

La philosophie de Niels Bohr

Mario Bunge

Volume 2, numéro 2, printemps 1992

Philosophie et sciences : du concept au réel

URI : <https://id.erudit.org/iderudit/800894ar>

DOI : <https://doi.org/10.7202/800894ar>

[Aller au sommaire du numéro](#)

Éditeur(s)

Collège Édouard-Montpetit

ISSN

1181-9227 (imprimé)

1920-2954 (numérique)

[Découvrir la revue](#)

Citer cet article

Bunge, M. (1992). La philosophie de Niels Bohr. *Horizons philosophiques*, 2(2), 27–50. <https://doi.org/10.7202/800894ar>

La philosophie de Niels Bohr*

Niels Bohr (1885-1962) fut un des «architectes» de la physique moderne et de sa philosophie, et, avec Albert Einstein et Bertrand Russell, un franc défenseur du désarmement nucléaire et du gouvernement mondial. Nous lui devons, parmi plusieurs autres contributions, une première ébauche (et incidemment la plus populaire) de la physique quantique, le modèle de la goutte pour le noyau atomique, le calcul (avec Leon Rosenfeld) des indéterminations des composantes du champ électromagnétique, les principes de correspondance, complémentarité et superposition, et, par-dessus tout, l'interprétation standard, dite de Copenhague, de la théorie quantique moderne.

Dans cet article, nous traiterons exclusivement des quatre dernières contributions mentionnées ci-dessus et qui sont du plus grand intérêt philosophique : au cours des cinquante dernières années, elles ont généré les plus vives discussions. Nous le ferons sans chercher les «racines» philosophiques de Bohr, qui comprennent ses concitoyens Soren Kierkegaard et Harald Høffding, aussi bien que la philosophie opérationnelle régnante au sein de la communauté scientifique depuis le début du siècle, laquelle fut articulée dans le manifeste du Cercle de Vienne et dans un ouvrage de Bridgman intitulé *Logic of Modern Physics*.

* Traduit en français par Yves Robidoux

Nous confronterons plutôt la philosophie de Bohr à la physique quantique telle que perçue rétrospectivement, et nous mettrons l'emphase sur l'impact révolutionnaire du principe de superposition de Bohr, un impact qui est trop souvent négligé. Nous montrerons que ce principe nous pousse à envisager les propriétés dynamiques des entités de la mécanique quantique comme étant floues la plupart du temps. Nous montrerons aussi comment ce principe contribue à éliminer le paradoxe d'Einstein, de Podolsky et de Rosen et le tout nouveau paradoxe quantique de Zénon.

1. Le principe de correspondance

Bohr semble avoir été le premier à formuler explicitement un principe qu'il a lui-même, avec Einstein et quelques autres, employé en édifiant de nouvelles théories physiques : le principe de correspondance. Une formulation possible de ce principe est la suivante : soient T_1 et T_2 deux théories scientifiques rivales, c'est-à-dire qui rendent compte (décrivent, expliquent ou prédisent) d'un ensemble de faits de manières différentes. Supposons que T_1 représente adéquatement (c'est-à-dire d'une façon approximativement vraie) un sous-ensemble propre de l'ensemble des faits. Alors, T_2 sera *préférable* à T_1 si, et seulement si (a) T_2 se réduit à T_1 pour ce sous-ensemble, et (b) T_2 rend mieux compte que T_1 des faits dans le complément de ce sous-exemple. D'une manière plus succincte : T_1 doit être un cas limite de T_2 , et cette dernière doit s'appliquer où T_1 ne s'applique plus.

La simple formulation de ce principe pose au moins trois problèmes : est-ce possible de le formuler d'une manière plus précise, quels sont sa portée et son usage, et quel est son statut méthodologique? La première question peut recevoir une réponse affirmative : pour chacune des paires de théories rivales données, le principe peut être formulé d'une façon plus précise en référence aux relations qui existent entre certains paramètres. Par exemple, pour la paire «mécanique classique, mécanique relativiste», la

limite non relativiste a cours pour des vitesses qui sont petites comparées à la vitesse de la lumière dans le vide. Et pour la paire «physique classique, physique quantique», la limite classique a cours pour de grands nombres quantiques ou, si l'on veut, lorsque l'action totale du système est très grande comparativement à la constante de Planck h .

Cependant, il existe des cas plus compliqués où une seule et même théorie a plus de deux limites classiques différentes. Par exemple, la théorie de la gravitation d'Einstein possède deux de ces limites, une pour les mouvements lents et l'autre pour les champs gravitationnels faibles (ou petites courbures espace-temps). Dans de tels cas, la formulation du principe de correspondance telle qu'énoncée ci-dessus doit être généralisée à des triplets ou même à des n -tuplets de théories rivales. Bien que nous sachions comment nous y prendre avec les cas particuliers¹, nous ne semblons toujours pas être en possession d'une formulation entièrement générale et exacte du principe. (Cependant, cela n'aurait pas effrayé Bohr.)

Quels sont la portée et l'usage du principe de correspondance? Bohr lui attribua à la fois une portée et une utilité exagérées : il y vit un guide sûr pour construire de nouvelles théories. Notamment, il crut que l'application du principe à un Hamiltonien classique produirait automatiquement le bon Hamiltonien de la théorie quantique. (L'Hamiltonien d'un objet physique est une fonction ou un opérateur qui représente l'énergie totale de l'objet. C'est une propriété maîtresse à partir de laquelle les autres propriétés, telle que la force totale agissant sur l'objet, peuvent être calculées.) La croyance de Bohr à l'endroit du principe semble avoir été telle qu'il est présumé avoir dit : «Écrivez-moi l'Hamiltonien classique de votre grand-mère, et je le quantifierai en me servant uniquement du principe de corres-

1. M. Bunge, *Philosophy of Physics*, Dordrecht, Reidel, 1973, ch. 9.

pondance.» (Communication personnelle du regretté Werner Brandt.)

Il ne peut y avoir de doute concernant la grande valeur heuristique du principe de correspondance. Cependant, il comporte des limitations évidentes. Mentionnons deux d'entre elles : la première mineure, la seconde plutôt grave. La première limitation est la suivante : si un Hamiltonien classique contient le produit de deux fonctions A et B , le terme de la théorie quantique correspondant n'est pas $\hat{A}\hat{B}$, où \hat{A} et \hat{B} sont les opérateurs correspondants, mais l'expression symétrique $1/2 (\hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A})$. (Dans des cas plus complexes, il y aura beaucoup plus de termes, et l'interprétation physique sera par conséquent plus difficile à attribuer. Le plus souvent, les termes séparés seront syn-catégorématiques.)

La deuxième limitation est la suivante : la théorie quantique connaît des propriétés qui n'ont pas leurs équivalents classiques ou des équivalents classiques qui sont purement formels, c'est-à-dire sans contrepartie dans la réalité. Exemples : la parité, l'hélicité, l'étrangeté, l'isospin, le nombre baryonique et même le spin. Lorsqu'une entité physique possède quelques-unes de ces propriétés, le principe de correspondance ne s'applique pas. Dans ces cas, il n'y a pas de passage de la théorie classique à son équivalent dans la théorie quantique, et il n'y a pas non plus de limites classiques, sauf peut-être pour une caricature grossière.

Notre troisième et dernière question concerne le statut méthodologique du principe de correspondance. Étant donné qu'il fait référence de manière directe et immédiate aux paires (ou n -tuplets) de théories, il s'agit d'un principe métathéorique et non d'un principe théorique. Cependant, contrairement aux autres énoncés métathéoriques (tels que le théorème CPT dans la théorie du champ quantique), le principe de correspondance est aussi une maxime heuristique pour la construction et la vérification conceptuelle de nouvelles théories. Malgré tout, on a déjà dit que le principe

de correspondance est un des postulats de la mécanique quantique. P.K. Feyerabend² notamment, a commis cette erreur qu'il aurait pu éviter s'il avait envisagé sérieusement l'axiomatisation de la mécanique quantique, ne voyant dans cette dernière qu'un simple passe-temps scolastique.

2. L'interprétation par analogie

Bohr soutint que la bonne interprétation de la théorie quantique devrait être faite par analogie à la physique classique, notamment avec la mécanique classique des particules et la théorie classique des champs ondulatoires. Ce fut probablement inévitable que la nouvelle théorie dut initialement être interprétée en termes classiques, étant donné que notre première réaction face à la nouveauté est d'essayer de la réduire au familier. Quelque chose de similaire s'était produit avec l'électromagnétisme classique : Maxwell lui-même, sous la pression du mécanisme dominant de son époque, perdit quelque peu son temps en cherchant un mécanisme physique sous-jacent au champ électromagnétique. Et par la suite tous les pères fondateurs de la mécanique ondulatoire, de Broglie et Schrödinger, s'inspirèrent de l'analogie optico-mécanique suggérée par l'équation Hamilton-Jacobi aussi bien que par la forme mathématique des nouvelles équations. Il y a encore beaucoup de manuels scolaires qui débutent avec cette analogie afin d'épargner aux étudiants la difficulté (ainsi que la bonne compréhension) que pose le passage de la physique classique à la physique quantique.

Dans le cas de Bohr, il peut y avoir eu trois autres raisons qui l'auront incité à interpréter la mécanique quantique par analogie avec la physique classique. La première raison doit avoir été son enthousiasme pour le principe de correspondance, lequel, dans sa forme originale, exigeait qu'il

2. «On a recent critique of complementarity», *Phil. Sci.*, n° 35 (1968), p. 309-331.

y ait isomorphisme entre le nouveau et l'ancien. La deuxième raison peut avoir été son consentement tacite à la doctrine positiviste de la signification selon laquelle le sens d'une proposition est la façon dont elle est vérifiée.

La troisième raison qui milite en faveur de la thèse de Bohr concernant le rôle sémantique des équivalents classiques peut avoir été sa philosophie semi-inductiviste. En fait, Bohr crut que certaines formules clefs de la théorie quantique pouvaient être lues à livre ouvert à partir d'expériences critiques, qu'elles soient réelles ou imaginaires. Ainsi, au cours de sa fameuse discussion avec Einstein, Bohr³ imagina un mécanisme fort compliqué pour mesurer l'énergie et le temps, et pour en «dédire» sa quatrième relation d'indétermination (nommément $\Delta E \cdot \Delta t \geq h/4\pi$, où ΔE et Δt sont les variances ou écarts types standard, en énergie et en temps respectivement). Bohr avait oublié qu'en mécanique quantique le temps est sans dispersion, de telle sorte que sa célèbre formule n'appartient pas à la théorie⁴.

Quelles que soient les raisons qui sont sous-jacentes à la théorie de Bohr concernant le rôle que doit jouer l'analogie dans l'interprétation de la mécanique quantique, ce fut reçu presque à l'unanimité par la communauté des physiciens. Il en résulta un amas de contradictions. Par exemple, on parla de la diffraction et de l'interférence des particules. Et il fut dit que la mécanique quantique présuppose la physique classique simplement parce que cette dernière rend compte des dispositifs expérimentaux utilisés pour interpréter et vérifier la première. Mais en même temps, on estima que la mécanique classique découle de la mécanique quantique, comme montré par les théorèmes d'Ehrenfest, en accord avec le principe de correspondance.

3. «Discussion with Einstein on epistemological problems in atomic physics», *Albert Einstein, Philosopher - Scientist*, éd., P.A. Schilpp, 1949, p. 199-241.

4. M. Bunge, «The so-called fourth indeterminacy relation», *Can. J. Phys.*, n° 48 (1970), p. 1410-1411.

En effet, l'analogie qui existe entre la mécanique quantique et la mécanique classique des particules est simplement formelle : il s'agit d'une similarité typographique entre les Hamiltoniens correspondants. (En mécanique des matrices, la ressemblance est parfaite, sauf pour les «relations» de substitution entre les opérateurs de position et de quantité de mouvement qui ne trouvent pas de contreparties classiques. Et en mécanique ondulatoire, le terme $-\frac{(\hbar/2\pi)^2}{2m}\nabla^2$ apparaissant dans l'équation de Schrödinger peut être réécrit $p^2/2m$ dans la mesure où $-i(\hbar/2\pi)\nabla$ soit appelé p .)

En ce qui a trait à la mécanique des corps étendus, telle une corde vibrante, l'analogie est quelque peu plus profonde parce que les deux théories présupposent un continuum et contiennent des nombres quantiques et des équations d'onde. Mais, alors que les ondes mécaniques sont réelles, celles de la théorie quantique sont des amplitudes de probabilités. (Ces dernières font certainement référence à des entités réelles et représentent une chance objective, mais elles ne représentent pas des ondes réelles.) Par exemple, la fonction d'état (ou d'onde) représentant une «particule» dans une boîte ressemble formellement à une onde stationnaire dans une corde de violon (notamment pour de grands nombres quantiques). Mais alors que dans la dernière il y a un mouvement (transversal), il n'y en a pas dans le cas de la théorie quantique, étant donné que la vitesse moyenne dans la mécanique quantique est zéro. L'analogie est alors superficielle. Par conséquent, il n'y a aucune raison d'interpréter la nouvelle «mécanique» en termes d'équivalents classiques, c'est-à-dire comme si cela servait d'explication à des entités classiquement descriptibles telles que les corps et les champs.

La physique quantique rend compte des propriétés physiques, et même des entités physiques, inconnues de la physique classique telles que les atomes stables, les photons et les liens de covalence. Pour cette raison, nous devons abandonner les analogies classiques et tenter une

interprétation littérale, non métaphorique, de la nouvelle théorie, comme c'est suggéré ailleurs⁵. De plus, étant donné que la théorie représente des entités *sui generis*, il serait opportun de cesser de les appeler «particules» et de commencer plutôt à les appeler *quantons*⁶. D'autre part, les choses dont rend compte la physique classique d'une manière satisfaisante, bien que superficielle, peuvent être appelées des *classons*⁷.

La réinterprétation littérale de la mécanique quantique n'a pas seulement un intérêt technique pour la résolution d'un certain nombre de paradoxes⁸, mais elle comporte aussi un intérêt philosophique. En fait, l'école de Copenhague exige que chacune des formules de la théorie quantique soit lue (interprétée) en termes de dispositifs expérimentaux macroscopiques, parce que seules les propositions décrivant des situations expérimentales sont physiquement significatives pour être capables d'une vérification directe en les confrontant à des données empiriques. Cela implique que l'existence même (pas seulement l'observation) des entités et processus quantiques dépend de l'observateur : qu'il n'y a pas de faits quantiques sans observateur. Pour cette raison, Bohr⁹ estima que nous devions abandonner la notion d'*attributs autonomes de l'objet* (*selbständige Attribute des Objektes*), la remplaçant par celle de la propriété mutuelle de l'objet et de l'observateur.

5. M. Bunge, *Fondations of Physics*, Berlin - Heidelberg - New York, Springer, 1967.

6. M. Bunge, «Analogy in quantum mechanics : from insight to nonsense», *Brit. J. Phil. Sci.*, n° 18 (1967), p. 265-286; J.M. Lévy-Leblond et F. Balibar, *Quantique*, Paris, InterEditions, 1984.

7. Pour saisir la différence profonde qui existe entre les quantons et les classons voir M. Bunge, *Treatise on Basic Philosophy*, vol. 7, *Philosophy of Science and Technology*, Part. 1, Dordrecht - Boston, Reidel, 1985.

8. Bunge, «Analogy...»; *Philosophy...*

9. «Kausalität und Komplementarität», *Erkenntnis*, n° 6 (1936), p. 293-303.

La tentative d'interpréter la théorie quantique en termes d'équivalents classiques et d'installations expérimentales est alors intimement liée au phénoménisme (par conséquent semi-subjectivisme) de l'école de Copenhague. Si nous abandonnons le raisonnement par analogie (équivalence) de Bohr, nous pouvons aussi nous débarrasser de son semi-subjectivisme et, par conséquent, recouvrer le réalisme épistémologique caractéristique de la science depuis Galilée. Dit succinctement : la théorie quantique peut être interprétée d'une manière réaliste à la condition que le classicisme (qui inclut le raisonnement par analogie) soit abandonné. Nous reviendrons sur ce sujet à la section 4.

3. La complémentarité

Le principe de complémentarité est censé être une généralisation des inégalités d'Heisenberg, communément appelées les «relations d'indétermination (ou d'incertitude)». Ces inégalités établissent un rapport entre les variances ou écarts types standards de certaines paires de variables dynamiques telles que la position et la vitesse. Pour une paire (A, B) de variables dynamiques reliées entre elles par une formule du type « $AB - BA = iC$ », où C est une troisième variable et i l'élément imaginaire,

$$\Delta A \cdot \Delta B \geq 1/2|\langle C \rangle| \quad (1)$$

où « ΔA » désigne la variance de A et $|\langle C \rangle|$ un nombre réel positif caractéristique de la paire (A, B) aussi bien que de l'état dans lequel le quanton en question se trouve au moment où les variances sont calculées ou mesurées. Par exemple, les composantes du moment angulaire cinétique satisfont

$$\Delta L_x \cdot \Delta L_y \geq (h/4\pi)|\langle L_z \rangle| \quad (2)$$

ainsi que deux autres inégalités du même type, où $\langle L_z \rangle$ est la moyenne (spatiale) de L_z .

Il n'est point besoin de lire ces inégalités en termes d'équivalents classiques, et il n'y a aucune raison d'invoquer quelque dispositif de mesure que ce soit, puisque, par hypothèse, ces formules sont valides pour n'importe quel quanton dans n'importe quel état, que ces derniers soient ou non le résultat des opérations de laboratoire. Une interprétation littérale et réaliste de l'inégalité (1) est la suivante : plus grande est la variance de A , plus petite est celle de B , et inversement. De la même manière : plus confus (ou éparpillé ou flou) est A , plus net est B , et inversement. Selon Bohr, A et B sont *mutuellement complémentaires*. À notre avis, cette complémentarité dans la netteté des propriétés est objective et se produit dans la nature autant qu'en laboratoire. À la différence près, toutefois, que dans le dernier cas l'expérimentateur peut choisir de rapetisser la distribution de A , mais au prix d'augmenter celle de B , ou vice-versa.

En effet, celle-ci n'est pas l'interprétation orthodoxe. Selon Bohr¹⁰, Frank¹¹ et d'autres physiciens imprégnés du soi-disant «esprit de Copenhague», ce qui est mutuellement complémentaire ce sont les *dispositifs de mesure* plutôt que les propriétés des choses en elles-mêmes. (La notion d'une chose en elle-même, existant indépendamment de l'observateur, est étrangère à l'interprétation de Copenhague et, en général, à la philosophie positiviste.) Par exemple, si l'appareil A mesure les positions exactes, alors il ne peut pas mesurer les vitesses exactes : ces dernières requièrent un appareil différent B qui est complémentaire à A . De la même manière, si A met en évidence les aspects d'un semblant de particule (d'une situation expéri-

10. «Kausalität...»; «On the notions of causality and complementary», *Dialectica*, n° 2 (1948), p. 312-319.

11. «Philosophische Deutungen und Missdeutungen der Quantentheorie», *Erkenntnis*, n° 6 (1936), p. 303-317.

mentale), alors cela va sûrement masquer les aspects d'un semblant d'onde, lesquels, par contre, peuvent être mis en évidence par le dispositif de type *B*.

Ainsi, selon Bohr, un portrait complet (de situations ou de phénomènes expérimentaux, et non de la nature) nécessite la conception, la mise en opération et la description d'installations expérimentales mutuellement complémentaires. Elles sont mutuellement complémentaires précisément parce qu'elles sont mutuellement exclusives. Notre interprétation élargit ceci aux faits qui ne font pas l'objet d'un contrôle expérimental, comme par exemple ceux qui se produisent dans les étoiles. Cela se justifie par le fait que les inégalités du type (1) sont complètement générales, en ce sens qu'elles ne requièrent pas l'assomption de types particuliers de quantons, encore moins de dispositifs expérimentaux. (En fait, les inégalités valent notamment pour les quantons libres.)

Selon Bohr et ses disciples, on ne peut pas dire que les choses existent sans qu'elles fassent l'objet d'un contrôle expérimental. (Être, c'est mesurer ou être mesuré.) Et une inégalité du type (1) «dit» que *A* et *B* ne peuvent pas tous les deux être *mesurés* exactement au même moment. Du point de vue réaliste, les objets physiques existent peu importe qu'ils soient observés ou non. Et si deux propriétés (ou plutôt les concepts qui les représentent) satisfont une inégalité du type (1), elles sont *objectivement floues* et, par conséquent, ne peuvent pas être mesurées avec une précision arbitraire.

Selon Bohr et ses disciples, une inégalité du type (2) doit être interprétée comme étant l'impossibilité de mesurer au même moment et d'une manière précise les trois composantes du moment cinétique. D'après l'interprétation réaliste, ceci découle du fait que ces composantes n'ont pas de valeurs nettes au même moment. (Conséquemment, le moment angulaire n'est pas un vecteur propre; il possède seulement quelques-unes des propriétés formelles d'un tenseur antisymétrique.) Où Bohr parle de phénomènes

(apparences à quelque observateur), le réaliste parle de faits. Et où Bohr parle de la complémentarité des dispositifs expérimentaux, le réaliste parle de la complémentarité du caractère flou de quelques propriétés.

Bohr crut que les complémentarités sont omniprésentes : qu'elles se retrouvent dans toutes les sciences, même là où les concepts pertinents n'ont pas encore été mathématisés. Il parla donc d'un *principe de complémentarité* général. De plus, il semble qu'il ait été persuadé que ce principe lui avait valu l'immortalité. Parmi les exemples de paires complémentaires mentionnés par Bohr, nous retrouvons les suivants : en biologie, la paire «mécanisme, vitalisme» et, en sciences sociales, la paire «souveraineté nationale, paix mondiale». On a déjà dit de lui que lorsqu'il était interrogé sur la complémentarité de la vérité, il répliqua : la clarté.

Cependant, ni Bohr ni personne d'autre ne réussit à proposer une formulation exacte du fameux «principe», sauf pour la famille des inégalités du type (1) — lesquelles sont des théorèmes, et non des postulats, de la théorie quantique. Étant donné qu'aucun principe de complémentarité générale n'a été formulé, ça n'existe pas. Et puisque ça n'existe pas, il est inutile de demander ce que peuvent bien être son statut méthodologique et sa valeur heuristique.

4. Le principe de superposition

Le principe de superposition de la mécanique quantique peut être compris de deux façons : la première, banale, et la deuxième, profonde. La première est la suivante : étant donné que la théorie standard est linéaire, chaque combinaison linéaire (superposition) de deux ou de plusieurs états possibles d'un quanton est aussi un état possible. Bohr alla bien au-delà de ce métathéorème élémentaire. Malheureusement, il ne réussit jamais à l'énoncer clairement. Voyons ce que nous pouvons faire.

Examinez encore une formule complémentaire du type « $\Delta A \cdot \Delta B \geq 1/2 |\langle C \rangle|$ ». À l'évidence, les cas de variance nulle ou infinie de A ou de B sont simplement deux cas extrêmes d'une gamme infinie. Habituellement, les deux variances sont des nombres positifs finis. Autrement dit, les propriétés dynamiques d'un quanton n'ont généralement pas de valeurs nettes. Habituellement, les valeurs d'une variable dynamique sont des intervalles de nombres. C'est-à-dire qu'en général les propriétés dynamiques sont floues.

En d'autres termes, normalement un quanton est dans un état qui n'est pas un état propre (*eigenstate*) de quelque opérateur, tel que l'Hamiltonien : plutôt, c'est une combinaison linéaire des états propres de quelque variable dynamique. (En effet, une seule et même fonction d'état peut être développée d'autant de façons qu'il y a d'opérateurs représentant les propriétés dynamiques.) Dans le cas le plus simple, celui du spin de l'électron, l'opérateur correspondant a seulement deux valeurs propres, $1/2$ et $-1/2$, ainsi que deux fonctions propres correspondantes que nous appellerons et respectivement. De sorte qu'en général, l'électron sera dans un état de la forme

$$\psi = a \uparrow + b \downarrow, \text{ où } |a|^2 + |b|^2 = 1. \quad (3)$$

En effet, l'électron n'a généralement ni un spin $1/2$ ni un spin $-1/2$ mais un intervalle de valeurs. (De plus, les composantes du spin ne sont pas nettes au même instant parce qu'elles satisfont des inégalités semblables à (2).) Ce n'est pas que l'électron possède à chaque instant un spin $1/2$ ou $-1/2$, mais seulement nous ne savons pas lequel : son spin est confus, tout simplement.

Cependant, si nous mesurons le spin de l'électron en l'obligeant, par exemple, à passer à travers un champ magnétique non homogène (tel que celui qu'on retrouve dans l'appareil de Stern-Gerlach), son spin est projeté soit dans la direction du champ, soit dans la direction opposée. Pour

cette raison, l'école de Copenhague soutient que les variables dynamiques n'ont pas de valeurs précises aussi longtemps qu'elles ne sont pas mesurées et que chacune des valeurs nettes qui peut être enregistrée est le résultat des procédés de mesure. (Un silence prudent est observé en ce qui concerne la masse et la charge électrique, lesquelles ont des valeurs nettes en tout temps selon la théorie standard.)

Autrement dit, les propriétés dynamiques *classiques*, telles que les positions ponctuelles, les trajectoires, les moments cinétiques précis et les fréquences nettes sont des potentialités qui, selon Bohr, s'actualisent simplement à cause du processus de mesure. La probabilité de n'importe laquelle de ces actualisations égale le carré du coefficient de l'état propre de l'«observable» (variable dynamique) qui est mesuré dans le développement de la fonction d'état. Dans le cas simple du spin, ces probabilités sont $|a|^2$ et $|b|^2$ apparaissant dans (3). Margenau¹² écrit de façon suggestive à propos des «observables latents». À notre avis, ce qui est latent ou potentiel, ce sont les valeurs exactes (valeurs propres) des variables dynamiques parce qu'elles peuvent être actualisées au cours de circonstances naturelles ou artificielles tout à fait exceptionnelles.

Ce qui vient d'être dit comporte une partie de vérité, à savoir qu'en général les variables dynamiques ont des intervalles de valeurs (quoique ce ne sont pas tous les membres de l'intervalle qui soient également probables ou qui aient le même poids) plutôt que des valeurs nettes. Mais cela comporte aussi une partie de fausseté, à savoir que seul un expérimentateur est en mesure de transformer la potentialité en acte. En fait, la nature fait aussi ce truc en fournissant, par exemple, des faisceaux de lumière monochrome ou de «particules».

Ce qui est vrai dans la thèse de Bohr contredit la thèse selon laquelle chaque propriété physique a, à tout

12. *The Nature of Physical Reality*, New York, Mc Graw-Hill, 1950.

instant, une valeur nette. Nous appellerons cela la *thèse du classicisme*. Elle fut explicitement formulée et défendue par Einstein, Podolsky et Rosen¹³ dans leur critique de la mécanique quantique qui a depuis fait date. Ces auteurs considérèrent cette thèse comme allant de soi. C'est pourquoi ils pensèrent que la mécanique quantique est incomplète et que les probabilités qui surgissent en elle ne sont que des expédients de fortune dont pourrait se passer une meilleure théorie.

Malheureusement, Einstein et ses collaborateurs n'établirent pas seulement la thèse du classicisme (ou dogme EPR) comme une vérité qui n'a pas besoin de justification, mais ils affirmèrent que c'est une partie et une parcelle du réalisme épistémologique. C'est pourquoi ils voulurent libérer la physique du semi-subjectivisme de Bohr via les variables cachées, c'est-à-dire des fonctions qui possèdent des valeurs finies en tout temps. De récentes expériences¹⁴ ont réfuté en bloc la famille entière des théories faisant intervenir les variables cachées (locales). Et parce que Einstein lui-même lia le sort du réalisme aux variables cachées, les expériences ont été interprétées comme ayant réfuté le réalisme. Voyons si c'est vraiment le cas.

5. Le réalisme

Un demi-siècle après la controverse mémorable qui opposa Bohr à Einstein concernant la théorie quantique, nous sommes en mesure de comprendre que cette théorie ne nous oblige pas à renoncer à la théorie réaliste selon laquelle il existe des choses matérielles en elles-mêmes, et que la tâche de la physique est de les étudier plutôt que

13. «Can quantum-mechanical description of reality be considered complete?», *Phys. Rev.*, n° 47 (1935), p. 777-780.

14. A. Aspect, P. Grangier and G. Roger, «Experimental test of realistic local theories via Bell's theorem», *Phys. Rev. Letters*, n° 47 (1981), p. 460-463.

d'étudier les observateurs. C'est possible, voire nécessaire, de soutenir une épistémologie réaliste dans la mesure où nous abandonnons la thèse du classicisme d'après laquelle toutes les propriétés sont nettes — ou, ce qui revient au même, que les choses sont toujours dans les états propres de leurs variables dynamiques¹⁵. Le type de réalisme épistémologique que nous défendons est compatible avec la théorie quantique parce qu'il ne se prononce pas sur la valeur des propriétés physiques — un sujet beaucoup plus approprié pour un examen théorique et empirique détaillé. Nous pouvons donc admettre que certaines propriétés physiques sont confuses ou floues, plutôt que nettes, la plupart du temps. Mais bien sûr, cela n'exclut pas la possibilité qu'elles puissent *acquérir* des valeurs nettes («bien définies») dans le cours des interactions qui se produisent avec d'autres entités physiques, notamment (quoique pas exclusivement) avec les instruments de mesure conçus pour provoquer de tels effondrements ou projections de la fonction d'onde. Par exemple, lorsqu'un faisceau de photons ou de protons passe à travers un polariseur approprié, il devient polarisé jusqu'à un certain point, peut-être entièrement.

D'après cette vision réaliste, les mesures sont tout simplement des cas particuliers d'interactions physiques. Conséquemment, elles devraient s'expliquer par la même théorie générale, enrichie de manière fort commode par les assumptions et les données concernant le mécanisme particulier de mesure qui rend compte des processus naturels. Notamment, le processus par lequel une superposition d'états propres est projetée sur un état propre individuel devrait être envisagé comme un processus continu, quoi-

15. Voir M. Bunge, «The Einstein-Bohr debate over quantum mechanics : who was right about what?», *Lecture Notes in Phys.*, n° 100 (1979), p. 204-219; *Treatise on Basic Philosophy*, vol. 6, *Understanding the World*, Dordrecht — Boston, Reidel, 1983; *Treatise...*, vol. 7.

que possiblement très vif, satisfaisant l'équation de Schrödinger¹⁶.

D'après cette perspective réaliste, chaque mesure présuppose la réalité autonome des choses mesurées ainsi que celle des mécanismes de mesure. Autrement, nous fabriquerions les données plutôt que de les rechercher laborieusement. Ceci est vrai notamment pour toutes les expériences qui sont conçues pour vérifier les théories faisant appel aux variables cachées. Si les prédictions que font ces théories sont réfutées par l'expérience, la thèse du classicisme (section 4) s'écroule et le réalisme triomphe.

Malheureusement, B. d'Espagnat¹⁷ et quelques autres acceptèrent et répandirent la fusion du réalisme et de la thèse du classicisme telle que proposée par Einstein. Comme résultat que même les auteurs d'une des expériences qui réfuta la thèse du classicisme¹⁸ crurent qu'ils avaient réfuté le réalisme. Par chance, Weisskopf critiqua d'Espagnat pour avoir attribué un sens restrictif au réalisme, «nommément l'applicabilité des concepts que nous utilisons lorsque nous avons affaire à des objets macroscopiques, tels que la position, la vitesse et le moment cinétique [...]. Les idées de la mécanique quantique ne comportent aucune raison, de quelque nature que ce soit, qui nous ferait renoncer au concept d'une réalité qui soit indépendante de l'esprit [...]. La mécanique quantique nous présente une bien plus riche réalité que celle que nous avons l'habitude de rencontrer dans la physique macroscopique¹⁹».

16. Voir M. Cini, «Quantum theory of measurement without wave packet collapse», *Nuovo Cimento*, n° 73B (1983), p. 27-56; M. Bunge and A.J. Kálnay, «Solution to two paradoxes in the quantum theory of unstable systems», *Nuovo Cimento*, n° 77B (1983), p. 1-9.

17. «The quantum theory and reality», *Sci. Amer.*, 241, n° 5 (1979), p. 158-181.

18. Aspect *et al.*, «Experimenteral test of realistic...».

19. V. Weisskopf, «Letter to», *Sci. Amer.*, 242, n° 5 (1980), p. 8.

En somme, le classicisme doit partir et le réalisme rester.

6. Remarques finales

Niels Bohr fut hors de tout doute un des plus grands physiciens de tous les temps. Durant les années 20 et 30, son institut, de même que l'université de Göttingen et le laboratoire de Rutherford (d'abord à Manchester, puis à Cambridge), fut la «pouponnière» de la physique atomique et nucléaire moderne. Ce qui est de temps à autre un sujet de débat, c'est la valeur relative des nombreuses contributions de Bohr.

Bohr lui-même semble avoir cru que sa plus grande contribution avait été le principe de complémentarité — lequel, comme nous l'avons vu à la section 3, n'existe même pas. D'autre part, les physiciens qui affluèrent à son institut et qui appelèrent Copenhague la mecque de la théorie quantique et parlèrent de l'«esprit de Copenhague» presque de la façon dont les Chrétiens parlent de l'Esprit-Saint, évaluèrent Bohr d'une manière différente. Ils crurent que sa plus grande contribution fut l'interprétation standard de la théorie quantique en termes d'expériences réelles et imaginaires et par analogie à la physique classique.

Fort d'une rétrospective d'un demi-siècle, nous pouvons soutenir que les principales contributions de Bohr, à l'exception de ses travaux purement théoriques, ne furent pas celles qui viennent juste d'être mentionnées. Celles-là ont été éphémères, elles ont ralenti la juste compréhension de la théorie quantique, qui est très originale, et elles ont donné du poids au phénoménisme qui est incompatible avec le réalisme lequel fait partie intégrante de l'approche scientifique²⁰.

Je suggère que les principales contributions de Bohr, à part celles qui sont strictement théoriques, ont été les

20. Bunge, *Treatise...*, vol. 6.

principes de correspondance et de superposition. Il est concevable que quelqu'un d'autre aurait pu, tôt ou tard, découvrir le premier. Mais seulement Bohr vit le sens profond du principe de superposition sous son caractère métamathématique évident : nommément que, parce qu'en général un quanton est dans une combinaison linéaire d'états propres des variables dynamiques, ces dernières ne sont pas nettes mais confuses et floues. Nous devrions alors rebaptiser ce principe le *principe de Bohr* et nous devrions l'adopter avec le plus grand sérieux. Si nous ne le faisons pas, nous sommes obligés d'envisager le «paradoxe» d'Einstein, Podolsky et Rosen comme étant un défaut de la théorie quantique plutôt que comme une caractéristique naturelle, bien qu'étrange, des choses²¹, et nous serons pris avec le «paradoxe» quantique de Zénon plutôt que de voir en lui un sophisme²². (Voir les deux annexes)

Bohr crut que la théorie quantique avait subi une révolution épistémologique : qu'elle avait remplacé la distinction stricte entre l'observateur et son objet d'étude par l'unité des deux — un tout qui pouvait être analysé. Pour tout dire, rien de la sorte ne se produisit : la physique quantique étudie les choses en elles-mêmes tout aussi bien que la physique classique le fit. L'anthropocentrisme de l'école de Copenhague est une excroissance philosophique qui peut être facilement excisée.

La véritable révolution philosophique que subit la théorie quantique ne fut pas épistémologique mais ontologique : elle affecta profondément nos idées concernant les propriétés des constituantes fondamentales de la nature. Ce n'est pas que ces dernières n'ont pas de propriétés tant que personne ne les observe, mais que certaines (pas

21. M. Bunge, «Hidden variables, separability, and realism», *Rev. Brasil. Fisica*, Vol. especial os 70 anos de Mario Schönberg, (1984), p. 150-168.

22. Voir Bunge, Kálnay, «Solution...»; «Real successive measurements on unstable quantum systems take nonvanishing time intervals and do not prevent them from decaying», *Nuovo Cimento*, n 77B (1983), p. 10-18.

toutes) de ces propriétés sont confuses et floues. Elles sont de plus extrêmement sensibles à l'environnement; c'est pourquoi elles peuvent être si facilement altérées par des agents naturels ou artificiels.

Notamment, les quantons ne sont ni des semblants de point ni des semblants d'onde, ils ne possèdent aucune forme inhérente et n'ont pas de vitesses nettes (donc, ni d'énergies) en tout temps. Les choses du niveau quantique continuent tout autant d'être soumises à des lois et d'avoir une réalité physique autant qu'avant la révolution quantique; mais maintenant nous savons qu'elles sont quelque peu confuses. Nous savons cela de Niels Bohr.

Annexe 1 : le paradoxe EPR

D'après la physique classique, si un système s'effondre et que ses composantes se répandent dans toutes les directions, ces dernières cessent d'agir réciproquement après un certain temps, de telle sorte que chacune d'elles se comporte indépendamment des autres. C'est parce que toutes les forces connues diminuent à mesure que les distances s'accroissent. Mais ce n'est pas le cas d'après la physique quantique : ici, une fois qu'un système est formé, il demeure toujours un système. Einstein, Podolsky et Rosen²³ crurent que ce résultat contre-intuitif était évidemment faux et qu'il exigeait une nouvelle théorie pouvant rendre compte du caractère séparable de la physique classique.

Que cette caractéristique de la mécanique quantique soit perçue ou non comme paradoxale dépend partiellement du sens qu'on attribue à la notion de paradoxe. Les corrélations EPR à distance sont paradoxales seulement en ce qu'elles sont contre-intuitives. Mais elles sont fermement implantées dans la mécanique quantique via le principe de superposition; elles sont donc loin d'être contradictoires ou fausses.

23. «Can quantum-mechanical...».

Examinez un système composé de deux quantons en rotation et dont le spin total est 0. Le fait d'être un système implique que son état est une fusion inextricable (pas seulement une somme ou un produit, mais une somme de produits) des états de ses composantes individuelles, comme par exemple $2^{-1/2} (\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)$. L'équation de Schrödinger assure que le système évoluera de telle manière que sa fonction d'état retiendra cette propriété structurelle même si la contribution relative de chaque état propre individuel peut changer dans le temps. Étant donné que ces états propres ont des parties de spin, lesquelles sont indépendantes de la distance, les fonctions propres constituantes continuent à être emmêlées peu importe la distance qui sépare entre eux les quantons constituants qui sont en mouvement. Le divorce entraîne une séparation spatiale, mais l'inverse n'est pas vrai. Pour qu'il y ait un véritable divorce, au moins un des quantons constituants doit être sujet à une attraction irrésistible provenant d'une tierce partie et doit finir par former un nouveau système avec cette dernière.

En somme, il n'y a pas de paradoxe mais seulement une conséquence contre-intuitive de la superposition et de l'équation de l'évolution. La meilleure évidence expérimentale²⁴ confirme que les corrélations EPR à distance sont bien réelles.

Annexe 2 : le paradoxe quantique de Zénon

Un tout nouveau paradoxe met actuellement à l'épreuve les physiciens et les philosophes : le prétendu paradoxe quantique de Zénon²⁵. Soumettez un système

24. Voir Aspect *et al.*, «Experimental test of realistic...»; A. Aspect, J. Dalibard and G. Roger, «Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers», *Phys. Rev. Letters*, n° 49 (1982), p. 1804-1807.

25. Voir B. Misra and E.C.G. Sudarshan, «The Zeno's paradox in quantum theory», *J. Math. Phys.*, n° 18 (1977), p. 756-763; C.B. Chiu, E.C.G. Sudarhan and B. Misra, «Time evolution of unstable quantum states and a resolution of Zeno's paradox», *Phys. Rev.*, n° D16 (1977), p. 520-529; A. Peres, «Zeno paradox in quantum theory», *J. Math. Phys.*, no 18 (1977), p. 756-763.

quantique instable, tel qu'un atome d'uranium, à une observation discrète. Pris au pied de la lettre, le postulat de projection de von Neumann — qui fait partie de la théorie quantique standard — prédit que lors d'une observation, la fonction d'état du système s'effondrera sur un des deux états possibles : l'état initial (instable) ou l'état final (désintégré). Observerions-nous le système au repos dans son état initial, une deuxième observation faite peu de temps après trouvera le système (toujours selon von Neumann) dans le même état initial. Supposant que des observations instantanées soient possibles, nous pouvons observer le système de manière continue pendant un laps de temps quelconque et trouver qu'à la fin de cette période il ne s'est pas désintégré. Bref, rien ne se produit dans le système aussi longtemps qu'il est tenu sous observation. Pensez à la possibilité d'acheter l'immortalité.

Si Einstein avait eu connaissance de ce paradoxe, il s'en serait servi pour accuser la mécanique quantique. Et si Bohr en avait eu vent, il aurait dû l'admettre à cause de l'importance de la place qu'il accorda à l'observateur. Toujours est-il qu'en ayant recours au propre principe de superposition de Bohr, on peut montrer que le paradoxe est un sophisme²⁶. En fait, l'état général ψ d'un système instable n'est pas l'état initial (instable) φ_i ni l'état final (désintégré) φ_f mais une combinaison linéaire des deux, c'est-à-dire que

$$\psi(t) = c_1(t) \varphi_i + c_2(t) \varphi_f \quad (4)$$

où c_1 et c_2 sont des projections des états initial et final respectivement et qu'ils satisfont la condition

$$|c_1(t)|^2 + |c_2(t)|^2 = 1 \quad \text{pour tout } t. \quad (5)$$

26. Voir Bunge, Kálnay, «Solution...»; «Real successive...»

Maintenant, la probabilité qu'en un temps t le système soit demeuré dans son état initial φ_i ou y soit retourné plusieurs fois égale le carré de la projection de sa fonction d'onde ψ au temps t sur l'état initial, c'est-à-dire

$$p(t|0) = |(\varphi_i, \psi)|^2 = |(\varphi_i \exp[-iHt/\hbar], \varphi)|^2. \quad (6)$$

Notez que loin de nous servir du postulat de projection, nous nous servons de la loi de Schrödinger — laquelle n'implique pas le rejet de l'hypothèse voulant que la projection ait éventuellement lieu, que nous observions ou non le système. Développant l'opérateur d'évolution selon la série de Taylor et ne retenant que les deux premiers termes, nous obtenons un résultat valide pour des petites valeurs de t :

$$p(t|0) \cong 1 - (\Delta E/\hbar)^2 t^2, \text{ où } (\Delta E)^2 = \langle (E - \langle E \rangle)^2 \rangle \quad (7)$$

lequel, évidemment, égale $|c^1(t)|^2$. Donc (5) donne

$$|c^2(t)|^2 = (\Delta E/\hbar)^2 t^2. \quad (8)$$

Les équations ci-dessus peuvent recevoir une représentation géométrique simple qui met en évidence les différences profondes qui existent entre les quantons et les classons. Supposant que $c_1(t)$ et $c_2(t)$ soient des nombres réels, nous pouvons les réécrire, sans perte de généralité, de la manière suivante :

$$c_1(t) = \cos \alpha(t), \quad c_2(t) = \sin \alpha(t) \quad \text{avec } \alpha(0) = 0 \quad (9)$$

Pour des petites valeurs de t , nous nous servons de (7) et (8), posant

$$\alpha(t) = wt, \text{ avec } w = \Delta E/\hbar, \quad (10)$$

de telle sorte que (7) et (8) peuvent être réécrites de la façon suivante :

$$c_1^2 = \cos^2 wt \cong 1 - (\Delta E/\hbar)^2 t^2,$$

$$c_2^2 = \sin^2 wt \cong (\Delta E/\hbar)^2 t^2. \quad (11)$$

L'interprétation physique littérale des équations précédentes est claire. À mesure que le temps s'écoule, le vecteur d'état ψ tourne avec une vitesse angulaire w autour de l'origine de l'espace d'état formé par les axes φ_i et φ_f . En d'autres termes, le système se promène entre deux états toutes les $\hbar/\Delta E$ secondes. Dans le cas classique, il n'y a pas de rotation parce que l'énergie est nette en tout temps c'est-à-dire $\Delta E = 0$. Dans ce cas, le vecteur d'état ψ repose toujours sur l'état initial φ_i : rien ne se produit. Notamment, il n'y a pas de saut quantique de l'état φ_i à l'état φ_f . (Pas plus qu'il n'y a de saut proprement dit dans notre traitement du problème : l'effondrement final de ψ sur φ_f est le dernier événement d'un lent processus satisfaisant l'équation de Schrödinger et non pas le postulat de projection.)

Le paradoxe s'élimine alors de lui-même si nous tenons compte le postulat de projection et que nous considérons sérieusement le principe de superposition. Une des contributions de Bohr, et sûrement la plus importante, nous a donc servi à nous sortir du borbier engendré par une autre. Envisagé sous cet angle, le paradoxe quantique de Zénon apparaît non pas comme une caractéristique contre-intuitive, bien que réelle, de la nature, mais comme un sophisme qui met en lumière les dangers du semi-subjectivisme inhérent à l'interprétation orthodoxe ou dite de Copenhague.

Mario Bunge
Foundation & Philosophy of Science Unit
Université McGill