Séminaire L. de Broglie.
Théories physiques

O. Costa de Beauregard

La forme covariante Minkowskienne de la théorie de la complémentarité de Bohr

Séminaire L. de Broglie. Théories physiques, tome 25 (1955-1956), exp. n° 4, p. 1-11
<http://www.numdam.org/item?id=SLDB_1955-1956__25__A3_0>

Faculté des Sciences de Paris
-:-:-:-
Séminaire de THÉORIES PHYSIQUES
(Séminaire Louis de BROGLIE)
Année 1955/56
-:-:-:-

6 décembre 1955

Exposé n° 4

LA FORME COVARIANTE MINKOWSKIENNE DE LA THÉORIE DE LA COMPLÉMENTARITÉ DE BOHR.

par O. COSTA de BEAUREGARD.

On sait que la théorie de la complémentarité de Bohr veut être un commentaire strictement phénoménologique du formalisme de la "nouvelle théorie des quanta" de Heisenberg et de Schrödinger. Dans deux précédents exposés sur le même sujet [5], nous avons exprimé deux reproches, indépendants en apparence, mais solidaires en réalité, à la formulation originelle de la complémentarité : celui d'ignorer complètement le langage spatio-temporel de la relativité d'après Minkowski, et celui d'ignorer les conceptions de la théorie "superquantifiée" des Dirac, Fock, Wiguer, Jordan. Nous nous sommes proposé de remédier à ces deux lacunes. Ce faisant, nous avons abouti [5] à une formulation de la doctrine de la complémentarité qui, bien qu'étant strictement équivalente à celle de Bohr, en diffère tellement en apparence que plusieurs physiciens ont eu peine à croire à cette équivalence.

Nous pensons que la relation entre notre présentation de la doctrine de la complémentarité et celle de Bohr est très analogue à celle existant entre la formulation minkowskienne et la formulation originelle de la relativité par Einstein.

La formulation primitive de la relativité a un double caractère bien traduit par le titre même de la théorie. Jamais l'on n'y voit apparaître les covariants, c'est-à-dire, en langage du sens commun, les "objets" de la théorie. Toute la théorie consiste en un corps méticuleux de prescriptions permettant de traduire la représentation des choses que se fait un observateur galiléen en celle d'un autre observateur galiléen. L'on dirait une conversation entre plusieurs photographes qui n'auraient jamais observé les choses que sur le verre dépoli de leurs appareils, et qui, de ce fait, ne posséderaient ni la notion des objets, ni celle de l'espace euclidien qui contient ces objets, et aux mêmes par surcroît ! Bien maniée, la théorie ainsi donduite ne se contredit jamais ; mais, sur des problèmes un peu délicats, à quels inextricables contresens n'entraine-t-elle pas des esprits à la fois subtils et faux ! Et qu'il est difficile de révéler à ces esprits leur erreur, s'ils ne consentent pas à adopter le point de vue supérieur de Minkowski !

Le second trait de la formulation préminkowskienne de la relativité, corollaire du précédent, est un subjectivisme généralisé. Parions que si la découverte de la théorie de Minkowski n'avait pas suivi de trois ans celle d'Einstein, le subjectivisme technique de la théorie d'Einstein serait devenu un subjectivisme épistémologique ; et, alors, quelles gloses intempérantes n'eut-il fallu redouter, touchant la signification révolutionnaire et définitive des multiples observateurs de la théorie d'Einstein, et la relativité de leur représentation des choses ! Comme si la vieille géométrie d'Euclide, elle aussi, ne connaissait pas la multiplicité des centres de perspective, et la relativité des diverses projections centrales, sans être pour autant une théorie subjectiviste et inobjective !

Avec Minkowski, le tableau change totalement d'aspect. Les covariants, c'est-à-dire les objets de la théorie sont mis en évidence, en même temps qu'est découvert leur cadre, l'espace-temps quadridimensionnel. Une fois ceci bien compris et admis, tout ce qui, auparavant, était difficile ou délicat à voir ou à montrer devient manifeste. Ceci illustre à quel point l'objectivité crée un climat de sécurité pour l'esprit. Quant à ce changement du climat de la théorie, il est si total qu'après Minkowski le titre même de "théorie de la relativité" semble parfaitement inadéquat : celui de "théorie de l'absolu sous-tendant les apparences" serait bien plus exact.

La formulation bohrienne de la complémentarité présente, et peut être encore aggravés, les mêmes caractères et les mêmes défauts que la formulation primitive de la relativité einsteinienne. Les covariants, les objets, de la théorie n'y sont nulle part mis en claire évidence. Au contraire, on garde la nostalgie de traiter comme des attributs d'objets des propriétés purement accidentelles et qui, manifestement, ne peuvent plus rien avoir de tel : nous pensons en particulier à "la position" et à "l'impulsion d'un corpuscule élémentaire". Par voie de corollaire, on insiste longuement sur le passage de l'apparition d'une de ces propriétés fortuites à celle d'une autre propriété fortuite incompatible avec la précédente; c'est-ce qui, à la fois, justifie le titre de "théorie de la complémentarité", et aboutit à un subjectivisme généralisé où la notion des "expériences quantiques" et de leur multiplicité virtuelle tient un rôle semblable à celui des "observateurs einsteiniens" et de leur multiplicité virtuelle. Le double inconvénient qui suit de là est le même que précédemment : une argumentation très difficile à conduire sans contresens dès que le problème est un peu délicat, un idéalisme épistémologique à la fois scientifiquement désastreux et, dans sa forme, philosophiquement inexact.

C'est pourquoi nous avons jugé indispensable de mettre en évidence explicite les covariants existants dans la théorie. Et si, comme on le verra, nous n'avons ainsi rien trouvé de plus que des vérités de La Palice, on verra aussi que, grâce à elles, beaucoup de facheuses illusions sont dissipées.

Nous exigeons, des "objets" essentiels de notre théorie, deux covariances à la fois : la covariance relativiste, et la covariance quantique. Nous voulons
des observateurs relativistes, et par l'unanimité
que nos objets soient reconnus identiques et ~~par l'unanimité~~ des expérimentateurs quantiques exécutant des mesures mutuellement réductibles. Ces objets, quand on les cherche, sont trouvés immédiatement. Ce sont

1°) Les systèmes orthogonaux d'ondes de l'espace-temps solutions d'une certaine équation différentielle partielle du type hyperbolique normal.

2°) Les collections de nombres d'occupation de ces ondes, homogènes à des flux d'espace-temps auxquels la théorie quantique impose d'être des nombres entiers.

Avant d'entrer dans plus de détails, nous devons répondre à une objection que quelques physiciens nous ont faite. Est-il bien exact que la mesure quantique la plus générale puisse être analysée en termes de nombre d'occupation d'une certaine solution de l'équation des ondes ? La réponse est affirmative, et en voici un exemple. La probabilité de trouver à l'instant t_0 un corpuscule d'un certain type au point $\vec{x}_0$ de l'espace équivaut à la probabilité de trouver le nombre d'occupation 1 à l'onde de Stueckelberg-Schwinger $D(x - x_0)$ ayant sa source à l'instant-point $x_0 = \vec{x}_0 , t_0$.

Disons un mot de la double covariance, quantique et relativiste, d'un système orthogonal complet de solutions de l'équation des ondes. Dans la formulation primitive de la théorie de Heisenberg-Schrödinger, l'on parle simplement de systèmes orthogonaux de fonctions de $\vec{x}$; mais ceux-ci sont supposés caractériser une mesure faite à un certain instant t_0 , et, ensuite, ils sont pris comme données initiales d'un problème de Cauchy posé pour l'équation des ondes. C'est donc qu'il s'agit bien de fonctions des 4 variables $x \equiv \vec{x}, t$ liées par l'équation des ondes. Qui plus est, l'on démontre que le produit scalaire hermitien de deux de ces solutions $\psi(x)$ est indépendant de l'instant t , ou niveau d'espace-temps, auquel on le calcule. De là à remplacer les intégrations à temps constant de la formulation primitive par des intégrations sur des hypersurfaces quelconques du genre espace, dans la définition du produit scalaire hermitien $\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle$ de deux ψ , de leur orthogonalité, de la norme

$\langle \psi | \psi \rangle$ d'un ψ, etc., il n'y a qu'un pas ; nous avons exposé ceci dans une récente étude, résumant tous nos travaux antérieurs sur le sujet [6].

Ce qui précède définit complètement la double covariance, quantique et relativiste, des systèmes orthogonaux d'ondes ψ et de leurs nombres d'occupation $n = \langle \psi | \psi \rangle$.

En somme, les ondes ψ sont définies
1°) Par leur équation différentielle partielle, qui résume toutes leurs propriétés intrinsèques (celles, aussi, des "corpuscules" qu'elles peuvent porter);
2°) Par un ensemble de conditions "initiales" (sur une hypersurface σ) ou, éventuellement, de conditions aux limites, imposées par l'appareillage macroscopique.

Et les "corpuscules", que sont-ils donc dans cette théorie ? Rien de plus que la prescription d'avoir un flux $\langle \psi | \psi \rangle$ entier pour chaque onde ψ. Pour nous, le corpuscule n'a, en soi, ni forme, ni localisation autres que celles inscrites dans les propriétés intrinsèques et les conditions extrinsèques auxquelles satisfait l'onde ψ. Il n'y a rien de caché dans notre onde ψ. Il en va de même pour l'impulsion énergie. Autrement dit, ce qui, en théorie de Schrödinger-Heisenberg-Bohr s'appelle "position" ou "impulsion" du "corpuscule" n'est pour nous rien de plus qu'une condition aux limites imposée à l'onde ψ. Fortuitement, il se trouve que la localisation spatio-temporelle ne se conserve pas dans l'onde $D(x - x_0)$ qu'elle définit, tandis qu'au contraire la localisation en un point du 4-espace k vaut sans restriction pour l'onde plane monochromatique.

En corollaire de ce qui précède, on voit que, pour nous, si un corpuscule de type donné se manifeste de manière quasi-ponctuelle dans certaines expériences (impact sur un écran fluorescent ou une plaque photographique, "trajectoires à la chambre de Wilson") c'est là une propriété non du corpuscule en soi, mais du récepteur ; celui-ci, en effet, est du type mosaïque à grains quasi-ponctuels indépendants, et c'est ce qui définit la condition aux limites de la famille des ondes en lesquelles on analyse l'onde incidente ; rappelons aussi que c'est bien selon ce schéma que Heisenberg a analysé les "trajectoires à la chambre de Wilson".

De même, la charge électrique, la masse propre ou le spin ne sont pour nous que tout à fait secondairement les propriétés d'un type de corpuscule. Ce sont, fondamentalement, des propriétés intrinsèques d'un type "d'onde matérielle", inscrites dans son équation différentielle partielle.

Telles étaient nos réflexions lorsque nous reçûmes un appui tout à fait inattendu sous la forme d'un mémoire encore inédit du physicien américain D. Park. Celui-ci fait une remarque très simple, dont les conséquences sont fort intéressantes.

Soit, pour fixer les idées, un électron de Dirac plongé dans un quadripotentiel électromagnétique. Il est bien connu que l'on peut faire disparaître la constante h de l'équation des ondes en l'incorporant dans le terme de masse propre m_0 et dans le terme de charge e. Ce faisant, l'on fait respectivement apparaître une fréquence scalaire de l'espace-temps

$$\nu_0 = \frac{c^2 m_0}{h}$$

et une nouvelle constante universelle

$$\varepsilon = \frac{c^2 e}{h} \quad .$$

Tandis que m_0, e (ainsi qu'une énergie W, une impulsion $\vec{p}$, et un spin $h/4\pi$) sont des propriétés corpusculaires, ν_0, ε (ainsi qu'un quadrivecteur nombre d'ondes k ou un "spin réduit" $1/4\pi$) sont manifestement des propriétés ondulatoires ; ε, notamment, caractérise la loi de réfraction des ondes ψ dans un quadripotentiel électromagnétique.

Voyons par exemple ce qui suit de là dans la quantification de l'atome hydrogénoïde. Nous trouverons comme d'habitude, la formule aux fréquences de résonance, directement vérifiable grâce à la spectroscopie ; mais, naturellement, puisque nous ignorons provisoirement l'aspect corpusculaire de la matière, nous ne savons pas encore qu'il s'agit de niveaux d'énergie. La formule aux fréquences de résonance contient ν_0 en facteur ; sous son radical figure la constante de structure fine

$$\frac{e^2}{ch} \equiv \frac{e\varepsilon}{c^3} \quad ;$$

le e irréductible correspond évidemment à la charge du noyau atomique, de forme $n\,e$.

En résumé, le problème de la quantification de l'atome hydrogénoïde peut être abordé et résolu comme un problème de théorie classique des ondes continues ; c'était bien, du reste, l'idée initiale de Schrödinger. Mais il y a, comme le fait observer D. Park, bien d'autres exemples allant dans le même sens.

L'expérience de Davisson et Germer consiste à mesurer la longueur d'onde d'une onde cathodique monochromatique, aussi réellement macroscopique que celles de l'optique des ondes lumineuses. Sur cette onde, on peut également mesurer directement la vitesse de groupe, d'où, par une formule de M.L. de Broglie <u>n'impliquant pas</u> h ,

$$v\,w = c^2 ,$$

la vitesse de phase. Les deux expériences combinées donneront donc la fréquence ν et la fréquence d'espace-temps ν_0 de l'onde monochromatique, <u>le tout en ayant complètement ignoré, théoriquement et expérimentalement, l'aspect corpusculaire de l'électron</u>. En déviant dans un champ un pinceau cathodique, on trouvera le rapport

$$\frac{\varepsilon}{\nu_0} = \frac{e}{m_0} ,$$

et, en combinant ce résultat avec les précédents, l'on déterminera la constante universelle ε , <u>toujours par des expériences ignorant l'électron comme individu</u>.

Et D. Park, une fois orienté dans cette direction n'a aucune peine à allonger sa liste d'exemples . "Il est remarquable, écrit-il, que plusieurs importantes expériences bien connues sont en fait adaptées à la mesure directe des constantes universelles ε et ν_0 que nous venons d'introduire. Les photoélectrons expulsés par les rayons cathodiques livrent la valeur de l'expression ε^2/ν_0 , l'extrémité du spectre des rayons X et les diverses variantes de l'expérience de Frank-Hertz livrent ε , la diffusion Compton ou la diffraction d'un faisceau électronique livrent ν_0 , etc. Les expériences d'où émergent les valeurs de e ou de m_0 sont d'un caractère bien différent, car elles impliquent une mesure individuelle directe à l'échelle microscopique. Concluons donc qu'<u>il existe toute une optique ondulatoire classique des faisceaux cathodiques où n'apparaissent jamais ni</u> h , <u>ni les particules, ni</u> e , <u>ni</u> m_0 . L'absence de contact intuitif avec cette physique n'a pas d'autre raison qu'un accident historique : la nature corpusculaire des faisceaux cathodiques a été trouvée très tôt , prématurément, serions nous tentés de dire".

Finalement, fort des remarques de D. Park complétant si bien les nôtres, nous dirons que, phénoménologiquement parlant, <u>l'onde</u> ψ <u>est aussi réellement continue que le contenu d'un compte-gouttes</u>, mais que, de même que pour le contenu d'un compte-gouttes, <u>c'est la "masse" à elle attachée qui est fractionnable seulement de manière discrète</u>.

La "masse" attachée à l'onde ψ, c'est son intensité intégrale, ou flux total $\langle\psi|\psi\rangle$. Nos particules ne sont pas plus cachées quelque part dans l'onde que les gouttes ne sont, en tant que telles, cachées quelque part dans le compte-gouttes. Là où l'on disait qu'une onde ψ est <u>occupée</u> par n particules de sa propre famille, nous dirons préférablement que cette onde ψ est <u>excitée</u> au niveau d'occupation n (entier). Nous reviendrons sur une loi de conservation de ces nombres n lors d'une transition quantique.

Comment donc va se faire la "correspondance" entre notre onde microphysique et l'onde macroscopique classique ? L'une et l'autre sont réellement continues, mais <u>l'intensité totale</u> de l'onde microphysique ne peut varier que par quanta entiers, tandis que celle de l'onde macroscopique varie continument. Evidemment, le raccord se fait par la loi des grands nombres appliquée aux ondes ψ à très grands nombres d'occupation. Ceci ne soulève aucune difficulté dans le cas des "bosons" (par exemple, des photons de la lumière ou de l'électromagnétisme). Mais ceci pose un petit problème dans le cas des "fermions" de l'expérience de Davisson et Germer, où l'on voit les électrons s'accumuler sur la plaque photographique, et y dessiner des anneaux de diffraction, tout soumis qu'ils soient au principe d'exclusion de Pauli.

L'expérience de Davisson et Germer est une expérience de régime permanent, avec un écran plan récepteur, d'équation $x = 0$ par exemple. Nous avons donc à considérer un élément d'extension en phase de la forme

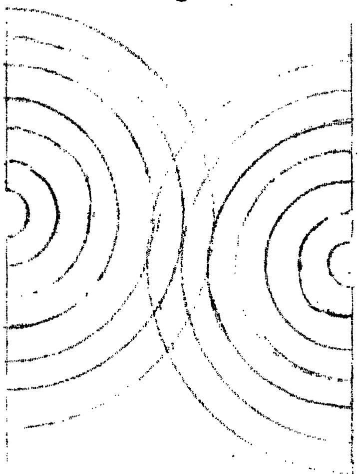
$$\Delta y \quad \Delta z \quad \Delta t \quad \Delta p_y \quad \Delta p_z \quad \Delta W \simeq h^3 \quad ;$$

dès lors, deux électrons arrivant avec un intervalle de temps Δt grand devant l'inverse de la largeur de raie spectrale $\Delta\nu$ de l'onde cathodique pourront, sans enfreindre le principe de Pauli, tomber dans la même case

$$\Delta y \quad \Delta z \;.\; \Delta p_y \quad \Delta p_z \simeq h^2 \;.$$

Voici maintenant quelques indications relatives au processus de la transition quantique. Notre théorie, comme on l'a vu, est <u>essentiellement objectiviste</u> . Mais elle est aussi <u>essentiellement probabiliste</u>, comme la théorie classique du battage des cartes ou du jet des dés. Etant donné un système de nombres d'occupation d'un premier système orthogonal complet d'ondes de l'espace-temps, l'on sait calculer (aussi bien en prédiction qu'en rétrodiction) la probabilité de tout système de nombres d'occupation d'un autre système orthogonal complet. Si l'on décide d'exclure les cas où il y a création ou annihilation de bosons, ou de paires de fermions, une condition supplémentaire est imposée : la conservation de la somme des nombres d'occupation. Ceci vaut en particulier dans les problèmes à un seul corpuscule, toujours très intéressants à discuter.

Prenons un exemple. Soient, en régime permanent, deux écrans plans parallèles, le premier percé d'un petit trou par où sort un corpuscule, le second pavé d'une mosaique de grains photographiques, par exemple. Tous les trous virtuellement percés dans le premier écran sont des sources possibles d'ondes divergentes de prédiction, et tous les grains du second écran sont des puits d'ondes convergentes de rétrodiction.



Comment se fait la transition du nombre d'occupation 1 depuis une onde divergente de la première famille à une onde convergente, et une seule, de la seconde famille ? Voilà ce que croit comprendre parfaitement la théorie classique du "corpuscule ponctuel caché quelque part dans l'inde", parce que "si ce corpuscule est ici, il n'est pas ailleurs". Mais souvenons nous aussi que l'onde étendue est indispensable à l'explication des phénomènes d'interférence ou de diffraction.

Phénoménologique, notre théorie se contente d'être un corps de règles claires et toutes compatibles. Sur la manière dont le nombre d'occupation 1 saute d'un onde divergente sur une onde convergente et une seule, elle n'a rien de plus à répondre que ce que disait déjà Bohr : la transition quantique est un phénomène qui transcende le cadre macroscopique de l'espace-temps. Entre les deux écrans, le corpuscule est "assis entre deux chaises", et dans les coulisses de l'espace-temps.

Et la constante h, nous demandera-t-on sans doute, où s'est-elle réfugiée dans cette théorie ? Elle ne figure plus dans l'équation des ondes, et elle ne figure pas non plus dans la quantification des nombres d'occupation $\langle\psi|\psi\rangle = n$. Notre réponse est celle-ci : h reparait avec une loi physique, d'après laquelle sous certains aspects une onde ψ occupée n fois équivaut à n corpuscules au sens classique. C'est ainsi que la charge électrique du nuage sera $nh\,\varepsilon/c^2 \equiv ne$, que celui-ci équivaudra[1] à un corpuscule unique de masse propre $n\,h\,\nu_0\,/\,c^2 \equiv n\,m_0$, que, si l'onde a une fréquence pure, elle portera une énergie $n\,h\,\nu$ ou que, si elle est dans un état pur de

---

(1) – quant à l'intégrale d'action $- nm_0 \iiiint \bar{\psi}\psi\,dx\,dy\,dz\,dt$.

spin, son moment cinétique sera multiple de $h/4\pi$. En règle générale, h sera en facteur dans toutes les grandeurs à signification corpusculaire, ainsi naturellement que dans les tenseurs densitaires correspondants. Mais h sera systématiquement exclu de l'équation des ondes, où ne figureront que des constantes à interprétation ondulatoire.

Terminons en formulant, dans notre théorie, les règles de l'opération de mesure quantique. Comme y a insisté Von Neumann, toute mesure quantique est l'ensemble d'une question et d'une réponse. La question, posée à l'objet quantique par un appareil macroscopique, est décrite au moyen d'un système orthogonal complet d'ondes de l'espace-temps, sous-tendues par l'appareil macroscopique, et astreintes à vérifier l'équation des ondes [6] . La réponse à cette question est un système de nombres entiers d'occupation de ces ondes.

*

* *

APPENDICE : Remarques sur le problème de la synthèse entre relativité générale et théorie des quanta.

Rappelons d'abord le remarquable argument d'Einstein et Bohr [1] prouvant la nécessité de cette synthèse. Il s'agit de la 4ème relation d'incertitude. L'on a une boite close munie d'un volet mobile d'où peut s'échapper un corpuscule. Son énergie W sera frappée d'une incertitude ΔW reliée à la durée Δt d'ouverture, conformément à la relation de Heisenberg

$$\Delta W \,.\, \Delta t \simeq h \;.$$

Mais, demande Einstein invoquant l'équivalence de relativité restreinte entre énergie et masse inerte, ne peut-on tourner cette interdiction en pesant la boite avant son ouverture et après sa fermeture ? Alors, répond Bohr, il faut tenir compte de l'incertitude de lecture de la balance et de ses conséquences.

Supposons que la boite soit suspendue à un ressort sans masse, et qu'elle soit pourvue d'un index parcourant une règle graduée verticale z . Soit Δz l'erreur de lecture de la balance, Δm l'erreur commise sur la masse de la boite. Au bout d'un temps t , l'impulsion de la boite aura varié de $\Delta m \,.\, g\,t$. Si t est la durée de la pesée, l'on gagne évidemment en précision en prenant t grand, sans cependant pouvoir dépasser la limite permise par l'incertitude de Heisenberg ; la valeur de t correspondante est telle que

$$\Delta p_z = \frac{h}{\Delta z} = g\,t\,\Delta m \quad , \qquad \text{d'où} \qquad \Delta m = \frac{h}{g\,t\,\Delta z} \quad .$$

Par ailleurs, le principe d'équivalence entre masses inerte et grave entraine, comme on le sait, que l'étalon du temps varie suivant la verticale d'après la loi

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{g\,\Delta z}{c^2} \quad , \qquad \text{d'où} \qquad \Delta t = \frac{g\,t\,\Delta z}{c^2} \quad .$$

En rapprochant ces deux résultats, il vient la 4ème relation d'incertitude sous la forme "en masse"

$$c^2 \quad \Delta m \quad \Delta t \;=\; h \quad , \qquad\qquad \text{C.Q.F.D.}$$

Cet argument, remarquable dans sa simplicité, met bien en évidence la cohérence interne de la Nature. N'importe lequel des trois principes : 4ème relation d'incertitude (quanta) , équivalence entre énergie et masse inerte (relativité restreinte), altération de l'étalon du temps par la gravitation (relativité générale) peut être déduit des deux autres. L'argument rappelle celui de l'effet Doppler de gravitation déduit par "équivalence" [2] , et en effet c'est la théorie des ondes qui est sous-jacente dans les deux cas. L'on pourrait presque dire que les preuves les plus précises en faveur de l'effet Doppler de gravitation sont celles tirées de ces deux arguments parents.

Quant à savoir comment obtenir la synthèse théorique entre relativité générale et théorie des quanta, la théorie phénoménologique exposée dans les pages qui précèdent donne des indications, qui d'ailleurs corroborent ce qu'on peut induire autrement [7] .

Certaines tentatives de synthèse entre relativité générale et théorie des quanta ont cherché à "quantifier" une mécanique relativiste du point. Mais, dans cette voie, l'on se heurte à la très redoutable objection que voici. Si les sources du champ de gravitation sont des particules ponctuelles soumises aux incertitudes de Heisenberg, celles-ci vont se répercuter sur la métrique, et alors on ne pourra plus écrire une équation d'ondes bien déterminée pour ces particules. Il y a là une source de complications sans fin.

Mais, d'après notre version de la complémentarité, une onde matérielle doit être considérée comme réellement continue. En représentation de Heisenberg du graviton et de la particule à spin, ou "spinion", en interaction [3] , nous devrons donc avoir d'une part les équations d'Einstein avec, au second membre, le tenseur de Tetrode du "spinion", d'autre part les équations d'onde du "spinion" écrites avec des dérivées covariantes convenablement définies. Si, dans l'ancienne perspective de la complémentarité, l'on veut considérer que l'espace-temps macroscopique résulte d'un processus de moyenne, l'on peut dire qu'il aura été tenu compte statistiquement des incertitudes de Heisenberg, de la manière qu'il fallait, par le seul fait d'écrire le tenseur de Tetrode au second membre des équations d'Einstein. D'autre part, l'équation d'onde covariante du "spinion" libre dans le champ de gravitation contient à la fois la transposition de la loi d'une masse propre constante pour la charge d'épreuve, et une loi de réfraction des ondes de spinion se substituant à la loi des géodésiques.

En représentation de Heisenberg, la fonction de répartition des nombres d'occupation est invariable, et c'est ce qui fait que les équations d'onde-opérateurs et d'ondes-valeurs moyennes sont formellement les mêmes. Ici, la représentation de Heisenberg diffère de celle que l'on connait en ce que les équations d'onde du graviton (au moins) sont non-linéaires. Il semble vraisemblable que si, dans ce cas, l'on sait un jour généraliser la transformation de Schwinger [3] pour passer en représentation d'interaction, celle-ci sera nécessairement une représentation approchée valable dans l'Univers minkowskien tangent. Si l'on réussissait à parfaire un tel programme, toutes les tendances profondes de la théorie du graviton de Mme Tonnelat [4] seraient accomplies.

BIBLIOGRAPHIE

[1] BOHR, N. - Discussion with Einstein, <u>in</u> Einstein Philosopher Scientist, U.S.A., 1949, p. 224-228.

[2] EINSTEIN, A. - Annalen der Physik, 35, 1911, p. 900-906.

[3] SCHWINGER, J. - Physical Review, 74, 1948, p. 1439-1461.

[4] TONNELAT, M.A. - Annales de Physique, 17, 1942, p. 158-208 et 19, 1944, p. 396-445.

[5] COSTA DE BEAUREGARD, O.- Revue générale des Sciences, 1955, n° 9-10. - Revue Philosophique (sous presse).

[6] COSTA DE BEAUREGARD, O.- Journal de Physique, 16, 1955, p. 770-780.

[7] COSTA DE BEAUREGARD, O.- Comptes Rendus, 240, 1955, p. 2383.