
Cohérence et complétude de la mécanique quantique : l'exemple de « Bohr-Rosenfeld »

M Olivier Darrigol

Résumé

RÉSUMÉ. — Au début des années 30, de graves paradoxes freinèrent le progrès de la théorie quantique relativiste. Plusieurs physiciens s'interrogèrent sur la légitimité de ses concepts fondamentaux, notamment celui de champ électromagnétique quantique. A rebours de ces doutes, Bohr et Rosenfeld montrèrent en 1933 que cette dernière notion était bien l'expression mathématique précise des possibilités de mesure de champs dans le domaine quantique. De manière générale, il apparaîtra que pour Bohr, l'examen des conditions de mesure s'imposait comme un moyen de s'assurer de la cohérence et de la complétude d'une théorie quantique.

Abstract

ABSTRACT. — In the early thirties, severe paradoxes impeded the progress of relativistic quantum theory. Several physicists questioned the legitimacy of some fundamental concepts, especially that of the electromagnetic quantum field. Against such doubts, in 1933 Bohr and Rosenfeld proved the latter notion to be the precise mathematical expression of the possibilities of measuring electromagnetic fields in the quantum domain. In general, the theoretical investigation of measurability will appear to be Bohr's primary means of verifying the coherence and completeness of quantum theory.

Citer ce document / Cite this document :

Darrigol Olivier. Cohérence et complétude de la mécanique quantique : l'exemple de « Bohr-Rosenfeld ». In: Revue d'histoire des sciences, tome 44, n°2, 1991. pp. 137-179;

doi : 10.3406/rhs.1991.4180

http://www.persee.fr/doc/rhs_0151-4105_1991_num_44_2_4180

Document généré le 19/05/2016

Cohérence et complétude de la mécanique quantique : l'exemple de « Bohr-Rosenfeld » (*)

RÉSUMÉ. — Au début des années 30, de graves paradoxes freinèrent le progrès de la théorie quantique relativiste. Plusieurs physiciens s'interrogèrent sur la légitimité de ses concepts fondamentaux, notamment celui de champ électromagnétique quantique. A rebours de ces doutes, Bohr et Rosenfeld montrèrent en 1933 que cette dernière notion était bien l'expression mathématique précise des possibilités de mesure de champs dans le domaine quantique. De manière générale, il apparaîtra que pour Bohr, l'examen des conditions de mesure s'imposait comme un moyen de s'assurer de la cohérence et de la complétude d'une théorie quantique.

ABSTRACT. — *In the early thirties, severe paradoxes impeded the progress of relativistic quantum theory. Several physicists questioned the legitimacy of some fundamental concepts, especially that of the electromagnetic quantum field. Against such doubts, in 1933 Bohr and Rosenfeld proved the latter notion to be the precise mathematical expression of the possibilities of measuring electromagnetic fields in the quantum domain. In general, the theoretical investigation of measurability will appear to be Bohr's primary means of verifying the coherence and completeness of quantum theory.*

Au début des années 30, Niels Bohr dépensa une énergie considérable (la sienne et celle de Rosenfeld, Landau, Peierls...) pour résoudre un problème très académique en apparence : celui des possibilités de mesure du champ électromagnétique. Plus précisément, il s'agissait d'examiner si les relations d'incertitude déduites du formalisme du champ quantique électromagnétique (libre) étaient en harmonie avec les limites qu'impose la valeur finie du quantum d'action au contrôle de charges d'épreuve classiques. La longue

(*) Je remercie vivement Bernard d'Espagnat pour ses importantes critiques, Catherine Chevalley et Françoise Balibar pour les corrections qu'elles ont apportées au manuscrit, Silvan Schweber pour les précieuses informations bibliographiques qu'il m'a fournies, Michel Blay pour sa coopération en tant qu'éditeur, et Erik Rüdinger pour l'autorisation de citer quelques lettres de Bohr qu'il m'a accordées.

Nous avons utilisé les abréviations suivantes :

AP : *Annalen der Physik*; *AHQP* : Archive for the history of quantum physics; *BCW* : Niels Bohr, *Collected works*, éd. par L. Rosenfeld et E. Rüdinger (Amsterdam, à partir de 1972); *BMSS* : Niels Bohr, manuscripts; *PB* : Wolfgang Pauli, *Wissenschaftlicher Briefwechsel*, vol. 1, éd. par A. Hermann, K. von Meyenn et V. Weisskopf (New York, 1979) et vol. 2, éd. par K. von Meyenn (New York, 1985); *HSPS* : *Historical studies in the physical sciences*; *PR* : *Physical review*; *RHS* : *Revue d'histoire des sciences*; *ZP* : *Zeitschrift für Physik*.

Rev. Hist. Sci., 1991, XLIV/2

et difficile réponse à cette question contenue dans l'article de Bohr et Rosenfeld de 1933 n'a eu que peu d'impact, et seulement chez ceux qui s'interrogeaient sur la légitimité du concept de champ quantique. Elle n'a en général pas intéressé les commentateurs de la pensée de Bohr (à l'exception évidente de Rosenfeld), probablement parce qu'on peut croire que, de par son côté très technique et très spécifique, elle n'apporte pas d'éléments nouveaux aux débats d'interprétation de la mécanique quantique.

L'objet de cet article est de montrer la fausseté de ce préjugé. Si Bohr s'est tant acharné à résoudre ce problème de mesurabilité, et par des moyens bien éloignés de toute expérience concrète de physique, c'est qu'il devait permettre d'illustrer la toute puissance de la complémentarité à décider de la pertinence d'une théorie quantique, en l'occurrence celle du champ électromagnétique. En général, la discussion des relations d'incertitude dans le cadre de la complémentarité devait permettre de tester l'harmonie entre possibilités de mesure et de définition. Et cette harmonie garantissait tant la non-contradiction de la théorie quantique que sa complétude.

La première partie de cet article redéfinira la complémentarité en fonction du rôle joué par les relations d'incertitude dans sa genèse et dans ses formulations plus définitives. La seconde partie, plus historique, traitera du contenu et des origines de l'article de Bohr et Rosenfeld, et montrera en quoi celui-ci constitue une illustration remarquable de la finalité essentielle de la complémentarité (1).

I. — COMPLÉMENTARITÉ ET RELATIONS D'INCERTITUDE

1 / *Le point de vue original de Heisenberg*

Le but explicite de Heisenberg au printemps 1927, était de réintroduire en physique quantique l'intuitivité (*Anschaulichkeit*)

(1) Dans sa thèse « Bohr and Rosenfeld's foundations for quantum electrodynamics » (Columbia University, 1978), Theodore R. Talbot a donné une analyse critique détaillée de l'article de Bohr et Rosenfeld et de ses sources (Landau-Peierls surtout). Malheureusement j'ai pris connaissance de ce travail trop tard pour pouvoir en tirer profit dans la rédaction de cet article. Sur certains points (par exemple le sens donné par Bohr à l'« élimination » des perturbations lors d'une mesure ou la position de Bohr à l'égard de la prédictibilité des mesures), les critiques que Talbot adresse à Bohr semblent reposer sur un malentendu. Cependant, sa reconstruction de la position de Bohr est souvent instructive ; sa notion de « labels for experimental arrangements » s'apparente à la « convention d'extension des concepts classiques » que j'introduis dans cet article.

perdue, d'une part, en permettant des explications qualitatives simples des phénomènes quantiques, et d'autre part, en prouvant l'absence de contradictions dans la mécanique quantique (2) :

« Nous croyons que nous comprenons intuitivement une théorie quand dans tous les cas simples nous pouvons déduire qualitativement les conséquences expérimentales de cette théorie, et quand nous avons reconnu en même temps que l'application de la théorie ne conduit jamais à des contradictions internes. »

A cette fin, Heisenberg examina les possibilités d'observation des particules quantiques.

Pour localiser une particule, disons un électron, il faut l'éclairer et observer son image, par exemple à travers un microscope. La précision δx de la mesure de la coordonnée x donnée par cette opération, continue Heisenberg, n'est limitée que par la longueur d'onde λ de la lumière incidente, et peut donc être aussi grande que l'on veut, si la lumière est assez dure (rayons γ). Cependant, en raison de l'effet Compton, l'impulsion de l'électron suivant l'axe des x varie de manière discontinue lors de son éclairage, et de la valeur $\delta p_x = h/\lambda$. D'où la relation $\delta x \delta p_x \sim h$ limitant la précision de deux mesures simultanées de position et d'impulsion. L'impulsion, montre Heisenberg en analysant une expérience d'effet Doppler, est elle aussi exactement mesurable, mais au prix de la perte de la connaissance de la position.

Pour Heisenberg, cette relation $\delta x \delta p_x \sim h$ introduit du jeu dans l'articulation logique des concepts classiques et permet ainsi la relation $[x, p_x] = i\hbar$ de la mécanique quantique (3) :

« S'il y avait des expériences qui permettaient simultanément une détermination plus "précise" de p et q [p_x et x dans le cas présent] que dans (1) [$\delta q \delta p \sim h$], alors la mécanique quantique serait impossible. Cette incertitude [...] crée l'espace indispensable à la validité des rapports

(2) W. Heisenberg, Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik, *ZP*, 43 (1927), 172-198, ici 172. Sur l'origine historique des relations d'incertitude, voir M. Jammer, *The Conceptual Development of quantum mechanics* (New York, 1966); L. Rosenfeld, Men and ideas in the history of atomic physics, *Archive for history of exact sciences*, 7 (1971), 69-90; J. L. Heilbron, The early missionaries of the Copenhagen spirit, *RHS*, 38 (1985); et *BCW* 6, éd. par J. Kalckar. Pour le rapport entre relations d'incertitude et intuition, voir A. I. Miller, Visualization lost and regained: the genesis of the quantum theory in the period 1913-1927, in J. Wechslen (ed.), *On aesthetics in science* (Cambridge (Mass.), 1978) et M. Beller, Matrix theory before Schrödinger. Philosophy, problems, consequences, *Isis* (décembre 1983), 469-491.

(3) Heisenberg, art. cité, n. 2, 180.

qui trouvent leur expression féconde dans la relation $[q, p] = i\hbar$; elle permet cette relation sans que le sens physique des grandeurs p et q ait besoin d'être changé. »

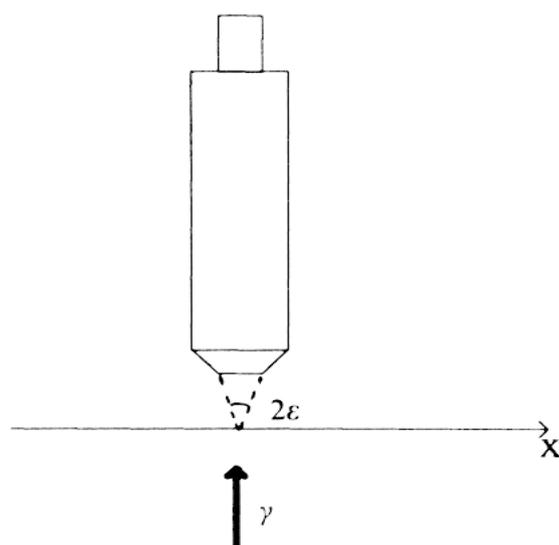
Plus précisément, cette relation de commutation implique, dans l'interprétation statistique du formalisme (théorie des transformations de Dirac-Jordan), la relation $\Delta q \Delta p \geq \hbar/2$ entre écarts quadratiques moyens de q et p . D'une part, l'analyse du microscope de Heisenberg fournit une déduction « qualitative » de cette relation, d'autre part, elle assure l'absence de contradictions dans l'interprétation statistique, en ce sens qu'aucune détermination simultanée de p et q n'est imaginable qui aille au-delà des limites prévues par le formalisme. C'est ainsi qu'est satisfaite l'exigence initiale d'intuitivité.

2 / La critique de Bohr

Ce résumé rapide et incomplet du célèbre article de Heisenberg n'en traduit pas moins fidèlement certaines insuffisances immédiatement soulignées par Bohr. Ce dernier, après l'invention de la mécanique des matrices (1925), et surtout depuis que de Broglie et Schrödinger avaient fondé la mécanique ondulatoire (1926), mûrissait un point de vue nouveau qui permettrait une description cohérente et générale des phénomènes quantiques qui contiennent à la fois l'aspect discontinu favorisé par Heisenberg et l'aspect ondulatoire favorisé par Schrödinger. L'analyse du microscope de Heisenberg était insuffisante pour une raison générale : on ne peut définir certains concepts par des expériences de pensée sans analyse préalable des concepts nécessaires à la description de ces expériences ; et aussi pour une raison particulière plus embarrassante pour Heisenberg : le changement discontinu $\delta p_x \sim h/\lambda$ lors de l'interaction entre électrons et rayons γ n'est pas *a priori* incontrôlable (4).

Par exemple le fait que le photon observé doit entrer par l'ouver-

(4) Sur les origines de la position de Bohr, voir J. Hendry, *The Creation of quantum mechanics and the Bohr-Pauli dialogue* (Dordrecht, 1984); Jammer, *op. cit.*, n. 2; G. Holton, The roots of complementarity, *Daedalus*, 99 (1970), 1015-1055; M. Klein, The first phase of the Bohr-Einstein dialogue, *HSPS*, 2 (1970), 1-39; H. Folse, *The Philosophy of Niels Bohr : The framework of complementarity* (Amsterdam : 1985); S. Petruccioli, *Atomi metafore paradossi: Niels Bohr e la costruzione di una nuova fisica* (Roma: 1988); D. Murdoch, *Niels Bohr's philosophy of physics* (Cambridge, 1987), et introd. « Le dessin et la couleur » et annexes par C. Chevalley, in N. Bohr, *Physique atomique et connaissance humaine* (Paris : Gallimard, 1991; 1^{re} éd. : 1961), 17-80, 309-598.

Fig. 1. — Le microscope à rayons γ

ture ε de l'objectif du microscope (voir fig. 1) restreint ce changement discontinu à la valeur $\delta p_x \sim (h/\lambda) \sin \varepsilon$ si le rayonnement incident est dans l'axe optique, et cette valeur peut être réduite à zéro si ε tend vers zéro. Mais, remarque Bohr, la valeur de δx , donnée par le pouvoir de résolution $\lambda/\sin \varepsilon$ du microscope, est inversement affectée par la petitesse de l'ouverture, si bien que la relation de Heisenberg $\delta x \delta p_x \sim h$ reste vraie (5).

Pour tenter de dépasser cette limite, on pourrait encore, continue Bohr, détacher de son support matériel l'ensemble constitué par le microscope et le dispositif de détection de lumière, mesurer son impulsion avant et après le passage du photon, et en déduire la valeur exacte de p_x au moment de la mesure de x . Mais cela ne se ferait qu'au prix d'une perte de la connaissance de la position du microscope; en effet, comme la chaîne des dispositifs successifs de mesure est nécessairement finie, il existe, à l'extrémité de la chaîne, un niveau de régression pour lequel le dispositif, *de par sa construction-même*, ne permet plus qu'un seul type de mesure, position *ou* impulsion. La conclusion essentielle de cette analyse subtile de Bohr est que la relation d'incertitude de Heisenberg provient de l'exclusion mutuelle des dispositifs permettant de déterminer l'impulsion et la position d'un objet. En termes concrets,

(5) Cette remarque de Bohr est reproduite par Heisenberg en note rajoutée aux épreuves de son article cité note 2 ci-avant (pages 197-198).

le microscope de Heisenberg ne peut être simultanément rigide-ment attaché au système de référence de l'observateur et pendu à un ressort (6).

3 / L'argument de complémentarité

Même après ces corrections indispensables, le raisonnement de Heisenberg reste obscur car on ne voit pas bien ce qui peut légitimer l'appel simultané à des concepts classiques comme celui du pouvoir de résolution d'un microscope et à des processus quantiques comme l'effet Compton. Il faut d'abord se demander quel usage on peut ou doit faire des concepts classiques en physique quantique. C'est là l'interrogation préalable de Bohr lors de son premier exposé public du point de vue de la complémentarité à l'automne 1927 (7).

La complémentarité ne se limite pas à une assertion sur les mesures multiples en mécanique quantique, mais elle est plutôt un argument complexe tendant à établir la possibilité d'une description cohérente des phénomènes atomiques. Bohr part d'une première observation : les résultats d'une expérience de physique sont nécessairement communicables en termes de physique classique. Rien que de très banal, si l'on n'exige pas une description complètement classique des appareils de mesure (et encore moins de l'objet mesuré), mais seulement la possibilité de représenter *la propriété mesurée* par un concept classique, comme la position d'une aiguille ou la température finale d'un calorimètre. En somme les résultats de mesure sont classiques pour autant qu'ils peuvent être pris comme conditions initiales classiques définies dans des expériences ultérieures macroscopiques (classiques).

(6) N. Bohr, The quantum postulate and the recent development of atomic theory [version modifiée de la conférence de Côme de sept. 1927 citée note 7 ci-après], *Nature*, 121 (1928), 580-590, ici 584 (également dans *BCW* 6).

(7) N. Bohr, The quantum postulate and the recent development of atomic theory, in *Congresso internazionale dei fisici, Atti* (Bologne, 1928), vol. 2, 565-588 (aussi dans *BCW* 6). Pour un commentaire critique de la complémentarité, voir par exemple E. Scheibe, *The logical analysis of quantum mechanics* (Oxford, 1973); M. Jammer, *The philosophy of quantum mechanics* (New York, 1974); H. Folse, *op. cit.*, n. 4; C. Chevalley, Complémentarité et langage dans l'interprétation de Copenhague, *RHS*, 38 (1985), 251-292, et introd. et annexes, *op. cit.*, n. 4 *supra*. Une bibliographie sur les thèmes liés se trouve dans : Bohr et la complémentarité, *RHS*, 38 (1985), 354-363.

Cette possibilité de décrire les résultats de mesure en termes classiques ne gênerait personne si elle n'était érigée par Bohr en nécessité : il considère comme futile la recherche, tentée par nombre de ses détracteurs, d'une théorie qui n'admettrait pas dans ses fondements l'association de valeurs définies de concepts classiques aux opérations de mesure, mais la déduirait d'une analyse des appareils de mesure en termes de leurs constituants quantiques. Ce genre de réductionnisme, pense audacieusement Bohr, est périmé : le caractère défini des résultats de mesure est une certitude *a priori* à laquelle les phénomènes quantiques n'auront qu'à se plier.

Si l'on admet que les résultats possibles d'expériences imaginables doivent s'exprimer à l'aide des seuls concepts classiques, on peut déjà conclure que la forme la plus générale des lois de la physique doit être une corrélation entre les valeurs d'un ensemble de grandeurs classiques. Si cette corrélation pouvait être interprétée en considérant les grandeurs classiques comme des attributs spatio-temporels d'un objet quantique indépendants du dispositif qui l'entoure, on n'aurait rien d'autre qu'une mécanique classique généralisée où tout système pourrait être décomposé en entités ayant des propriétés classiques bien définies. Mais il n'en est rien, et c'est là qu'intervient ce que Bohr appelle le postulat quantique. Sous une première forme vague, ce postulat affirme une « individualité » (ou indivisibilité) des dispositifs au sein desquels apparaissent les processus atomiques.

A ce stade, la logique de l'argumentation de Bohr devient obscure, si l'on s'en tient à l'ordre d'exposition adopté dans la conférence de Côme. En effet, l'énoncé précédent du postulat quantique, s'il n'est pas précisé davantage, ne peut suffire à lui seul à tirer des conséquences bien précises. Néanmoins Bohr affirme que ce postulat « implique » une « interaction non négligeable » entre les dispositifs de mesure et l'objet mesuré. Il est clair que cette implication ne pourra être comprise que dans une partie ultérieure de l'exposé de Bohr où le postulat quantique prend une signification plus précise, et permet la discussion de dispositifs tels que le microscope de Heisenberg. Mais suivons pour le moment l'ordre d'exposition de Bohr (8).

L'interaction entre dispositif de mesure et objet mesuré « implique » à son tour l'abandon de la coordination spatio-temporelle *et* causale caractéristique des processus classiques,

(8) Bohr, art. cité, n. 6, 580.

puisqu'on ne saurait repérer un événement dans l'espace-temps sans le perturber notablement. Bohr précise enfin la portée de cet abandon sur la « définition » de l'état d'un système physique, si l'on admet le critère suivant : « La définition de l'état d'un système physique... comprend l'élimination de toute perturbation extérieure » (par « élimination » il faudra comprendre la possibilité d'annuler ou de contrôler). De cette définition de la définition, il résulte que, dans le cas quantique, observation et définition s'excluent mutuellement. Néanmoins tout n'est pas perdu, car on va pouvoir, et c'est là la tâche de la complémentarité, introduire un nouveau type de description pour lequel les possibilités de prédire (de définir) et celles d'observer sont limitées, mais se correspondent harmonieusement (9).

Cette première introduction par Bohr de l'harmonie entre définition et observation est, il faut le reconnaître, particulièrement obscure. En effet, à ce stade on ne comprend pas bien quel est le lien entre les concepts classiques qui préludent à tout compte rendu d'expérience, et les notions de définition et d'observation des objets quantiques. Ce point ne se clarifie que dans la suite de l'exposé de Bohr, après la discussion d'expériences types (réelles ou de pensée). En vérité il est sans doute préférable de considérer la complémentarité comme un commentaire sur l'usage cohérent du langage classique dans la description de ces expériences plutôt que comme un édifice logico-déductif complètement constitué (10).

Dans ce contexte, il apparaît clairement que Bohr ne limite pas l'usage des concepts classiques aux seules grandeurs macroscopiquement observables comme la position de l'aiguille d'un galvanomètre ou le nombre de coups d'un compteur Geiger. Il admet aussi des attributs classiques pour un objet microscopique comme l'électron. Là apparaît sans doute un point faible des exposés de Bohr de la complémentarité : il refuse d'ériger ces attributs en concepts purement mathématiques, mais il n'explicite pas pour autant leur statut « physique ». On peut néanmoins s'aider de la discussion des expériences types pour préciser ici sa pensée.

Dans une première étape, on peut parler des attributs classiques d'une particule atomique dans la mesure où l'introduction de ces

(9) *Ibid.*

(10) C'est d'ailleurs le point de vue qui domine dans les exposés plus tardifs de Bohr, comme : Discussions with Einstein on epistemological problems in atomic physics, in P. A. Shilpp (ed.), *Einstein, philosopher-scientist* (Evanston, 1949), 199-241.

attributs permet d'interpréter une large classe d'expériences de manière unifiée. Par exemple, les expériences traditionnelles de déviation d'un électron dans un champ électrique ou magnétique s'interprètent très bien en considérant l'électron comme une particule classique dotée d'une charge, d'une impulsion et d'une position bien définies (et calculables) à tout instant. Si maintenant on affine les expériences au point que des effets quantiques apparaissent, on ne peut plus les expliquer dans le même cadre théorique, et l'idée même d'une trajectoire définie de l'électron semble contredire les résultats expérimentaux. Par exemple, dans une expérience du type de celle des trous de Young, l'existence même du phénomène d'interférence semble incompatible avec l'idée que l'électron est passé par un trou déterminé (j'écris « semble » car, comme on le sait aujourd'hui, une théorie de variables cachées du type « Bohm-Vigier » n'est pas exclue). Néanmoins on peut continuer d'utiliser les concepts de position et d'impulsion d'un électron, mais cette fois comme des abstractions, c'est-à-dire pour résumer l'effet de l'interaction de l'électron avec des systèmes physiques qui, lorsque l'image corpusculaire de l'électron était encore tenable, filtraient ou mesuraient ces quantités.

Malheureusement, cette convention, que je nommerai désormais « convention d'extension des concepts classiques », n'est qu'implicite chez Bohr, lequel se contente de signaler que l'on peut et même doit continuer d'appliquer les concepts classiques aux objets quantiques, en tant qu'« abstractions ». Elle est pourtant indispensable, si la discussion suivante de la dualité onde-corpuscule doit refléter une situation empirique précise (11).

On est désormais en mesure de donner une expression précise au postulat quantique, ou encore de préciser la signification de la constante de Planck, à partir d'une généralisation des résultats d'expériences de diffraction électronique (on pourrait tout aussi bien traiter le cas de la lumière en partant de l'effet Compton). A un filtrage d'impulsion de valeur \mathbf{p} (dans les termes de la convention précédente) correspond une onde monochromatique progressive de vecteur d'onde \mathbf{k} donné par la relation d'Einstein-de Broglie $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, où $2\pi\hbar$ est la constante de Planck, la signification de cette onde symbolique étant la suivante : elle « interagit » avec les q -filtres (écrans troués) suivant les lois de l'optique ordinaire,

(11) « Abstractions » se trouve page 581 de l'article de Bohr cité note 6.

et son module au carré en un point de l'espace-temps donne la densité de probabilité de détecter la particule en ce point.

Cette loi empirique admet la généralisation suivante (suggérée par le principe de superposition de l'optique) : à tout électron correspond une onde ψ dont le module au carré donne la probabilité précédente, et dont chaque composante de Fourier de vecteur d'onde \mathbf{k} et d'amplitude non négligeable correspond à un résultat probable $\hbar\mathbf{k}$ de la mesure de \mathbf{p} . En raison d'une propriété bien connue de la transformée de Fourier on a $\Delta x \Delta k_x \geq 1$, et donc $\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$, où Δx et Δp_x représentent les dispersions statistiques de mesures répétées de x et p_x , *ceteris paribus*. Autrement dit, même si l'on peut encore donner un sens conventionnel aux *mesures* de x et de p_x , on ne peut continuer de les regarder comme attributs de l'électron qu'au prix d'une perte d'acuité de leur *définition*. On pourrait d'ailleurs se fier au seul symbolisme de la mécanique quantique et éliminer complètement du langage de la théorie quantique des expressions comme « l'impulsion et la position d'un électron »; mais Bohr préfère le jeu subtil des attributs flous, car il permet selon lui de comprendre, sans sortir du langage classique, les caractéristiques les plus essentielles des phénomènes quantiques (12).

La preuve précédente des relations d'incertitude, fondée sur la dualité onde-corpuscule et sur une propriété de la transformée de Fourier, est pour Bohr la plus fondamentale car, selon lui, « elle découle de l'analyse des concepts les plus élémentaires que l'on utilise pour interpréter l'expérience ». Certes elle ne diffère pas fondamentalement de la preuve obtenue par Heisenberg à partir du formalisme quantique, pour autant que ce dernier n'est que la généralisation rationnelle de la mécanique classique qui tient compte du postulat quantique. Mais là encore Bohr préfère, tant que cela est possible, s'abstenir d'utiliser des concepts mathématiques trop abstraits. Ainsi les relations d'incertitude ont un contenu intuitif avant même qu'on les ait reliées à des possibilités d'observation (au sens de Heisenberg) [13].

(12) La formulation des relations d'incertitude donnée dans ce paragraphe s'écarte de celle donnée par Bohr dans le second paragraphe de la conférence de Côme (Bohr, art. cité, n. 6, 581-582) dans la mesure où son contenu empirique est précisé par l'introduction de la convention d'extension des concepts classiques; Bohr préconise l'usage de « unsharply defined individuals » à la page 582 du même article.

(13) Bohr, *ibid.*, 581.

Quel rôle peuvent donc avoir, dans ce cadre, les expériences de pensée de Heisenberg? Elles ne peuvent prétendre définir les concepts d'impulsion et de position de l'électron pour au moins deux raisons. D'une part le raisonnement de Heisenberg suppose que x et p_x sont des attributs suffisamment définis de l'électron pour qu'on puisse les utiliser comme conditions initiales dans l'application des lois empiriques connues d'interaction entre particules chargées et rayonnement. D'autre part, comme l'annonçait Bohr, l'analyse du fonctionnement du microscope ne saurait se passer d'une étude préalable de l'effet général de la dualité onde-corpuscule sur la définition des concepts cinématiques. En effet, il faut que les lois de l'optique classique donnant le pouvoir de résolution du microscope et celles de l'effet Compton déterminant l'échange d'impulsion n'entrent pas en conflit à la précision auxquelles elles sont utilisées. *A priori* cela n'a rien d'évident. Pourtant, tel est bien le cas, car dans tout le raisonnement, la position et l'impulsion du photon n'ont pas besoin d'être mieux définies que ne l'impose son immersion dans l'onde de lumière, et l'échange incontrôlable δp_x entre le photon et l'électron peut être directement vu comme un transfert à l'électron, par conservation de l'impulsion, de l'indétermination nécessaire de l'impulsion des photons qui servent à l'observer (14).

Il est désormais clair que les expériences de pensée de Heisenberg ne peuvent constituer une preuve indépendante des relations d'incertitude. Leur intérêt est ailleurs : elles permettent de comprendre la cohérence interne de la mécanique quantique (avec ses règles d'interprétation). D'abord elles montrent que la convention sur l'extension des concepts classiques, d'après laquelle le microscope à rayons γ reste un instrument de mesure de position aussi grand que soit son pouvoir de résolution, est compatible avec le postulat quantique appliqué au dispositif de mesure : l'effet Compton modifie l'interaction entre électrons et lumière d'une manière telle que le pouvoir de résolution reste inchangé. On voit ici d'une manière semi-quantitative et semi-classique ce que von Neumann prouvera plus rigoureusement, mais moins intuitivement : les prédictions de la mécanique quantique sont indépen-

(14) Tel est le sens de la remarque de Bohr (rajoutée au texte original de la conférence de Côme) à la fin de la page 583 du même article : « ...the uncertainty in question equally affects the description of the agency of measurement and of the object. »

dantes du niveau auquel on situe la coupure entre objet quantique et ceinture classique de dispositifs de mesure (on peut, sans rien changer aux prédictions empiriques, appliquer la mécanique quantique au système électron-microscope), à condition que les dispositifs inclus dans cette ceinture fonctionnent effectivement comme dispositifs de mesure, en un sens qu'il faudra préciser (l'état quantique final doit être une somme d'états à jamais orthogonaux correspondant chacun à des valeurs définies des résultats de mesure) [15].

Quant à la perturbation incontrôlable de l'impulsion apportée par la mesure de position, contrairement au point de vue initial de Heisenberg, elle n'affecte pas nécessairement les possibilités de *définition* des propriétés cinématiques de l'électron — puisque la définition précède l'observation — mais il reste vrai que l'impulsion et la position de l'électron, même si l'on pouvait continuer de leur attribuer des valeurs définies, ne sauraient être déterminées simultanément par des mesures avec une précision enfrenant la relation $\delta x \delta p_x \sim h$. Comme on sait déjà par ailleurs que le postulat quantique (directement ou *via* le formalisme de la mécanique quantique) impose la même limite à la définition de ces concepts, il en résulte que la théorie classique s'arrête juste là où commence la mécanique quantique : les grandeurs classiques sont mesurables exactement dans la mesure où leur usage reste compatible avec le postulat quantique. C'est là un aspect fondamental de l'harmonie de l'usage des concepts classiques en théorie quantique défendu par la complémentarité.

Dans la conférence de Côme, Bohr souligne déjà à plusieurs reprises cette harmonie et son importance. Par exemple, il conclut le paragraphe sur la complémentarité entre définition et observation dans les termes suivants :

« Dans la description des phénomènes atomiques, le postulat quantique nous présente la tâche de développer une théorie de la “ complémentarité ” dont la cohérence [Widerspruchsfreiheit] ne peut être jugée qu'en estimant les possibilités de définition et d'observation. »

La signification des termes de définition et d'observation, encore vague à ce stade du texte de Bohr, se précise après l'introduction

(15) Sur ce thème, Bohr écrit à la page 584 (*ibid.*) : « In tracing observations back to our sensations, once more regard has to be taken to the quantum postulate in connexion with the perception of the agency of observation, be it through its direct action upon the eye or by means of suitable auxiliaries such as photographic plates, Wilson clouds etc. It is easily seen however that the resulting additional statistical element will not influence the uncertainty in the description of the object. » L'argument de von Neumann est dans *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Berlin, 1932), 419.

des relations d'incertitude de Heisenberg et de leurs deux preuves (par analyse des possibilités de définition des concepts, et par analyse des possibilités d'observation), ainsi que nous venons de le voir en détail (16).

Au cours des interventions de Bohr au Congrès Solvay de 1933, juste après le travail de Bohr-Rosenfeld, l'analyse des relations d'incertitude apparaît, encore plus clairement (quoique dans un anglais approximatif) comme la clef de voûte de la complémentarité (17).

« We cannot have pictures of the ordinary type of quantum mechanics. We have formulae [...] which predict the expectations of the problem under certain conditions. These conditions must be defined in the classical way by description of experimental arrangements [...] Then the problem is: how far can we test these predictions? As we essentially know from Heisenberg's work, there is a complete harmony between the predictions one can make and the possibility of testing them. »

4 / *Attaques contre les relations d'incertitude*

Le contenu logique de cette harmonie se trouve explicité par Bohr dans ses réponses aux attaques multiples subies par les relations d'incertitude de Heisenberg. Le premier type d'attaque, dont Einstein fut le principal auteur, vise la complétude de la mécanique quantique. Dans ce cas, on prétend pouvoir définir ou mesurer deux grandeurs conjuguées comme x et p_x avec une précision violant la limite de Heisenberg. Par exemple, avec la balance à photons du Congrès Solvay de 1930, Einstein croyait avoir imaginé un moyen de mesurer simultanément l'énergie et le temps d'émission d'un photon avec une dispersion nulle de leurs valeurs. Bohr sut très vite trouver la faille dans le raisonnement d'Einstein : les opérations de pesée déterminant l'énergie du photon perturbaient de manière nécessaire et incontrôlable, *via* le champ de gravitation, le fonctionnement de l'horloge repérant le temps d'émission du photon (18).

(16) Bohr, art. cité, n. 6, 580 (la phrase citée a été rajoutée au texte original de la conférence de Côme); la version allemande (sans doute la plus exacte) se trouve dans *Naturwissenschaften*, 16 (1928), 245-257 et aussi dans *BCW* 6.

(17) Dans *BMSS* (AHQP).

(18) Voir *op. cit.*, n. 10 et A. Einstein, *Œuvres choisies, 1 : Quanta*, éd. par F. Balibar, O. Darrigol et B. Jech (Paris : Le Seuil, 1989), section 14.

Cette attaque d'Einstein visait non seulement l'interprétation de Bohr de la mécanique quantique, mais aussi les prédictions physiques de cette théorie. Par la suite, Einstein perdit l'ambition d'imaginer des expériences violant ces prédictions, mais il chercha à ruiner l'idée de Bohr selon laquelle les relations d'incertitude traduisaient une limite à la *définition* simultanée de deux quantités conjuguées (et non plus seulement à leur mesure). Tel est l'objet de l'argument EPR, selon lequel il existe des situations permettant de définir simultanément les attributs x et p_x d'un électron, dès lors que l'on adopte le critère de définition suivant : un attribut d'un système physique est défini si l'on peut déterminer sa valeur avec une précision arbitraire sans perturber ce système. En effet, on peut, sans violer le postulat quantique, préparer des paires d'électrons pour lesquelles les variables $x_1 - x_2$ et $p_{x_1} + p_{x_2}$ ont des valeurs définies; de telle sorte que la mesure de x_1 détermine x_2 et la mesure de p_{x_1} détermine p_{x_2} , sans que l'électron 2 soit aucunement perturbé (une représentation concrète — due à Bohr — d'un tel dispositif est donnée dans la figure 2). La mécanique quantique serait alors incomplète parce qu'elle ne donne pas de valeur définie au couple (x, p_x) , même dans ce cas (19).

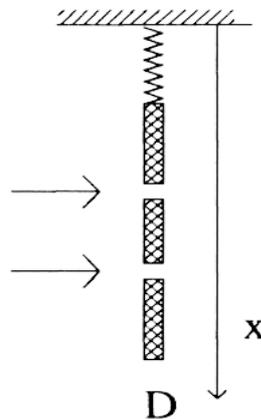


Fig. 2. — Modèle concret du dispositif EPR (d'après Bohr)

Les électrons arrivent deux par deux sur le diaphragme D avec une impulsion déterminée. L'impulsion de D suivant l'axe des x est mesurée exactement avant et après le passage de chaque paire d'électrons, ce qui donne, par bilan d'impulsion, la valeur $p_{x_1} + p_{x_2}$ de l'impulsion de la paire après son passage à travers D. La valeur de $x_1 - x_2$ immédiatement après ce passage est, quant à elle, déterminée par la rigidité du diaphragme.

(19) A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen, Can quantum-mechanical description of physical reality be considered as complete?, *PR*, 47 (1985), 577-580. Sur les origines de l'argument EPR, voir A. Einstein, *op. cit.*, n. 18, section 15.

Einstein, aussi perspicace qu'il fût, n'avait pas conscience que son critère de définition (on dit plus communément critère de réalité) contredisait les prédictions de la mécanique quantique. La démonstration la plus claire de ce fait est celle donnée par John Bell en 1964 (20). Bohr pressentit peut-être une incompatibilité de ce type; mais dans sa réplique à EPR il se contenta de jouer sur le mot « perturber », qui apparaît dans le critère de réalité d'Einstein. Suivant Einstein, des mesures effectuées dans la branche 1 du dispositif EPR ne sauraient perturber d'autres mesures effectuées dans la branche 2. Bohr ne conteste pas l'absence de perturbation physique classique dans cette situation; mais selon lui, le choix d'un type de mesure dans la branche 1 exerce « une influence sur les conditions définissant les types possibles de prédiction concernant le comportement futur du système ». Par exemple, si un dispositif de mesure de position est actif dans la branche 1, alors il est impossible de prédire quelle sera l'issue d'une mesure d'impulsion dans la branche 2. Bohr regarde cette impossibilité comme l'effet d'une perturbation de l'électron dans la branche 2, car, dit-il, les conditions de possibilité d'un type de mesure (ici celle d'impulsion dans la branche 2) « font partie intégrante de tout phénomène auquel le terme de “réalité physique” peut être attaché ». Par conséquent, le critère de réalité d'Einstein est impotent dans la situation d'EPR. En général, conclut Bohr, il ne permet pas de définir plus que la mécanique quantique ne peut prédire (21).

En fin de compte, dans le dispositif EPR tout autant que dans celui du microscope de Heisenberg, les types de prédiction du formalisme sont en harmonie avec les possibilités d'observation, comme l'énoncera Bohr de la manière la plus nette au Congrès Solvay de 1948 :

« A cet égard [en ce qui concerne la complétude] il est essentiel de noter que dans toute application bien définie de la mécanique quantique, il est nécessaire de spécifier tout le dispositif expérimental et qu'en particulier la possibilité de disposer des paramètres définissant le problème quanta-mécanique correspond exactement à la liberté que nous avons dans la construction et la manipulation des appareils de mesure, et qui n'est autre que la liberté de choisir entre les différents types complémentaires de phénomènes que nous souhaitons étudier. »

(20) J. S. Bell, On the Einstein Podolsky Rosen paradox, *Physics*, 1 (1964), 195-200.

(21) N. Bohr, Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?, *PR*, 48 (1935), 696-702 (également dans *BCW* 7, à paraître), ici 700.

Bohr n'en demande pas plus pour défendre l'adéquation de la mécanique quantique à son objet (22) :

« A mon avis il ne saurait y avoir d'autre moyen de juger un formalisme mathématique inadéquat, que de démontrer un désaccord de ses conséquences avec l'expérience ou de prouver que ses prédictions n'épuisent pas les possibilités d'observation. »

Le deuxième type d'attaque contre les relations d'incertitude vise la cohérence de la mécanique quantique, plus précisément celle de son extension relativiste. Nous verrons que Landau, Peierls et d'autres crurent prouver que l'application du postulat quantique (dans son énoncé semi-quantitatif) aux dispositifs de mesure relativistes imposait des limitations plus strictes à la mesure que ne le réclamait le formalisme : autrement dit, la mécanique quantique relativiste prédisait plus que l'expérience ne pouvait en principe déterminer, et ne faisait donc pas un usage cohérent du postulat quantique. Dans le cas du champ électromagnétique quantique — qui sera le seul traité ici — Bohr rétablit avec Rosenfeld l'harmonie perdue, en perfectionnant considérablement les dispositifs imaginaires de mesure de champ (23). Ce cas est considérablement plus difficile que celui des premières expériences de pensée de Heisenberg, comme le montre déjà l'expression formelle des relations d'incertitude pour le champ électromagnétique, laquelle dépend d'une manière complexe de la forme des domaines spatio-temporels de mesure. Dans le cas non relativiste, il suffisait, pour évaluer les possibilités de définition des grandeurs fondamentales, de se référer aux concepts élémentaires d'onde et de particule et

(22) N. Bohr, Some general remarks on the present situation in atomic physics, in *Les Particules élémentaires*, 8^e Congrès Solvay (octobre 1948), *Rapports et discussions* (Bruxelles, 1950), 15 ; Shilpp (ed.), *op. cit.*, n. 10, 229.

(23) Dans une profonde analyse des problèmes de mesurabilité des champs (Measurability problems in the quantum theory of fields, in B. d'Espagnat (ed.), *Foundations of quantum mechanics* (New York, 1971). [40^e cours « Enrico Fermi »]), J. Kalckar a décrit l'enjeu des études de mesurabilité (page 127) : « Measurability problems in the sense of quantum theory are consistency problems. The discussion of imaginary experiments provides a testing ground for the compatibility of concepts in situations which are simple enough to allow of a comprehensive analysis [...]. It is the purpose of the analysis to demonstrate the equivalence between definability and measurability of physical quantities. Thus, in the case of field measurements, the issue is the possibility of verification — at least in principle — of every unambiguous consequence of quantum field theory. Any discrepancy between definability and measurability would entail an unwarranted limitation in the possibilities to test the well-defined predictions of the theory, thereby violating the consistency of the description. »

à leur relation donnée par Einstein et de Broglie; dans le cas relativiste, il faut nécessairement faire appel au difficile formalisme de l'électrodynamique quantique. A cette occasion, le goût de Bohr pour les raisonnements élémentaires (mais profonds) a dû céder devant la nature du problème pour satisfaire à un enjeu supérieur : étendre la portée de la complémentarité en tant que garante de la cohérence et de la complétude des théories quantiques.

II. — LE PROBLÈME DE LA MESURABILITÉ DES CHAMPS QUANTIQUES

1 / Genèse

La théorie quantique des champs naquit presque en même temps que la mécanique quantique, en 1925-1929, grâce aux efforts de Jordan, Dirac, Heisenberg et Pauli. Après un premier succès retentissant, le calcul par Dirac en 1927 du couplage entre atomes et rayonnement, Bohr accueillit l'idée des champs quantiques comme un nouveau progrès des méthodes symboliques, comme une nouvelle preuve du caractère nécessairement complémentaire des descriptions de phénomènes quantiques. L'image classique du champ électromagnétique ne pouvait, pas plus que celle des corpuscules électrisés, être extrapolée au domaine quantique. Les symboles mathématiques devaient combler le vide créé par l'échec de toute visualisation des processus quantiques (24).

Toutefois Bohr ne prit pas la peine d'étudier en détail le formalisme des champs quantiques. Il se réjouissait de son existence sans s'inquiéter de son fonctionnement, et laissait aux jeunes héros de la révolution quantique le soin de développer ses conséquences. Par ailleurs, il gardait une sympathie certaine pour la vieille méthode

(24) Par exemple, pour le Congrès Solvay de 1927, Bohr écrivit : « Le renoncement à l'intuitivité dans l'espace et dans le temps qui caractérise cette façon [celle de Dirac] de traiter le problème [du rayonnement], fournit une indication impressionnante de la nature essentiellement complémentaire de la description dans la théorie des quanta. » (*Electrons et photons*, 5^e Congrès Solvay, *Rapports et discussions* (Paris, 1928), 241-242, également dans *BCW* 6.) Voir H. S. Kragh, *Dirac: a scientific biography* (Cambridge, 1990); O. Darrigol, La genèse du concept de champ quantique, *Annales de physique*, 9 (1984), 433-501 et *Id.*, The origin of quantized matter waves, *HSPS*, 16 : 2 (1986), 197-253.

de correspondance, qui considérait le champ électromagnétique comme le moyen, *a priori* classique, de définir les propriétés des systèmes atomiques. Son adhésion à l'idée des champs quantiques n'était que fragile, et ne résista pas à l'évolution catastrophique du formalisme, quand apparurent en 1928-1929 infinités et énergies négatives (25).

A l'occasion du Congrès Solvay de 1930 la plupart des créateurs de la mécanique quantique se trouvèrent rassemblés. Bien que le magnétisme fût le thème officiel, les difficultés très préoccupantes des théories quantiques relativistes animèrent les discussions de couloir. Heisenberg et Pauli avaient dès l'année précédente mesuré toute l'ampleur du problème des infinis qui minait l'électrodynamique quantique. Par exemple, d'après un calcul d'Oppenheimer, les niveaux atomiques se trouvaient déplacés indéfiniment sous l'effet de la réaction du champ quantique électromagnétique. Par ailleurs Dirac avait montré que son équation relativiste de l'électron (1928) impliquait une chute catastrophique de tous les électrons de l'univers vers des abysses d'énergie négative. Le remède qu'il proposa à la fin de 1929, l'idée que dans le vide tous les états quantiques d'énergie négative étaient déjà remplis, suscita plus de méfiance que d'intérêt, surtout de la part des physiciens de Copenhague (26).

La discussion de ces difficultés fondamentales au Congrès Solvay de 1930 fut dominée par le point de vue de Bohr, selon lequel l'ampleur des problèmes et la nature de leur solution devaient être révélées par une critique des concepts de base des théories menacées, par une évaluation de leurs possibilités de définition et d'observation. Par exemple, Bohr assimilait le problème des solutions d'énergie négative de l'équation de Dirac à une limitation fondamentale des concepts d'énergie et de potentiel (champ statique). Il tirait cette conviction de son analyse du paradoxe de Klein : la transparence absurde d'une marche de potentiel plus haute que $2mc^2$ découverte par Klein s'expliquait, pensait-il, par l'impossibilité de réaliser cette marche de potentiel à l'aide d'empilements

(25) Voir note 32 ci-après.

(26) Pour les infinis, voir Darrigol, art. cités, n. 24. Pour les énergies négatives, voir Kragh, *op. cit.*, n. 24, chap. 3 ; D. F. Moyer, Origins of Dirac's electron, 1925-1928, *American Journal of physics*, 49 (1981), 944-949 ; *Id.*, Evaluations of Dirac's electron, *ibid.*, 1055-1062 ; *Id.*, Vindication of Dirac's electron, *ibid.*, 1120-1125 et O. Darrigol, La complémentarité comme argument d'autorité (1927-1934), *RHS*, 38 (1985), 309-323.

d'électrons sans faire déjà intervenir le paradoxe (dans les termes de Bohr, « les électrons de l'empilement sont tout aussi malheureux que l'électron incident »); et il concluait : « L'élimination de cette difficulté devrait passer par une limitation essentielle du concept de champ (27). »

Le principal message de Bohr : « On ne peut juger la cohérence de la méthode symbolique qu'en examinant les limites d'observabilité au sens usuel », fut entendu par le jeune et brillant physicien soviétique Lev Landau. Celui-ci, lors d'une courte visite à Copenhague à la mi-novembre 1930, osa quelques réflexions sur les possibilités de mesure en mécanique quantique relativiste. Bohr s'employa alors à lui montrer la faiblesse des remarques que Heisenberg, Jordan et Fock avaient déjà faites sur ce terrain dangereux (28).

De nouvelles relations de Heisenberg

Heisenberg, le premier, avait réfléchi au problème des mesures de champ à l'occasion des leçons de Chicago du printemps 1929. Comme nous l'avons vu dans son analyse du microscope à rayons γ , il tendait à privilégier le point de vue corpusculaire et discontinuiste au détriment du point de vue ondulatoire. Bohr l'avait, non sans mal, convaincu que l'évaluation des limites du point de vue corpusculaire faisait nécessairement appel à la théorie ondulatoire. Mais alors il devenait important pour Heisenberg de montrer qu'en retour le domaine d'application du concept de champ électromagnétique devait être limité par l'existence des aspects corpusculaires. Il donna de nouvelles relations d'incertitude $\Delta \bar{E}_x \Delta \bar{H}_y \geq hc/(\delta l)^4$ pour les champs électrique \bar{E}_x et magnétique \bar{H}_y , moyennés sur un même domaine d'extension δl , avec trois types de preuve, comme dans le cas des mesures de position d'une particule. La première preuve, à la manière de Bohr, est

(27) O. Klein, Die Reflexion von Elektronen an einem Potentialsprung nach der relativistischen Dynamik von Dirac, *ZP*, 53 (1929), 157-165. Citations extraites des notes de Kramers au Congrès Solvay de 1930, BMSS (AHQP), et d'un manuscrit daté du 29 octobre 1930, *ibid.*; voir aussi Bohr à Dirac, 24 septembre 1929 et 5 décembre 1929 (AHQP) et N. Bohr, Atomic stability and conservation laws, in *Convegno di fisica nucleare* (oct. 1931), *Atti* (Rome : Fondazione A. Volta, Accademia dei Lincei, 1932), 119-130, également dans *BCW* 9.

(28) Citation de Bohr dans « Space-time and conservation laws », manuscrit daté du 13 novembre 1930, BMSS (AHQP); à propos de la visite de Landau, voir Bohr à Heisenberg, 19 novembre (lettre non expédiée) et 8 décembre 1930 (AHQP).

fondée sur la dualité onde-corpuscule : les caractéristiques corpusculaires et ondulatoires du rayonnement ne sont compatibles dans le domaine δl que dans la mesure où les expressions classiques de l'énergie et de l'impulsion dans ce domaine ne sont définies qu'à, respectivement, $h\nu$ et $h\nu/c$ près, où ν est prise égale à $c/\delta l$, la plus grande fréquence appréciable dans une moyenne sur l'extension δl . Dans la preuve suivante, le formalisme de la mécanique quantique est appliqué à un système dynamique constitué par le champ électromagnétique sur un réseau discret (pour des raisons pédagogiques Heisenberg n'utilise pas le formalisme plus exact de l'électrodynamique quantique). Enfin vient la preuve par expérience de pensée, une mesure simultanée de \bar{E}_x et \bar{H}_y par déflexion à la traversée du volume $(\delta l)^3$ de rayons cathodiques eux-mêmes soumis à la dualité onde-corpuscule (29).

Bohr approuva la tendance générale de ces remarques de Heisenberg, puisqu'elles limitaient la définition des concepts classiques à la manière de la complémentarité. Mais il n'est guère de tentative d'établir de nouvelles relations d'incertitude (ou d'en violer d'anciennes) qu'il n'ait rejetée, tant sa virtuosité en ce domaine dépassait celle de ses collègues. Heisenberg, écrivit Bohr après la visite de Landau, aurait dû tenir compte non seulement de l'extension spatiale des mesures de champ, mais aussi de leur durée, essentielle dans l'appréciation du rôle des fluctuations quantiques du champ. Les champs statiques, pour lesquels le temps de mesure peut être pris arbitrairement long, n'étaient en fait soumis à aucune incertitude, circonstance fort heureuse, soulignait Bohr, si l'on voulait justifier l'usage du concept de champ statique (coulombien) dans la mécanique des atomes. Du reste, même dans le cas de champs non-statiques, écrivit Bohr un peu plus tard (le 8 décembre), on pouvait imaginer des mesures simultanées de \bar{E}_x et \bar{H}_y par des dispositifs compatibles comme une balance de torsion de Coulomb et un aimant. L'article de Bohr-Rosenfeld, on le verra, contient la preuve rigoureuse que $\Delta\bar{E}_x\Delta\bar{H}_y = 0$ si \bar{E}_x et \bar{H}_y sont mesurés dans le même domaine, contrairement aux raisonnements initiaux de Heisenberg (30).

(29) W. Heisenberg, *The physical principles of the quantum theory* (Chicago, 1930), 48-54.

(30) Bohr à Heisenberg, 19 novembre, 8 décembre et 25 décembre 1930 (AHQP); à propos de la virtuosité de Bohr en matière de relations d'incertitude, voir O. Darrigol, A history of the question: can free electrons be polarized?, *HSPS*, 15 : 1 (1984), 39-79.

Les limites de Jordan et Fock

Bohr critiqua Jordan et Fock encore plus sévèrement quand ceux-ci publièrent en novembre 1930 une nouvelle estimation des incertitudes affectant les mesures de champ. Partant du principe que les mesures optimales de champ se faisaient à l'aide d'électrons ou de protons, ces auteurs obtinrent entre autres la relation $\Delta E_x \Delta x \Delta t \geq h/e$ pour une mesure effectuée sur un temps Δt et sur un domaine de largeur Δx , comme simple conséquence des équations $-eE_x = \delta p_x / \delta t$ et $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar$. Cette relation concernait des mesures simples (contrairement aux mesures doubles de Heisenberg) et faisait intervenir la charge élémentaire e , ce qui fit écrire à Jordan et Fock que le formalisme des champs quantiques ne serait en mesure de reproduire ces incertitudes qu'après que le problème de la valeur de e (en fonction de $\sqrt{\hbar c}$) ait été résolu (31).

Bohr protesta vigoureusement : les limitations des mesures de champ devaient être une simple conséquence, comme c'est déjà le cas pour les mesures d'impulsion et de position, de l'introduction du quantum d'action h à travers le postulat quantique. Les caractéristiques des particules élémentaires, masse et charge de l'électron et du proton, ne devaient donc pas figurer dans les expériences de pensée servant à mesurer les champs. Au contraire, dans la recherche de mesures optimales, on devait exploiter la possibilité de charges plus élevées que celles d'un électron ou d'un proton. Cette indépendance du concept de champ électromagnétique par rapport à l'atomicité de la matière est à la base même de l'analyse ultérieure de Bohr-Rosenfeld (32).

Première incertitude de Bohr

La limite de mesure de h/e de Jordan et Fock disparaissait à condition de substituer à e une charge q suffisamment grande. Le seul effet susceptible de limiter les mesures de champ devait être, expliqua Bohr à Landau, le freinage du corps d'épreuve par rayonnement. En effet si la mesure de l'impulsion du corps d'épreuve prend un temps inférieur au temps δt de son exposition au champ mesuré et si la position de ce corps change de δx sous

(31) P. Jordan et V. Fock, *Neue Unbestimmtheitseigenschaften des elektromagnetischen Feldes*, *ZP*, 66 (1930), 206-209.

(32) Bohr à Heisenberg, 8 décembre 1930 (AHQP).

l'effet de cette mesure, il subit une accélération au moins égale à $\delta x/(\delta t)^2$, et une perte d'impulsion par rayonnement $\delta_R p_x \geq (q^2/c^3)\delta x/(\delta t)^2$. Par ailleurs, le déplacement δx ne saurait être contrôlé à mieux que $\hbar/\Delta p_x$ si Δp_x représente la précision de la mesure d'impulsion; la perte par rayonnement n'est donc pas contrôlable à mieux que $q^2\hbar/c^3\Delta p_x(\delta t)^2$. Il en résulte que $(\Delta p_x)^2 \geq q^2\hbar/c^3(\delta t)^2$. Par définition de \bar{E}_x , on a $q\bar{E}_x\delta t = \delta p_x$, où δp_x est la variation d'impulsion durant l'exposition au champ, ce qui implique $q\Delta\bar{E}_x\delta t = \Delta p_x$. D'où la limite aux mesures de champ électrique (33) :

$$(\Delta\bar{E}_x)^2 \geq \frac{\hbar}{c^3} \frac{1}{(\delta t)^4}.$$

A ce moment-là Bohr ne fit pas de commentaire précis sur la signification de ce résultat. Il se contenta de remarquer que dans le cas d'une onde progressive pour laquelle une latitude δt sur le temps de mesure correspond à une extension spatiale $\delta l = c\delta t$ du domaine de mesure (puisque les variations spatiales sont homothétiques aux variations temporelles), on a $(\Delta\bar{E}_x)^2 \geq \hbar c/(\delta l)^4$, résultat déjà obtenu par Landau et Peierls (mais non encore publié) à partir du formalisme de l'électrodynamique quantique. A la fin de l'année 1930, il rapporta ces considérations à Heisenberg avec le commentaire suivant : « Cependant les relations entre possibilités de mesure et électrodynamique quantique ne me sont pas claires, car je ne comprends pas quelles conditions de définition et de mesure résultent de la théorie (34). »

Retour de Bohr au champ classique

Cette question devient futile si l'on abandonne les champs quantiques et revient au statut classique *a priori* du champ électromagnétique recommandé par la méthode de correspondance. Tel est le penchant de Bohr à cette date : « Une telle réaction semblera peut-être déraisonnable, mais le concept de champ m'apparaît de plus en plus comme un concept purement classique dont on peut juger au premier abord l'application symbolique en théorie atomique à partir de l'échec de la théorie classique dans la description des sources de champ. »

(33) *Ibid.*

(34) Bohr à Heisenberg, 25 décembre 1930 (AHQP).

Plus explicitement, Bohr avait dicté quelques jours plus tôt le texte suivant à Casimir :

« 1. Le concept de champ électromagnétique est un *concept purement classique* qui par conséquent ne peut être utilisé strictement que pour *donner les conditions* dans lesquelles les effets quanta-mécaniques ont lieu.

« 2. L'application *non contradictoire* de ce concept exige cependant des conditions pour que la présence du champ *ne soit pas en contradiction* avec la description quanta-mécanique [de la matière chargée] (paradoxe de Klein).

« 3. Dans ces conditions la quantification du champ apparaît "*problématique*".

« 4. Le problème de la mesure du champ électromagnétique est aussi obscur, car d'après l'usage que la théorie quantique fait des champs, ceux-ci sont déterminés de manière purement classique au moyen de la description des "*sources de champ*". »

En somme, tant l'esprit de la méthode de correspondance que les difficultés de la notion de champ dans le domaine relativiste obscurcissaient les possibilités de définition et de mesure des champs (35).

Les limites de Landau et Peierls

Bien que cette position de Bohr fût pour le moins vague, Landau, dès son retour à Zurich, poursuivit avec Peierls l'analyse des possibilités de mesure en mécanique quantique relativiste et envoya dès le mois de janvier à Bohr et à Heisenberg un manuscrit contenant des conclusions d'allure définitive. En ce qui concerne les mesures de champ, ce manuscrit généralisait l'argument de Bohr sur le freinage de rayonnement du corps d'épreuve, pour aboutir aux relations :

$$(\Delta \bar{E}_x)^2 \gtrsim \frac{hc}{(c\delta t)^4}, \quad (\Delta H_x)^2 \gtrsim \frac{hc}{(c\delta t)^4},$$

$$\Delta \bar{E}_x \Delta \bar{H}_y \gtrsim hc / (c\delta t)^2 (\delta l)^2, \text{ etc.}$$

Pour des mesures « instantanées », (temps de mesure négligeable devant le temps caractéristique d'évolution du champ), on a $\delta l \gg c\delta t$; le second membre de la troisième inégalité est donc négligeable devant celui des deux premières, ce qui signifie que les fluctuations des mesures individuelles de champ masquent complètement

(35) *Ibid.*; manuscrit daté du 10 décembre 1930 (écriture de Casimir), BMSS (AHQP).

l'effet typiquement quantique de perturbation réciproque des mesures doubles. D'où la conclusion de Landau et Peierls : « Dans le domaine quanta-mécanique [pour lequel il y a interférence des mesures doubles] les champs ne sont pas du tout mesurables. » Ce résultat, ajoutaient-ils, n'avait rien de surprenant, eu égard aux fluctuations infinies des champs quantiques dans le vide prévues par le formalisme (36).

L'existence de limites aux mesures simples de champ contredisait un critère d'application de la mécanique quantique introduit au début du manuscrit, celui de la prédictibilité (*Voraussagbarkeit*) des mesures des propriétés d'un système : il fallait que pour tout résultat possible de mesure il existât une manière de préparer le système telle que ce résultat soit atteint de manière certaine (ce qui correspond à l'existence d'« états propres » du système par rapport à l'opérateur associé à la grandeur mesurée). Sans cela, le formalisme de la mécanique quantique, par exemple la notion de fonction d'onde, affirmaient Landau et Peierls, perdait toute signification (37).

Heisenberg les félicita :

« Merci beaucoup pour votre intéressant travail, dont la tendance m'est extraordinairement sympathique. Pour moi il est évident — et votre beau travail le montre explicitement — que dans la mécanique quantique actuelle des effets relativistes, on introduit subrepticement beaucoup trop d'« inobservables » et qu'on ne devrait pas se plaindre des divers malheurs qui s'ensuivent. »

Mais certaines insuffisances ne lui échappèrent pas. Par exemple, généralisant la remarque de Bohr sur les champs statiques, il nota que, d'après le formalisme du champ quantique libre, les moyennes temporelles des champs en divers points de l'espace (en représentation de Heisenberg) commutent toujours et que par conséquent des mesures de champ sur des temps très longs ne sauraient interférer (38).

Bohr estima aussi que le problème nécessitait plus ample discussion avant publication. Il obtint vraisemblablement de Landau, au cours d'une seconde visite à Copenhague au mois de février,

(36) L. Landau and R. Peierls, Erweiterung des Unbestimmtheitsprinzips für die relativistische Quantentheorie, *ZP*, 69 (1931), 56-69, ici 63.

(37) *Ibid.*, 57-58.

(38) Citation prise dans Heisenberg à Landau et Peierls, 26 janvier 1931 (AHQP); Heisenberg à Bohr, 23 janvier 1931 (AHQP).



Fig. 3. — *Le dialogue Bohr-Landau vu par Gamow (Thirty years that shook physics (New York, 1966), 200)*

quelques modifications du texte, en particulier à propos des champs statiques. Mais ce ne fut qu'au prix de discussions plutôt tendues, si l'on en croît le compte rendu de Rosenfeld (39) :

« Quand j'arrivai à l'Institut [de Copenhague] le dernier jour de février 1931 pour mon séjour annuel, la première personne que je vis fut Gamow. Comme je lui demandai les nouvelles, il répondit à sa manière pittoresque en me montrant un joli dessin à l'encre qu'il venait juste d'achever [voir fig. 3]. On y voyait Landau ficelé à une chaise et bâillonné tandis que Bohr, debout devant lui et le doigt pointé vers le haut, disait : "Bitte, bitte Landau, muss ich [un danicisme familier de Bohr pour "darf ich", explique Rosenfeld] nur ein Wort sagen?" J'appris que Landau et Peierls étaient arrivés quelques jours auparavant avec un nouveau manuscrit qu'ils souhaitaient montrer à Bohr, "mais" (ajouta Gamow d'un air détaché) "il ne semble pas approuver, et voilà à quelles discussions le temps a passé". Peierls était parti la veille "dans un état d'épuisement total", dit Gamow. Landau resta quelques semaines de plus, et j'eus l'occasion de vérifier que le compte rendu de Gamow n'était pas plus exagéré qu'on ne le concède à l'imagination artistique. »

La critique de Landau-Peierls

Bohr approuva pour quelque temps les relations d'incertitude de Landau et Peierls (il en avait donné lui-même le fondement), mais

(39) Bohr à Heisenberg, 30 janvier 1931 ; L. Rosenfeld, *On quantum electrodynamics*, in W. Pauli (ed.), *Niels Bohr and the development of physics* (Oxford, 1955), 70-95, ici 70.

il n'accepta pas la conclusion selon laquelle la notion de champ quantique sortait du domaine légitime d'application de la mécanique quantique. Alors qu'en décembre 1930 il doutait de la pertinence du concept de champ quantique, dès mars 1931, reconnaissant la faiblesse de ses objections à cette notion, il s'attacha au contraire à montrer que la quantification du champ électromagnétique libre était tout aussi légitime que celle des atomes. Il écrivit alors à Pauli (40) :

« Durant ces derniers mois j'ai beaucoup réfléchi aux problèmes généraux dont j'ai tant parlé lors de ces dernières années et je crois que je suis tant bien que mal arrivé à un point de vue plus défendable et aussi, je l'espère, plus fructueux, sur l'état des problèmes; ce point de vue diffère autant qu'il se peut du scepticisme à mon avis infondé de Peierls et Landau. »

Il expliqua à Heisenberg que l'hypothèse de « prédictibilité » qui fondait la conclusion catastrophiste de Landau et Peierls n'était pas indispensable, même dans le cas de la mécanique quantique non-relativiste. En effet il n'est pas nécessaire, pour qu'on puisse définir une fonction d'onde, que tous les opérateurs de la théorie soient associés à des mesures prédictibles; on pourrait encore convenir que la distribution des résultats d'une mesure « floue » indéfiniment répétée donnerait la densité de la fonction d'onde. En admettant ici (momentanément) une telle extension de l'interprétation de la fonction d'onde, il pourrait sembler que Bohr ait alors abandonné le principe de l'harmonie entre types de prédictions du formalisme (lequel admet des “états propres” de mesure) et possibilités de mesure (lesquelles seraient toujours statistiques), harmonie que son travail avec Rosenfeld cherchera à rétablir. Mais la lettre à Heisenberg contenant le point de vue précédent est trop vague pour pouvoir en décider. Il se peut aussi que Bohr ait implicitement admis à cette occasion que les “états propres” de certains opérateurs comme les opérateurs-champ étaient *a priori* exclus du formalisme, de telle sorte que les mesures associées présentaient toujours une dispersion statistique. Nous reviendrons plus tard sur ce point délicat, à l'occasion de la discussion des fluctuations quantiques du champ électromagnétique par Bohr-Rosenfeld (41).

(40) Bohr à Pauli, 21 mars 1931 (PB, # 270).

(41) Heisenberg à Pauli, 12 mars 1931 (AHQP).

En juillet 1931, à l'école d'été de Ann Arbor, Pauli avait prévu d'exposer les résultats de Landau et Peierls. A cette occasion, il avança que les inégalités de Landau et Peierls ne sauraient être exactes, puisqu'au moins en première approximation, l'énergie rayonnée par la charge d'épreuve devait pouvoir être mesurée alors que dans les raisonnements de Bohr, Landau et Peierls à ce sujet elle était considérée comme totalement incontrôlable. En réalité l'analyse ultime de Bohr-Rosenfeld montrera qu'un tel contrôle de l'énergie rayonnée n'est pas possible, ne serait-ce que parce qu'on ne peut séparer les contributions venant des deux mesures d'impulsion (avant et après l'action du champ extérieur sur le corps d'épreuve). Il n'en reste pas moins que la valeur de cette énergie rayonnée, même si elle est incontrôlable, peut être minimisée si l'on ne se limite pas à des charges d'épreuve ponctuelles et si l'on ne commet pas l'erreur d'identifier l'incertitude sur la position de ces charges et l'extension spatiale du domaine d'observation. Ainsi les relations de Landau-Peierls, bien que la constante e n'intervînt pas dans leur expression finale, restaient liées à la conception atomistique de la matière (42).

La collaboration de Bohr et Rosenfeld

Peu après son arrivée à Copenhague, Rosenfeld était devenu un collaborateur « excellent et compréhensif » de Bohr. Il était déjà un expert en matière de théorie quantique des champs si bien qu'à partir de septembre 1932 Bohr décida de l'employer pour examiner la question des mesures de champ. Le disciple commença par enseigner au Maître le formalisme de l'électrodynamique quantique mais les rôles furent bientôt inversés, et Bohr fit quelques remarques essentielles sur le contenu même du formalisme. En particulier il nota qu'en raison de leur singularité mathématique, les champs quantiques \mathbf{E} et \mathbf{B} n'avaient pas de signification physique directe mais que seules des valeurs moyennes sur des domaines spatio-temporels avaient une signification (43).

A cette propriété du formalisme correspondait la nécessité, déjà reconnue par Bohr dans sa critique de Heisenberg, de tenir compte

(42) Pauli à Peierls, 3 juillet 1931 (*PB*, # 281); voir aussi W. Pauli, Die allgemeinen Prinzipien der Quantenmechanik, *Handbuch der Physik*, 24 : 1 (Berlin, 1933), 257.

(43) Bohr à Pauli, 21 mars 1931 (*PB*, # 270); voir aussi Rosenfeld, art. cité, n. 39 et interview AHQP par T. S. Kuhn et J. L. Heilbron (1963).

du temps de mesure dans l'analyse des moyens d'observation, et aussi le recours à des charges d'épreuve étendues. Comme Bohr l'avait remarqué dans sa critique de Jordan-Fock, le problème de la mesure du champ électromagnétique devait être *a priori* indépendant de la structure atomistique de la matière, puisque celle-ci n'apparaît pas dans la notion de champ électromagnétique libre obtenue par simple quantification du champ de Maxwell. Ainsi il n'y avait aucune raison de limiter les corps d'épreuve à des charges ponctuelles. Au contraire, pour une mesure optimale de champ on devait faire appel à des charges étendues (et neutralisées avant et après la mesure) pour lesquelles le rayonnement parasite est très inférieur à celui donné par la formule de Larmor (valable seulement pour les charges ponctuelles) [44].

Nous allons maintenant suivre le plan de Bohr-Rosenfeld, puisqu'il respecte *grosso modo* la progression historique des idées, tout en précisant au fur et à mesure avec quelles surprises et au prix de quels efforts les différents résultats furent obtenus.

2 / La question de la mesurabilité des champs électromagnétiques (45)

Le but du travail de Bohr et Rosenfeld était de comparer les prédictions du formalisme du champ quantique électromagnétique libre avec les possibilités de mesure effectives des champs : « Notre devoir sera d'examiner dans quelle mesure les limitations complémentaires de la mesure des champs définies [par la théorie] s'accordent avec les possibilités physiques de mesure. »

Jusqu'au dernier moment (avril 1933) Bohr ne connut pas l'issue définitive de cette comparaison. Il pouvait se faire que l'harmonie fût complète, ou qu'au contraire la conclusion pessimiste de Landau-Peierls s'avérât juste. Bohr n'avait pas, selon Rosenfeld, de « préférence émotionnelle » pour l'une ou l'autre de ces alternatives. Dans le premier cas, il obtiendrait certes un nouveau succès spectaculaire de la conception complémentaire de la mesure en méca-

(44) Voir ci-dessus, n. 28.

(45) N. Bohr et L. Rosenfeld, Zur Frage der Messbarkeit der elektromagnetischen Feldgrößen, Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskabs, *Mathematisk-fysiske Meddeleser*, série 12, n° 8 (1933), 65 p.; traduit par A. Petersen : On the question of the measurability of electromagnetic field quantities, in R. S. Cohen and J. J. Stachel (eds), *Selected papers by Leon Rosenfeld* (Dordrecht, 1979), 357-400, également dans J. A. Wheeler and W. H. Zurek (eds), *Quantum theory and measurement* (Princeton, 1983), et *BCW 7* (à paraître).

nique quantique, mais dans l'autre cas il verrait sans regret s'effondrer le concept hautement mathématique de champ quantique (46).

Prédictions de la théorie quantique électromagnétique

Comme Rosenfeld le montra à Bohr, la quantification du champ électromagnétique en représentation de Heisenberg conduisait aux relations de commutation de Jordan-Pauli pour le champ $F_{\mu\nu}$ (dont les composantes donnent \mathbf{E} et \mathbf{B}), lesquelles s'obtiennent immédiatement à partir de :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad \text{et} \quad [A_\mu, A_\nu] = i\hbar g_{\mu\nu} D(x - x').$$

D est la fonction invariante de Jordan-Pauli, reliée à la fonction de Green retardée D_r de l'opérateur d'ondes (d'Alembertien) par la formule :

$$D(x - x') = -D_r(x - x') + D_r(x' - x).$$

Comme l'expression de D fait intervenir une fonction δ , les relations de commutation de $F_{\mu\nu}$ font intervenir une fonction δ' . Par conséquent celles-ci n'ont de sens physique qu'après qu'on a effectué une moyenne $\bar{F}_{\mu\nu}$ sur un domaine d'espace-temps d'extension finie. Ceci fait, appliquant la relation générale entre commutateur et produit des écarts moyens, on obtient les relations d'incertitude *minimale* relatives aux domaines I et II sous la forme :

$$\begin{aligned} \Delta \bar{E}_x^I \Delta \bar{E}_x^{II} &\sim h \left| \bar{A}_{xx}^{I,II} - \bar{A}_{xx}^{II,I} \right| \\ \Delta \bar{E}_x^I \Delta \bar{E}_y^{II} &\sim h \left| \bar{A}_{xy}^{I,II} - \bar{A}_{xy}^{II,I} \right| \\ \Delta \bar{E}_x^I \Delta \bar{H}_x^{II} &= 0, \quad \Delta \bar{E}_x^I \Delta \bar{H}_y^{II} \sim h \left| \bar{B}_{xy}^{I,II} - \bar{B}_{xy}^{II,I} \right|. \end{aligned}$$

Les \bar{A} et les \bar{B} désignent des moyennes doubles de dérivées secondes de D_r (47).

La première surprise de Bohr résulta de la forme de la dernière relation, qui implique que lorsque I et II coïncident, $\Delta \bar{E}_x \Delta \bar{H}_y = 0$ contrairement à la relation correspondante de Heisenberg. En fait la déduction formelle de Heisenberg était fautive car elle utilisait les valeurs instantanées des champs, pour lesquelles la distribution δ' introduit une ambiguïté dans les relations de commutation (48).

(46) Bohr et Rosenfeld, Zur Frage..., art. cité n. 45, 5 ; Rosenfeld, interview AHQP citée n. 43.

(47) Bohr et Rosenfeld, Zur Frage..., art. cité n. 45, 9-11.

(48) *Ibid.*, 13.

Une remarque plus fondamentale concerne la généralisation nécessaire de la notion de mesure en mécanique quantique. La mécanique quantique non relativiste se contente en général d'établir des corrélations entre mesures instantanées, si bien que l'on peut toujours ordonner ces mesures dans le temps. Dans le cas de mesures de moyennes temporelles, cette possibilité disparaît (49).

Une autre caractéristique essentielle du formalisme est l'existence de fluctuations quantiques du champ dans le vide (état à zéro photon). Le calcul donne pour un domaine d'extension spatiale L et une durée de mesure T :

$$\Delta_0 \bar{E} \sim \frac{\sqrt{\hbar c}}{LcT} \quad \text{pour } L < cT,$$

$$\Delta_0 \bar{E} \sim \frac{\sqrt{\hbar c}}{L^2} \quad \text{pour } L > cT.$$

Ces fluctuations sont encore plus grandes pour un état de nombre de photons défini et non nul (mais elles peuvent être réduites à zéro en prenant pour état un vecteur propre de \bar{E}). Cependant, le résultat le plus étonnant — Heisenberg ne crut pas Rosenfeld quand il le lui annonça — est que les fluctuations dans tout état du champ produit par des sources classiques (états « cohérents » ou « quasi-classiques » dans la terminologie moderne) sont exactement égales aux fluctuations du vide (50).

Comme on peut déjà le deviner, l'interprétation des fluctuations du vide constituera le point le plus délicat de l'analyse de Bohr-Rosenfeld. Restant pour le moment dans le cadre formel, on peut déjà comparer l'ordre de grandeur de ces fluctuations du vide (Δ_0) avec celui ($\Delta\Delta$) des seconds membres des relations d'incertitude. Bohr et Rosenfeld donnent aux dimensions des deux domaines et aussi à leur séparation le même ordre de grandeur (L pour les longueurs et T pour les temps) et trouvent :

$$\Delta\Delta/\Delta_0^2 \sim 1 \quad \text{si } L < cT, \quad \Delta\Delta/\Delta_0^2 \sim L/cT \quad \text{si } L > cT.$$

Dans le premier cas ($L < cT$), les corrélations quantiques entre deux mesures n'excèdent pas les fluctuations du vide. Le risque

(49) *Ibid.*, 6 et 57.

(50) *Ibid.*, 16-19; Rosenfeld, interview AHQP citée n. 43.

est donc grand que ces fluctuations masquent complètement la non-commutativité du champ, et que la conclusion pessimiste de Landau et Peierls soit justifiée. Mais ce cas est sans grand intérêt physique, puisqu'alors le champ a le temps de se propager d'un bout à l'autre du corps d'épreuve pendant le temps de mesure. Dans le second cas ($L > cT$), tendant vers les mesures instantanées, selon Bohr et Rosenfeld, la non-commutation domine largement les fluctuations, et rien ne semble compromettre la possibilité de tester les relations d'incertitude dérivées du formalisme (51).

Malheureusement, l'estimation du champ critique $\sqrt{\Delta\Delta}$ par Bohr et Rosenfeld était inexacte. Comme l'a prouvé en 1951 un étudiant de Rosenfeld, E. Corinaldesi, le champ critique est toujours dominé par les fluctuations du vide, quel que soit l'ordre de grandeur relatif de L et T . En conséquence la validité des conclusions de Bohr et Rosenfeld dépend du statut qu'ils accordent aux fluctuations du vide, même dans le cas « intéressant » $L > cT$. Nous reviendrons bientôt sur ce statut (52).

Dispositifs de mesure

Le formalisme quantique électromagnétique s'applique à des mesures de champ définies en termes de théorie classique. Par conséquent, pense Bohr, les possibilités de mesure doivent directement découler d'une analyse des dispositifs idéaux classiques (définissant le concept de champ électromagnétique) et de leurs limitations du fait de l'existence du quantum d'action. Le dispositif de mesure de champ le plus simple et le moins perturbant que l'on puisse imaginer est un corps de charge répartie sur un volume $V = L^3$ avec une densité uniforme ρ , et initialement attaché à un corps neutralisant par des liens dissolubles. Pour effectuer la mesure de \vec{E}_x , on libère les liens, mesure aussitôt l'impulsion p'_x du corps, la mesure de nouveau au bout du temps T , ce qui donne la valeur p''_x , et enfin on rétablit les liens avec le corps neutralisant. On suppose de plus que le corps est suffisamment

(51) Bohr et Rosenfeld, *ibid.*, 18.

(52) E. Corinaldesi, Some aspects of the problem of measurability in quantum electrodynamics, *Nuovo Cimento*, 10 (1953), suppl. 2, 83-100. Curieusement, personne ne semble avoir détecté l'erreur de calcul de Bohr et Rosenfeld avant Corinaldesi. Plus bizarrement encore, Rosenfeld et Kalckar ne font pas mention de cette erreur dans leurs commentaires de 1955 et 1971 (cf. réf. citées n. 39 et n. 23), bien qu'ils citent le travail de Corinaldesi pour d'autres raisons.

lourd pour que sa position durant l'exposition au champ ne change guère. Alors, par définition de \bar{E}_x , $p_x'' - p_x' = \rho \bar{E}_x VT$ (53).

La mesure d'impulsion ne peut être effectuée avec une précision illimitée. En effet, le déplacement incontrôlable δx créé par la première mesure d'impulsion doit être négligeable devant L pour que l'on sache où l'on mesure le champ, ce qui implique $\Delta p_x' \gg h/L$. Il en résulte que l'incertitude $\Delta_1 \bar{E}_x$ sur \bar{E}_x liée aux mesures d'impulsion est au moins égale à $h/\rho LVT$. Mais cette limite peut être rendue aussi petite que l'on veut si l'on prend ρ suffisamment grande. Bohr et Rosenfeld donnent une estimation de la valeur minimale de ρ , obtenue en exigeant que la précision de la mesure de \bar{E}_x permette la vérification des relations d'incertitude du formalisme. Alors $\Delta_1 \bar{E}_x$ doit être négligeable devant le champ critique $\sqrt{h/L^3 T}$, qui donne l'ordre de grandeur de la racine carrée du second membre des relations d'incertitude déduites du formalisme dans le cas « intéressant » (voir le paragraphe précédent) $L > cT$. Notons que l'erreur de Bohr-Rosenfeld dans l'évaluation de ce champ critique n'affecte pas la condition sur ρ , car le vrai champ critique $c\sqrt{hT/L^5}$ est inférieur à $\sqrt{h/L^3 T}$. La condition sur ρ s'écrit $h/\rho LVT \ll \sqrt{h/L^3 T}$ ou, compte tenu que $L > cT$, $\rho V \gg e\sqrt{hc}/e^2$, ce qui signifie que le corps d'épreuve contient nécessairement un grand nombre de charges élémentaires (54).

Pour que tienne le raisonnement précédent, il faut que l'incertitude minimale Δp_x sur les mesures d'impulsion du corps d'épreuve soit effectivement donnée par la formule de Heisenberg $\Delta p_x \delta x \sim h$. Une première condition est que la perte d'impulsion par rayonnement soit négligeable devant $h/\delta x$. Cette perte (contrairement au cas des charges ponctuelles de Landau-Peierls, pour lequel δx apparaît au dénominateur) est de l'ordre de $\rho^2 V \delta x \delta t$ où δt désigne le temps de la mesure d'impulsion. Elle s'annule pour les mesures instantanées d'impulsion et ne fait donc pas problème (55).

Une fois éliminé le freinage par radiation, il faut encore expliquer pourquoi, même dans le cas d'un corps étendu, la mesure d'impulsion peut être effectuée de telle manière que son seul effet perturbateur soit un déplacement global incontrôlable de ce corps.

(53) Bohr et Rosenfeld, *Zur Frage...*, art. cité n. 45, 19-20.

(54) *Ibid.*, 21-23.

(55) *Ibid.*, 24-26.

Cela n'est pas évident, remarque Bohr, car, pour que la relativité soit respectée, le corps d'épreuve ne saurait être un solide. Il faut l'imaginer comme un ensemble de particules indépendantes dont les distances mutuelles restent inchangées lors du processus de mesure. Bohr décrit un dispositif de mesure d'impulsion satisfaisant à cette condition. Son existence n'a rien de surprenant, si l'on remarque que l'opérateur $\sum_i p_x^i$ donnant l'impulsion totale commute avec les opérateurs $x_i - x_j$ donnant les positions relatives (56).

En résumé des considérations qui précèdent : le champ total auquel est soumis le corps d'épreuve peut être mesuré avec une précision arbitraire. Mais, pour pouvoir tester les prédictions du formalisme, il faut séparer la partie \bar{E}_x^I du champ due aux sources extérieures, de celle $\bar{E}_x^{I,I} + \bar{E}_x^{II,I}$ engendrée par les corps d'épreuve I et II (si l'on se limite à des mesures au plus doubles). Les champs $\bar{E}_x^{I,I}$ et $\bar{E}_x^{II,I}$ se calculent simplement en examinant les charges en présence lors du protocole de mesure. A l'instant initial de la mesure apparaît un déplacement δx entre le corps neutralisant et la charge d'épreuve. Comme $\delta x \ll L$, cette source de champ peut être représentée comme une polarisation uniforme d'intensité $\rho \delta x$ sur le volume V . Cette polarisation se maintient pendant le temps T de la mesure, puisqu'on a supposé que le corps était suffisamment lourd pour ne pas bouger durant son exposition au champ. L'électrodynamique classique donne alors :

$$\bar{E}_x^{II,I} = \delta x_2 \rho_2 V_2 T_2 \bar{A}_{xx}^{II,I} \quad \text{et} \quad \bar{E}_x^{I,I} = \delta x_1 \rho_1 V_1 T_1 \bar{A}_{xx}^{I,I}.$$

Les fonctions \bar{A} sont exactement les moyennes de fonctions de Green retardées qui interviennent dans les relations de commutation, un résultat que Bohr et Rosenfeld trouvèrent très encourageant quand ils l'obtinrent (57).

Considérons d'abord le cas d'une mesure simple (seul I est présent). Si l'on ne compense pas l'effet de $\bar{E}_x^{I,I}$, il en résulte une incertitude sur \bar{E}_x^I proportionnelle à la charge, et donc d'autant plus grande que l'incertitude $\hbar/\rho_1 \delta x_1 V_1 T_1$ due à la mesure d'impulsion est plus petite. L'incertitude totale minimale est donnée par $\Delta \bar{E}_x^I \sim \sqrt{\hbar |\bar{A}_{xx}^{I,I}|}$. Comme cette expression est du même ordre de

(56) *Ibid.*, 27-34.

(57) *Ibid.*, 36-40.

grandeur que $\sqrt{\Delta\Delta}$ (en fait plus grande) dans le cas « intéressant » $L > cT$, on devrait alors conclure, comme Landau et Peierls, qu'aucune propriété quantique du champ électromagnétique n'est testable (58).

En réalité, montrent Bohr et Rosenfeld, l'effet de $\bar{E}_x^{I,I}$, proportionnel à δx_I , peut être compensé en introduisant entre le corps neutralisant et le corps d'épreuve un système de ressorts de raideur bien choisie. La compensation est exacte dans la mesure où les fluctuations quantiques du champ $\bar{E}_x^{I,I}$ peuvent être négligées. Celles-ci sont de l'ordre de $\sqrt{\hbar c/L^2}$, donc assimilables aux fluctuations du vide dans I pour le « cas intéressant » $L > cT$. Nous reviendrons plus tard sur leur discussion (59).

Le cas des mesures doubles est encore bien plus subtil. Une fois $\bar{E}_x^{I,I}$ compensé, il reste $\bar{E}_x^{I,II}$, le champ parasite créé par II. Ajoutant ces incertitudes à celles dues aux mesures d'impulsion, on a :

$$\begin{aligned}\Delta\bar{E}_x^I &\sim h/\rho_1\delta x_I V_1 T_1 + \rho_2 V_2 T_2 | \bar{A}_{xx}^{II,I} | \\ \Delta\bar{E}_x^{II} &\sim h/\rho_2\delta x_2 V_2 T_2 + \rho_1 V_1 T_1 | \bar{A}_{xx}^{I,II} |\end{aligned}$$

La valeur minimale du produit est (60) :

$$\Delta\bar{E}_x^I \Delta\bar{E}_x^{II} \sim h (| A_{xx}^{I,II} | + | A_{xx}^{II,I} |).$$

Le signe « + » (au lieu du signe « - » donné par le formalisme), s'il devait être maintenu, détruirait l'harmonie entre les prédictions du formalisme et les possibilités de mesure. En particulier on perdrait la compatibilité des mesures de champ quand I tend vers II. Le rétablissement du bon signe coûta à Bohr et Rosenfeld des efforts considérables. Bohr, se méfiant toujours du formalisme, envisagea d'abord la possibilité que les relations de Jordan-Pauli soient fausses. La vraie solution se trouvait dans un perfectionnement des dispositifs de mesure. Le mauvais signe n'affecte la valeur de $\Delta\Delta$, remarqua Bohr, que lorsqu'il existe des couples d'événements de I et II séparés par un intervalle du genre temps. Ce qui signifie que l'on peut alors envoyer des signaux lumineux entre I et II pour obtenir une compensation (partielle) des effets des rayon-

(58) *Ibid.*, 45.

(59) *Ibid.*, 45-47.

(60) *Ibid.*, 51.

nements entre I et II. Imaginer un tel dispositif n'est pas facile car il faut que les déplacements globaux δx_1 et δx_2 restent incontrôlés (pour que les mesures d'impulsion ne soient pas affectées d'une incertitude supplémentaire), et les effets de retard empêchent l'introduction de ressorts entre I et II. La solution de Bohr, extrêmement ingénieuse, fait intervenir un corps neutre lié à la charge II par des ressorts mais considéré (dans le calcul des impulsions) comme partie du système I, ce qui est possible puisque les mesures effectuées sur ce corps peuvent être communiquées à I (61).

A la mi-novembre 1932, Bohr se félicita dans une lettre à Dirac du succès de son entreprise et, le 2 décembre 1932, il en donna un premier compte rendu à l'Académie danoise. Il avait rétabli avec Rosenfeld l'harmonie entre champs quantiques et mesurabilité, tout au moins dans le cas $L > cT$ où Bohr et Rosenfeld ne doutaient pas qu'on puisse faire abstraction des corrections quantiques aux champs perturbateurs (62).

Fluctuations

Cette satisfaction fut de courte durée. Au début de 1933, la visite à Copenhague de Bloch, puis de Pauli ouvrit des « abîmes nouveaux » en relançant la discussion sur la « réalité des fluctuations » quantiques du champ. Relatant ces échanges à Heisenberg, Bohr écrivit :

« Petit à petit nous nous sommes tant éloignés des considérations de complémentarité et des mécanismes de compensation, que même Pauli n'ose plus prendre position. »

Bohr ne perdit cependant pas son optimisme, et espéra une résolution proche de l'énigme. Le manuscrit définitif de l'article de Bohr-Rosenfeld fut achevé en avril 1933, et publié en décembre de la même année dans les comptes rendus de l'Académie danoise. Presque trois années s'étaient écoulées depuis l'article provocateur de Landau et Peierls (63).

Bien qu'il ait longtemps hésité sur l'interprétation des fluctuations quantiques du champ, Bohr décida finalement qu'elles ne

(61) *Ibid.*, 51-55.

(62) Bohr à Dirac, 14 novembre 1932 (AHQP); Rosenfeld, art. cité n. 39, 75.

(63) Bohr à Heisenberg, 13 mars 1933 (AHQP) et Bohr à Pauli, 25 janvier 1933 (PB, # 305).

nuisaient en rien à l'harmonie entre formalisme et possibilités de mesure. Dans la version finale de Bohr-Rosenfeld, une mesure (simple) de champ donne toujours un résultat fluctuant, mais la valeur de ces fluctuations, que l'on peut obtenir statistiquement en répétant la mesure dans des conditions expérimentales identiques, s'accorde aux fluctuations du vide données par le formalisme. Par ailleurs, selon Bohr, les conditions expérimentales qui déterminent le champ ne peuvent être que de trois types :

1. On décrit classiquement les sources du champ.
2. On détermine la composition en photons du champ.
3. On effectue une mesure de champ avec les dispositifs de Bohr-Rosenfeld.

Dans les deux premiers cas, les états du champ déterminés par le formalisme ne sauraient fluctuer moins que le vide; par conséquent les dispositifs de Bohr-Rosenfeld mesurent juste autant que la théorie peut définir. Quant au troisième cas, il ne diffère du premier qu'en ce que les domaines spatio-temporels des mesures « initiale » et « finale » peuvent se recouvrir, auquel cas on ne peut plus considérer la mesure initiale comme une source classique indépendante. Il reste vrai que le résultat de la deuxième mesure fluctue, mais il tend vers celui de la première si II tend vers I, car, indépendamment de tout mécanisme de compensation, les deux corps d'épreuve sont alors soumis au même champ. Cette situation permet de remplir l'exigence de prédictibilité en un sens généralisé (où l'ordre temporel disparaît) [64].

De manière générale, commente Bohr, on ne peut séparer les fluctuations du champ mesuré de celles des champs perturbateurs. Les fluctuations du vide affectent le champ produit par *l'ensemble* des sources classiques, y compris les dispositifs de mesure. C'est pourquoi, conclut Bohr, on est libre de considérer les fluctuations comme « partie intégrante du champ mesuré », et d'interpréter le résultat classique — *sans fluctuation quantique des champs perturbateurs* — des dispositifs de Bohr-Rosenfeld comme les moyennes de champ désirées. Bohr étaye ce point de vue par la considération suivante :

« Par définition, toutes les mesures de grandeurs physiques doivent être fondées sur l'application de représentations classiques; par consé-

(64) Bohr et Rosenfeld, *Zur Frage...*, art. cité n. 45, 47-49 et 56-60.

quent, dans le cas des mesures de champ, toute considération des limites d'une stricte application des résultats de l'électrodynamique classique serait en contradiction avec le concept-même de mesure. »

Ce jugement est assez naturel, si l'on se souvient que dans l'analyse du microscope de Heisenberg la position de l'électron est définie classiquement. Dans le cas de Bohr-Rosenfeld, le champ mesuré est défini classiquement, ce qui suggère que les champs perturbateurs soient aussi traités classiquement. Autrement dit, dans l'analyse des possibilités de mesure du champ, le quantum d'action ne doit intervenir qu'à travers la mesure d'impulsion du corps d'épreuve (65).

3 / Critique

Le statut accordé par Bohr et Rosenfeld aux fluctuations est loin d'être convaincant. Après quelques mois d'une hésitation qui transparaît même dans la version finale de l'article, ils jugent que l'on peut traiter classiquement les champs perturbateurs. L'avantage de ne point intégrer les fluctuations du vide dans ces champs est que les dispositifs de mesure double conduisent alors aux « bonnes » relations d'incertitude, même si le second membre des relations d'incertitude est négligeable devant les fluctuations quadratiques du vide (ce qui est *toujours* le cas, une fois corrigée l'erreur de Bohr-Rosenfeld dans l'estimation du champ critique). Mais cette limitation ne semble pas compatible avec les restrictions que Bohr impose à la préparation du champ. Les trois types de préparation décrits ci-dessus conduisent à des états quantiques du champ nécessairement plus fluctuants que le vide. Si l'on restreint l'espace de Hilbert dans lequel opèrent les champs quantiques à de tels états, la valeur minimale du produit d'incertitude n'est plus donnée par le commutateur correspondant mais par Δ_0^2 . Ainsi les prédictions du formalisme ne sont plus en accord avec les possibilités de mesure (lesquelles donnent $\Delta\Delta$). Le désaccord existe même pour les mesures simples : les dispositifs de mesure (sans fluctuation quantique du champ perturbateur) sont d'une précision illimitée, alors que les prédictions du formalisme sont toujours fluctuantes.

(65) *Ibid.*, 57.

Cependant il semble possible de restaurer l'harmonie entre possibilités d'observation et de définition en incluant d'autres modes de préparation du champ. Depuis quelques années, les spécialistes d'optique quantique savent qu'il est possible de préparer des états « comprimés » du champ, pour lesquels une composante du champ électrique (par exemple) fluctue moins que dans le vide (si seulement la composante orthogonale fluctue plus que dans le vide) [66]. Par extension, rien n'interdit de considérer tous les états de l'espace de Hilbert usuel du champ quantique électromagnétique comme réalisables en principe (il est cependant exclu que le dispositif de réalisation puisse être décrit classiquement). Alors le formalisme prédit bien la possibilité de mesures simples sans dispersion (puisque les états propres de \bar{E}_x , etc., ne sont plus interdits), et aussi les relations d'incertitude de Bohr-Rosenfeld. Toutefois, pour que les possibilités de mesure correspondent bien à ces prédictions, il faut encore s'assurer que les dispositifs de mesure interagissent avec le champ comme le prévoient Bohr et Rosenfeld (sans correction quantique aux champs perturbateurs).

Sur ce dernier point, il existe un argument rassurant : suivant les lois de l'électrodynamique quantique, l'émission de rayonnement par les charges d'épreuve ne modifie *jamais* les fluctuations du champ (même si celles-ci sont, pour une composante donnée, inférieures aux fluctuations du vide). En effet, dans la représentation de Heisenberg (pour laquelle l'opérateur-champ évolue suivant l'équation d'onde classique tandis que l'état quantique du champ est invariable), le seul effet d'une source classique comme la charge d'épreuve est d'ajouter à l'opérateur-champ original le champ classique créé par cette source; or les fluctuations d'un opérateur dans un état donné sont inchangées par l'addition d'un nombre ordinaire à cet opérateur. Grâce à cette remarque, il devient clair que les dispositifs de mesure de Bohr-Rosenfeld n'ajoutent pas aux fluctuations du champ. Celles-ci doivent être considérées comme inhérentes au champ mesuré, ainsi que Bohr et Rosenfeld le suggèrent à la fin de leur article.

Néanmoins Bohr hésita longtemps quant à la réalité des fluctuations quantiques du champ, même après la publication de son premier article avec Rosenfeld. En février 1934, il écrivit à Pauli :

(66) Pour la première mise en évidence de « squeezed states », voir R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke et J. F. Valley, *PR letters*, 55 (1985), 2409.

« Comme Rosenfeld et moi l'avons montré, il n'est pas du tout possible de discerner dans quelle mesure les fluctuations du champ sont déjà présentes dans l'espace vide ou si elles sont créées par le corps d'épreuve. Par conséquent, même si ces fluctuations sont partie intégrante de l'électrodynamique quantique [Bohr désigne ainsi le formalisme du champ électromagnétique quantique], on a le droit d'en faire abstraction dans la théorie de l'électron ainsi que de toutes les autres conséquences de la quantification du champ. »

Les fluctuations du champ, en ce sens irréelles, ne devaient pas affecter les propriétés de l'électron. Un tel point de vue ne résista cependant pas aux succès de l'électrodynamique quantique (1947-1949) dans l'explication du déplacement de Lamb et du moment magnétique anormal de l'électron (67).

III. — LA DESTINÉE DE L'ARTICLE DE BOHR-ROSENFELD

1 / *Commentaires de Bohr*

En apparence, l'article de Bohr-Rosenfeld, au milieu d'une période de crise de la théorie quantique relativiste, avait sauvé l'un de ses concepts centraux, celui de champ quantique, de la critique outrée de quelques jeunes théoriciens. Mais Bohr resta pleinement conscient de la portée limitée de son résultat. Certes le champ électromagnétique pouvait être en principe mesuré avec la précision requise pour observer des effets quantiques, mais de telles mesures faisaient appel à des corps d'épreuve de charge nécessairement beaucoup plus grande que celle de l'électron, si bien que l'on ne savait pas si le concept de champ quantique gardait un sens à l'échelle atomique. Ce concept devait être considéré, déclara Bohr au Congrès Solvay de 1933, comme une « idéalisation » dont le succès dans la théorie de Dirac du rayonnement n'était peut-être qu'accidentel :

(67) Bohr à Pauli, 15 février 1934 (*PB*, # 358) et Bohr à Heisenberg, 21 janvier 1937 (*AHQP*). En 1950, donc après le développement de la théorie de la renormalisation, Bohr et Rosenfeld, dans leur second article sur le même thème (*Field and charge measurements in quantum electrodynamics*, *PR*, 78 (1950), 794-798), revinrent à leur point de vue original sur la réalité des fluctuations du vide.

« Il est vrai que le symbolisme non commutatif introduit par Dirac pour décrire le champ de rayonnement a été très utile dans l'étude du problème de la largeur des raies, mais en raison des paradoxes qu'entraîne l'application rigoureuse de ce symbolisme, on ne peut, pour les problèmes proprement atomiques, le considérer que comme un artifice permettant de condenser d'une manière commode des raisonnements de correspondance essentiellement approximatifs (68). »

A cette époque, la vieille méthode de correspondance (traitant le champ électromagnétique comme un champ classique émis par des sources classiques fictives associées aux atomes par des règles de correspondance) tendait à refaire surface, même dans le fameux article d'encyclopédie de Pauli pour le *Handbuch* de 1933. En effet cette méthode n'exigeait pour la charge q des particules émettrices que la condition $q^2/hc \ll 1$, évidemment remplie pour des électrons (et pas pour les charges d'épreuve de Bohr-Rosenfeld), permettant de traiter d'abord l'atome comme un système quantique indépendant, et en seconde approximation les propriétés de rayonnement. Ainsi le résultat de Bohr-Rosenfeld, tel que Bohr lui-même le comprenait, n'imposait en rien l'utilisation des champs quantiques (69).

L'important, pour Bohr, c'était de montrer sur un nouvel exemple la capacité de la complémentarité, en tant qu'analyse des conditions d'usage du langage classique, à établir la cohérence d'une théorie quantique. La démarche de Landau-Peierls, qui prétendait à l'inverse établir l'incohérence d'une théorie à partir de considérations de mesure, devait être publiquement rejetée par Bohr au Congrès Solvay de 1933 :

« Nous ne pouvons guère, par des considérations de mesure, trouver des arguments contre les théories du type de celles de Dirac [du rayonnement et de la mer d'électrons d'énergie négative] ou contre la théorie des champs. L'importance des discussions sur la mesure est plutôt que

(68) N. Bohr, in *Structures et propriétés des noyaux atomiques*. Rapports et discussions du 7^e Congrès Solvay (octobre 1933), (Paris, 1934), 223 et 225, également dans *BCW* 9. Voir aussi Bohr à Pauli, 15 février 1934 (*PB*, # 357).

(69) A la fin de 1926, Oscar Klein, alors très proche de Bohr, avait donné une théorie du rayonnement inspirée par la méthode de correspondance (voir son article : *Elektrodynamik und Wellenmechanik vom Standpunkt des Korrespondenzprinzips*, *ZP*, 41 (1927), 407-442); au début des années trente, comme l'approche de Dirac connaissait des difficultés sérieuses, plusieurs grands théoriciens (Heisenberg, Dirac, Pauli...) proposèrent de revenir à la méthode de Klein ou à des méthodes également inspirées par la vieille stratégie de correspondance de Bohr : voir O. Darrigol, *The origin...*, art. cité n. 24; pour l'approbation par Bohr de cette tendance, voir Bohr à Pauli, 15 février 1934 (*PB*, # 357).

nous y apprenons quantité de choses sur le caractère des restrictions dans l'usage des images classiques. »

A noter que ce jugement signifiait aussi une autocritique de Bohr qui avait, jusqu'à la découverte du positron et même un peu après, rejeté la théorie de la mer de Dirac, prétendant qu'elle outrepassait les limites d'observabilité des concepts fondamentaux de position et de champ (70).

Bien plus tard, en 1946, Bohr critiqua un autre argument d'observabilité utilisé par Heisenberg et Møller pour justifier l'abandon des champs au profit de la matrice S de diffusion. Selon Bohr, on ne pouvait savoir *a priori* si les probabilités de diffusion seraient les seules observables de la théorie; de même Heisenberg se serait trompé en 1925 s'il avait limité la portée de la mécanique quantique aux seules propriétés de diffusion de la lumière par les atomes. Bohr formula ainsi cette opinion (en écho à un fameux reproche d'Einstein au jeune Heisenberg) [71] :

« Je me permettrai seulement de mentionner que la question de la limite d' "observabilité" ou plutôt de "définissabilité" [definability] ne peut être aisément décidée avant l'établissement d'un formalisme adéquat. »

2 / Réception

A propos de son (premier) article avec Bohr, Rosenfeld confia à T. S. Kuhn :

« Je pense qu'il advient de cet article ce qu'il est advenu du *Messie* de Klopstock ; dans une fameuse épigramme de Lessing que je ne peux citer exactement, il est dit de cette œuvre : chacun pense qu'elle est un chef-d'œuvre, mais qui la lit ? Et Lessing de conclure : "Wir wollen minder gepriesen und fleissiger gelesen werden" [nous voulons être moins loués et davantage lus]. »

Ce commentaire résume très bien le sort réservé par la plupart des physiciens à l'article de Bohr-Rosenfeld. Nombre d'entre eux

(70) N. Bohr, intervention à la séance du 28 octobre du Congrès Solvay de 1933, BMSS (AHQP).

(71) N. Bohr, Problems of elementary-particle physics, in *International Conference on fundamental particles and low temperatures held at the Cavendish laboratory, Cambridge, on 22-27 July, 1946*, vol. 1 : *Fundamental particles* (London, 1947), 4 ; à propos du reproche d'Einstein, voir G. Holton, Heisenberg, Oppenheimer et l'émergence de la physique moderne, *La Recherche*, 130 (février 1982), 190-199.

félicitèrent Bohr et le remercièrent pour les exemplaires généreusement distribués, comme en témoigne sa correspondance. Mais bien peu prirent la peine — certes considérable — d'une lecture attentive, car l'enjeu n'était pas évident pour ceux qui n'avaient pas participé à l'élaboration de la complémentarité. Il est significatif, à cet égard, que l'erreur dans le calcul du champ critique n'ait été relevée que vingt ans plus tard, par un « thésard » (72).

Bien sûr, Heisenberg, le père des relations d'incertitude, et Pauli, toujours intéressé par les questions d'épistémologie, apprécièrent pleinement l'importance et la beauté du travail de Bohr-Rosenfeld. Dans le même esprit, Heisenberg publia en 1934 un article sur les fluctuations de charge dans la théorie du positron. Pauli ne cessa d'encourager Bohr et Rosenfeld à publier une généralisation de leur analyse aux mesures de charge. Une telle étude parut finalement en 1950, après le renouveau de l'électrodynamique quantique amené par la renormalisation (73).

Les autres théoriciens qui s'aventurèrent à commenter ou à critiquer les mesures de champ ou de charges, s'attirèrent des remontrances du Maître. Par exemple, Weisskopf n'avait pas compris le principe de la mesure de l'impulsion totale du corps d'épreuve sans perturbation de la position relative de ses parties, et Oppenheimer mal interprété (en tout cas d'une manière désapprouvée par Bohr) le rôle des fluctuations du champ électromagnétique (74).

L'article de Bohr-Rosenfeld ne s'imposa pas davantage comme guide dans la recherche de théories nouvelles. Les seuls exemples précoces d'une telle exploitation se trouvent chez Heisenberg (1935) et Born (1945). Dans les deux cas, il s'agit d'introduire les moyennes d'espace-temps de Bohr-Rosenfeld non plus dans l'interprétation des champs quantiques, mais en aval, par exemple au niveau des commutateurs afin de « régulariser » (au sens technique moderne) le formalisme. Bohr s'opposa à de telles tentatives, car elles dénaturaient le rôle de ces moyennes en modifiant arbitrairement la base classique de correspondance. Pour lui, plus il était nécessaire

(72) Rosenfeld, interview citée n. 43.

(73) W. Heisenberg, Über die mit Entstehung von Materie aus Strahlung verknüpften Ladungsschwankungen, in *Sächsische Akademie der Wissenschaften, Mathematisch-physikalische Klasse, Physikalische Berichte*, 86 (1934), 317-322; Bohr et Rosenfeld, art. cité n. 67.

(74) Weisskopf à Rosenfeld, 2 et 18 décembre 1933, et Bohr à Weisskopf, 5 décembre 1933 (AHQP); à propos des critiques de Bohr à Oppenheimer, voir Bohr à Heisenberg, 22 mai 1935.

de rompre avec le cadre classique, et plus il fallait le maintenir comme tremplin de toute théorie future (75).

Il faut toutefois signaler une utilisation plus intéressante de l'argument de Bohr et Rosenfeld, due à Henley et Thirring (1962!). Selon ces théoriciens du champ, la conclusion essentielle de Bohr et Rosenfeld est que « des contradictions apparaissent si l'on ne quantifie pas le champ électromagnétique. En effet, dans ce cas, la relation d'incertitude entre position et impulsion d'une particule [...] peut être violée ». Par analogie, continuent-ils, le champ de gravitation doit être quantifié (un point souvent controversé, en raison de la signification géométrique de ce champ). Bohr ne vécut pas assez longtemps pour juger cet argument ; mais un de ses disciples, Rosenfeld, le rejeta, tandis qu'un autre, Kalckar, l'approuva (tout au moins dans le cas électromagnétique). Il me semble qu'il faut donner raison à Kalckar, car les relations d'incertitude position-impulsion impliquent les limites de mesure de champ de Bohr-Rosenfeld (à supposer que leurs dispositifs soient vraiment optimaux) ; et ces limites ne s'accordent avec les limites de définition du champ que si celui-ci est quantifié (76).

En somme, l'article de Bohr-Rosenfeld n'est vraiment instructif que s'il est saisi dans son essence, comme une application d'un principe de base de la complémentarité. Ce principe épistémologique requiert l'adéquation entre possibilités de définition et d'observation des entités physiques.

CNRS (REHSEIS), Paris

Olivier DARRIGOL.

(75) Heisenberg à Pauli, 25 décembre 1935 (PB, # 407) ; Heisenberg à Bohr, 30 mai 1935 ; Born à Bohr, 14 décembre 1945 ; Bohr à Heisenberg, 22 mai 1935 (AHQP).

(76) E. M. Henley and W. Thirring, *Elementary Quantum field theory* (New York, 1962), 3 ; L. Rosenfeld, On quantization of fields, *Nuclear physics*, 40 (1963), 353-356 ; Kalckar, contrib. citée n. 23. Kalckar décrit la situation en termes très bohriens : « At first sight it might seem as if the reciprocal field uncertainties thus encountered [dans la discussion des expériences de pensée de Bohr-Rosenfeld] merely reflected the limitations, imposed by the existence of the quantum of action, in the definition of the dynamical state of the test bodies, and should not be taken as an expression of a quantal structure of the fields themselves. Such an attitude, implying an attempt to distinguish between "definability" and "measurability", is, however, based on an illusion, in as much as it disregards the fundamental inseparability of description and phenomenon. Indeed, the object of the field description can only be to present an unambiguous comprehensive account of the empirical regularities derived by well defined manipulations of the test bodies, with the help of which the individual field components are defined. Consequently, it is an indispensable requirement that the uncertainty relations [for the fields] be a direct consequence of the formalism of field theory. » En toute rigueur, comme le signale Kalckar, cet argument ne vaut que dans la mesure où le couplage entre champ et sources peut être traité par approximations successives. Dans le cas du champ de gravitation, une telle approche perturbatrice se heurte à des difficultés, si bien que l'analogie de Henley et Thirring est incertaine.