Epistemological Letters 8

Abner Shimony, F. Bonsack

Publication Date

14-10-1900

Association F. Gonseth

INSTITUT DE LA METHODE

EPISTEMOLOGICAL LETTERS

LETTRES EPISTEMOLOGIQUES

EPISTEMOLOGISCHE BRIEFE

- - -

Hidden Variables and Quantum Uncertainty
(Written Symposium, 8th Issue)

Variables cachées et indéterminisme quantique
(Symposium écrit, 8ème livraison)

Verborgene Parameter und Quanten-Unbestimmtheit
(Schriftliches Symposium, 8.Heft)

January 1976 Janvier

Contents Sommaire Inhalt

14.3 A. Shimony - Reply to Dr. Lochak (14.0)

In the sixth issue of this Symposium Dr. G. Lochak attempts to show that the inequality of Bell governs only the statistics of "grandeurs cachées", but not generally the statistics of measured quantities. He concludes that experimental results violating Bell's inequality do not constitute decisive evidence against every kind of local hidden-variable theory.

Lochak presents two arguments, which seem to be independent of each other, but either of which would suffice to establish his conclusion.

The first argument depends upon imputing to Bell an implicit assumption which he does not make and does not need to make. Lochak correctly notes that if the hidden state determines the values of all observables, then the configuration space $\mathcal{E}\{\lambda\}$ of the hidden variables can be partitioned into disjoint exhaustive subspaces in alternative ways: $\mathcal{E}\{\lambda / A(\vec{a},\lambda) = \alpha\}$, $(\alpha = \pm 1)$, and $\mathcal{E}\{\lambda / A(\vec{a}',\lambda) = \alpha'\}$, $(\alpha' = \pm 1)$, where $A(\vec{a},\lambda)$ is the outcome of measuring the component of spin in the $\vec{a}$-direction of a spin-$\frac{1}{2}$ particle, if the hidden state of the particle is λ. Probabilities of the various experimental outcomes are then determined if a distribution $\rho(\lambda)$ is defined on $\mathcal{E}\{\lambda\}$. Lochak then says that we can also define the probability

$$P_{\vec{a},\vec{a}'}(\alpha,\alpha') = \Pr\{A(\vec{a},\lambda)=\alpha,\ A(\vec{a}',\lambda) = \alpha'\}$$
$$= \int_{\mathcal{E}_\alpha \cap \mathcal{E}_{\alpha'}} \rho(\lambda)\, d\lambda .$$

He then interprets the defined probability as follows: "ceci n'est autre que la probabilité d'obtenir la valeur α pour la mesure du spin de la particule ... dans la direction $\vec{a}$ et la valeur d'obtenir α' pour la mesure du spin de la même particule dans une autre direction $\vec{a}'$." (p.46) Lochak's interpretation, however, would not be justified except under the assumption that the measurement of spin in the direction $\vec{a}$ can in principle be made without disturbing the hidden state λ of the particle, so that the subsequent measurement of spin in the direction $\vec{a}'$ is determined by the same λ. Bell most emphatically does not make this assuption, as one can see by reading his careful discussion on pp.176-8 of Ref. 1. If he wished to make use of the concept $P_{\vec{a},\vec{a}'}(\alpha,\alpha')$, he evidently could give a different interpretation to it from Lochak's, and an entirely natural one: namely, the probability that the particle is in a state such that a measurement of spin in the direction $\vec{a}$ (if that option were taken by the experimenter) would yield the value α, and a measurement of spin in the direction $\vec{a}'$ (if that option were taken) would yield the value α'. Lochak anticipates this interpretation in the paragraph on p.48 which begins "On pourrait nous répondre ceci.." However, he finds the interpretation unacceptable, "car l'impossibilité de connaître, au cours d'une même expérience, deux projections différentes du spin d'une particule ne provient pas d'une simple incompatibilité d'appareillage: elle provient de ce que l'état de la particule dans lequel la valeur de la composante $\vec{b}$ est mesurable n'est pas la même que celui dans lequel la valeur de la composante $\vec{b}'$ est mesurable" (ibid.). Lochak's objection at this point might be expected from some one who believes that the quantum mechanical description of a system is complete, but it does not readily agree with the point of view of hidden-variable theories, which he intends to defend. In particular, his answer completely fails to take account of the force of the argument of Einstein, Podolsky, and Rosen concerning that member of the pair of correlated particles which is not disturbed by the experimenter. In the situation envisaged by EPR, the state of the undisturbed particle is the same -- provided that there is no action at a distance -- whether the experimenter decides to measure one component of the spin or another one.

The joint probability concept which Bell does need for his argument is $P_{\vec{a},\vec{b}}(\alpha,\beta) = Pr\{A(\vec{a},\lambda) = \alpha, B(\vec{b},\lambda) = \beta\}$, where $\vec{a}$ and α refer to the first of a pair of correlated but spatially separated particles and $\vec{b}$ and β refer to the second of the pair. An he does interpret this concept as the probability of joint experimental results on the two particles. It is his assuption of the locality of the hidden-variable theory that permits this interpretation, and which thereby permits him to conclude that his inequality does concern the results of measurements. Finally, Bell's use of the integrand $A(\vec{a},\lambda)A(\vec{a}',\lambda)B(\vec{b},\lambda)B(\vec{b}',\lambda)$ requires no commitment concerning the possibility of experimentally determining the state λ, and thereby simultaneously knowing the values of several components of the spin of a particle. The integrand is meaningful if the functions $A(\vec{a},\lambda)$ etc. are meaningful, which of course is the supposition of the type of local hidden-variable theory considered up to this point in the present note.

Lochak's second argument (pp.51 ff.) is that Bell's inequality requires the assumption that the experimental result of measuring a definite quantity of a system depends only upon the hidden state λ of the system, and therefore that the statistics of observations depend only upon the distribution $\rho(\lambda)$. Lochak argues that a hidden-variable theory like that of de Broglie, in which the experimental outcome depends upon the apparatus as well as upon the hidden variable of the system, is not bound by Bell's inequality, and therefore that experimental results violating the inequality do not refute such a theory.

Lochak has failed to pay attention to several papers[1,2,3] in which a derivation of Bell's inequality is given or sketched without relying upon the assumption in question. The best derivation, in the sense of proceeding from the weakest hypotheses, is that of Clauser and Horne in Ref. 3. They consider a source of coincident two-particle emissions, together with two well-separated analyzer-detector assemblies 1 and 2. Assembly 1 has an adjustable paramater a (e.g., an angle of orientation of a polarizer), and assembly 2 has an adjustable parameter b. If λ is the hidden state of an emitted pair, let $p_1(\lambda,a)$ be the probability of a count being registered by assembly 1, $p_2(\lambda,a)$ be the probability of a count being registered by assembly 2, and $p_{12}(\lambda,a,b)$ the probability of joint registrations. The Clauser-Horne version of the locality assumption is

$$p_{12}(\lambda,a,b) = p_1(\lambda,a) \cdot p_2(\lambda,b).$$

This assumption does not prevent correlations between the behaviors of the two assemblies, but it supposes that the correlation is due only to the state λ of the emitted pair; there is specifically no awareness by assembly 2 of the value a of the adjustable parameter of assembly 1, and conversely. Clauser and Horne derive Bell's inequality from this locality assumption, without explicitly or implicitly assuming that the result of the measurements is fixed by λ. Their derivation permits the possibility that the behavior of assembly 1 (and similarly of assembly 2) may depend upon its own state as well upon λ. Furthermore, the behavior may be stochastic rather than deterministic, even when all hidden variables are specified, so that the Clauser-Horne derivation applies to stochastic local hidden-variable theories as well as to deterministic ones.

As I understand de Broglie's theory of the double solution, it falls within the class of theories to which the Clauser-Horne derivation applies. Possibly, however, I have misunderstood the theory, and it fails to be included in this class . There may be an explanation along the following lines. Let v be the physically objective wave associated, in accordance with the theory of the double solution, with the two-particle emission. When this wave impinges upon assembly 1 the whole wave is affected, including the part which impinges upon assembly 2. In this way the probability p_2 of registration by the second assembly could indeed depend upon the parameter a, and conversely. If so, then the locality assumption would not hold for the theory of the double solution. Such an answer, however, would raise questions about agreement with relativity theory. Suppose that in an actual experiment coincidence counts were collected only within a very small time interval, for concreteness an interval of 3×10^{-9} sec., during which light would travel 90 cm. If the assemblies 1 and 2 are several meters apart, the explanation just sketched would be feasible only if perturbations of the physical wave v would propagate faster than light.

In general, any one who wishes to defend a theory which does not satisfy the locality assumption ought to state very clearly the exact way in which it is non-local and ought to examine carefully the experimental consequences of non-locality, since his theory makes a very drastic departure from the physical principles which have been successful until now. On the other hand, the only way in which local hidden-variable theory can be shielded from refutation, if the preponderance of experimental results obtained so far is not reversed, is by the kind of conspiratorial behavior of the detectors exhibited in the model of Clauser and Horne.[3] (Their model was mentioned in the first issue of this Symposium, but it had not been published at that time.) In view of the extreme implausibility of such behavior, the local hidden-variable theories are very hard to defend, and their advocates should remember the sermon of Donne: "And therefore never send to know for whom the bell tolls; it tolls for thee."

Abner Shimony
Departments of Philosophy
and Physics
Boston University

REFERENCES

(1) J.S.Bell - Foundations of Quantum Mechanics, ed. B.d'Espagnat (Academic Press, New York and London, 1971).

(2) A.Shimony - Logic, Methodology and Philosophy of Science IV, ed. P.Suppes et al. (North-Holland, Amsterdam, 1973).

(3) J.F.Clauser and M.A.Horne - Phys. Rev. 10D, 526 (1974).

12.1 A. Shimony - A Comment on Landé's Approach to Quantum Mechanics

A. Landé's Quantum Mechanics in a New Key[1] was recommended in a letter to this Symposium from Prof. Bernays and also (though with some qualifications) in a letter from Prof. Huguenin. There are, however, great difficulties in Landé's approach, some of which were pointed out in a review[2] of an earlier book of his. It was shown in the review that the axiom system which he was using at that time admitted of a model which is not quantum mechanical. In order to eliminate such a model, Landé added a new axiom to his system,[3] which is essentially the same as the "postulate of correspondence" on p.42 of Ref. 1. Recently, a critical evaluation of Landé's new axiom has been published by Nartonis.[4] This evaluation should be carefully studied before making a judgment on Landé's approach.

Abner Shimony

REFERENCES

(1) Exposition Press, New York, 1973.

(2) A.Shimony, Physics Today 19, 85 (September 1966).

(3) A.Landé, Physics Today 20, 55 (February 1967). Am. J. Phys. 37, 541 (1969).

(4) D.K.Nartonis, Br. J. for the Phil. of Science, 25, 329 (1974).

15.0 F. Bonsack - Les conditions de validité du théorème de Bell

Je me place dans l'hypothèse suivante:
On a un dispositif qui prépare des systèmes S (par exemple des particules) d'un certain type et les met dans un certain type d'états. Du point de vue du démon de Laplace, on peut s'imaginer qu'on connaît l'état des systèmes lorsqu'ils quittent l'appareillage (c'est à dire lorsqu'ils traversent une certaine région Z de l'espace E_3). Si cet état est défini par certaines grandeurs, à chaque état ainsi préparé, on peut faire correspondre un point d'un espace de configuration E_c; on peut donc faire correspondre au dispositif préparateur une certaine densité de probabilité $\rho(x_1, x_2 \ldots x_n)$. On suppose cette densité stable au cours du temps. Elle est en principe mesurable si l'on place un appareil de mesure à la sortie du "préparateur", mais il faut tenir compte d'un certain flou provenant des imprécisions de la mesure.

Lorsqu'un système quitte l'appareillage et traverse la région Z de E_3, on fait démarrer son compteur de temps à zéro. La densité ρ concerne donc l'état où se trouve le système à son temps $t = 0$.

Dans une région de l'espace E_3 suffisamment éloignée du dispositif préparateur, on fait des mesures, c'est-à-dire qu'on place un analyseur A_k qui dirige le système analysé vers des régions disjointes R_1 (A_k), R_2 (A_k), ..., R_l (A_k), la distribution se faisant en fonction de la valeur d'une certaine grandeur (selon la description de la mesure proposée par de Broglie et Lochak).

On admet que le choix de l'analyseur n'influence pas la préparation des systèmes ni leur état lorsqu'ils traversent la zone Z: on peut remplacer l'analyseur A_k par un autre analyseur A_h incompatible avec le premier: l'état d'un système lorsqu'il quitte le "préparateur" n'est pas influencé par ce choix. Par contre, l'évolution ultérieure du système en sera, elle, bien sûr, influencée.

Si le système était classique, son état au temps t_o permettrait de déterminer avec certitude, pour un analyseur déterministe (c'est-à-dire n'introduisant pas de perturbation aléatoire) choisi, dans quelle région $R_1(A_k)$, $R_2(A_k)$,..$R_l(A_k)$ de l'espace E_3 on le retrouvera après l'analyse. On peut donc faire une partition de l'espace de configuration E_c au temps t_o en régions correspondant aux diverses régions $R_l(A_k)$ de E_3 pour un certain analyseur A_k, partition que j'appellerai partition k.

Rien ne m'empêche de prendre un autre analyseur A_h, même incompatible avec le premier, et de refaire une partition de l'espace de configuration E_c au temps t_o correspondant aux diverses régions R_m (A_h), partition que j'appellerai partition h.

Je peux alors comparer les deux partitions, constater par exemple que deux régions de E_c appartenant l'une à la partition k, l'autre à la partition h n'ont pas de point commun.

Mais par contre, si je suis sûr que toute particule se retrouve après analyse dans l'une des régions de l'espace E_3, aussi bien pour l'analyseur A_k que pour l'analyseur A_h, tout point de E_c doit se trouver dans une région de la partition k et dans une région de la partition h et je peux parler des points de E_c qui appartiennent à la fois à telle région de la partition k et telle autre région de la partition h.

Shimony et Horne, dans leur article du premier fascicule de notre symposium écrit, se mettent dans cette situation. A ceci près qu'ils considèrent un système S qui se scinde en deux systèmes S_1 et S_2, les états de S_1 et S_2 étant corrélés. Par exemple, ils considèrent des atomes qui émettent deux photons dont la polarisation est liée: si l'un est polarisé selon un axe, on peut prédire avec certitude que l'autre sera polarisé selon le même axe.

Ces paires de système présentent un intérêt particulier pour les raisons suivantes:

a) Contrairement au postulat de Bohr selon lequel on ne peut pas déterminer l'état d'un système sans le perturber, on peut ici obtenir des renseignements sur S_2 en ne mesurant (et donc en ne perturbant) que S_1.

b) On peut d'autre part faire sur S_1 et S_2 des mesures indépendantes, qui seraient éventuellement incompatibles si on les réalisait sur le même système. Par exemple, on pourrait en principe mesurer sur S_1 la position et sur S_2 l'impulsion, grandeurs non simultanément mesurables avec exactitude en vertu des relations d'incertitude de Heisenberg.

On aura donc un système S caractérisé par des variables cachées λ et donc représenté au temps t_o par un point représentatif λ_o dans l'espace de configuration des λ.

Ce système se partage en deux systèmes S_1 et S_2 (plus exactement en trois systèmes: l'atome et les deux photons; nous ne considérons ici que les deux photons).

S_1 et S_2 tombent chacun sur un analyseur qu'ils appellent a et a' pour S_1, b et b' pour S_2. Ces analyseurs sont des polariseurs caractérisés par un certain axe.

Après analyse, chacun des systèmes S_i peut se trouver dans deux portions séparées de l'espace E_3; On décide de considérer le résultat de la mesure comme étant +1 si le photon est polarisé selon un certain axe, -1 s'il est polarisé selon un axe perpendiculaire. Pour l'analyseur a, on aura donc une région de E_3 correspondant à $A_a = +1$, une autre correspondant à $A_a = -1$.

Pour chaque analyseur a, a', b, b', l'espace de configuration E_c des λ (sauf éventuellement une zone de mesure nulle) est partagé en deux domaines, et si l'on superpose ces partitions, on obtient une zone correspondant par exemple à $A_a = +1$, $A_{a'} = -1$, $B_b = -1$, $B_{b'} = -1$ ainsi que d'autres zones correspondant aux15 autres combinaisons des A_a, $A_{a'}$, B_b, $B_{b'}$. Il est tout à fait possible que certaines de ces 16 zones soient vides, par exemple qu'il n'y ait aucun état qui donne $A_a = +1$ si l'on choisit l'analyseur a, et $A_{a'} = -1$ si l'on choisit l'analyseur a'. C'est effectivement ce qui va se passer si l'on a a=a', mais cela ne nuit pas à la généralité du raisonnement.

Certaines de ces superpositions correspondent à des mesures compatibles (par exemple celles qui concernent a et b'); elles sont superposables en vertu du principe de localisation de Bell. D'autres superpositions (par exemple celles qui concernent a et a') correspondent à des mesures incompatibles.

On peut maintenant s'intéresser aux corrélations entre les résultats obtenus pour le système S_1 et ceux qui concernent le système S_2. On dira par exemple, si l'on a choisi les analyseurs a' pour le système S_1, b pour le système S_2, que la corrélation est +1 si $A_{a'}$ et B_b ont le même signe, -1 sinon.

Ces corrélations nous intéressent, car

a) Les moyennes de ces corrélations sont des grandeurs mesurables expérimentalement: puisqu'on peut déterminer, sur S_1 et S_2, si le résultat de la mesure est +1 ou -1, il suffit de prendre la corrélation +1 lorsqu'il y a accord, -1 lorsqu'il y a désaccord, de sommer et de diviser par le nombre de mesures. On obtient ainsi un nombre variant entre +1 (si toutes les corrélations sont positives) et -1 (si toutes les corrélations sont négatives), mais pouvant prendre toutes les valeurs entre +1 et -1 selon les axes choisis pour S_1 et S_2 (d'après la mécanique quantique, selon l'angle entre ces axes).

b) Ces corrélations peuvent être calculées à l'aide de la mécanique quantique.

c) Elles pourraient d'autre part être calculées d'après les théories à paramètres cachés si l'on connaissait la densité $\rho(\lambda)$ des états dans l'espace de configuration E_c des λ et si l'on connaissait les zones de cet espace qu'on peut attribuer aux différents résultats possibles des mesures. Mais on ne connaît ni l'un ni l'autre. Ces corrélations moyennes ne peuvent donc pas être calculées dans les théories à paramètres cachés.

d) Par contre, si l'on additionne astucieusement, et avec des signes convenables, des corrélations moyennes obtenues dans diverses situations expérimentales, (ceci sans se préoccuper si oui ou non elles sont physiquement compatibles), on peut obtenir des inégalités valables pour n'importe quelle densité $\rho(\lambda)$ et pour n'importe quels λ, pourvu que ces λ restent statistiquement les mêmes d'une expérience à l'autre. On peut faire les mêmes sommes avec les corrélations moyennes prévues par la mécanique quantique et on constate alors que celles-ci tombent en dehors de la zone permise par certaines de ces inégalités caractéristiques des théories à variables cachées.

Il faut bien souligner que ces sommes n'ont aucune signification physique; seules les corrélations moyennes en ont une et les sommes ne font que mettre en évidence des relations obligées entre ces corrélations.

Les postulats essentiels sont donc les suivants:

1. On sait préparer des systèmes présentant une densité de probabilité stable dans l'espace de configuration.

2. Le choix d'un analyseur est sans influence sur la préparation de l'état S, et le choix d'un analyseur pour S_1 est sans influence sur le résultat de la mesure sur S_2 (Principe de localisation de Bell, qui autorise la superposition des partitions de E_c).

3. Le résultat d'une mesure sur S_1 est entièrement déterminé par l'état λ_0 du système S au sortir du préparateur et par le choix de l'analyseur en a (de même pour S_2 et b) (variables cachées fournissant une description complète, équations d'évolution déterministes, analyseur déterministe).

4. On peut, en vertu de 3 et en remontant dans le temps les lois d'évolution supposées déterministes, classer les états initiaux d'après les états finaux vers lesquels ils évolueraient dans certaines circonstances expérimentales, puis classer ces mêmes états initiaux d'après les états finaux vers lesquels ils évolueraient dans d'autres circonstances expérimentales ("final" signifiant ici "après l'analyseur, lorsque les paquets d'ondes sont séparés dans E_3", "initial" signifiant "assez loin avant l'analyseur").

Si l'on accepte ces quatre postulats, je ne vois pas comment on pourrait échapper aux conclusions de Bell, ou de Freedman, Shimony et Horne.

Par contre, les démonstrations perdent leur validité si l'on suppose que l'analyseur introduit des perturbations aléatoires, c'est-à-dire si des systèmes S dans un même état λ_0 à la sortie du préparateur peuvent se retrouver, selon l'état de l'analyseur, dans l'une ou l'autre des régions de l'espace E_3 avec une certaine probabilité pour chacune des régions. Dans ce cas, on ne peut plus ni faire une partition de l'espace de configuration E_c, ni calculer des moyennes à partir de la densité de probabilité $\rho(\lambda_0)$ seule.

Dans ces conditions, les questions qu'on peut poser au physicien sont les suivantes:

a) Les considérations de Bell et autres permettent-elles de dire si les résultats prévus par la mécanique quantique sont plus dispersés, aléatoires que ceux prévus par les théories à paramètres cachés, ou s'ils le sont moins? (Cette question est importante pour savoir si une source supplémentaire de perturbations peut rapprocher les prévisions des théories à variables cachées de celles de la mécanique quantique.)

b) Ce qu'on sait des analyseurs tels qu'un champ magnétique ou un polariseur permet-il de prévoir une perturbations aléatoire de la particule qui le traverse? Y a-t-il des "fluctuations quantiques" qui pourraient expliquer que même un système supposé entièrement déterminé par des variables cachées puisse se retrouver, après analyse, dans des régions différentes de E_3?

c) La séparation du système S en deux systèmes S_1 et S_2 ne donne-t-elle prise à aucune perturbation de la part d'un autre système?

d) Enfin peut-on, en introduisant une distribution vraisemblable des perturbations dues à l'analyseur, retrouver des résultats compatibles avec ceux prévus par la mécanique quantique, et ceci sans sacrifier la condition de localisation?

Je ne suis pas sans avoir une petite idée sur la réponse qu'on pourrait donner à certaines de ces questions.

Si l'on parle d'indéterminisme quantique, c'est qu'en général les résultats prévus par la mécanique quantique sont plus dispersés que ceux qu'on espère obtenir par une théorie à paramètres cachés, censée rétablir de droit un déterminisme strict.

D'autre part, l'analyseur est lui-même un système quantique, donc soumis aux relations d'incertitude. Il serait bien surprenant, dans la perspective même de la mécanique quantique, que sa réaction avec un système S supposé déterminé n'introduise pas des perturbations aléatoires de ce système S.

Bref, il me semble qu'une théorie à paramètres cachés ne peut pas se permettre d'introduire des paramètres cachés seulement du côté du système à mesurer S . Qu'elle doit également introduire des paramètres cachés décrivant l'état de l'analyseur. Et, si cette vue est juste, il ne faut guère s'étonner de ne pas pouvoir résoudre un problème dont on oublie la moitié des données.

Addendum

Je vois dans l'article de Shimony 14.3 que les physiciens ne m'ont pas attendu pour se poser ces questions. Il me reste à essayer de comprendre ce qu'ils y ont répondu...

"Epistemological Letters" are not a scientific journal in the ordinary sense. They want to create a basis for an open and informal discussion allowing confrontation and ripening of ideas before publishing in some adequate journal.

Les "Lettres épistémologiques" ne voudraient pas être un périodique comme les autres. Elles désirent instaurer un mode de discussion libre et informel, permettant de confronter les idées, de les faire mûrir, avant leur éventuelle publication définitive dans une véritable revue.

Die "Epistemologischen Briefe" sollten keine wissenschaftliche Zeitschrift im üblichen Sinne sein. Sie möchten eher Gelegenheit bieten, frei und formlos Ideen auszutauschen und reifen zu lassen, welche dann in einer eigentlichen Fachzeitschrift veröffentlicht werden könnten.

Contributions, remarks, objections, answers should be sent to :

Les contributions, remarques, objections, réponses sont à envoyer :

Beiträge, Bemerkungen, Einwände, Antworten sind zu richten an :

ASSOCIATION FERDINAND GONSETH
CASE POSTALE 1081
CH - 2501 BIENNE.

Nouvelle adresse du secrétaire :

François Bonsack
Av. de Cour 155
CH - 1007 Lausanne.