4e édition-1958). Le traité historique de base sur les principes de la mécanique quantique, par l'un de ses plus brillants inventeurs, professeur de physique théorique à l'université de Cambridge, prix Nobel de physique en 1933 (avec Erwin Schrödinger).
- Paul A. M. Dirac, *Lectures on Quantum Mechanics*, Dover Publications, Inc (2001). Quatre conférences faites à l'Université Yeshiva de New York en 1964.
- Erwin Schrödinger, *Mémoires sur la mécanique ondulatoire*, réédition des articles historiques par Jacques Gabay (1988) ISBN.
- Werner Heisenberg, *Les Principes physiques de la théorie des quanta*, réédition du livre historique par Jacques Gabay (1989) ISBN.
- Enrico Fermi, *Notes on Quantum Mechanics*, the University of Chicago Press (1961) ISBN.
- John Von Neumann, *Les Fondements mathématiques de la mécanique quantique*, Librairie Alcan (1946), réédité par Jacques Gabay (1988) ISBN. Un ouvrage fondamental sur la structure mathématique de la théorie et les espaces de Hilbert.
- Jagdish Mehra et Helmut Rechenberg, *The Historical Development of Quantum Theory*, Vol. 1-6, Springer-Verlag (New York-1978 à 2001) ISBN. Ouvrage de plus de 4 500 pages (6 volumes en 9 livres) sur le développement la mécanique quantique, principalement de 1900 à 1941 (un court texte est consacré aux avancées depuis 1941 jusqu'en 1999).
- Max Jammer, *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*, McGraw-Hill (New York-1966) ISBN.
- Max Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics*, John Wiley & Sons (New York-1974) ISBN.
- Franck Laloë, *Comprenons-nous vraiment la mécanique quantique ?*, Préface de Claude Cohen-Tannoudji. EDP Sciences (2011) (ISBN 978-2-7598-0621-8).

Sur la décohérence

- Serge Haroche, Jean-Michel Raimond et Michel Brune, « Le chat de Schrödinger se prête à l'expérience - Voir en direct le passage du monde quantique au monde classique », *La Recherche* 301 (Septembre 1997) 50.
- Serge Haroche, « Une exploration au cœur du monde quantique », dans *Qu'est-ce que l'Univers ?*, Vol. 4 de l'Université de Tous les Savoirs (sous la direction d'Yves Michaux), Odile Jacob (2001) 571.
- Roland Omnès, *Comprendre la mécanique quantique*, EDP Sciences (2000) (ISBN 2-86883-470-1). Par un professeur de physique théorique émérite de l'Université de Paris-Sud (Orsay), une discussion de l'interprétation de Copenhague de la mécanique quantique, du problème de la mesure et de la théorie des histoires consistantes de Griffiths et de la décohérence, par l'un de ses pionniers.
- E. Joos, H. D. Zeh, C. Kiefer, D. Giulini, K. Kupsch, I. O. Stamatescu, *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory*, Springer-Verlag (1996). Deuxième édition (2003) (ISBN 3-540-00390-8).
- Gennaro Auletta, *Foundation & Interpretation of Quantum Mechanics (in the light of a critical - historical analysis of the problems and of a synthesis of the results)*, World Scientific (2001) ISBN. Par un professeur de l'université de Rome, un ouvrage monumental (environ 1 000 pages) sur les fondements conceptuels de la mécanique quantique des origines à nos jours — y compris les questions de décohérence —, mis en relation avec les avancées expérimentales les plus récentes.
- Fred Alan Wolf, *Parallel Universes: The Search for Other Worlds*, 1988.

Bibliothèque virtuelle

Cours

- **[PDF]** Franck Laloë, *Comprenons-nous vraiment la mécanique quantique ?* : cours de Franck Laloë (Laboratoire Kastler-Brossel, ENS Ulm, Paris).
- **[PDF]** Franck Laloë, *Do we really understand quantum mechanics ?* : version anglaise augmentée du cours précédent sur le « paradoxe » E.P.R., le théorème de Bell, les intrications quantiques et la décohérence.
- **[PDF]** Claude Cohen-Tannoudji, *Compléments de mécanique quantique* : cours de Claude Cohen-Tannoudji (prix Nobel 1997) sur la formulation Lagrangienne de la mécanique quantique (Feynman-Dirac), et sur l'utilisation des fonctions de Green. Notes rédigées en 1966 par Serge Haroche.
- **[PDF]** Jean Dalibard, *Mécanique quantique avancée* : cours sur les systèmes de bosons et de fermions, la seconde quantification et l'espace de Fock, et la théorie des collisions.
- **[PDF]** *Claude Cohen-Tannoudji au Collège de France* : cours donnés depuis 1976 par Claude Cohen-Tannoudji (prix Nobel 1997 - chaire de physique atomique).
- **[PDF]** *Serge Haroche au Collège de France* : cours donnés par Serge Haroche (chaire de physique quantique).
- **[PDF]** Michel Le Bellac, *Introduction à l'information quantique* Cours de Michel Le Bellac (Institut Non Linéaire de Nice).
- Philippe Jacquier, [1] *Physique Quantique et Applications & Atomes et Molécules* Cours de Master M1 donné à l'UPMC (Paris VI).
- Doron Cohen, *Lecture Notes in Quantum Mechanics*, (2006). Excellente introduction, qui couvre de multiples aspects qu'on trouve rarement abordés à ce niveau. ArXiv : quant-ph/0605180.

Lectures complémentaires

- Roger Balian, *La physique quantique à notre échelle* : texte d'une conférence donnée par l'auteur (Service de Physique Théorique du CEA, Saclay) le 15 décembre 2000 à l'Académie des Sciences de Paris lors du colloque *Les quanta : un siècle après Planck*. Publié par Michel Crozon & Yves Saquin (éditeurs), Physique et Interrogations Fondamentales - *Un siècle de quanta*, EDP Sciences (2003) p. 59-89.
- **[PDF]** Max Born, *Quelques problèmes de mécanique quantique*, Annales de l'Institut Henri Poincaré 1 (3) (1930) p. 205-263. Après une introduction à la mécanique quantique, Max Born (prix Nobel 1954) discute notamment le phénomène d'effet tunnel appliqué à la radioactivité alpha, poursuit par quelques applications à la cinétique des réactions chimiques, et aborde enfin le problème de la largeur des raies spectrales.

- **[PDF]** P. A. M. Dirac, *Quelques problèmes de mécanique quantique*, Annales de l'Institut Henri Poincaré 1 (4) (1930) p. 357-400. Paul Dirac (prix Nobel 1933) y expose le formalisme de la physique statistique quantique d'une part, ainsi que l'équation quantique et relativiste de l'électron d'autre part (aujourd'hui appelée « équation de Dirac » en son honneur). À noter que, dans cet article, Dirac identifie de façon erronée un « trou » de la mer de Dirac des états d'énergie négatives (issues des solutions de son équation) avec le proton. On sait aujourd'hui qu'il s'agit d'un positron, antiparticule de l'électron.
- **[PDF]** Edmond Bauer, *Introduction à la théorie des groupes et à ses applications en physique quantique*, Annales de l'Institut Henri Poincaré 3 (4) (1933) p. 1-170.

Articles connexes

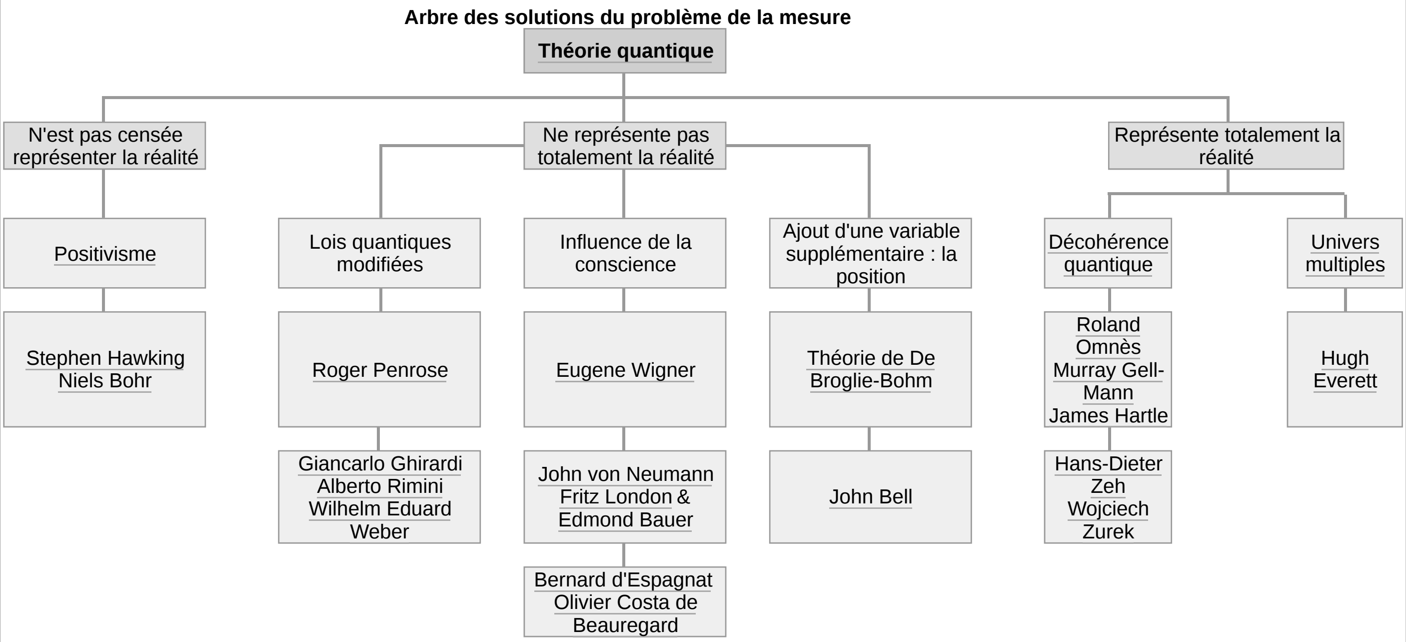
Concepts fondamentaux

- Quantum
- Théorie des quanta
  - Diagramme d'énergie
- Postulats de la mécanique quantique
- Les trois axiomes de la mécanique quantique
- Dualité onde-corpuscule
- État quantique
  - Chimie quantique
  - Principe de superposition quantique
  - Intrication quantique
    - Téléportation quantique
- Fonction d'onde
- Principe d'incertitude
- Principe de complémentarité

Interprétation

Il existe de nombreuses interprétations des effets de la mécanique quantique, certaines étant en contradiction totale avec d'autres. Faute de conséquences observables de ces interprétations, il n'est pas possible de trancher en faveur de l'une ou de l'autre de ces interprétations. Seule exception, l'école de Copenhague dont le principe est justement de refuser toute interprétation des phénomènes.

Diagramme des principales interprétations



- 1924 : Hypothèse de De Broglie
- 1927 : École de Copenhague
- 1927 : Théorie de l'onde pilote
- 1952 : Théorie de De Broglie-Bohm
- 1957 : Théorie d'Everett (univers multiples)
- 1970 : Décohérence quantique
- 1986 : Interprétation transactionnelle
- 2015 : Théorie CSM

Problèmes, paradoxes et expériences

- Problème de la mesure quantique
- Gravité quantique
- Contrafactualité
- Paradoxes de la mécanique quantique
- Chat de Schrödinger
- Suicide quantique
- Paradoxe EPR
- Expérience d'Aspect
- Expérience de la gomme quantique à choix retardé
- Fentes de Young

- Expérience d'Afshar
- Gomme quantique

Mathématiques

- Constante de Planck
- Constante de Planck réduite
- Équation de Schrödinger
- Amplitude de probabilité
- Potentiel quantique
- Notation bra-ket
- Espace de Hilbert
- Oscillateur harmonique quantique
- Phase géométrique
- Intégrale de chemin
- Spin

Mécanique quantique relativiste

- Modèle standard
- Physique quantique
- Théorie quantique des champs
- Principe d'exclusion de Pauli
- Équation de Dirac
- Physique des particules
- Diagramme de Feynman

Informatique quantique

- Information quantique
- Ordinateur quantique
- Qubit
- Générateur de nombres aléatoires au vrai hasard
- Cryptographie quantique

Vide quantique

- Énergie du vide
- Effet Casimir
  - Décalage de Lamb
- Évaporation des trous noirs

Divers

- Chronologie de la physique microscopique
- Atome d'hydrogène

Voir aussi

Liens externes

Sur les autres projets Wikimedia :

Département:Mécanique quantique, sur Wikiversity

- Scio : Introduction à la mécanique quantique, sans jargon technique
- Introduction à la physique quantique
- Quantum Physics Online : introduction interactive à la mécanique quantique (applets Java)
- Cours de mécanique quantique (1re année) à l'École polytechnique (vidéo)
- Cours de mécanique quantique (2e année) à l'École polytechnique (vidéo)
- Réflexions à propos de la théorie des quanta (Simone Weil) **(ca)**
- Site web avec animations 3D des principes de base de la quantique et des exemples de recherches et d'applications

Sur la téléportation quantique

- Téléportation quantique sur le site de M. Crépeau
- La téléportation sur le site *Luxorion*
- **(en)** Téléportation quantique sur le site d'IBM
