

Université de Paris X – Nanterre

UFR de Littérature, Langages et Philosophie

MINI-MEMOIRE DE MASTER II

HISTOIRE ET ACTUALITÉ DE LA PHILOSOPHIE

Anna SVENBRO

Werner Heisenberg,

***Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik
und Mechanik (1927)***

Traduction en présentation bilingue suivie d'un commentaire critique

**Mini-mémoire préparé dans le cadre du séminaire des Pr. Jean Seidengart et Iégor
Reznikoff intitulé « Métaphysique et fondement des sciences »**

Année universitaire 2006-2007

Avertissement

Toute reproduction, même partielle, de ce document, doit obligatoirement inclure une référence précise à son auteur, telle que mentionnée ci-dessous :

Auteur :

Anna Svenbro

Référence :

Mémoire universitaire, Université de Paris X - Nanterre, juin 2007.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier M. Jean Seidengart, Professeur à l'Université de Paris X – Nanterre, qui a bien voulu me suivre, me conseiller, et diriger les recherches ayant conduit au présent travail.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à M. Maximilian Kistler, Maître de Conférences à l'Université de Paris X – Nanterre, pour les éclaircissements que le locuteur germanophone natif et l'épistémologue qu'il est a bien voulu m'apporter, et pour les remarques qu'il a formulées au cours de la traduction.

Merci enfin à M. Sébastien Rémoville, doctorant au Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques de l'université de Paris VII- Denis Diderot pour avoir bien voulu relire ma traduction avec le regard du physicien spécialiste de la théorie quantique, m'éclairer sur la terminologie en usage actuellement dans la discipline, et m'avoir ainsi permis de « lever un coin du voile » sur une des étapes décisives de sa fondation.

Introduction générale : quelques rappels historiques

« Et tous ces dictons montrent assez que les hommes jugent des choses selon la disposition de leur cerveau et les imaginent plutôt qu'ils ne les connaissent. S'ils les avaient clairement connues, elles auraient, comme en témoigne la Mathématique, la puissance sinon d'attirer, du moins de convaincre tout le monde. »¹

Si l'on jette une vue d'ensemble sur les écrits fondateurs de la physique atomique moderne, l'article publié par Werner Heisenberg dans la revue *Zeitschrift für Physik* à la fin du mois de mars 1927, intitulé *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik* occupe une place toute particulière. Cet article, qui introduit les célèbres relations d'indétermination, fait d'Heisenberg l'un des pères fondateurs de la théorie quantique et constitue l'une des bornes milliaires de l'histoire de cette discipline, apparue avec le siècle et les travaux de Max Planck autour du problème du « corps noir », mais qui trouve ses développements fondamentaux avec les travaux d'Albert Einstein, Niels Bohr, Wolfgang Pauli, Erwin Schrödinger, Max Born, Louis de Broglie et de Werner Heisenberg. Avec cet article, nous disons véritablement adieu à la théorie classique dans l'appréhension des phénomènes à l'échelle atomique. D'une physique qui était jusqu'ici fondée sur l'intuition du monde dans lequel nous vivons, nous passons à un mode d'appréhension des phénomènes qui se distingue tout d'abord par sa contre-intuitivité. Cette contre-intuitivité est à première vue rebutante. On attribue à Niels Bohr la boutade suivante : « quiconque n'est pas choqué par la théorie quantique ne la comprend pas ». Heisenberg relaie d'ailleurs dans son article les inquiétudes de Schrödinger, pour qui la physique quantique « est une théorie formelle d'une abstraction et d'une contre-intuitivité terrifiantes et repoussantes »², tout en réfléchissant, en lecteur de Kant qu'il est, à l'instar de Mach ou d'Einstein, aux problèmes que posent ses découvertes et formalisations par rapport à l'*Anschaulichkeit* traditionnelle, l'intuitivité au sens classique – et kantien – du terme, et aux moyens d'y faire face conceptuellement.

Procédons donc à un rappel des faits qui ont conduit Heisenberg à cet écrit fondamental. C'est à une époque où la mécanique quantique en est encore à ses balbutiements, dans un contexte de confirmation du modèle dualiste onde/corpuscule dans la description quantique la matière, et dans la mesure où ce dualisme irréductible n'allait pas sans poser un certain nombre de problèmes tant du point de vue physique qu'épistémologique, qu'Heisenberg publie son article. Il est le fruit de plusieurs mois de travail, et prend pour point de départ une réflexion

¹ SPINOZA, *Ethique*, I, Appendice, p. 67.

² Cf. note p.31

critique, amorcée en juillet 1926, sur les travaux d'Erwin Schrödinger, auteur un an plus tôt de l'équation fondamentale de la physique quantique décrivant l'évolution temporelle d'une particule massive qui porte son nom. Comme il le souligne dans un commentaire rédigé quarante ans après la rédaction de son article, Heisenberg était à l'époque persuadé, sans rencontrer beaucoup d'adhésion de la part de ses pairs, « qu'on ne pouvait absolument pas comprendre la loi de Planck à partir de l'interprétation de Schrödinger »³. Heisenberg continue néanmoins de réfléchir sur l'interprétation différentielle de Schrödinger du formalisme mathématique de la théorie quantique et la confronte à la sienne, qui prend forme, sur les traces des formalisations de Paul Dirac et de Pascual Jordan, à partir d'une interprétation matricielle. Or, cette réflexion va mûrir dans le cadre de l'Institut de Physique Théorique de l'Université de Copenhague, du fait d'un dialogue fécond avec Niels Bohr. Celui-ci invite en effet Schrödinger à Copenhague, selon les souvenirs d'Heisenberg, courant septembre 1926⁴. Or, la discussion entre Bohr et Schrödinger est âpre et sans concessions, Bohr se distinguant selon Heisenberg par son « insistance fanatique et son opiniâtreté presque terrifiante lorsqu'il s'agissait de parvenir à une clarté complète de tous les arguments. »⁵ C'est donc affaibli et découragé que Schrödinger quitte Copenhague. La mise en échec apparente de l'interprétation différentielle de Schrödinger de la théorie quantique, que Heisenberg considérait comme « étant trop rapidement venue à prendre les théories ondulatoires classiques pour modèles »⁶, va pourtant amener Heisenberg et les collègues de Bohr à Copenhague à poser le problème épistémologique suivant, capital à leurs yeux pour la physique quantique : « comment le formalisme mathématique peut-il être appliqué à chaque problème pris individuellement, et, de là, comment les paradoxes fréquemment discutés, tels que par exemple la contradiction apparente entre les modèles ondulatoire et corpusculaire, peuvent-ils être résolus ? »⁷ C'est alors que Heisenberg, à la faveur d'un séjour de Bohr en Norvège en février 1927, se concentre plus particulièrement sur le problème de l'indétermination. Heisenberg part non seulement des données expérimentales principalement fournies par l'expérience de Stern et Gerlach (qui date de 1920) et de la diffusion Compton

³ “My argument that one could not even understand Planck’s radiation law on the basis of Schrödinger’s interpretation convinced no one” in WHEELER, John Archibald, ZUREK, Wojciech Hubert (ed.), *Quantum Theory and Measurement*, p. 56. (C’est nous qui traduisons.)

⁴ *Ibid.*

⁵ “he was able...to insist fanatically and with almost terrifying relentlessness on complete clarity in all arguments.” *Ibid.* (C’est nous qui traduisons.)

⁶ *Ibid.*

⁷ “How the mathematical formalism was to be applied to each individual problem, and thus how the frequently discussed paradoxes, such as e.g. the apparent contradiction between the wave and particle models, could be cleared up.” *Ibid.* p.57. (C’est nous qui traduisons.)

(observée pour la première fois par le physicien américain en 1923), mais il a encore l'idée de creuser la « possibilité de déterminer la position d'une particule à l'aide d'un microscope à rayons gamma, pour arriver bientôt par là à une interprétation qui était à [son] avis cohérente et sans contradictions. »⁸ S'ensuit une lettre à Wolfgang Pauli, qui constitue la première mouture de l'article dont nous faisons plus bas la traduction. Cette première version est soumise à Bohr à son retour de Norvège. C'est à la suite des intenses discussions, étalées sur plusieurs semaines, entre Bohr et Heisenberg, à propos de la clarté et de la précision des concepts développés par ce dernier dans la première version de son travail, que le texte de l'article est établi dans sa version définitive. En outre, Heisenberg et Bohr tombent finalement d'accord en envisageant les relations d'indétermination comme un cas particulier du principe de complémentarité.

Ce bref rappel se révèle éclairant, car en parcourant *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, le lecteur contemporain, qu'il soit physicien ou philosophe, ou historien des sciences, est tout d'abord frappé par le caractère historique du texte auquel il a affaire, et ce dans tous les sens du terme : ce texte est historique en tant qu'il demeure dans l'histoire, parce qu'il a marqué l'histoire et revêt une importance significative lorsqu'il s'agit de comprendre l'évolution de la physique quantique ; mais ce texte est également historique en tant qu'il ne parle plus de lui-même, car sa formulation le fait appartenir au passé, à une époque de la physique quantique à présent achevée, révolue. Les physiciens quantiques à qui nous avons présenté le texte original et notre traduction à fin de relecture, habitués à la formulation et la terminologie actuelles, nous ont fait remarquer que la traduction de cet article, quatre-vingts ans après sa publication, pouvait s'apparenter à certains égards à une entreprise archéologique. Notre objectif, à travers cette traduction a été non seulement d'étudier et de reconstituer l'histoire des débuts de la physique quantique à travers la traduction d'un texte, mais également d'essayer de se faire une idée des protocoles historiques et de l'instrumentation utilisés à l'époque de la rédaction de l'article. Par exemple, la détection du faisceau atomique et de sa division dans le cas de l'expérience de Stern et Gerlach ne se fait aujourd'hui pas de la même manière qu'en 1920 ou 1927 ; or une telle réflexion est nécessaire pour visualiser les expériences de manière adéquate et pour en donner une traduction correcte du point de vue historique et terminologique. On fera plus loin un état détaillé des problèmes lexicaux posés par l'historicité du texte.

⁸ "I got the idea of investigating the possibility of determining the position of a particle with the aid of a gamma-ray microscope, and in this way soon arrived at an interpretation which I believed to be coherent and free of contradictions." *Ibid.* (C'est nous qui traduisons.)

Il s'agit également de faire sentir dans la traduction de l'article le fait que celui-ci ait été à l'origine l'exposé d'une recherche en train de se faire, de rendre perceptible le fait que Heisenberg, à travers la rédaction de cet article, ait parfois procédé par tâtonnements, et ait été confronté à des difficultés dans l'élaboration de son dispositif théorique. Ainsi, la traduction pourra saisir avec une plus grande acuité les enjeux qui présidaient à la rédaction de l'article, et ce qui fait de *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik* un texte loin de nous par ses prémisses et son vocabulaire à la croisée des chemins, voulant en finir avec la vision classique et inaugurer la vision quantique, mais proche de nous par sa démarche pour appréhender des phénomènes physiques qu'il fonde.

Section 1 – Traduction

[172]

Sur le contenu intuitif de la cinématique et de la mécanique quantiques.

Par Werner Heisenberg (Copenhague)

Accompagné de 2 figures (parvenu le 23 mars 1927)

Dans le présent article, on donnera en premier lieu une définition exacte des termes : position, vitesse, énergie etc. (d'un électron par exemple) qui conservent leur validité même en mécanique quantique, et on montrera que des grandeurs canoniquement conjuguées ne peuvent être simultanément déterminées qu'avec une incertitude caractéristique (§1). Cette indétermination est le fondement dans la réalité physique de l'apparition de relations statistiques en mécanique quantique. Sa formulation mathématique est donnée par la théorie de Dirac-Jordan (§2). A partir des principes ainsi obtenus, on montrera comment les processus macroscopiques peuvent être compris à partir de la mécanique quantique (§3). Afin d'illustrer cette théorie, on discutera de quelques expériences de pensée particulières (§4).

Nous croyons qu'une théorie physique est compréhensible intuitivement seulement si nous pouvons envisager dans tous les cas simples les conséquences expérimentales de cette théorie sur le plan qualitatif et si nous avons dans le même temps reconnu que l'application de cette théorie ne recèle aucune contradiction interne. Par exemple, nous croyons que la représentation d'Einstein d'un espace tridimensionnel fermé est compréhensible de manière intuitive, parce que, pensons-nous, les conséquences expérimentales d'une telle représentation sont pensables sans contradiction. Il est certain que ces conséquences contredisent les concepts d'espace et de temps tels qu'on les appréhende habituellement. Nous pouvons cependant nous convaincre qu'il nous est impossible d'appliquer ces concepts habituels d'espace et de temps à de très grandes distances, ni du point de vue de la logique ni de celui de l'expérience. L'interprétation intuitive de la mécanique quantique est encore jusqu'à présent remplie de contradictions internes, qui ont des répercussions sur les querelles d'opinions à propos des théories du continu et du discret, des théories corpusculaire et ondulatoire. De là, on serait déjà tenté de conclure qu'une interprétation de la mécanique quantique au moyen des concepts cinématiques et mécaniques habituels n'est en tout cas pas possible. La mécanique quantique était justement le fruit de la tentative de rompre avec ces concepts cinématiques habituels et de les remplacer par des relations entre des données expérimentales numériques concrètes. Etant donné que cette tentative semble avoir réussi, le modèle mathématique de la mécanique quantique n'aura d'autre part pas besoin non plus d'être révisé. Aussi peu nécessaire s'avère une révision de la géométrie de l'espace-temps à

des échelles spatio-temporelles réduites, puisque l'on peut rapprocher arbitrairement [173] les lois de la mécanique quantique des lois classiques en choisissant des masses suffisamment grandes, même si l'on a affaire encore à de petits espaces et de courtes durées. Mais la nécessité d'une révision des concepts mécaniques et cinématiques semble résulter directement des équations fondamentales de la mécanique quantique. Si l'on prend une masse m définie, il fait tout à fait sens, selon notre intuition habituelle, de parler de position et de vitesse du centre de gravité de cette masse m . En mécanique quantique, en revanche, il doit exister une relation $pq - qp = \frac{h}{2\pi i}$ entre la masse, la position et la vitesse. Nous avons également de bonnes raisons d'avoir des soupçons envers une utilisation sans examen critique de ces derniers termes de « position » et de « vitesse ». Si l'on admet que des discontinuités sont d'une quelque manière typiques des processus à des échelles spatio-temporelles réduites, une contradiction entre les concepts

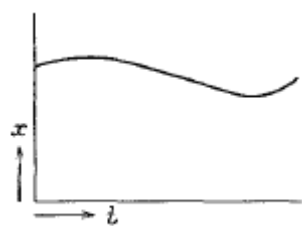


Fig. 1.

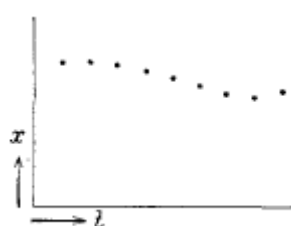


Fig. 2.

de « position » et de « vitesse » est même tout à fait plausible : si l'on considère par exemple le mouvement unidimensionnel d'une masse ponctuelle, alors on peut, dans le cadre d'une théorie du continu, tracer une courbe représentative $x(t)$ de la trajectoire de cette particule (ou, plus exactement, de son centre de gravité) (Fig. 1), dont la tangente donnerait à chaque instant sa vitesse. En revanche, dans le cadre d'une théorie du discret, il peut apparaître à la place de cette courbe une série de points à intervalles finis (Fig. 2). Dans ce cas, il ne fait manifestement pas sens de parler de la vitesse à une position donnée, parce que justement, tout d'abord, une vitesse ne peut être définie qu'entre deux positions, et, réciproquement, parce qu'à tout point sont associées deux vitesses différentes.

De là surgit la question de savoir si, au moyen d'une analyse plus précise de chacun de ces concepts cinématiques et mécaniques, il est possible ou non de lever les contradictions qui existent jusqu'à présent dans les interprétations intuitives de la mécanique quantique, et de parvenir à une compréhension intuitive des relations de la mécanique quantique⁹. [174]

⁹ Ce présent travail a été mené à bien grâce aux efforts et aux souhaits que d'autres chercheurs ont clairement exprimés bien auparavant, avant l'apparition de la mécanique quantique. Je renvoie tout particulièrement ici aux

§1. Les concepts : position, trajectoire, vitesse, énergie.

Pour pouvoir suivre le comportement quantique de tout objet, on doit connaître la masse de cet objet et les forces d'interaction avec tout champ et tout autre objet. C'est seulement à ce moment qu'on peut établir la fonction hamiltonienne du système quantique. (Les considérations qui suivent doivent en général se rapporter à la mécanique quantique non-relativiste, puisque les lois de l'électrodynamique quantique ne sont pas encore complètement connues¹⁰). Au sujet de la configuration de l'objet, toute autre affirmation est inutile, on décrit de la manière la plus pratique l'ensemble de ces forces d'interaction en employant le mot configuration.

Lorsque l'on veut être clair sur ce qu'il y a à comprendre derrière les mots « position de l'objet », par exemple, de l'électron (relativement à un référentiel donné), alors on doit donner des expériences précises, à l'aide desquelles on peut espérer mesurer cette « position de l'électron » ; autrement, ce mot n'a pas de sens. De telles expériences, qui en principe permettent même de déterminer la « position de l'électron » aussi précisément que l'on veut, sont légion, par exemple : en éclairant un électron et en l'observant au microscope. La plus grande précision que l'on peut obtenir s'agissant de la mesure de la position est ici donnée en premier lieu par la longueur d'onde de la lumière utilisée. Mais, en principe, on peut par exemple construire un microscope à rayons gamma, et, avec ce microscope, pouvoir procéder à la mesure de la position aussi précisément que l'on veut. Il y néanmoins par cette mesure un effet collatéral d'importance : l'effet Compton. Chaque observation de lumière diffusée provenant de l'électron suppose un effet photoélectrique (dans l'œil, sur la plaque photographique, dans la photocellule) qu'on peut aussi interpréter comme suit : un quantum de lumière rencontre l'électron, est réfléchi ou diffusé par lui, et est ensuite encore dévié par la lentille du microscope [175] pour produire l'effet photoélectrique. A l'instant même où la position est mesurée, et aussi à l'instant même où le quantum de lumière est diffusé par

travaux de Bohr sur les postulats fondamentaux de la mécanique quantique (par exemple, dans *Zeitschrift für Physik*, **13**, 117, 1923) et aux discussions d'Einstein sur le rapport entre les champs d'ondes et les quanta de lumière. Celui qui envisage de la manière la plus claire de nos jours les problèmes dont on parle ici et répond en partie aux questions ainsi soulevées est W. Pauli (Quantentheorie, *Handbuch der Physik*, Vol. XXIII, cité dorénavant en tant que *l.c.*) ; la formulation de ces problèmes par Pauli n'a été que peu modifiée par la mécanique quantique. C'est également avec une joie toute particulière que je remercie ici M. W. Pauli pour ses stimulations variées que j'ai reçues au cours de nos discussions communes de vive voix comme par écrit, et qui ont été une contribution essentielle au présent travail.

¹⁰ Très récemment, pourtant, de grands progrès ont été accomplis dans ce domaine avec les travaux de P. Dirac [*Proc. Roy. Soc. (A)* **114**, 246, 1927 et analyses consécutives].

l'électron, l'électron change de quantité de mouvement de manière discontinue. Ce changement est aussi grand que la longueur d'onde de la lumière utilisée est petite, c'est-à-dire que la précision de la mesure de la position est élevée. A l'instant où l'on connaît la position de l'électron, on ne peut par conséquent connaître sa quantité de mouvement qu'avec une précision dont l'amplitude correspond à ce changement discontinu ; ainsi, plus la position est mesurée précisément, moins on connaît précisément la quantité de mouvement, et vice versa ; en cela, nous entrevoyons une interprétation intuitive et directe de la relation $pq - qp = \frac{h}{2\pi i}$. Soit q_i la précision avec laquelle la valeur q est connue (q_i est en quelque sorte l'erreur moyenne de q), c'est-à-dire ici la longueur d'onde de la lumière, p_i la précision avec laquelle la valeur p est déterminable, c'est-à-dire ici le changement discontinu de p par l'effet Compton, alors d'après les formules élémentaires de l'effet Compton, p_i et q_i vérifient la relation suivante :

$$p_i q_i \sim h \quad (1)$$

On montrera plus tard que cette relation est une conséquence mathématique directe de la relation de commutation $pq - qp = \frac{h}{2\pi i}$. Ici, on peut remarquer que l'équation (1) est l'expression précise des faits que l'on a essayé de décrire précédemment en divisant l'espace de phases en cellules d'amplitude h .

Pour déterminer la position de l'électron, on peut aussi procéder à d'autres expériences, par exemple à des expériences de collision. Une mesure précise de la position requiert des collisions avec des particules à très grande vitesse, puisque dans le cas d'électrons lents, les phénomènes de diffraction qui sont d'après Einstein une conséquence des ondes de de Broglie (voir par exemple l'effet Ramsauer) empêchent une mesure précise de la position. Dans une mesure précise de la position la quantité de mouvement de l'électron se modifie également de manière discontinue et une évaluation simple de la précision à l'aide des formules des ondes de de Broglie nous donne encore une fois la relation (1).

Au travers de cette discussion, il apparaît que le concept de « position de l'électron » semble suffisamment clairement défini, et il y aurait seulement un mot à ajouter sur la « taille » de cet électron. Lorsque deux particules très rapides rencontrent l'électron l'une après l'autre dans un intervalle de temps très court Δt , alors les positions de l'électron définies par ces deux particules se trouvent très près les unes des autres dans un intervalle spatial Δl . D'après les lois observées dans le cas des rayons alpha, nous concluons que Δl se laisse réduire à une

amplitude de l'ordre de 10^{-12} cm, [176] si seulement Δt est suffisamment petit et les particules choisies avec une vitesse suffisante. C'est dans ce sens qu'il faut prendre notre affirmation selon laquelle l'électron est un corpuscule dont le rayon ne dépasse pas 10^{-12} cm.

Passons donc maintenant au concept de « trajectoire de l'électron ». Par trajectoire, nous entendons une série de points de l'espace (dans un référentiel donné), que l'électron prend les uns après les autres comme « positions ». Comme nous savons déjà ce qu'il y a à comprendre dans « position à un instant donné », aucune nouvelle difficulté ne surgit ici. Néanmoins, il est facile de reconnaître que, par exemple, l'expression couramment utilisée « la trajectoire 1s de l'électron dans l'atome d'hydrogène » n'a aucun sens de notre point de vue. Pour mesurer cette « trajectoire » 1s, on devrait en effet éclairer l'atome avec de la lumière dont la longueur d'onde serait de toute manière considérablement plus courte que 10^{-8} cm. Il suffit cependant d'un seul quantum de cette lumière pour éjecter complètement l'électron de sa « trajectoire » (voilà pourquoi on ne peut définir qu'un unique point de l'espace à partir d'une telle trajectoire), le mot « trajectoire » n'a donc ici pas de sens qui convienne. Ceci peut être déduit assez facilement des possibilités expérimentales sans connaître les théories récentes.

En revanche, on peut procéder à la mesure de la position telle qu'on vient de la considérer dans le cas de nombreux atomes à l'état 1s. (En principe, les atomes dans un état « stationnaire » donné se laissent isoler, par exemple dans le cadre de l'expérience Stern-Gerlach.) Il doit aussi y avoir pour un état donné, 1s par exemple, de l'atome, une fonction de probabilité de présence de l'électron, qui correspond à la valeur moyenne de la trajectoire classique à travers toutes les phases, et qu'on peut déterminer par des mesures aussi précisément qu'on veut. D'après Born¹¹, cette fonction est donnée par $\psi_{1s}(q)\overline{\psi_{1s}(q)}$ où $\psi_{1s}(q)$ correspond à la fonction d'onde de Schrödinger appartenant à l'état 1s. Avec Dirac et Jordan, je voudrais affirmer, eu égard à des généralisations ultérieures, [177] que la probabilité est donnée par $S(1s, q)\overline{S(1s, q)}$, où $S(1s, q)$ désigne la colonne de la matrice de transformation $S(E, q)$ de E vers q , qui appartient à $E = E_{1s}$ (E =énergie).

¹¹ La signification statistique des ondes de de Broglie a été formulée pour la première fois par A. Einstein (*Sitzungsber. d. preußische Akad. d. Wiss.*, 1925, p.3). Cet élément statistique dans la mécanique quantique jouera par la suite un rôle significatif dans M. Born, W. Heisenberg et P. Jordan, *Quantenmechanik II* (*Zeits. f. Physik*, **35**, 557, 1926), surtout au chap. 4, §3, et dans P. Jordan (*Zeits. f. Physik*, **37**, 376, 1926) ; elle a été analysée mathématiquement, et utilisée pour interpréter les phénomènes de collision dans un travail fondateur de M. Born (*Zeits. f. Physik*, **38**, 803, 1926). Les explications de l'évaluation de la probabilité à partir de la théorie de transformation des matrices se trouvent dans les travaux suivants : W. Heisenberg (*Zeits. f. Physik*, **40**, 501, 1926), P. Jordan (*Zeits. f. Physik*, **40**, 661, 1926), W. Pauli (remarque dans *Zeits. f. Physik*, **41**, 81, 1927), P. Dirac (*Proc. Roy. Soc. (A)* **113**, 621, 1926), P. ; Jordan (*Zeits. f. Physik*, **40**, 809, 1926). Le côté statistique de la mécanique quantique est discuté à un niveau général par P. Jordan (*Naturwiss.* **15**, 105, 1927) et M. Born (*Naturwiss.* **15**, 238, 1927).

Dans le fait qu'au sein de la théorie quantique, pour un état donné, par exemple $1s$, on ne puisse donner que la fonction de probabilité de présence de l'électron, on peut distinguer avec Born et Jordan un trait statistique caractéristique de la théorie quantique par contraste avec la théorie classique. On peut cependant également dire avec Dirac que la statistique est apportée par nos expériences. En effet, même dans la théorie classique, on ne peut donner que la probabilité d'une présence définie de l'électron, tant que nous ne connaissons pas les phases de l'atome. La différence entre la mécanique classique et la mécanique quantique consiste bien plus en ce qui suit : en mécanique classique nous pouvons toujours considérer la phase comme déterminée par les expériences précédentes. Dans la réalité, tout cela est cependant impossible, parce que chaque expérience visant à déterminer la phase de l'atome le perturbe ou l'altère. Dans un « état » stationnaire déterminé de l'atome, les phases sont en principe indéterminées, ce qu'on peut voir comme une explication directe des équations connues :

$$Et - tE = \frac{h}{2\pi i} \text{ ou } Jw - wJ = \frac{h}{2\pi i}$$

(J = variable d'action, w =variable d'angle.)

On peut facilement définir le terme « vitesse » pour un objet par des mesures, si l'on est en présence de mouvements sans force. On peut par exemple éclairer l'objet avec de la lumière rouge et, par l'effet Doppler provoqué par la lumière diffusée, calculer la vitesse de la particule. La détermination de la vitesse sera d'autant plus exacte que la longueur d'onde de la lumière utilisée sera grande, et alors la variation de la vitesse de la particule par quantum de lumière, à cause de l'effet Compton, sera d'autant plus faible. La détermination de la position sera entachée d'une incertitude correspondante, conformément à l'équation (1). Quand on doit mesurer la vitesse de l'électron dans l'atome à un instant donné, on va alors à cet instant précis laisser soudainement disparaître la charge nucléaire et la force des autres électrons, afin que le mouvement devienne à partir de là sans force, et qu'on puisse mettre en œuvre la détermination décrite plus haut. On peut une nouvelle fois, comme ci-dessus, se persuader qu'on ne peut pas définir une fonction $p(t)$ pour un état donné d'un atome, $1s$ par exemple. En revanche, il y a [178] encore une fois une fonction de probabilité pour p dans cet état, fonction qui, d'après Dirac et Jordan a la valeur $S(1s, p)\overline{S}(1s, p)$. Ici encore, $S(1s, p)$

désigne la colonne de la matrice de transformation $S(E,p)$ de E vers p , qui appartient à $E = E_{I_s}$.

Finalement, ce sont les expériences qui permettent de mesurer l'énergie ou la valeur de la variable d'action qui attirent notre attention ; de telles expériences sont surtout importantes, en ce que ce n'est que grâce à elles que nous pouvons définir ce que nous voulons dire lorsque nous parlons de variation discontinue de l'énergie et de J . Les expériences de collision de Franck et Hertz permettent de ramener, en vertu de la validité du principe de conservation de l'énergie, la mesure d'énergie de l'atome à la mesure de l'énergie d'électrons en mouvement rectiligne. On peut faire cette mesure en principe aussi précisément que l'on veut, si seulement on renonce à déterminer simultanément la position de l'électron, c'est-à-dire sa phase (cf. supra la détermination de p), conformément à la relation $Et - tE = \frac{h}{2\pi i}$.

L'expérience de Stern et Gerlach permet de déterminer le moment magnétique ou d'un moment dipolaire moyen de l'atome, et par là de mesurer des grandeurs qui dépendent de la variable d'action J et d'elle seule. Les phases restent en principe indéterminées. Cela fait aussi peu de sens de parler de la fréquence d'une source lumineuse à un instant déterminé que de parler de l'énergie d'un atome à un moment déterminé. A ceci correspond dans l'expérience de Stern et Gerlach le fait que la précision de la mesure de l'énergie devient de plus en plus faible à mesure que la durée au cours de laquelle l'atome est sous l'influence de la force de déviation est courte¹². On trouve ici une limite supérieure à la force de déviation, à savoir que l'énergie potentielle de cette force de déviation peut varier à l'intérieur du faisceau radiatif dans des proportions considérablement plus petites que les différences d'énergie dans les états stationnaires, si une détermination de l'énergie des états stationnaires est possible. Soit E_I une quantité d'énergie, qui satisfait à ces conditions (E_I donne tout aussi bien la précision de cette mesure d'énergie), alors E_I/d est aussi la valeur maximale de la force de déviation, si d renvoie à la largeur du faisceau radiatif (mesurable par la largeur des diaphragmes utilisés).

La déviation angulaire du faisceau atomique est alors $\frac{E_I t_1}{dp}$, où t_1 désigne la durée au cours de

laquelle les atomes sont sous l'influence de la force [179] de déviation, p la quantité de mouvement des atomes dans la direction du faisceau. Cette déviation doit être au moins du même ordre de grandeur que la divergence naturelle du faisceau lumineux obtenu par la diffraction à travers le diaphragme, pour qu'une mesure soit possible. La déviation angulaire

¹² Cf. à ce sujet W. Pauli, *l. c.* p. 61.

provoquée par la diffraction est d'environ λ/d , si λ désigne la longueur d'onde de de Broglie, alors

$$\frac{\lambda}{d} \sim \frac{E_1 t_1}{dp} \text{ ou comme } \lambda = \frac{h}{p}, \quad (2)$$

$$E_1 t_1 \sim h.$$

Cette équation correspond à l'équation (1) et montre comment une mesure précise de l'énergie ne peut être obtenue qu'au prix d'une incertitude correspondante dans le temps.

§2. La théorie Dirac-Jordan.

On pourrait résumer et généraliser les résultats de la section précédente dans l'affirmation suivante : tous les concepts utilisés dans la théorie classique pour décrire un système mécanique se laissent également définir pour les processus atomiques de manière exacte, analogue aux concepts classiques. Les expériences qui génèrent de telles définitions, portent en elles, par leur nature expérimentale même, une indétermination, si nous attendons d'elles qu'elles déterminent simultanément les deux grandeurs canoniques conjuguées. Le degré de cette indétermination est donné par la relation (1) (étendue à n'importe quelles grandeurs canoniques conjuguées). On ne peut s'empêcher ici de comparer la théorie quantique avec la théorie de la relativité restreinte. D'après la théorie de la relativité, on ne peut définir le mot « simultané » autrement que par des expériences dans lesquelles la vitesse de propagation de la lumière joue un rôle essentiel. S'il y avait une définition plus « affinée » de la simultanéité, comme dans le cas par exemple de signaux qui se propageraient à une vitesse infinie, la théorie de la relativité serait alors impossible. Cependant, étant donné que de tels signaux n'existent pas, ou plutôt étant donné que dans la définition de la simultanéité, la vitesse de la lumière entre déjà en ligne de compte, place est faite pour le postulat de la constance de la vitesse de la lumière, et c'est pourquoi ce postulat n'entre pas en contradiction avec une utilisation sémantique des mots, « espace, vitesse, temps ». Il en va de même pour la définition des concepts de « position de l'électron, vitesse » dans la théorie quantique. Toutes les expériences que nous pouvons utiliser pour définir ces termes, contiennent nécessairement l'indétermination donnée par l'équation (1), même si elles permettent de définir exactement les concepts p et q pris isolément. S'il y avait des expériences rendant possible une détermination plus « affinée » de p et q [180], alors la mécanique quantique serait impossible.

Cette indétermination, fixée par l'équation (1), crée également un espace rendant valides les relations qui trouvent leur expression la plus concise dans la relation de commutation de la mécanique quantique

$$pq - qp = \frac{h}{2\pi i} ;$$

elle rend possible cette équation, sans que le sens physique des grandeurs p et q ne doive être modifié.

Pour ces phénomènes physiques, dont la formulation du point de vue de la théorie quantique est encore inconnue (par exemple l'électrodynamique), l'équation (1) est synonyme d'une exigence qui peut être utile à la découverte des nouvelles lois. Pour la mécanique quantique, l'équation (1) peut être déduite par une généralisation mineure de la formulation de Dirac-Jordan. Si, pour une valeur donnée η de n'importe quel paramètre, nous déterminons la position q de l'électron comme q' avec une précision q_1 , alors nous pouvons exprimer cet état de fait par une amplitude de probabilité $S(\eta, q)$, qui ne diffère sensiblement de zéro que dans un domaine d'une largeur typique de q_1 autour de q' . En particulier, on peut par exemple écrire

$$S(\eta, q) \text{ proportionnelle à } e^{-\frac{(q-q')^2}{2q_1^2} - \frac{2\pi i}{h} p(q-q')}, \text{ ainsi } \overline{SS} \text{ proportionnelle à } e^{-\frac{(q-q')^2}{q_1^2}}. \quad (3)$$

Ensuite, pour l'amplitude de probabilité propre à p , on a

$$S(\eta, p) = \int S(\eta, q) S(q, p) dq. \quad (4)$$

Pour $S(q, p)$, d'après Jordan, on peut écrire

$$S(q, p) = e^{\frac{2\pi i pq}{h}}. \quad (5)$$

Ensuite, d'après (4), $S(\eta, p)$ diffère sensiblement de zéro seulement pour des valeurs de p pour lesquelles $\frac{2\pi(p-p')q_1}{h}$ n'est pas significativement plus grand que 1. En particulier, en utilisant (3), on a

$$S(\eta, p) \text{ proportionnelle à } \int e^{\frac{2\pi i (p-p')q}{h} - \frac{(q'-q)^2}{2q_1^2}} dq,$$

C'est-à-dire

$$S(\eta, p) \text{ proportionnelle à } e^{-\frac{(p-p')^2}{2p_1^2} + \frac{2\pi i}{h} q'(p-p')}, \text{ ainsi } \overline{SS} \text{ proportionnelle à } e^{-\frac{(p-p')^2}{p_1^2}},$$

Où

$$p_1 q_1 = \frac{h}{2\pi}. \quad (6)$$

[181] La supposition (3) pour $S(\eta, q)$ correspond donc au fait expérimental que la valeur p' est mesurée pour p et la valeur q' pour q [avec la limite de précision (6)].

D'un point de vue purement mathématique, il est caractéristique de la formulation de Dirac-Jordan de la mécanique quantique que les relations entre p , q et E etc. puissent être décrites sous forme d'équations entre matrices très générales, au point que toute grandeur quantique prédéterminée apparaît comme une matrice diagonale. La possibilité d'une telle écriture paraît évidente, si l'on interprète intuitivement les matrices comme des tenseurs (par exemples, des tenseurs de moment d'inertie) dans des espaces multidimensionnels entre lesquels il existe des relations mathématiques. On peut toujours placer les axes du système de coordonnées dans lequel on représente ces relations mathématiques selon les axes principaux d'un de ces tenseurs. On peut finalement toujours aussi caractériser la relation mathématique entre deux tenseurs A et B par les relations de transformation qui convertissent un système de coordonnées orienté par les axes principaux de A en un autre système orienté par les axes principaux de B. Cette dernière formulation correspond à la théorie de Schrödinger. On réfléchira par contraste à l'écriture de Dirac des q-nombres en tant que formulation de la mécanique quantique réellement « invariante », indépendante de tout système de coordonnées. Si nous voulons tirer des résultats physiques de ce schème mathématique, alors nous devons attribuer des nombres aux grandeurs quantiques, c'est-à-dire aux matrices (ou aux « tenseurs » dans l'espace multidimensionnel). On doit comprendre ceci de la manière suivante : dans cet espace multidimensionnel, on prédéfinit arbitrairement une direction déterminée (à savoir par la configuration du dispositif expérimental), et on demande quelle est la « valeur » de la matrice (par exemple dans cette image la valeur du moment d'inertie) dans cette direction prédéterminée. Cette question ne trouve une réponse et une seule qu'au moment où la direction prédéterminée coïncide avec la direction de l'un des axes principaux de cette matrice ; dans ce cas il y a une réponse exacte à la question posée. Cependant, même quand la direction prédéterminée s'écarte seulement un peu de l'un des axes principaux de la matrice, on peut alors encore parler de la « valeur » de la matrice dans la direction prédéterminée, en ayant à l'esprit l'imprécision donnée par l'inclinaison relative des deux directions. On peut ainsi affirmer : à chaque grandeur ou matrice quantique, on peut associer un nombre, qui indique sa valeur avec une probabilité d'erreur déterminée ; la probabilité d'erreur [182]

dépend du système de coordonnées ; pour chaque grandeur quantique, il existe bien un système de coordonnées, dans lequel la probabilité d'erreur pour cette grandeur disparaît. Une expérience déterminée ne peut ainsi jamais donner d'informations exactes sur toutes les grandeurs quantiques, elle divise plutôt d'une manière caractéristique à l'expérience en question les grandeurs physiques en grandeurs « connues » et « inconnues » (où alors en grandeurs connues plus ou moins précisément). Les résultats de deux expériences peuvent exactement découler l'une de l'autre, si ces deux expériences divisent les grandeurs physiques de la même manière en grandeurs « connues » et « inconnues » (c'est-à-dire lorsque les tenseurs dans cet espace multidimensionnel qu'on a fréquemment utilisé à des fins d'illustration sont « considérés » dans les deux expériences selon la même direction). Si deux expériences entraînent des divisions différentes entre « connu » et « inconnu », alors on ne peut mettre à bon droit en relation le rapport entre les résultats de chaque expérience que de manière statistique.

Pour une discussion plus précise de ce rapport statistique, procédons à une expérience de pensée. Prenons un faisceau atomique de Stern et Gerlach qui serait envoyé tout d'abord à travers un champ F_1 , si fortement inhomogène dans la direction du rayon qu'il appellerait manifestement un grand nombre de transitions par une « action de renversement ». Alors, le faisceau atomique évoluerait librement pendant un certain temps à une distance définie de F_1 , mais commencerait alors un second champ F_2 , aussi inhomogène que F_1 . Entre F_1 et F_2 et en aval de F_2 , il serait possible de mesurer le nombre d'atomes dans les différents états stationnaires au travers d'un champ magnétique placé éventuellement là. La force du faisceau atomique serait ramenée à zéro. Si nous savons qu'un atome était au niveau d'énergie E_n avant qu'il ne passe F_1 , alors nous pouvons exprimer ce fait expérimental en assignant à l'atome une fonction d'onde (par exemple dans un p -espace) avec l'énergie déterminée E_n et la phase indéterminée β_n

$$S(E_n, p) = \psi(E_n, p) e^{\frac{2\pi i E_n (\alpha + \beta_n)}{h}} .$$

Après le passage au travers du champ F_1 cette fonction se sera transformée en¹³

$$S(E_n, p) \xrightarrow{F_1} \sum_m c_{nm} \psi(E_m, p) e^{\frac{2\pi i E_m (\alpha + \beta_m)}{h}} . \quad (7)$$

¹³ Cf. P. Dirac, Proc. Roy. Soc (A) 112, 661, 1926 et M. Born, *Zeitschrift für Physik* 40, 167, 1926

[183] Ici les β_n sont déterminés de manière tout à fait arbitraire, de manière que les c_{nm} sont déterminés de façon univoque à travers F_1 . La matrice c_{nm} transforme les valeurs d'énergie avant le passage à travers F_1 en les valeurs postérieures au passage. Si, en aval de F_1 nous procédons à une détermination de l'état stationnaire, au moyen d'un champ magnétique inhomogène par exemple, alors nous trouverons avec une probabilité de $c_{nm}\overline{c_{nm}}$ que l'atome a fait une transition de l'état n à l'état m . Si nous constatons expérimentalement que l'atome a justement vraiment fait une transition vers l'état m , alors nous aurons à lui assigner dans tous les calculs ci-après non pas la fonction $\sum_m c_{nm}S_m$, mais la fonction S_m avec une phase indéterminée ; par le constat expérimental « état m », nous sélectionnons dans la foule d'alternatives différentes (c_{nm}) une alternative déterminée : l'alternative m , alors que nous détruisons simultanément, comme il sera expliqué plus bas, tout ce qui était contenu dans les relations de phases entre les grandeurs c_{nm} . Avec le passage du faisceau atomique à travers le champ F_2 , la même chose se produit qu'en F_1 . Soient d_{nm} les coefficients de la matrice de transformation, qui transforment les énergies avant le passage à travers F_2 et les énergies d'après le passage à travers F_2 . Si l'on ne peut pas procéder à la détermination de l'état entre F_1 et F_2 , alors la fonction propre se transforme selon le schéma suivant :

$$S(E_n, p) \xrightarrow{F_1} \sum_m c_{nm} S(E_m, p) \xrightarrow{F_2} \sum_m \sum_i c_{nm} d_{ml} S(E_l, p) \quad (8)$$

On pose $\sum_m c_{nm} d_{ml} = e_{nl}$. Si l'on détermine l'état stationnaire de l'atome en aval de F_2 , alors on trouvera l'état l avec une probabilité de $e_{nl}\overline{e_{nl}}$. Si l'on détermine en revanche l'« état m » entre F_1 et F_2 , alors la probabilité de « l » en aval de F_2 sera donnée par $d_{ml}\overline{d_{ml}}$. Par la fréquente répétition de toute l'expérience (dans laquelle l'état entre F_1 et F_2 est à chaque fois déterminé), on observera ainsi derrière F_2 l'état l avec la fréquence relative $Z_{nl} = \sum_m c_{nm}\overline{c_{nm}}d_{ml}\overline{d_{ml}}$. Cette expression n'est pas du tout en accord avec $e_{nl}\overline{e_{nl}}$. Jordan (*l.c.*) a pour cette raison parlé d'« interférence des probabilités ». Je ne souhaite pourtant pas me ranger à son opinion. C'est que les deux expériences qui conduisent respectivement à $e_{nl}\overline{e_{nl}}$ et Z_{nl} , sont réellement distinctes d'un point de vue physique. Dans un cas, l'atome ne subit aucune perturbation entre F_1 et F_2 , dans l'autre, l'atome est perturbé à travers les appareils qui rendent possible une détermination de son état stationnaire. Ces appareils ont pour conséquence que la « phase » de l'atome change dans des proportions qui sont en

principe incontrôlables [184] de la même manière que la quantité de mouvement change du fait de la détermination de sa position (cf. §1). Le champ magnétique pour déterminer l'état entre F_1 et F_2 séparera les valeurs propres E , à travers l'observation de la trajectoire du faisceau atomique, les atomes seront différenciés statistiquement (je pense ici, disons, à la chambre à brouillard de Wilson) et ralentis de manière incontrôlable. Ceci a pour conséquence que la matrice de transformation finale e_{nl} (des valeurs d'énergie de l'entrée dans F_1 jusqu'à la sortie de F_2) n'est plus donnée par $\sum_m c_{nm} d_{ml}$, mais plutôt que chaque terme de cette somme a encore un facteur de phase inconnu. Nous pouvons par conséquent seulement attendre que la valeur moyenne de $e_{nl} \overline{e_{nl}}$ après toutes ces éventuelles altérations de phase soit égale à Z_{nl} . Un calcul simple confirme que c'est le cas. Nous pouvons ainsi, à partir de règles statistiques définies, déduire d'une expérience les résultats possibles d'une autre. L'autre expérience sélectionne elle-même, à partir de la foule des alternatives, une alternative bien déterminée, et limite par là les alternatives pour toutes les expériences ultérieures. Une telle interprétation de l'équation pour la matrice de transformation S ou de l'équation d'onde de Schrödinger n'est pour cette raison seulement possible que parce que la somme des solutions représente encore une solution. En cela nous voyons le sens profond de la linéarité des équations de Schrödinger ; pour cette raison, elles ne peuvent être comprises que comme des équations pour des ondes dans un espace des phases, et c'est pour cette raison que nous voudrions tenir pour sans espoir toute tentative de remplacer ces équations par des équations non linéaires, par exemple dans le cas relativiste (pour plusieurs électrons).

§3. La transition de la micro- à la macro-mécanique.

Par l'analyse menée dans les sections précédentes au sujet des mots « position de l'électron », « vitesse », « énergie » etc., il me semble que les concepts de la cinématique et de la mécanique dans la théorie quantique sont suffisamment clairs pour qu'une compréhension intuitive des processus macroscopiques soit également possible du point de vue quantique. La transition de la micro- à la macro-mécanique a déjà été entreprise par Schrödinger¹⁴, mais je ne crois pas que la réflexion de Schrödinger va au cœur du problème, et voici pourquoi : d'après Schrödinger, dans un état d'excitation élevé, une superposition de modes propres peuvent donner un paquet d'ondes d'extension spatiale limitée, qui réalise de son côté (en

¹⁴ E. Schrödinger, *Naturwiss.*, 14, 664, 1926

subissant des variations périodiques de sa forme) les mouvements périodiques de l'« électron » classique.[185] Contre cela on peut objecter comme suit que si le paquet d'ondes avait des propriétés telles qu'elles sont décrites ici, alors le rayonnement émis par l'atome serait développable en une série de Fourier, dans laquelle les fréquences des modes supérieurs seraient les multiples entiers d'une fréquence fondamentale. Les fréquences des raies du spectre d'émission de l'atome ne sont cependant jamais, d'après la mécanique quantique, des multiples entiers d'une fréquence fondamentale (si l'on excepte le cas particulier de l'oscillateur harmonique). La réflexion de Schrödinger n'est donc applicable qu'au cas de l'oscillateur harmonique qu'il a traité, un paquet d'ondes s'étendant au cours du temps sur tout l'espace au voisinage de l'atome dans tous les autres cas. Plus l'état d'excitation de l'atome est élevé, plus cette diffusion du paquet d'ondes se produit lentement. Mais si l'on attend suffisamment longtemps, elle se produit. L'argument développé plus haut sur le rayonnement émis par l'atome peut tout d'abord être utilisé contre toutes les recherches qui visent une transposition directe de la mécanique quantique dans la mécanique classique pour des nombre quantiques élevés. On a ainsi de par le passé essayé d'échapper à cet argument en attirant l'attention sur la largeur naturelle du rayonnement des états stationnaires ; sûrement à tort, puisque premièrement cette issue est déjà condamnée par le cas de l'atome d'hydrogène à cause sa faible radiation dans des états élevés, et deuxièmement la transition de la mécanique quantique à la mécanique classique doit être compréhensible même sans emprunter à l'électrodynamique. Bohr¹⁵ a déjà attiré l'attention à de multiples reprises sur ces difficultés bien connues, qui se mettent en travers du chemin d'une liaison directe entre la théorie quantique et la théorie classique. La raison pour laquelle nous les avons encore une fois expliquées tellement en détail est qu'elles semblent être récemment tombées dans l'oubli.

Je crois que l'on peut formuler de manière concise l'origine de la « trajectoire » classique comme suit : la « trajectoire » n'existe que parce que nous l'observons ; soit par exemple un atome dans son 1000^{ème} état d'excitation. Les dimensions de l'orbitale sont dans ce cas relativement grandes, de sorte qu'en accord avec le §1, il suffit de mesurer la position de l'électron avec une lumière de longueur d'onde relativement grande. Si la mesure de la position n'est pas trop imprécise, alors le recul dû à l'effet Compton aura pour conséquence de faire que l'atome se trouve après la collision dans un état d'excitation quelconque entre, disons, le 950^{ème} et le 1050^{ème} ; dans le même temps la quantité de mouvement de l'électron

¹⁵ N. Bohr, Grundpostulate der Quantentheorie, l.c.

peut être déduite de l'effet Doppler avec une précision donnée par (1). On peut caractériser ce fait expérimental ainsi donné [186] par un paquet d'ondes, ou mieux, par un paquet d'onde de probabilité de présence dans un q -espace d'une dimension donnée par la longueur d'onde de la lumière utilisée, construit pour l'essentiel à partir des fonctions propres entre le 950^{ème} et le 1050^{ème} état, et par un paquet correspondant dans un p -espace. Au bout d'un certain temps, on procède à une nouvelle mesure de position avec la même précision. Le résultat de cette mesure ne peut, d'après le §2, être donné que statistiquement, puisque les positions probables entrent toutes à l'intérieur du paquet d'onde à présent élargi. Il n'en serait en aucune manière autrement dans la théorie classique, puisque même dans la théorie classique, le résultat de la seconde mesure de position ne pourrait être obtenu que statistiquement, à cause de l'incertitude de la première mesure ; même les orbites des systèmes de la théorie classique s'élargiraient de manière semblable au paquet d'onde. Toutefois, les lois statistiques elles-mêmes sont différentes dans la mécanique quantique et dans la théorie classique. La seconde détermination de position sélectionne dans la foule d'alternatives un « q » déterminé et réduit les alternatives pour toutes les mesures ultérieures. Après la seconde mesure de position, les résultats des mesures ultérieures ne peuvent être calculés que si l'on assigne encore une fois à l'électron un paquet d'onde « plus petit » de grandeur λ (longueur d'onde de la lumière utilisée pour l'observation). Chaque mesure de position réduit ainsi le paquet d'onde jusqu'à sa grandeur d'origine λ . Les « valeurs » des variables p et q sont connues pendant toutes les expérimentations avec une certaine précision. Le fait que ces valeurs de p et q restent à l'intérieur des limites de précision données des équations de mouvement classiques peut être directement conclu des lois de la mécanique quantique

$$\dot{p} = \frac{\partial H}{\partial q} ; \quad \dot{q} = \frac{\partial H}{\partial p} \quad (9)$$

Cependant, comme on l'a dit, l'orbitale ne peut être calculée que statistiquement à partir des conditions initiales, ce que l'on peut considérer comme une conséquence de l'indétermination de principe des conditions initiales. Les lois statistiques sont différentes pour la mécanique quantique et la théorie classique ; ceci peut mener dans certaines conditions à des différences macroscopiques flagrantes entre la théorie classique et la théorie quantique. Avant que je ne discute ici d'un exemple, je voudrais montrer, à partir d'un système mécanique simple, le mouvement sans force d'une masse ponctuelle, comment la transition vers la théorie classique

discutée plus haut [187] est formulée mathématiquement. Les équations du mouvement donnent (pour un mouvement unidimensionnel)

$$H = \frac{1}{2m} p^2 ; \quad \dot{q} = \frac{1}{m} p ; \quad \dot{p} = 0. \quad (10)$$

Comme le temps peut être traité comme un paramètre (un « c-nombre »), s'il n'y a pas de forces extérieures dépendant du temps, alors la solution de ces équations est :

$$q = \frac{1}{m} p_0 t + q_0 ; \quad p = p_0. \quad (11)$$

où p_0 et q_0 désignent la quantité de mouvement et la position à l'instant $t = 0$. A l'instant $t = 0$ la valeur $q_0 = q'$ [voir les équations (3) à (6)] est mesurée avec la précision q_1 , et $p_0 = p'$ avec la précision p_1 . Pour déduire des « valeurs » de p_0 et de q_0 la « valeur » de q à l'instant t , on doit trouver, d'après Dirac et Jordan, cette fonction de transformation qui transforme toutes les matrices par lesquelles q_0 apparaît comme matrice diagonale en matrices telles que q_0 apparaisse comme matrice diagonale. p_0 peut être remplacé par l'opérateur $\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial q_0}$ dans le

schéma matriciel où q_0 apparaît comme matrice diagonale. D'après Dirac [l.c. équation (11)] l'amplitude de transformation recherchée $S(q_0, q)$ satisfait à l'équation différentielle :

$$\left\{ \frac{t}{m} \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial q_0} + q_0 \right\} S(q_0, q) = q S(q_0, q) \quad (12)$$

$$\frac{t}{m} \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial S}{\partial q_0} = (q_0 - q) S(q_0, q)$$

$$S(q_0, q) = \text{const.} e^{\frac{2\pi i m \int (q - q_0) dq_0}{h \cdot t}} \quad (13)$$

$\overline{S S}$ est donc indépendant de q_0 , c'est-à-dire que si à l'instant $t = 0$ q_0 est exactement connue, alors à tout instant $t > 0$ toutes les valeurs de q sont équiprobables, c'est-à-dire que la probabilité que q se trouve dans une région finie est somme toute nulle. Ceci est déjà intuitivement clair même sans aller plus loin. Alors l'exacte détermination de q_0 conduit à un recul dû à l'effet Compton d'une grandeur infinie. La même chose vaudrait naturellement pour tout système mécanique pris arbitrairement. Si pourtant q_0 , à l'instant $t = 0$, n'est connu qu'avec une précision q_1 et p_0 avec une précision p_1 [cf. équation (3)], alors

$$S(\eta, q_0) = \text{const.} e^{-\frac{(q_0 - q)^2}{2q_1^2} - \frac{2\pi i}{h} p'(q_0 - q)},$$

[188] et la fonction de probabilité pour q se calculera selon la formule

$$S(\eta, q) = \int S(\eta, q_0) S(q_0, q) dq_0$$

Ce qui se résout en

$$S(\eta, q) = \text{const.} \int e^{\frac{2\pi i m}{\hbar} \left[q_0 \left(q - \frac{t}{m} p' \right) - \frac{q_0^2}{2} \right] - \frac{(q' - q_0)^2}{2q_1^2}} dq_0. \quad (14)$$

En écrivant l'abréviation

$$\beta = \frac{\hbar}{2\pi m q_1^2} \quad (15)$$

Alors l'exponentielle en (14) devient

$$-\frac{1}{2q_1^2} \left\{ q_0^2 \left(1 + \frac{i}{\beta} \right) - 2q_0 \left(q' + \frac{i}{\beta} \left(q - \frac{t}{m} p' \right) \right) + q'^2 \right\}.$$

Le terme en q'^2 peut être placé dans la constante (le facteur indépendant de q) et l'intégration donne

$$S(\eta, q) = \text{const.} e^{\frac{1}{2q_1^2} \left[\frac{q' + \frac{i}{\beta} \left(q - \frac{t}{m} p' \right)}{1 + \frac{i}{\beta}} \right]^2} \quad (16)$$

$$= \text{const.} e^{\frac{\left(q - \frac{t}{m} p' - i\beta q \right)^2 \left(1 - \frac{i}{\beta} \right)}{2q_1^2 (1 + \beta^2)}}$$

D'où

$$S(\eta, q) S(\eta, q) = \text{const.} e^{\frac{\left(q - \frac{t}{m} p' - q \right)^2}{q_1^2 (1 + \beta^2)}}. \quad (17)$$

L'électron se trouve ainsi à l'instant t à la position $\frac{t}{m} p' + q'$ avec une précision de $q_1 \sqrt{1 + \beta^2}$.

Le « paquet d'ondes », ou mieux, le paquet d'onde de probabilité de présence a subi un agrandissement de facteur $\sqrt{1 + \beta^2}$. β est, d'après (15), proportionnel au temps t , inversement proportionnel à la masse (ceci est entièrement plausible) et inversement proportionnel à q_1^2 .

Une précision beaucoup trop grande de q_0 a pour conséquence une grande imprécision de p_0 et conduit pour cette raison à une grande imprécision de q . Le paramètre η , que nous avons introduit plus haut pour des raisons formelles, peut être ici laissé de côté de toutes les formules où il ne participe pas au calcul.

Afin d'illustrer le fait que la différence entre les lois statistiques classiques et celles de la théorie quantique peuvent conduire à des différences macroscopiques flagrantes entre les résultats des deux théories, on discutera brièvement de l'exemple de la réflexion d'un faisceau

d'électrons sur un réseau. Si la constante de réseau est de l'ordre de grandeur [189] des longueurs d'ondes de de Broglie des électrons, alors la réflexion se produit dans des directions déterminées et discrètes de l'espace, comme dans le cas de la réflexion de la lumière sur un réseau. La théorie classique donne ici quelque chose de complètement différent au niveau macroscopique. Malgré cela, on ne peut en aucune manière constater une contradiction avec la théorie classique à partir de la trajectoire d'un seul électron. Nous le pourrions, si nous pouvions diriger l'électron, disons, sur un endroit déterminé d'une maille du réseau, et ensuite constater que la réflexion apparaît ici de manière non classique. Mais si nous voulons déterminer la position de l'électron aussi précisément que nous pouvons dire à quel endroit il rencontre une maille du réseau, alors l'électron reçoit par cette détermination de la position une grande vitesse, qui rend les longueurs d'ondes de de Broglie tellement courtes qu'alors la réflexion peut réellement se produire et se produira approximativement dans la direction prédite par la théorie classique, sans violer les lois de la théorie quantique.

§4. Discussion de quelques expériences de pensée en particulier.

D'après l'interprétation intuitive recherchée de la théorie quantique, les instants de transition, les « sauts quantiques » doivent être aussi concrets et constatables expérimentalement que, disons, les énergies dans les états stationnaires. La précision avec laquelle on peut retrouver un tel instant est donnée d'après l'équation (2) par $\frac{h}{\Delta E}$ ¹⁶, si ΔE renvoie à la variation d'énergie engendrée par un saut quantique. Considérons, par exemple, l'expérience suivante : un atome à l'instant $t = 0$ à l'état 2 peut faire une transition radiative vers l'état normal. Alors la fonction propre

$$S(t, p) = e^{-\alpha t} \psi(E_2, p) e^{-\frac{2\pi i E_2 t}{h}} + \sqrt{1 - e^{-2\alpha t}} \psi(E_1, p) e^{-\frac{2\pi i E_1 t}{h}} \quad (18)$$

peut être associée à l'atome d'une manière analogue à l'équation (7), si nous admettons que l'amortissement radiatif s'exprime dans un facteur de la forme $e^{-\alpha t}$ dans la fonction propre (la dépendance réelle n'est peut être pas si simple). Cet atome est envoyé, pour mesurer son énergie, à travers un champ magnétique inhomogène, comme c'est l'usage dans l'expérience de Stern-Gerlach, alors le champ inhomogène devrait suivre le rayon atomique pendant une longue portion de trajet. On peut mesurer l'accélération conséquente, disons, de la manière suivante, à savoir que l'on divise la totalité du trajet qu'emprunte le faisceau atomique dans le

¹⁶ Cf. W. Pauli, *l. c.*, p.12

champ magnétique en de courtes sections [190], sections à la fin desquelles on détermine pour chacune la déviation du faisceau. D'après la vitesse du faisceau atomique, la division en sections de l'espace correspond pour l'atome à une division en petits intervalles de temps Δt . D'après le §1 et l'équation (2), à l'intervalle Δt correspond une précision dans l'énergie de $\frac{h}{\Delta t}$. La probabilité de mesurer une énergie E déterminée peut être directement déduite de $S(p,E)$ et est ainsi calculée dans l'intervalle de $n\Delta t$ à $(n+1)\Delta t$

$$S(p,E) = \int_{n\Delta t \rightarrow (n+1)\Delta t}^{(n+1)\Delta t} S(p,t) e^{\frac{2\pi i E t}{h}} dt$$

Si l'on trouve l'« état 2 » au temps $(n+1)\Delta t$, alors on assignera à l'atome pour tout ce qui suit non plus la fonction propre (18), mais plutôt une fonction propre résultant de (18), où l'on remplace t par $t - (n+1)\Delta t$. Si l'on trouve en revanche l'« état 1 », alors on assignera à partir de là à l'atome la fonction propre

$$\psi(E_1, p) e^{-\frac{2\pi i E_1 t}{h}}$$

On observera donc dans une série d'intervalles Δt en premier lieu l'« état 2 », ensuite l'« état 1 » sans interruption. Pour qu'une différenciation des deux états soit possible, Δt ne doit pas être ramené au dessous de la valeur $\frac{h}{\Delta E}$. On peut ainsi déterminer avec cette précision

l'instant de transition. Nous voulons parler d'une expérience du type de celle dont nous venons de parler, en ayant bien à l'esprit l'ancienne formulation de la théorie quantique fondée par Planck, Einstein et Bohr, lorsque nous parlons de variations discontinues de l'énergie. Puisqu'une telle expérience est en principe réalisable, il est possible qu'on tombe d'accord quant à son résultat.

Dans les postulats fondamentaux de la théorie quantique de Bohr, l'énergie d'un atome, exactement comme les valeurs des variables d'action J sur les autres grandeurs caractéristiques (position de l'électron etc.), a l'avantage qu'on peut toujours en donner sa valeur numérique. Cette situation avantageuse qui place l'énergie au dessus des autres grandeurs quantiques, elle ne la doit qu'au fait qu'elle représente une intégrale des équations de mouvement dans les systèmes fermés (la matrice d'énergie E est constante); pour les systèmes ouverts, en revanche, l'énergie n'est pas distinguée par rapport à toute autre grandeur [191] de la mécanique quantique. En particulier, on pourra mettre au point des

expériences, par lesquelles les phases w de l'atome seront exactement mesurables, mais par lesquelles l'énergie reste en principe indéterminable, conformément à la relation $Jw - wJ = \frac{h}{2\pi i}$ ou $J_1 w_1 \sim h$. Telle en est de la fluorescence de résonance. Si l'on soumet un atome au rayonnement d'une fréquence propre de, disons $\nu_{12} = \frac{E_2 - E_1}{h}$, alors l'atome vibre en phase avec le rayonnement externe, ce qui fait qu'en principe il ne fait aucun sens de se demander dans quel état E_1 ou E_2 l'atome vibre de cette façon. On peut déterminer la relation de phase entre l'atome et le rayonnement externe par exemple par les relations entre un grand nombre d'atomes (expériences de Woods). Si l'on préfère éviter des expériences avec du rayonnement, alors on peut aussi mesurer la relation de phase en mettant en œuvre des mesures exactes de la position de l'électron dans le sens du §1 à différents instants relativement à la phase de la lumière incidente (sur un grand nombre d'atomes). A l'atome pris individuellement, on assigne, disons, la « fonction d'onde »

$$S(q, t) = c_2 \psi_2(E_2, q) e^{-\frac{2\pi i(E_2 t + \beta)}{h}} + \sqrt{1 - c_2^2} \psi_1(E_1, q) e^{-\frac{2\pi i E_1 t}{h}} ; \quad (19)$$

ici c_2 dépend des forces et β de la phase de la lumière incidente. La probabilité d'une position déterminée q est ainsi donnée par

$$S(q, t) \overline{S(q, t)} = c_2^2 \overline{\psi_2} \psi_2 + (1 - c_2^2) \overline{\psi_1} \psi_1 + c_2 \sqrt{1 - c_2^2} (\overline{\psi_2} \psi_1 e^{-\frac{2\pi i}{h}[(E_2 - E_1)t + \beta]} + \overline{\psi_1} \psi_2 e^{+\frac{2\pi i}{h}[(E_2 - E_1)t + \beta]}). \quad (20)$$

On peut distinguer expérimentalement dans (20) le terme périodique des termes non périodiques, puisqu'on peut procéder aux mesures de positions pour différentes phases de la lumière incidente.

Dans une expérience de pensée bien connue proposée par Bohr, les atomes d'un faisceau atomique de Stern et Gerlach sont tout d'abord excités jusqu'à la fluorescence de résonance à un endroit déterminé par la lumière incidente. Après une portion du trajet, ils traversent un champ magnétique inhomogène ; le rayonnement issu des atomes peut être observé durant tout le trajet, en amont et en aval du champ magnétique. Avant que les atomes ne rentrent dans le champ magnétique, apparaît une fluorescence de résonance habituelle, c'est-à-dire que, de manière analogue à la théorie de la dispersion, on doit supposer que tous les atomes envoient des ondes sphériques en phase avec la lumière incidente. Ce dernier point de vue rentre dans un premier temps en contradiction avec [192] ce que donnerait une application

grossière de la théorie quantique de la lumière ou des règles fondamentales de la théorie quantique : ainsi, de ce point de vue, on pourrait conclure que seulement un petit nombre d'atomes sont élevés jusqu'à « l'état excité » par l'absorption d'un quantum de lumière, le rayonnement de résonance en son entier venant par conséquent de l'excitation d'un petit nombre de centres qui rayonnent intensivement. Par le passé, il paraissait par conséquent évident de dire que la conception de quantum de lumière ne devait intervenir dans le bilan d'énergie et de quantité de mouvement, les atomes émettant « en réalité » à l'état fondamental des ondes sphériques faibles et cohérentes. Après que les atomes soient passés au travers du champ magnétique, il ne fait cependant presque aucun doute que le faisceau atomique s'est divisé en deux faisceaux, dont l'un correspond aux atomes à l'état fondamental, et l'autre à ceux dans l'état excité. Si alors les atomes à l'état fondamental rayonnaient, on serait ici en présence d'une violation flagrante du principe de conservation de l'énergie, puisque l'énergie d'excitation totale est contenue dans le faisceau atomique pour les atomes à l'état excité. Il peut y avoir encore moins de doute sur le fait que, en aval du champ magnétique, seul le faisceau atomique contenant des atomes à l'état excité émette de la lumière – de la lumière incohérente il est vrai – à partir du peu d'atomes qui rayonnent intensément à l'état excité. Comme Bohr l'a montré, cette expérience de pensée montre de manière particulièrement claire quelle précaution est nécessaire lorsque l'on utilise le concept d'« état stationnaire ». Du point de vue de la conception de la théorie quantique développée ici, on peut passer sans difficulté à une discussion de l'expérience de Bohr. Dans le champ de rayonnement extérieur, les phases de l'atome sont déterminées, donc il ne fait aucun sens de parler de l'énergie de l'atome. Aussi, après que l'atome ait quitté le champ radiatif, on ne peut pas dire qu'il se trouve dans un état stationnaire déterminé pour peu qu'on se renseigne sur la cohérence du rayonnement. On peut pourtant mettre en place une expérience dans le but de déterminer dans quel état se trouve l'atome ; on ne peut donner que de manière statistique le résultat de cette expérience. Une telle expérience sera menée en réalité à travers un champ magnétique inhomogène. En aval de ce champ magnétique, l'énergie des atomes est déterminée, et donc leur phase est indéterminée. Le rayonnement apparaît ici comme incohérent et comme seulement issu des atomes à l'état excité. Le champ magnétique détermine les énergies et perturbe ainsi les relations de phase. L'expérience de pensée de Bohr est une très belle explication des faits, selon laquelle même l'énergie de l'atome n'est pas, « en réalité », un nombre, mais une matrice. Le principe de conservation vaut pour la matrice d'énergie et par conséquent également pour la valeur de l'énergie, aussi précisément qu'elle puisse être chaque fois mesurée. En termes de calcul, on peut remonter à la levée de la relation de phase

[193] de la manière suivante : soient Q les coordonnées du centre de gravité de l'atome, alors on assignera à l'atome, à la place de (19), la fonction propre :

$$S(Q,t)S(q,t) = S(Q,q,t), \quad (21)$$

où $S(Q,t)$ est une fonction, qui [comme $S(\eta, q)$ dans (16)] ne diffère de zéro que dans le voisinage réduit d'un point d'un Q -espace, et qui se propage à la vitesse des atomes dans la direction du faisceau. La probabilité d'une amplitude relative q pour n'importe quelle valeur Q est donnée par l'intégrale de $S(Q, q, t)\overline{S(Q, q, t)}$ ¹⁷ sur Q , c'est-à-dire par (20). Toutefois, la fonction propre (21) variera de manière calculable dans le champ magnétique, et, du fait des différentes déviations des atomes à l'état excité et fondamental, se sera transformée en :

$$S(Q, q, t) = c_2 S_2(Q, t) \psi_2(E_2, q) e^{\frac{2\pi i(E_2 t + \beta)}{h}} + \sqrt{1 - c_2^2} S(Q, t) \psi_1(E_1, q) e^{\frac{2\pi i E_1 t}{h}}. \quad (22)$$

$S_1(Q, t)$ et $S_2(Q, t)$ seront des fonctions du Q -espace qui ne seront différentes de zéro que dans le voisinage réduit d'un point ; mais ce point est différent pour S_1 comme pour S_2 . Le produit $S_1 S_2$ est ainsi nul partout. . La probabilité d'une amplitude relative q pour une valeur Q déterminée est ainsi

$$S(Q, q, t)\overline{S(Q, q, t)} = c_2^2 S_2 \overline{S_2} \psi_2 \overline{\psi_2} + (1 - c_2^2) S_1 \overline{S_1} \psi_1 \overline{\psi_1}. \quad (23)$$

Le terme périodique de (20) a disparu, et avec lui, la possibilité de mesurer une relation de phase. Le résultat statistique de la mesure de position sera toujours le même, quelle que soit la phase de la lumière incidente avec laquelle on a procédé à cette mesure. Nous sommes en droit de supposer que les expériences avec le rayonnement dont la théorisation n'a pas encore été entreprise donneront les mêmes résultats sur les relations de phase des atomes et la lumière incidente.

Pour conclure, on étudiera le rapport de l'équation (2) $E_1 t_1 \sim h$ avec un ensemble complexe de problèmes qu'Ehrenfest et d'autres chercheurs¹⁸ ont discutés à l'aune du principe de correspondance de Bohr dans deux travaux importants¹⁹. Ehrenfest et Tolman parlent de « quantification faible », si un mouvement périodique quantique est interrompu [194] par des

¹⁷ L'erreur consistant en l'omission de la barre sur le terme conjugué a été corrigée dans la présente traduction (NdT.).

¹⁸ P. Ehrenfest et G. Breit, *Zeitschrift für Physik* 9, 207, 1922; et P. Ehrenfest et R.C. Tolman, *Phys. Rev.* 24, 287, 1924 ; voir aussi la discussion dans N. Bohr, *Grundpostulate der Quantentheorie* l.c.

¹⁹ W. Pauli a attiré mon attention sur ce rapport.

sauts quantiques ou d'autres perturbations, dans des intervalles de temps qui ne peuvent pas être tenus pour très longs en regard des périodes du système. Dans ces cas-là, ce ne sont pas seulement les valeurs d'énergie quantiques qui doivent apparaître, mais encore, avec une probabilité *a priori* plus faiblement définissable d'un point de vue qualitatif, les valeurs d'énergie qui ne diffèrent pas trop des valeurs quantiques. En mécanique quantique, ce comportement doit être interprété comme suit : puisque l'énergie se trouve vraiment modifiée par les perturbations extérieures ou les sauts quantiques, chaque mesure d'énergie doit, pour autant qu'elle est univoque, se dérouler au cours d'une période entre deux perturbations. De là, on a une limite supérieure pour t_I dans le sens du §1. Nous ne mesurons également ainsi la valeur d'énergie E_0 d'un état quantifié qu'avec une précision de $E_1 \sim \frac{h}{t_1}$. Par conséquent, la

question de savoir si le système admet « vraiment », avec le plus petit poids statistique correspondant, les valeurs E qui divergent de E_0 , ou si son constat expérimental ne tient qu'à l'inexactitude de la mesure, n'a en principe aucun sens. Si t_I est plus petit que la période du système, alors parler d'états stationnaires discrets ou de valeurs d'énergies discrètes n'a plus de sens.

Ehrenfest et Breit (l.c.) attirent l'attention, dans un rapport similaire, sur le paradoxe suivant : un rotateur, que nous imaginerons un peu comme une roue dentée, est assorti d'un dispositif qui, après f rotations, change exactement le sens de rotation de la roue. Disons que la roue dentée est engrenée sur une crémaillère, qui de son côté peut se déplacer linéairement entre deux butées. Les butées forcent après un nombre déterminé de rotations la crémaillère et donc la roue dentée à inverser le sens de leur mouvement. La vraie période T du système est longue par rapport au temps de rotation t de la roue ; les niveaux d'énergie discrets se trouvent en correspondance étroite, et d'autant plus étroite que T est grande. Puisque, du point de vue de la théorie quantique conséquente, tous les états stationnaires ont un même poids statistique, alors, pour un T suffisamment grand, on retrouvera toutes les valeurs d'énergie pratiquement avec la même fréquence – contrairement à ce que l'on pouvait attendre du rotateur. On rendra d'abord ce paradoxe encore plus aigu en le considérant de notre point de vue. En effet, pour constater si le système acceptera les valeurs d'énergie discrètes qui appartiennent proprement au rotateur, elles seules ou avec une fréquence particulière, ou s'il acceptera toutes les valeurs possibles avec la même probabilité (c'est-à-dire, les valeurs correspondant au petit niveau d'énergie $\frac{h}{T}$), [195] il suffit d'une durée t_I , suffisamment petite en regard de T (mais $\gg t$) ; c'est-à-dire que bien que la grande période ne fasse pas du tout la preuve de son efficacité

pour de telles mesures, elle trouve apparemment son expression dans le fait que l'on peut trouver toutes les valeurs d'énergie possibles. Nous estimons que de telles expériences visant à déterminer l'énergie totale du système devraient aussi vraiment livrer avec une probabilité égale toutes les valeurs d'énergie possibles ; à savoir que, selon ce résultat, ce n'est pas la grande période T , mais la crémaillère linéairement déplaçable qui est en cause. Même si le système se trouve une fois dans un état dont l'énergie correspond à la quantification des rotateurs, il peut être facilement transféré par les forces extérieures qui affectent la crémaillère, et qui ne correspondent pas à la quantification du rotateur²⁰. Le système couplé rotateur-crémaillère montre justement une périodicité tout à fait différente de celle du rotateur. La solution du paradoxe se trouve bien plutôt dans ce qui suit : si nous voulons seulement mesurer l'énergie du rotateur, nous devons d'abord défaire le couplage entre le rotateur et la crémaillère. Dans la théorie classique, avec une masse suffisamment petite de la crémaillère, on peut défaire ce couplage sans variation d'énergie, et c'est pourquoi on peut mettre au même niveau l'énergie de l'ensemble du système et celle du rotateur (avec une crémaillère de petite masse). En mécanique quantique l'énergie d'interaction entre la crémaillère et la roue est au moins du même ordre de grandeur qu'un niveau d'énergie du rotateur (même avec une petite masse de la crémaillère il reste une haute énergie de point zéro pour l'interaction élastique entre la roue et la crémaillère !) ; en levant le couplage de la crémaillère et de la roue celles-ci prennent leurs valeurs quantiques d'énergie propres. Pour autant que nous puissions ainsi mesurer les valeurs d'énergie du rotateur, nous trouvons toujours les valeurs d'énergie quantiques avec la précision donnée par l'expérience. Même pour la masse disparue de la crémaillère, l'énergie du système couplé est pourtant différente de l'énergie du rotateur ; l'énergie du système couplé peut accepter avec une probabilité égale toutes les valeurs (conformes aux T-quantifications) possibles.

La cinématique et la mécanique quantiques diffèrent largement de la théorie habituelle. L'applicabilité des concepts cinématiques et mécaniques classiques ne peut toutefois être conclue ni de nos lois de pensée ni de l'expérience ; la relation (1) $p, q, \sim h$ [196] nous donne

²⁰ Ceci, d'après Ehrenfest et Breit, ne peut pas ou très rarement arriver par des forces qui affectent la roue.

le droit d'établir cette conclusion. Puisque la quantité de mouvement, la position, l'énergie etc. d'un électron sont des concepts définis exactement, on n'a pas besoin d'être rebuté par le fait que l'équation fondamentale (1) ne contient qu'un renseignement qualitatif. Puisque nous pouvons en outre penser de manière qualitative les conséquences expérimentales de la théorie dans tous les cas simples, on ne devra plus considérer la mécanique quantique comme contre-intuitive et abstraite²¹. On voudrait certainement, si on admet cela, pouvoir dériver également les lois quantitatives de la mécanique quantique directement de fondements intuitifs, c'est-à-dire essentiellement de la relation (1). Jordan a ainsi cherché à interpréter comme une relation de probabilité l'équation :

$$S(q, q'') = \int S(q, q') S(q', q'') dq' .$$

Nous ne pouvons toutefois pas adopter cette interprétation (§2). Nous croyons plutôt qu'entre-temps, les lois quantitatives ne peuvent être comprises à partir des fondements intuitifs qu'en utilisant le principe de parcimonie. Si par exemple la X-coordonnée de l'électron n'est plus un « nombre », comme on peut le conclure expérimentalement d'après l'équation (1), alors l'hypothèse la plus simplement plausible [qui n'entre pas en contradiction avec (1)] est que cette X-coordonnée est le terme diagonal d'une matrice dont les termes non diagonaux s'expriment (cf. par exemple §4) dans une incertitude ou bien après transformation, d'autres manières. L'affirmation selon laquelle par exemple la vitesse dans la X-direction n'est pas « en réalité » un nombre, mais le terme diagonal d'une matrice, n'est peut-être pas plus abstraite ni contre-intuitive que le constat selon lequel l'intensité du champ électrique est « en réalité » la composante temporelle d'un tenseur antisymétrique situé dans l'espace-temps. Le mot « en réalité » est ici autant et aussi peu justifié que lors d'une quelconque description mathématique d'un processus naturel. Aussitôt qu'on admet que toutes les grandeurs quantiques sont « en réalité » des matrices, les lois quantitatives peuvent être déduites sans difficultés.

²¹ Schrödinger décrit la mécanique quantique comme une théorie formelle d'une abstraction et d'une contre-intuitivité terrifiantes et repoussantes. On ne peut certainement pas tenir en assez haute estime la valeur due la puissance mathématique (et de ce fait intuitive) des lois de la mécanique quantique que la théorie de Schrödinger a mis en œuvre. Sur les questions de principe, les questions physiques, l'intuition populaire de la mécanique ondulatoire a cependant à mon avis quitté le droit chemin que les travaux d'Einstein et de de Broglie d'une part, et ceux de Bohr et la mécanique quantique, ont tracé.

[197] Si l'on suppose que l'interprétation de la mécanique quantique que l'on a tentée ici est déjà correcte dans ses points essentiels, il est alors probablement permis d'évoquer en peu de mots ses conséquences de principe. Nous n'avons pas accepté que la théorie quantique, contrairement à la théorie classique, se trouve être une théorie par essence statistique, au sens où l'on ne peut tirer que des conclusions statistiques de données expérimentales exactes. Les expériences bien connues de Geiger et Bothe par exemple contredisent déjà ce genre d'hypothèses. Dans tous les cas où il y a des relations dans la théorie classique entre des grandeurs que l'on peut effectivement mesurer exactement, (conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement), ces relations, exactement analogues dans la théorie quantique, restent valides. Mais dans la formulation précise du principe de causalité : « Si nous connaissons précisément le présent, nous pouvons prévoir l'avenir », ce n'est pas la conclusion, mais la prémisse qui est fautive. Nous ne pouvons pas en principe connaître le présent dans tous les détails. Par conséquent, toute perception est une sélection dans une foule d'alternatives, et une restriction du possible à venir. Puisque le caractère statistique de la théorie quantique est maintenant si étroitement lié à l'inexactitude de toute perception, on pourrait être tenté de supposer que, derrière le monde perçu statistiquement, se cache un « vrai » monde, dans lequel la loi causale est encore en vigueur. Mais de telles spéculations nous semblent, et nous le soulignons expressément, stériles et insensées. La physique ne doit décrire formellement que le lien des perceptions. On peut plutôt caractériser beaucoup mieux la vérité des faits de la manière suivante : si toutes les expériences sont soumises aux lois de la mécanique quantique et donc à l'équation (1), alors, par la mécanique quantique, on constate définitivement la nullité du principe de causalité.

Addendum à l'épreuve. Après la conclusion du présent travail, de nouvelles études menées par Bohr ont conduit à des points de vue qui permettent un approfondissement et un affinement significatifs de l'analyse des relations quantiques tentée dans ce travail. À cet égard, Bohr a attiré mon attention sur le fait que j'avais examiné des points essentiels dans certaines discussions du présent travail. Surtout, l'incertitude de l'observation n'est pas exclusivement fondée sur l'apparition de discontinuités, mais est en relation directe avec l'exigence de donner simultanément une expression valide aux différentes expériences, qu'il s'agisse de celles dans la théorie corpusculaire, [198] ou bien de celles dans la théorie

ondulatoire. Par exemple, en utilisant un microscope à rayons Γ idéal, on doit prendre en considération la divergence nécessaire du faisceau radiatif ; ceci a pour première conséquence que lors de l'observation de la position de l'électron, la direction du recul dû à l'effet Compton n'est connue qu'avec une incertitude qui conduit alors à la relation (1). En outre, on ne souligne pas suffisamment que la théorie simple de l'effet Compton n'est applicable en toute rigueur qu'à des électrons libres. La précaution dans l'utilisation de la relation d'indétermination qui en résulte est, ainsi que le Professeur Bohr l'a clairement montré, essentielle entre autres choses à une discussion générale de la transition entre micro- et macromécanique.

Enfin, les considérations au sujet de la fluorescence de résonance ne sont pas tout à fait correctes, parce que le lien entre la phase de la lumière et celui du mouvement des électrons n'est pas si simple, comme on l'a admis. En tant que j'ai eu la possibilité de prendre connaissance des récentes recherches susnommées de Bohr, qui vont paraître bientôt dans un article sur la construction conceptuelle de la théorie quantique, et de les discuter, je dois adresser à M. le Professeur Bohr mes remerciements les plus cordiaux

Copenhague, Institut de Physique Théorique de l'Université.

Section 2 – Commentaire critique

Introduction

Le texte dont nous avons donné une traduction constitue un précieux témoignage à un double titre. En premier lieu, comme on l'a souligné plus haut, même si la physique quantique est une discipline encore jeune à l'échelle de l'histoire des sciences, l'article de Werner Heisenberg *Sur le contenu intuitif de la cinématique et de la mécanique quantiques* nous permet en quelque sorte d'en faire l'archéologie, et de pouvoir se faire une idée, par reconstitutions successives, des chemins plus ou moins droits ou tortueux que la physique quantique a pris pour se constituer pleinement comme discipline. Par la lecture du texte d'Heisenberg, nous suivons pas à pas les interrogations et les solutions du physicien, qui, confronté à un certain nombre de problèmes théoriques, en vient à élaborer une pensée neuve de la matière. D'autre part, en essayant de suivre le cheminement et la méthodologie d'un des fondateurs de la physique quantique, en voyant dans une sorte d'hypothèse la physique quantique poser ses propres jalons, nous pouvons questionner la manière dont nous apprenons de nos jours les principes de l'atomistique quantique, le regard dans un premier temps éloigné de la dimension expérimentale, et de la recherche du « contenu intuitif » dont il est question ici.

Aussi est-il intéressant de réfléchir brièvement dans un premier temps sur la situation pour le moins paradoxale du texte qu'il nous a été donné de traduire. Article jamais traduit en français jusqu'ici, les concepts qui y sont présentés ont pourtant été maintes fois repris, affinés et développés par Heisenberg lui-même dans ses ouvrages ultérieurs et par les autres physiciens ayant suivi ses traces dans le domaine de la physique quantique. Une telle situation ne va pas sans avoir un certain nombre de conséquences sur la manière dont le traducteur appréhende la traduction, non seulement au niveau terminologique, mais encore au niveau de son intuition, voire son imaginaire de traducteur, et de ce qu'Antoine Berman appelle « la *temporalité du traduire* »²². Ce qui apparaît donc de prime abord comme une primo-traduction en français est en effet placé sous le signe de la secondarité, tant par rapport à l'original que par rapport au cadre terminologique français construit indépendamment de cet article fondateur et aux traductions des œuvres ultérieures d'Heisenberg. Or, il est d'autant plus capital de s'interroger sur cette secondarité que, si l'article d'Heisenberg n'avait pas jusqu'alors été traduit en français, il avait bénéficié il y a presque un quart de siècle d'une traduction anglaise. Il nous a

²² BERMAN, Antoine, *La traduction et la lettre, ou l'Auberge du lointain*, p. 104

paru dès lors très intéressant de procéder à une confrontation de la traduction française qui est notre ouvrage avec celle entreprise dans l'ouvrage sous la direction de J.A. Wheeler et W.H. Zurek. A travers cette confrontation sont mis en effet en lumière à travers quelques exemples les apories et les choix majeurs auxquels est confronté le traducteur d'un texte scientifique appartenant à l'histoire. Quels sont donc le mode et la visée de traduction qui sont propres au traducteur lorsqu'il est historien ou philosophe des sciences, et ceux qu'adopte le traducteur lorsqu'il traduit en physicien ? Comment combiner l'exigence de respect de l'historicité de l'original et celle de la clarté vis-à-vis des lecteurs destinataires de la traduction ? Or, les difficultés du texte sont loin de résider seulement dans son historicité. Certaines notions mises en jeu dans le texte original, au-delà de l'univocité des équations présentes dans l'article, prennent une résonance conceptuelle très particulière. A leur polysémie en allemand répond certes la polysémie du français, mais les deux langues ne sont pas du tout en bijection. A cet égard, nous étudierons en détail les cas du terme *Anschaulichkeit*, présent dès le titre de l'article et tout au long de celui-ci, ainsi que du terme qui constitue la clef de voûte du présent article, l'*Ungenauigkeit*, et qui sera désormais toujours associé au nom de Werner Heisenberg et à la physique quantique.

1 – Les problèmes d'une primo-traduction d'un texte pourtant fondateur

a) *Un texte jamais traduit, mais abondamment repris et cité.* Dans le cercle des personnes qui, en France, s'intéressent de près à la physique quantique et son histoire, soit parce qu'ils sont physiciens, soit parce qu'ils sont épistémologues ou historiens des sciences, le nom de Werner Heisenberg est toujours prononcé avec respect, et son « principe d'incertitude », ou plutôt ses « relations d'indétermination », *alias* « inégalités d'Heisenberg » sont toujours regardées comme d'une importance fondamentale, parfois avec un sentiment de stupeur mêlé d'effroi au coin de l'œil... Le nom et les formules circulent, l'apport décisif de la formalisation de Heisenberg est depuis longtemps admis et utilisé par tous, une partie des ouvrages de Heisenberg sont consultables en traduction française, qu'il s'agisse d'exposés théoriques *in medias res* (ainsi, *Les principes physiques de la théorie des quanta*, édités dans une traduction française préfacée par de Broglie chez Gauthier-Villars dès 1932, disponibles en *fac simile* aux éditions Jacques Gabay), ou de commentaires rétrospectifs. Pourtant, malgré de longues recherches, tant en interrogeant différentes bases de données bibliographiques qu'en allant chercher au cœur des recueils d'articles en bibliothèque, nous n'avons trace d'aucune traduction française antérieure à la nôtre de l'article *Über den anschaulichen Inhalt der*

quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. Une traduction anglaise est disponible dans l'ouvrage historique, sous la direction de John Archibald Wheeler et Wojciech Hubert Zurek, *Quantum Theory and Measurement*, publié en 1983, traduction qui s'est avérée féconde pour notre réflexion lorsqu'il s'est agi de la confronter avec la nôtre, comme nous le verrons plus loin. Nous avons également trouvé trace d'une traduction italienne publiée dans un ouvrage collectif en 1991, et intitulée *Sul contenuto intuitivo della cinematica e della meccanica quantoteoretiche*, que nous n'avons malheureusement pas pu consulter²³, l'ouvrage qui la contient n'étant pas dans le catalogue de la Bibliothèque nationale de France.

On ne fera pas ici le catalogue des spéculations sur ce qui a pu conduire à un tel « oubli » par la traduction d'un texte pourtant fondateur. Dans tous les cas, le travail que nous nous sommes proposé de faire se présente de prime abord tous les traits d'une primo-traduction française. La voie semble être libre pour annexer sans encombre ce texte au domaine linguistique français. En réalité, la situation de l'article de Heisenberg sur le plan traductif est beaucoup plus tortueuse. En effet, l'univers dans lequel nous nous aventurons est déjà habité, non seulement par les traductions anglaise et italienne par rapport à laquelle la nôtre se place nécessairement, mais encore par toute la terminologie française de la physique quantique élaborée suite aux travaux de Louis de Broglie et aux traductions des autres écrits de Heisenberg, ou de ceux de Schrödinger, von Neumann, Dirac (notamment sous la plume du physicien Alexandre Proca ou du philosophe des sciences Jean Ullmo). Les concepts forgés par Heisenberg ont été abondamment repris, cités : même si l'article dans nous traitons n'a jamais été traduit en français, il a depuis longtemps subi tous les processus de la paraphrase. Notre entreprise de traduction est donc placée sous le signe de l'ambiguïté, en tant qu'elle a affaire à la fois à l'inconnu du texte et au connu du vocabulaire et des concepts.

b) *Quelle « temporalité du traduire » pour une primo-traduction seconde ?* Si la métaphore de l'exploration n'est donc que partiellement opérante, celle de l'ascension de la difficile face nord inexplorée d'un sommet déjà gravi est en revanche plus adéquate. L'ambiguïté que l'on vient de soulever a en effet plusieurs conséquences qui compliquent la tâche du traducteur, en ce que l'article entretient en quelque sorte déjà un rapport avec la traduction, et que ce rapport « détermine idéalement son mode de traduction interlangues, ainsi que les 'problèmes' de traduction qu'[il] peut poser. »²⁴ La réflexion élaborée par Antoine Berman à propos de la question de la retraduction dans *La traduction et la lettre, ou l'auberge du lointain* se révèle à

²³ GREGORIO, G., STAITI, C., GEMBILLO, G., (dir.), « Sul contenuto intuitivo della cinematica e della meccanica quantoteoretiche », in *Indeterminazione e realtà*, Naples, Guida, 1991, pp. 35-67.

²⁴ BERMAN, Antoine, *La traduction et la lettre, ou l'Auberge du lointain*, p.101.

cet égard riche d'enseignements. Berman distingue en effet « deux espaces (et deux temps) de traduction : celui des *premières traductions*, et celui des *re-traductions*. »²⁵ Les premières traductions se caractérisent par un mouvement d'« annexion » de l'original à la langue d'accueil. Les retraductions témoignent quant à elles d'un « rapport mûri », réfléchi au texte source et à sa langue originale, et ont lieu « pour l'original et contre les traductions précédentes, »²⁶ doublement marquées qu'elles sont par la secondarité, par rapport à l'original d'une part, et par rapport aux premières traductions d'autre part.

Or, en observant la situation ambiguë du texte dans nous donnons la traduction, il nous apparaît clairement que celui-ci échappe à la catégorisation nette établie par Berman, pour se placer dans un entre-deux : nous sommes en présence d'une primo-traduction pénétrée à tous les niveaux (terminologique, expérimental, épistémologique) par la secondarité. Quelles sont donc les conséquences de cette dualité du texte dans la temporalité de sa traduction, et plus directement dans les choix de traduction que nous avons opérés ? En tant que nous portons pour la première fois à la connaissance d'un lectorat francophone l'article d'Heisenberg, en tant que nous lui permettons pour la première fois de se « dispenser de la lecture de l'original »²⁷, notre traduction aura pour prémisse une tentative de familiarisation, de rapprochement avec l'original. Nous avons, tout au long de notre traduction, adopté une attitude critique sur les conséquences que cette prémisse pouvait avoir sur notre pratique : dans quelle mesure fallait-il naturaliser le texte, gommer son altérité, et être fidèle à l'usage du français (au niveau terminologique surtout) ? Jusqu'où céder à la tentation idiomatique que présuppose une primo-traduction ? Comment traiter les équivalences, les éventuelles adaptations, compensations et périphrases ? C'est que nous avions à l'esprit, en contrepoint, la secondarité de notre traduction, qui nous incitait à un effort multiple : celui de mettre l'usage français à l'épreuve du texte original et de son contexte, de se rapprocher le plus possible de la source et de ses présupposés et celui d'une certaine forme de littéralité en ayant notamment recours à un certain nombre d'équivalences formelles et d'archaïsmes. En effet, la physique quantique, sa terminologie, son épistémologie ont évolué depuis 1927 et la publication de l'article fondateur de Heisenberg. Il s'agissait donc par la traduction de donner à nouveau accès au cadre théorique et épistémologique originel de ce qui constitue une partie du socle de la physique contemporaine, et qui a été un peu recouvert par les sédiments de l'histoire en même temps que l'œuvre de Heisenberg était auréolée de gloire, même s'il peut en résulter un

²⁵ *Ibid.*, p. 104.

²⁶ *Ibid.*, p. 105.

²⁷ LADMIRAL, Jean-René, *Traduire – Théorèmes pour la traduction*, p. 87

certain dépaysement pour le lecteur habitué aux formalisations actuelles. Nous avons voulu, à travers la traduction de *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, traduire à la fois le texte et l'originalité que sa langue et ses concepts pouvaient avoir à l'époque de sa publication, et ainsi rendre perceptible ce qui fait de ce texte une véritable charnière de l'histoire de la physique atomique. Ainsi, nous avons fait le choix d'un certain littéralisme dans notre traduction en tant que nous voulions qu'elle fasse office de « mémoire rapatriante »²⁸ de ce qui constitue l'un des actes fondateurs de la physique du Vingtième siècle.

2 – Le traducteur physicien et le traducteur historien des sciences : l'expérience de confrontation avec la traduction anglaise

a) *De l'historicité de quelques concepts et de leur traduction.* Le caractère historique de l'article de Heisenberg dont nous donnons la traduction se manifeste tout d'abord dans les problèmes terminologiques qu'il pose, que ces problèmes terminologiques viennent de la langue source, des subtilités du vocabulaire allemand de la physique quantique employé à l'époque, ou bien de la langue cible, de la terminologie française de la discipline et de ses distinctions qui ne sont pas obligatoirement en bijection avec celles opérées par la terminologie allemande. Tout en adoptant une optique qui est celle de l'histoire et de la philosophie des sciences, nous devons donc également nous faire philologues, et nous plonger dans l'histoire des mots et de leur origine pour fournir une traduction adéquate. A cet égard, deux cas terminologiques précis retiennent notre attention.

Le premier problème terminologique que nous avons rencontré surgissait de l'emploi par Heisenberg à six reprises (au singulier aux pages 174, 175 177, puis à deux reprises page 192, et une fois au pluriel dans la note de la page 174 de son article) du terme de *Lichtquant*, que nous avons traduit dans notre premier jet par « quantum » et « quanta de lumière ». C'est ici que la confrontation ultérieure avec la traduction anglaise fait surgir un premier problème. En effet, dans la version de Wheeler et Zurek, *Lichtquant* est systématiquement traduit par « *photon* ». Or, photons et quanta de lumière sont deux mots pour désigner une même réalité. Pourquoi ne pas choisir en définitive, à l'instar des deux physiciens américains, le terme le plus usité aujourd'hui en physique quantique ? Cette solution serait en effet la plus simple. Or, le terme *Photon* est également attesté en allemand, et d'utilisation aussi courante qu'en

²⁸ BERMAN, Antoine, *La traduction et la lettre, ou l'Auberge du lointain*, p. 118.

français ou en anglais ; pourquoi Heisenberg écrit-il alors *Lichtquanten* et non *Photonen* lorsqu'il parle des particules élémentaires médiatrices de l'interaction électromagnétique ? La raison du choix du terme *Lichtquant* tient à l'histoire de la langue. Heisenberg reprend en fait le terme dont la formulation originelle est due à Albert Einstein dans un de ses fameux articles de 1905, publié dans les *Annalen der Physik*, „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt”²⁹. L'apparition du terme de photon, quant à elle, est presque contemporaine de la publication de l'article de Heisenberg. Le terme est en effet attesté pour la première fois dans un article du physicien américain Gilbert N. Lewis, théoricien de la liaison chimique, intitulé “The Conservation of Photons”³⁰. A l'époque de la rédaction par Heisenberg de son article, « photon » est un mot encore très jeune, et qui n'avait peut-être pas encore été adopté par l'ensemble de la communauté scientifique. Nous sommes donc amenés, dans ce cas, à conserver notre option de traduction initiale, afin de serrer le plus près possible la réalité historique de notre texte-source.

Beaucoup plus complexe et délicate est en revanche le cas de la traduction du terme allemand de *Bahn*, employé dix-sept fois par Heisenberg dans son article. En premier lieu, nous ne sommes pas en présence, comme avec *Lichtquant* et « quantum de lumière », de deux expressions en bijection sémantique. Trois traductions s'offrent en effet à nous pour le nom allemand *Bahn* : quand sommes-nous en présence d'une « trajectoire », quand sommes-nous en présence d'une « orbite » (nous avons exclu la traduction par « ligne d'univers » comme hors de propos, alors qu'elle est pourtant employée une fois par Wheeler et Zurek³¹) ? Poussons plus loin : quand pouvons-nous traduire par « orbitale », et le pouvons-nous de toute manière ? Devons-nous malgré tout faire usage du terme, sachant que Heisenberg, même s'il part d'une attitude critique face à la théorie de Schrödinger, utilise largement les outils qu'elle développe, notamment dans le cas des « fonctions d'ondes » et des « paquets d'onde de probabilité », et sachant que l'usage des termes de « trajectoire » et d'« orbite » nuirait absolument à l'intelligibilité par le lecteur contemporain des phénomènes que Heisenberg expose ?

Alors que le nom *Bahn* en allemand se distingue par la plurivocité de ses connotations, le nom de « trajectoire » renvoie d'emblée, en physique atomique, à l'arrière plan de la théorie classique. L'objectif de la première section de l'article de Heisenberg consiste d'ailleurs en

²⁹ Article traduit en français sous le titre *Un point de vue heuristique concernant la production et la transformation de la lumière*, in EINSTEIN, Albert, *Oeuvres choisies : tome 1*, textes choisis par Françoise Balibar, Olivier Darrigol et Bruno Jech, Paris, Seuil, 1989.

³⁰ LEWIS, G.N., "The conservation of photons", in *Nature*, vol. 118, 2e partie, 1926, pp. 874–875.

³¹ WHEELER, John Archibald, ZUREK, Wojciech Hubert (ed.), *Quantum Theory and Measurement*, p.63.

une mise à l'épreuve des concepts classiques de vitesse, d'énergie et de « trajectoire », Heisenberg bataillant pied à pied avec eux pour enfin essayer d'en établir une définition nouvelle qui puisse faire sens et être opératoire dans le cadre théorique qui est le sien. Le nom *Bahn* fait donc référence dans l'article essentiellement à la trajectoire classique, ou bien fait l'objet d'un développement explicatif, ou bien encore est mis entre guillemets, comme pour souligner le caractère problématique et parfois aporétique de son emploi. Dans ces trois cas, la traduction de *Bahn* par le terme de « trajectoire » (dans quatorze cas sur dix-sept) se justifie pleinement.

Toutefois, nos trois autres rencontres avec *Bahn* nous ont posé d'autres difficultés. Ainsi, lorsque le nom *Bahn* était présent sous forme composée, ainsi, à la page 186 de l'original, nous avons : „*auch die Systembahnen der klassischen Theorie würden sich ähnlich ausbreiten wie das Wellenpaket*” que nous avons traduit par « même les **orbites** des systèmes de la théorie classique s'élargiraient de manière semblable au paquet d'onde ». Le contexte de la phrase est celui de la corrélation de l'existence des objets physiques avec leur observation, et de l'exemple des résultats de la théorie classique appliqué à un atome dans son 1000^e état d'excitation. Or nous sommes en présence dans la traduction du verbe « élargir » qui n'entre pas en collocation avec le terme de « trajectoire ». Quant au « paquet d'onde », il jure aussi avec le terme de « trajectoire ». Dans le cas d'une référence à la théorie classique, le terme d'« orbite » nous a paru le plus adapté, celui-ci étant utilisable en théorie classique, et pouvant être également associé au concept d'orbite mécanique développé par Bohr.

En revanche, nous n'avons traduit *Bahn* par « orbitale » qu'à deux reprises. Nous avons été amenés à réduire le plus possible le nombre d'occurrences de ce choix de traduction, et ceci tout d'abord pour des raisons tenant à l'histoire des langues avec lesquelles nous avons travaillé dans l'élaboration de la présente traduction. Le terme d'« orbitale » est attesté tant en français qu'en anglais et en allemand (*orbital, Orbital*). Le *Petit Robert* fait remonter la première attestation du terme en français à 1956 seulement, soit à un peu moins de trente ans après la rédaction de l'article de Heisenberg. Toutefois, le terme est attesté beaucoup plus tôt en anglais et en allemand. Or, les recherches effectuées par Marie-Dominique Droin-Oger dans le cadre de sa thèse de doctorat sur l'histoire de l'émergence de la chimie quantique³² s'avèrent particulièrement éclairantes si l'on veut comprendre l'origine de la méthode dite « des orbitales atomiques ». Notre réticence à employer le terme « orbitale » tient tout d'abord

³² DROIN-OGER, Marie-Dominique, *la théorie des Orbitales Moléculaires et l'émergence de la chimie quantique*, Thèse de doctorat, Université de Nancy 2, juin 2003

à un problème de dates. Marie-Dominique Droin-Oger montre dans sa thèse que l'approche en utilisant des orbitales a trouvé sa formulation définitive suite aux travaux de l'allemand Friedrich Hund (assistant de Born à Göttingen, ayant fait un séjour à l'Institut de Physique Théorique de Copenhague pendant l'hiver 1926-1927, à l'époque même où Heisenberg était en train de rédiger l'article que nous avons traduit...³³), et de l'américain Robert Mulliken³⁴, qui est le premier à employer le terme d'orbitales atomiques et moléculaires, à partir d'une part du modèle atomique de Bohr, et d'autre part des réflexions de Schrödinger et d'Heisenberg, au début des années trente, donc après 1927. Selon Marie Dominique Droin-Oger, Mulliken remplace le terme d'orbite par celui d'« orbitale », destiné à devenir l'abréviation de « fonction d'onde mono électronique »³⁵, en ce que ce nouveau terme « permettait de s'éloigner du concept d'orbite mécanique proposé par Bohr », et des interprétations originelles de l'École de Copenhague, autour de laquelle gravitait Heisenberg. L'autre raison qui explique nos réticences à l'égard de l'emploi du terme d'« orbitale » dans la traduction est plus conceptuelle. En effet, on l'a dit plus haut, dans le modèle orbitalaire, nous n'avons pas d'orbite mécanique comme dans le modèle de Bohr, avec qui travaille Heisenberg, ni de trajectoire définie, mais une zone définie dans l'espace de forte probabilité de présence de l'électron autour du noyau, déterminée par l'équation de Schrödinger. Or, la correspondance entre les approches de Schrödinger et celle d'Heisenberg a tout juste été établie par Paul Dirac en 1926, elle n'a donc pas encore de conséquence notable sur le plan terminologique.

Pourtant, l'emploi du terme d'orbitale s'avère nécessaire à deux reprises, en tant que l'emploi du terme de trajectoire ou d'orbite nuirait à l'intelligibilité du texte pour le lecteur contemporain. Page 185 du texte original, on a : „Die *Bahndimensionen* sind hier schon *relativ groß*”, ce que nous avons traduit par : « Les dimensions de l'**orbitale** sont dans ce cas relativement grandes. » En contexte purement quantique, parler des dimensions de la trajectoire ou de l'orbite pose des difficultés de compréhension au lecteur contemporain. On a également traduit : „Die *Bahn* kann aber, wie gesagt, nur statistisch aus den *Anfangsbedingungen berechnet werden*” (p.186 de l'article) par « Cependant, comme on l'a dit, l'**orbitale** ne peut être calculée que statistiquement à partir des conditions initiales. » Ici, dimension probabiliste et statistique du calcul exclut tout recours au terme de trajectoire. Si ce dernier avait été utilisé, le lecteur contemporain se serait presque heurté à une contradiction

³³ *Ibid.*, p.113.

³⁴ *Ibid.*, p.248.

³⁵ *Ibid.*, p.177.

dans les termes, l'« orbitale » permettant de conserver la clarté du propos en français. C'est donc ici que le projet de restitution des aspects historiques du texte original dans notre traduction trouve ses limites.

b) Portraits de l'historien des sciences et du physicien en traducteurs. Les diverses questions terminologiques que nous nous sommes posées dans le cours de notre traduction nous à certains égards amené à faire d'elle une sorte d'histoire du texte original. La confrontation de notre traduction en français avec la traduction anglaise nous a confirmé que l'orientation que nous avons adoptée envisageait moins le texte en cherchant des équivalences dans la formulation actuelle qu'en essayant de restituer son signifiant historique, ce qui a fait sa « jeunesse », sa nouveauté au niveau théorique, terminologique et polémique à l'époque de sa rédaction par Heisenberg.

Par exemple, dans la traduction anglaise qu'on trouve dans l'ouvrage de John Archibald Wheeler et Wojciech Zurek, l'écriture de la constante de Planck réduite, qui se trouve sous sa forme développée (sous forme de fraction) dans le texte original de Heisenberg, est systématiquement écrite sous la forme de la constante de Dirac (\hbar). Cette notation est la plus simple et est celle qui est la plus utilisée de nos jours. Cependant, nous n'avons pas obtenu d'éléments suffisants nous permettant de savoir si elle était attestée lors de la publication de *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*. Ne voulant pas prendre le risque de commettre un anachronisme, nous avons choisi de conserver la notation de la constante de Planck réduite employée par Heisenberg dans son article. En revanche, comme l'on fait les traducteurs américains, nous avons corrigé l'omission de la barre sur le terme conjugué que l'on rencontre dans le cours de la page 193 du texte original, afin que ce qui est manifestement une faute d'impression ne nuise pas à la compréhension des calculs. Or, Wheeler et Zurek ne signalent pas la présence de cette erreur dans l'original au sein de leur traduction. Enfin, nous avons choisi pour notre traduction une présentation bilingue, en regard du texte original allemand sur la page de gauche (les sauts de page du texte original sont signalés entre crochets en page de droite).

Toutefois, nous sommes loin de la volonté d'« emprise philologique » que dénonce Berman dans l'un de ses ouvrages³⁶, visant à « prendre le contrôle des grands textes de la tradition », et qui voudrait « disqualifier les autres modes de traduction ». Par le bilinguisme de la présentation, nous voulons certes établir le texte original, prendre un point de départ exact, et essayer le plus possible de « serrer le texte de près » et d'en fournir une traduction correcte.

³⁶ BERMAN, Antoine, *La traduction et la lettre, ou l'Auberge du lointain*, pp. 118-119.

Mais nous voulons surtout exposer notre traduction à une critique à l'aune du texte l'original. Notre traduction est par essence amendable ; or, on ne peut la mettre à l'épreuve qu'en regardant d'où elle provient. Elle ne prétend en effet pas le moins du monde être une traduction de physicien spécialiste de la physique quantique comme celle de Wheeler et Zurek, qui considèrent l'article comme un point de départ clair vis-à-vis d'autres physiciens, mais part du point de vue, beaucoup plus modeste, de la philosophie et de l'histoire des sciences, qui pose la question de savoir comment la théorie scientifique en est arrivée au point où elle se trouve lorsque Heisenberg rédige son article.

A cet égard, les notions de *mode* et de *visée* de la traduction élaborées par Antoine Berman, à la suite des études sur la notion de *skopos* de Katharina Reiss et de Hans J. Vermeer³⁷, dans son ouvrage *Pour une critique des traductions : John Donne*, peuvent nous éclairer. Berman les caractérise comme suit :

« La *visée* est l'objectif global de la traduction : par exemple, s'approprier Plutarque, le franciser, l'intégrer au patrimoine français. Le *mode* est l'ensemble des stratégies de traduction déployées pour obtenir ce résultat. »³⁸

Notre traduction et la traduction anglaise sont donc régies par deux visées différentes, deux buts, deux *skopoi* de traduction différents, deux adaptations, deux ajustements du travail du traducteur différents. Notre traduction n'aura pas obligatoirement les mêmes groupes cibles que celle dans l'ouvrage de Wheeler et Zurek. Voilà pourquoi le *mode* de notre traduction, nos stratégies de traduction, notre organisation des procédés de manipulation du texte original pour arriver à notre production du texte en français, sont différents.

3 – Physique, philosophie, philologie, ou des difficultés de la polysémie et de richesse conceptuelle

a) *Le cas de l'Anschaulichkeit*. Lors de la comparaison de notre traduction avec la version proposée par Wheeler et Zurek, quelques cas particuliers ont attiré notre attention : ils montrent non seulement en quoi une approche de physiciens et une approche philosophique peuvent être distinguées, mais encore la différence qui existe entre conception anglo-saxonne et conception française de la langue. Attardons nous sur un mot qui est attesté dès le titre de l'article de Heisenberg, qui charpente le sujet et l'argumentation du texte: *anschaulich*. Ce

³⁷ REISS, Katharina, VERMEER, Hans J., *Grundlegung einer allgemeinen Translationstheorie*.

³⁸ BERMAN, Antoine, *Pour une critique des traductions : John Donne*, p. 91.

mot est attesté dix fois (dont une fois en note) avec un usage adjectival, quatre fois avec un usage adverbial et ce à travers tout le texte. Les noms qui lui sont associés, *Anschauung*, et avec le suffixe de qualité, *-keit*, *Anschaulichkeit*, sont respectivement attestés une fois dans le texte (page 173) et une fois en note (page 196). L'adjectif antonyme *unanschaulich* est quant à lui attesté deux fois (page 196) et sa nominalisation avec le suffixe de qualité *-keit*, *Unanschaulichkeit*, une fois en note (toujours page 196). La récurrence du terme *Anschauung* et de ses dérivés n'est pas allée sans nous intriguer en tant que traducteur et en tant que lecteurs d'ouvrages philosophiques, parce que ce terme tisse des relations d'intertextualité avec le vocabulaire critique d'un des auteurs fondamentaux de la philosophie allemande, à savoir Emmanuel Kant. Kant emploie en effet le terme d'*Anschauung*, dans la *Dissertation de 1770* et la *Critique de la Raison pure* surtout, pour caractériser l'intuition³⁹. Notre premier mouvement a donc été de traduire *anschaulich* par « intuitif » ou « intuitivement », ou par « de manière intuitive », *Anschauung* par « intuition », *Anschaulichkeit* par « intuitivité » en empruntant à l'allemand le même procédé de suffixation pour indiquer la qualité, *unanschaulich* et *Unanschaulichkeit* étant quant à eux traduits respectivement par « contre-intuitif » et « contre-intuitivité ». Après vérification, la traduction du préfixe privatif allemand *un-* par le préfixe français « contre- » est celle qui est attestée lorsque l'on parle d'intuition. Or, les dictionnaires bilingues usuels ne vont pas obligatoirement dans le sens kantien : on a plutôt dans le *Weis-Matttuat* une traduction en « clair, expressif, évident, parlant, perceptible ». La traduction par Wheeler et Zurek “*On the physical content of quantum theoretical kinematics and mechanics*” nous laisse encore plus perplexes, les traducteurs traduisant systématiquement tout au long du texte *anschaulich* et ses dérivés par des dérivés de *physical*, terme qui se rapporte en anglais à la réalité physique. Avec les mots *anschaulich*, *Anschauung*, et *Anschauligkeit*, nous sommes donc en présence de mots où le concept est au plus près de la langue, où la richesse conceptuelle fait écho à la polysémie, et qui semblent mettre en échec toute tentative de désambiguation lors de la traduction.

Que choisir en fin de compte (car la traduction est en définitive toujours une question de choix) ? Le recours à l'étude croisée nous a en effet rendu perplexe, mais elle aussi source d'éclaircissements, si l'on se demande pourquoi Wheeler et Zurek n'ont pas traduit *anschaulich* par « intuitive ». L'article “The Uncertainty Principle” de la *Stanford Encyclopedia of Philosophy*, nous fournit un élément de réponse. En effet, en note, on peut lire :

³⁹ Cf. EISLER, Rudolf, *Kant-Lexikon*, pp.565-572.

« La traduction de *anschaulich* par ‘intuitif’ est évidemment la meilleure candidate, puisqu’elle se fonde sur une correspondance des racines étymologiques. Malheureusement, on utilise souvent le terme pour faire référence à un type de compréhension qui contourne le raisonnement. Telle n’est pas ici notre intention. »⁴⁰

Or, si « intuition » peut avoir le même sens irrationnel en français dans le vocabulaire courant, il n’en est pas de même dans le vocabulaire scientifique et épistémologique, où le legs kantien est clair. Notre interrogation porte donc sur la validité de l’intertexte que nous avons remarqué entre l’article de Heisenberg et le criticisme kantien. Un article de Gerald Holton sur l’intuition dans la recherche scientifique peut nous apporter de précieux indices. En effet, celui-ci fait le constat de la « perplexité » de certains lecteurs devant le terme de *Anschauung*, et explique leur perplexité par le fait

« qu’ils ont échappé à la lecture de la *Critique de la Raison Pure (Kritik der reinen Vernunft)*, ce livre extraordinairement complexe et important d’Emmanuel Kant, auquel pratiquement tous les physiciens germanophones (et un certain nombre d’autres), au XIX^{ème} siècle et au début du XX^{ème}, ont été confrontés (quand ce n’était pas au cours de leurs études, c’était avant : Einstein le lut pour la première fois à l’âge de treize ans, Mach à seize...). »⁴¹

Attendu que Kant fait de l’intuition sensible, externe ou interne, le réquisit de toute connaissance, on peut mettre de prime abord en doute la validité de la traduction par intuition du terme d’*Anschauung* dans l’article de Heisenberg. Toutefois, si l’on va plus loin dans l’explication de Gerald Holton, on peut lire :

« Pour Heisenberg, qui considérait que « la fin justifie les moyens », on pouvait remettre Kant ‘à jour’ et remplacer l’‘objet’ par les schémas mathématiques. À ses collègues, à commencer par Niels Bohr et Max Born, il fallut un certain temps pour s’y habituer. Erwin Schrödinger avouait courageusement en 1926 ‘J’ai pris bien sûr connaissance de cette théorie (d’Heisenberg), mais je me suis senti découragé, pour ne pas dire rebuté, par la méthode d’algèbre transcendantale, qui semblait très difficile à utiliser, et par le manque d’*Anschaulichkeit*’ .»⁴²

Ainsi, l’intertexte entre l’article de Heisenberg et le criticisme kantien est tout à fait plausible, ce qui nous conforte dans notre choix de traduction initial.

⁴⁰ “The translation of *anschaulich* as ‘intuitive’ is obviously the best candidate, since it has a corresponding etymological root. Unfortunately, this term is often used to refer to a kind of understanding which bypasses reasoning. This is not intended here.” HILGEOORD, Jan, UFFINK, Jos, “The Uncertainty Principle”, *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, note 1. (C’est nous qui traduisons)

⁴¹ HOLTON, Gerald, « L’intuition dans la recherche scientifique » (trad. Robert Gergondey), in *les Nouvelles d’Archimède*, no 38, p. 33.

⁴² *Ibid.*

b) *L'écheveau sémantique de l'Ungenauigkeit*. L'autre question sémantique majeure qu'a soulevée notre traduction tourne autour du terme introduit de manière fondamentale dans *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, terme cardinal de l'article, qui renvoie à une notion fondatrice de la physique quantique, l'*Ungenauigkeit*, et qui rime toujours désormais avec le nom de Werner Heisenberg. Or, si nous nous sommes attardé sur les difficultés de traduction des dénотations dans le champ lexical de l'*Anschaulichkeit*, avec l'*Ungenauigkeit*, c'est à un véritable monstre polysémique auquel nous avons affaire. En outre, lorsqu'il s'agit de traduire cette notion en français, nous ne devons pas nous battre avec une seule traduction, mais plusieurs, et c'est une hydre terminologique qui nous fait face. Pour distinguer avec la plus grande clarté possible ce qui est en jeu, retournons au texte allemand lui-même pour faire une brève étude de champ lexical.

Dans l'article de Heisenberg, le terme de *Ungenauigkeit* apparaît treize fois, en plus de l'adjectif *ungenau* dont il est dérivé, et qui apparaît lui une fois (page 177 de l'article). On pourrait s'arrêter à ce constat, si l'on ne s'apercevait pas que cette famille de termes coexiste avec d'autres qui ont une étroite relation de corrélation sémantique avec elle. En effet, non seulement nous rencontrons par deux fois le nom *Unsicherheit* (pages 186 et 197), une fois son composé *Unsicherheitsrelation* (page 198), mais nous sommes encore mis en présence de l'adjectif *unbestimmt* à six reprises et son dérivé nominal *Unbestimmtheit* par deux fois (page 179) ! Or, c'est à une seule et même notion à laquelle il est fait référence, celle de l'impossibilité d'établir de manière univoque une grandeur physique isolée, et nous sommes à l'évidence en présence d'un flottement terminologique. Ce constat est partagé par Jean-Marc Lévy-Leblond et Françoise Balibar dans leur article "When did the indeterminacy principle become the uncertainty principle ?"⁴³ : pour résumer brièvement leur opinion, Heisenberg a en effet pris pour point de départ les mots *Unsicherheit* et *Ungenauigkeit* (renvoyant effectivement à l'imprécision et l'incertitude) pour glisser vers le terme plus adéquat de *Unbestimmtheit* (renvoyant à l'idée d'indétermination).

Or, la tradition terminologique française en physique quantique est très encline à employer le mot « incertitude » au détriment de toutes les autres traductions. Les étudiants et anciens étudiants de sciences physiques se souviendront de leurs premiers cours d'atomistique quantique, et du fait qu'après le choc parfois indigeste de l'équation de Schrödinger, ils auront été mis en contact avec les inégalités de Heisenberg sous le nom de « principe d'incertitude de

⁴³ Article publié dans le no 66 de l'*American Journal of Physics*.

Heisenberg »... Ceux qui se sont plongés dans l'étude de l'épistémologie et de l'histoire des sciences auront quant à eux en mémoire les clichés, les caricatures, les embardées conceptuelles, les malentendus et les contresens que cette formulation a pu occasionner et qui a pu un temps les égarer. Que peut-on donc faire contre l'usage ? Doit-on y souscrire au prix de l'inexactitude, sous peine dans le cas contraire de désorienter le lecteur qui, sans cette formulation tellement répandue et acceptée, y perd son latin ? Ou bien, doit-on plutôt essayer de contourner l'usage en le rationalisant et en essayant de donner à chaque terme employé une définition très précise au préalable ?

Or, nous avons penché dans notre traduction vers le second choix. A la pluralité du champ lexical autour du non établissement univoque d'une grandeur physique isolée, nous avons répondu dans notre traduction française par un champ lexical multiple. Ainsi, nous avons traduit *Ungenauigkeit* soit par « incertitude », soit par « indétermination », soit encore par « imprécision » ou « inexactitude ». Quant à *ungenau*, nous l'avons traduit par « entaché d'une incertitude ». *Unsicherheit* a quant à lui été traduit univoquement par « incertitude ». La même univocité se retrouve dans nos traductions d'*unbestimmt* (traduit cinq fois par « indéterminé » et une fois par « indéterminable ») et *Unbestimmtheit* (traduit par « indétermination »). On pourra de prime abord arguer de l'équivocité de nos traductions, du fait que les lexiques allemand et français ne sont pas du tout ici en bijection, et que notre solution prend plutôt l'apparence d'un nœud gordien que d'un système parfaitement ordonné. Pourtant, chaque correspondance d'un terme allemand du champ lexical de l'*Ungenauigkeit* à un terme français obéit à des règles claires et précises qu'il convient d'expliquer ici. En effet, nous traduisons *ungenau* et *Ungenauigkeit* respectivement par « indéterminé » et « indétermination » lorsque nous faisons référence à une relation, à ce qui est encore aujourd'hui improprement nommé « principe ». Nous entendons par « indétermination » le fait que, lorsqu'il existe deux grandeurs conjuguées, nous avons en principe l'inégalité $\Delta p \cdot \Delta q \geq 0$ et $\Delta p \cdot \Delta q \sim \hbar$ (p représente la position, q la quantité de mouvement), le fait que nous ne pouvons pas déterminer de manière univoque l'une des grandeurs physiques du produit prise isolément. En revanche, nous entendons par « incertitude » quelque chose qui est lié à la mesure, à la grandeur, à la variable. Cette « incertitude » peut désigner l'erreur constatée lors d'une mesure et qui tient à l'instrumentation, à la non-idéalité de l'appareil (dans ce cas là, on choisira plutôt les termes d'« imprécision » et « inexactitude », surtout lorsque nous nous trouvons dans le contexte de la théorie classique), ou plutôt, lorsque l'on suppose un appareil parfait et que l'on descend dans les échelles de mesure, l'incertitude au-delà de laquelle nous ne pouvons aller du fait de notre interaction avec la matière lors de

l'acte même de mesure. Ainsi, nous avons essayé de démêler l'écheveau sémantique que la traduction de la notion d'*Ungenauigkeit* et des mots de sa famille avait engendré, et essayé de ménager l'usage français qui prise le terme d'« incertitude », en essayant de se détourner de l'usage caricatural qui est très souvent fait de ce dernier terme, et de lui donner une utilisation rationnelle et raisonnable.

Conclusion

En traduisant „*Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*” en *Sur le contenu intuitif de la cinématique et de la mécanique quantiques*, nous nous sommes non seulement proposé de donner une version française d'un texte fondateur, d'une grande complexité conceptuelle, et qui n'avait été jamais traduit jusqu'alors, mais nous avons encore cherché, à travers l'étude de certains faits de langue et des développements sémantiques de certains concepts, à retracer et reconstituer certains éléments décisifs de l'histoire de la physique quantique.

Si cette traduction se distinguait par certains aspects par son caractère technique, si elle nous a amené sans cesse à nous remettre en cause dans notre connaissance des normalisations, des développements techniques de la physique quantique, et de l'état actuel de la discipline, son entreprise dépassait la dimension simplement technique en tant qu'elle sollicitait notre fibre historique et philosophique. Il s'est agi sans cesse, dans le cours du présent travail, de réfléchir à un vocabulaire qui était nouveau lors de la rédaction par Heisenberg du texte que nous avons traduit, et dont l'émergence était concomitante à celle d'une discipline révolutionnaire, à peser chaque glissement sémantique des termes traditionnels vers leurs nouveaux usages dans le cadre de la théorie quantique, et à essayer de dégager les raisons théoriques et historiques pour lesquelles tel changement conceptuel avait été introduit, ou bien tel néologisme avait été forgé. Il s'agissait également d'être particulièrement vigilant, et de se laisser abuser le moins possible par l'illusion rétrospective provoquée par la manière dont la physique quantique est présentée et enseignée de nos jours, et par la manière dont ceux qui se sont intéressés ou s'intéressent à la physique quantique ont été habitués à fréquenter certains concepts.

Car *Sur le contenu intuitif de la cinématique et de la mécanique quantiques* est un texte à la croisée des chemins. Heisenberg se débat dans son article avec les formulations anciennes lorsqu'il veut souligner le caractère contradictoire, en crise, de la théorie classique. Il est toutefois toujours à la recherche d'un arsenal terminologique nouveau pour mieux

appréhender le monde quantique, et ne cesse dans son article de vouloir faire la part des choses, entre ce qui peut être adapté du vocabulaire classique (sur le plan philosophique surtout) et sur ce qui doit être mis entre guillemets en attendant d'être jeté à bas pour laisser place à un vocabulaire nouveau. Il s'agissait donc à la fois de traduire les termes et les concepts, et de transmettre un des pans de l'histoire de la physique quantique qui s'est tissé à travers la trame de l'article de Heisenberg.

Bibliographie

Sources primaires

- HEISENBERG, Werner, „Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik“, *Zeitschrift für Physik*, n°43, pp.172-198, Berlin, Springer Verlag, 1927
- HEISENBERG, Werner, *Physique et philosophie : la Science moderne en révolution*, Paris, Albin Michel, 1961
- HEISENBERG, Werner, *La Nature dans la physique contemporaine*, Paris, Gallimard, 1962
- HEISENBERG, Werner, *La partie et le tout - Le monde de la physique atomique* (trad. Paul Kessler), Paris, Flammarion, 1990
- HEISENBERG, Werner, *Les principes physiques de la théorie des quanta* (trad. Bernard Champion et Etienne Hochard), Paris, Jacques Gabay, 1990
- WHEELER, John Archibald, ZUREK, Wojciech Hubert (ed.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton University Press, Princeton (N.J.), 1983

Sources secondaires

Ouvrages lexicologiques

- GREVISSE, Maurice, GOOSSE, André, *Le bon usage*, 13^e édition, Paris – Louvain-la-Neuve, De Boeck Duculot, 1993
- REY-DEBOVE, Josette, REY, Alain, CHANTREAU, Sophie, DRIVAUD, Marie-Hélène (sous la direction de), *Le Nouveau Petit Robert : dictionnaire alphabétique et analogique de la langue française*, Paris, éditions Le Robert, 2006
- WEIS, Erich, MATTUTAT, Heinrich, *Handwörterbuch Französisch-Deutsch / Deutsch-Französisch*, Stuttgart, Ernst Klett / Paris, Bordas, 1968

Ouvrages critiques et philosophiques

- BERMAN, Antoine, *La Traduction et la lettre, ou l'auberge du lointain*, Paris, Seuil, 1999.
- BERMAN, Antoine, *Pour une critique des traductions : John Donne*, Paris, Gallimard, 1995
- DROIN-OGER, Marie-Dominique, *la théorie des Orbitales Moléculaires et l'émergence de la chimie quantique*, Thèse de doctorat, Université de Nancy 2, juin 2003
- EISLER, Rudolf, *Kant-Lexikon*, Paris, Gallimard, 1994
- HILGEVOORD, Jan, UFFINK, Jos, "The Uncertainty Principle", *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, Edward N. Zalta (ed.), Stanford, Automne 2006, <http://plato.stanford.edu/archives/fall2006/entries/qt-uncertainty/>.
- HOLTON, Gerald, « L'intuition dans la recherche scientifique » (trad. Robert Gergondey), in *les Nouvelles d'Archimède*, no 38, pp.26-33, Lille, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2005
- LADMIRAL, Jean-René, « Souciers et ciblistes », in *Revue d'Esthétique*, no 12, Paris, Privat, 1986
- LADMIRAL, Jean-René, *Traduire – Théorèmes pour la traduction*, Paris, Gallimard, 1994
- LÉVY-LEBLOND, Jean-Marc, BALIBAR, Françoise, "When did the indeterminacy principle become the uncertainty principle?", in *American Journal of Physics*, no 66, Woodbury (N.J.), American Association of Physics Teachers, 1998
- REISS, Katharina, VERMEER, Hans J., *Grundlegung einer allgemeinen Translationstheorie*, Tübingen, M. Niemeyer, 1984
- SPINOZA, *Ethique* (trad. Charles Appuhn), Paris, Garnier-Flammarion, 1965

Table des matières

Avertissement (p. 2)

Remerciements (p. 3)

Introduction générale : quelques rappels historiques (p. 4)

Section 1 – Traduction (p. 8)

Section 2 – Commentaire critique (p. 35)

Introduction (p. 35)

1 – Les problèmes d'une primo-traduction d'un texte fondateur (p. 36)

a) Un texte jamais traduit, mais abondamment repris et cité (p. 36)

b) Quelle « temporalité du traduire » pour une primo-traduction seconde ? (p. 37)

2 – Le traducteur physicien et le traducteur historien des sciences : l'expérience de confrontation avec la traduction anglaise (p. 39)

a) De l'historicité de quelques concepts et de leur traduction (p. 39)

b) Portraits de l'historien des sciences et du physicien en traducteurs (p. 43)

3 – Physique, philosophie, philologie, ou des difficultés de la polysémie et de richesse conceptuelle (p. 44)

a) Le cas de l'Anschaulichkeit (p. 44)

b) L'écheveau sémantique de l'Ungenauigkeit (p. 47)

Conclusion (p. 49)

Bibliographie (p. 51)