80e Année - N° 682 Publication mensuelle Mars 1986

Bulletin de l'Union des Physiciens

Association de professeurs de Physique et de Chimie

Les photons inséparables

par C. RUHLA,
Institut de Physique Nucléaire de Lyon,
Villeurbanne.

ORNITHOLOGIE.

On appelle « inséparables » des petits perroquets du genre agapornis. Ils doivent leur nom au comportement des membres de chaque couple qui ne se quittent pas et se tiennent pressés l'un contre l'autre sur leur perchoir.

GUIDE DES OISEAUX.

Si les ornithologistes savent depuis longtemps qu'il existe des perroquets inséparables, les physiciens, par contre, viennent tout juste de se convaincre qu'il en est de même pour les photons, à la suite d'une très belle expérience réalisée à la Faculté des Sciences d'Orsay par Alain ASPECT et son équipe. Cette expérience est remarquable, tant par sa difficulté, surmontée, que par ses résultats, particulièrement nets. Mais l'impact de cette expérience dépasse le cadre strict de la Physique, car elle intervient, comme pièce à conviction, dans un débat philosophique qui oppose les physiciens depuis bientôt 60 ans. C'est en effet à la conférence de Côme en 1927, que sont apparues clairement deux interprétations contradictoires de la mécanique quantique, celle d'Albert EINSTEIN et celle de Niels BOHR. Il nous a paru intéressant, aujourd'hui, de tenter de situer le débat, de souligner l'apport original des expériences d'Orsay, et enfin de présenter les axes de recherche futurs, car rien désormais ne sera comme autrefois.

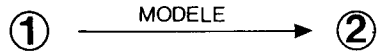
LA SCIENCE, POURQUOI ? COMMENT ?

On pense souvent que la Science est une explication du monde. Même si cet aspect est important, ce n'est pas malgré tout une

caractéristique fondamentale. *La fonction première de la Science est la prévision.*

Si nous prenons l'exemple des éclipses, on peut rappeler que certaines civilisations primitives les interprétaient comme l'action d'une divinité maléfique, ennemie du soleil. Cette interprétaton est une explication, mais elle ne débouche sur aucune prévision. Ce n'est donc pas de la Science. Au contraire, les anciens chaldéens avaient observé que les éclipses se reproduisaient régulièrement avec une période de 18 ans, dénommée cycle de Saros. La reconnaissance de ce cycle n'a qu'un pouvoir explicatif limité, contenu dans l'idée de régularité, mais par contre c'est une méthode de prévision efficace. C'est donc déjà de la Science, sous sa forme la plus élémentaire : l'empirisme. On a fait mieux depuis !

La méthode scientifique de prévision est toujours ordonnée suivant le même schéma. L'objectif est de construire une chaîne logique qui conduit de la situation [1] à la situation [2].



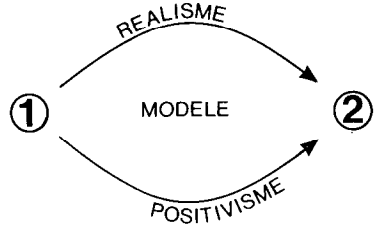
Cette chaîne logique prend la forme d'un modèle mathématique, en particulier dans les sciences physiques, fortement mathématisées. Ainsi la loi de chute des corps :

$$z = \frac{1}{2} g t^2$$

est un modèle qui permet de suivre le mouvement d'une pierre lâchée du sommet de la tour du Crédit Lyonnais (1) (situation [1]), jusqu'à sa base (situation [2]).

UN SOUS-PRODUIT INTERESSANT : LA CONNAISSANCE SCIENTIFIQUE.

Si la fonction première de la Science est la prévision, il n'en est pas moins vrai qu'elle nous apporte un sous-produit particulièrement intéressant, la connaissance scientifique. Mais, à ce stade, le débat philosophique commence : que représente le modèle mathématique ?



(1) L'auteur étant lyonnais, cet exemple s'imposait.

Avec l'école réaliste, EINSTEIN pense que le modèle mathématique est l'image d'un objet réel. Sans doute cette image est-elle imparfaite, mais son efficacité opérationnelle nous garantit l'existence de l'objet, indépendamment de l'observateur. En clair, ceci veut dire que je crois à l'existence d'un aérolithe, même si je ne suis pas là pour le recevoir sur la tête.

Avec l'école positiviste, BOHR pense que le modèle mathématique a pour seul objectif d'établir des relations entre des grandeurs observables. Par contre il n'est pas possible d'affirmer ou d'infirmer l'existence d'une réalité objective indépendante de l'observateur, ou même de savoir si cette question a un sens. En clair, ceci veut dire que le chronométrage d'un coureur à pied est simplement une méthode de calcul reliant le top de départ et le top d'arrivée. Ces tops peuvent être enregistrés même si l'on ne voit pas le coureur, qui acquiert, à ce stade, une existence mythique.

Fort heureusement, réalistes et positivistes s'accordent pour créer de la Physique, c'est-à-dire des prévisions, mais ils restent opposés sur le sens qu'ils donnent à leur activité.

L'ART ET LA MANIERE DE PREVOIR.

Sur les traces de DÉMOCRITE, créateur de la formule célèbre : « Le Hasard et la Nécessité », les physiciens ont élaboré deux méthodes de prévision.

— *Les théories déterministes* correspondent aux systèmes pour lesquels « la connaissance complète des conditions initiales et des lois d'interaction permet de prévoir l'avenir avec exactitude ». La mécanique céleste est le plus bel exemple de théorie déterministe et l'on s'en convaincra par une visite au planétarium. L'appareil, fortement informatisé, contient, sous forme de données, les observations des astronomes, et sous forme de programme, les lois d'interaction de la mécanique newtonienne. Le pouvoir de prévision est impressionnant. Sur simple demande, l'opérateur vous présentera l'état du ciel le 1er janvier de l'an 2000, à midi.

— *Les théories probabilistes* correspondent aux systèmes pour lesquels « il n'est pas possible de prévoir l'avenir avec exactitude ». Par exemple, lorsque je lance un dé, je sais qu'il y a six résultats possibles, et je n'ai aucun moyen de prévoir avec exactitude le numéro qui sortira. Je dirai donc que le résultat finalement observé a été obtenu par hasard, introduisant ainsi la notion *d'arbitraire imprévisible* pour décrire le jeu de dé. Nous voilà bien loin de la Science, qui est la prévision par excellence ! Mais l'imagination créatrice des mathématiciens a permis de sur-

monter en partie la difficulté, par l'établissement des « lois du Hasard » c'est-à-dire du calcul des probabilités. Trois types de prévision deviennent alors possibles, et utilisables.

a) Le premier type correspond à un grand nombre d'événements. Par exemple, si je lance un dé 6 000 fois, je peux prévoir le nombre de sorties du numéro 3 dans l'intervalle (905, 1095) avec un niveau de confiance de 0,997 c'est-à-dire une quasi-certitude.

b) Le deuxième type correspond à un événement unique dont la probabilité est soit très grande, soit très faible. Par exemple si je circule une année en train, la probabilité de le faire sans encombre est 0,999999, et la probabilité d'avoir un accident mortel est 0,000001. J'estime donc le risque suffisamment faible pour l'assumer, c'est-à-dire pour prendre le train sans trop d'appréhension.

c) Le troisième type correspond à un phénomène unique pour lequel plusieurs évolutions sont possibles, avec des probabilités différentes. Par exemple, si je jette deux dés, la probabilité de voir sortir une somme égale à 7 est 1/6, alors que celle de voir sortir une somme égale à 2 ou 12 est seulement 1/36. Il est donc moins risqué de jouer 7 plutôt que 2 ou 12, ce qui, *a priori*, n'était pas évident.

Pour conclure, la théorie déterministe permet de prévoir la seule évolution possible pour un système, alors que la théorie probabiliste permet de prévoir les différentes directions possibles avec la probabilité attachée à chacune d'elles.

LE MANUEL DE L'ARTILLEUR.

L'artillerie arrive à point pour nous faire comprendre la relation entre théorie déterministe et théorie probabiliste (fig. 1).

Si l'on tire successivement de nombreux coups de canon, en utilisant chaque fois le même modèle d'obus, la même charge de poudre, et la même orientation du tube, on constate que tous les obus ne tombent pas au même point, mais se répartissent au hasard sur une petite surface appelée : ellipse de dispersion. Les artilleurs connaissent bien ce phénomène et l'ont tabulé pour chaque modèle de canon. On trouve même dans certains manuels militaires la définition suivante : « On dit qu'il y a dispersion quand l'obus quitte sa trajectoire et tombe en dehors de son point de chute ». Au-delà du pittoresque de cette définition, on remarquera qu'il suffit de la compléter en disant : trajectoire moyenne et point de chute moyen (barycentre), pour qu'elle soit parfaitement correcte.

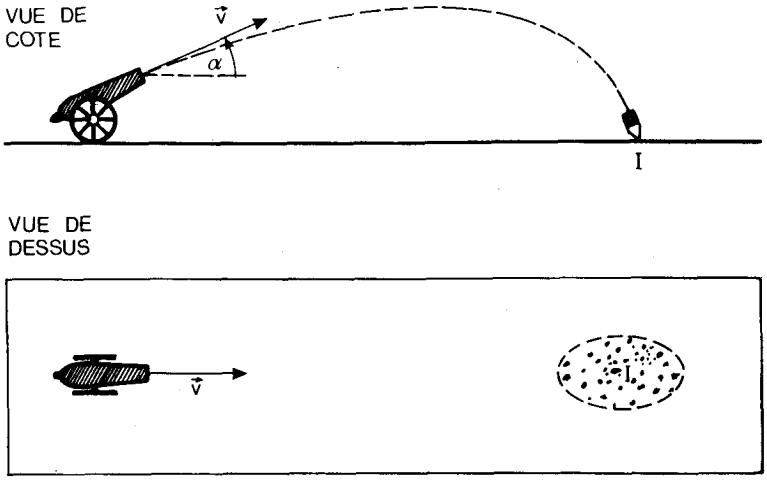


Fig. 1. — Les fondements de la balistique.

L'aspect déterministe du phénomène est calculable avec exac-titude. La connaissance de la vitesse initiale $\vec{v}$, de l'angle de tir α, et de la masse volumique ϱ de l'air suffisent pour déterminer le point d'impact moyen I. Le calcul fera intervenir les équations de la mécanique classique avec deux forces : la force de gravitation et la force de résistance de l'air.

L'aspect probabiliste intervient parce qu'en fait $\vec{v}$, α, et ϱ ne peuvent pas concrètement être définis de façon parfaite. Des petites fluctuations interviennent d'un tir à l'autre en raison de petites variations aux niveaux suivants :

— masse et usinage de l'obus,
— charge de poudre,
— positionnement de l'obus dans le canon,
— fixité de l'angle de tir,
— variations de température et turbulences de l'air.

Ce sont ces petits écarts par rapport aux conditions moyennes qui sont à l'origine de l'ellipse de dispersion, et cet exemple montre que les théories déterministes et les théories probabilistes ne s'excluent pas mutuellement, mais au contraire se complètent efficacement. La seule nuance est dans l'importance relative de chacune d'elles. Au planétarium le déterminisme est prépondérant, alors qu'au jeu de dé ce sont les probabilités qui l'em-

portent. Le problème de l'artilleur est un cas hybride qui présente bien les deux aspects du phénomène.

La question qui s'impose est de savoir si l'on peut réduire la dispersion. On peut imaginer qu'une amélioration de la fabrication du canon et des obus permettrait de réduire la différence entre chaque tir, diminuant ainsi la dispersion ; mais l'on sent en même temps que ces perfectionnements ne pourront pas être développés à l'infini car toute technique a ses limites. En bref, même en disposant d'une théorie excellente, la mécanique classique, pour décrire le phénomène, l'imprécision pratique dans la détermination des conditions initiales nous interdit une vérification expérimentale directe et parfaite du déterminisme.

A cette étape, qui est celle de la physique classique, nous pouvons retenir l'idée d'un déterminisme théorique, portant sur les valeurs moyennes, qui apparaît comme une limite idéale pour la description de phénomènes réels comportant toujours un aspect aléatoire. Toutefois, même à cette étape, la notion de limite idéale est discutée sur deux points :

— pour parler de limite idéale il faudrait être sûr que les équations de la physique classique donnent des résultats convergents autour de chaque solution. En fait il existe des cas de non-convergence : c'est, par exemple, le problème des attracteurs étranges, mais nous n'en parlerons pas ici ;

— la limite idéale des écarts est-elle nulle, ce qui autorise le déterminisme classique, ou bien existe-t-il des écarts aléatoires irréductibles au niveau microscopique ? C'est ce point que nous allons discuter.

UNE LUTTE AUX ARMES COURTOISES.

Le débat va vraiment naître et se développer avec l'élaboration d'une mécanique pour l'infiniment petit. Dès l'approche, les phénomènes observés se démarquent nettement du schéma de la mécanique classique. On voit apparaître la notion de quantification avec Max PLANCK (1900), Albert EINSTEIN (1905), et Niels BOHR (1913), la notion « d'onde associée » avec Louis DE BROGLIE (1924) ; mais c'est Werner VON HEISENBERG en 1926 qui va franchir l'étape décisive par une analyse approfondie de l'opération de mesure. La fameuse inégalité :

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geqslant \hbar/2$$

montre que le comportement de l'objet quantique est particulier, et qu'il n'est pas possible, à un instant donné, sur un même axe, de mesurer exactement et simultanément une position et une quantité de mouvement. Par là même il n'est pas possible de

définir des conditions initiales à l'image de la mécanique classique. C'est la condamnation d'une théorie mécanique de l'infiniment petit qui serait déterministe à l'image de la mécanique de NEWTON, et HEISENBERG va créer, pour la microphysique, une théorie nouvelle : la mécanique quantique. C'est une théorie probabiliste dans laquelle le hasard apparaît comme étant dans la nature même du comportement de l'objet quantique.

A la conférence de Côme en 1927, Niels BOHR va jouer le rôle de grand propagandiste de la nouvelle mécanique, tandis que Albert EINSTEIN sera le contradicteur intelligent qui sait poser les questions cruciales. Les deux antagonistes s'estiment profondément, et néanmoins leurs points de vue sont inconciliables. Profondément choqué par l'aspect indéterministe de la nouvelle théorie, EINSTEIN va chercher à montrer que la mécanique quantique contient des contradictions internes. Au prix de nuits d'insomnie, au sens propre, employées à l'analyse des objections de son adversaire, BOHR réfutera toutes les objections d'EINSTEIN, et sortira grand vainqueur de la Conférence de Côme.

EINSTEIN va orienter alors ses objections dans une nouvelle direction. Puisqu'il pense que la position et la quantité de mouvement peuvent exister *réellement* et *simultanément*, il considère la mécanique quantique comme incomplète et devant être dépassée. A ce stade du débat nous pouvons résumer, en l'actualisant, le point de vue de chacun des deux adversaires.

LE HASARD MYSTERIEUX.

Pour Einstein une théorie physique doit être une représentation déterministe et complète de la réalité d'un phénomène. Elle fera intervenir des variables connues, observables, et d'autres variables, pour le moment inconnues, les variables cachées. Dans l'ignorance actuelle des variables cachées, le comportement de la matière au niveau de l'infiniment petit nous apparaît arbitraire, et nous utilisons pour le décrire une théorie incomplète et probabiliste : la mécanique quantique.

Pour Bohr une théorie physique n'a de sens que si elle met en relation des grandeurs observables. La mécanique quantique décrit correctement l'ensemble du comportement observable des objets infiniment petits, et c'est donc une théorie complète. Le comportement observé est probabiliste ce qui veut dire que le hasard est dans l'essence même des phénomènes.

Entre le Hasard par ignorance, défendu par EINSTEIN, et le Hasard par essence, proposé par BOHR, le débat ne va pas rester sur le seul plan philosophique. Tout naturellement il va revenir sur le terrain de la physique avec une expérience par la pensée

proposée en 1935 par EINSTEIN, PODOLSKY et ROSEN, et qui dans leur esprit, était destinée à montrer que la mécanique quantique était incomplète.

DU CHOIX DE LA COULEUR.

Plutôt que d'aborder directement le problème E.P.R., il nous paraît préférable de présenter d'abord les deux thèses en présence sur un exemple de démonstration (fig. 2).

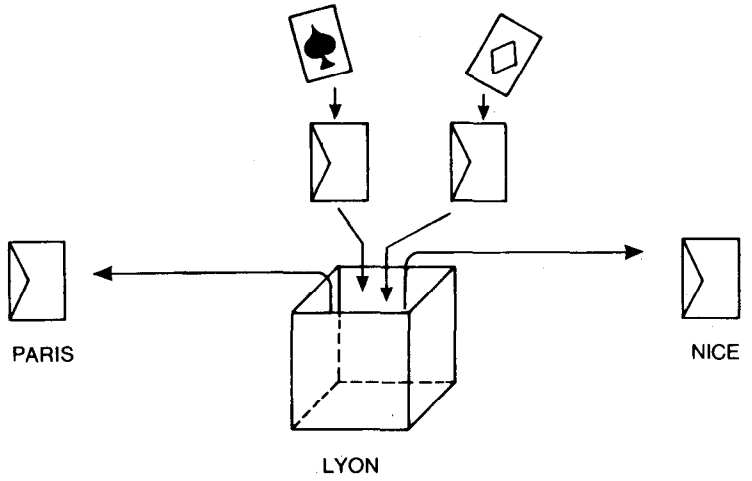


Fig. 2. — Une approche d'E.P.R.

Envisageons deux cartes à jouer, l'une rouge, l'autre noire. Je les place chacune dans une enveloppe que je cachette. J'ai ainsi deux enveloppes, extérieurement identiques, et je les enferme toutes les deux dans la même boîte. Enfin je secoue la boîte pour « brouiller les cartes », et le système est prêt pour l'expérience.

A 8 heures du matin deux voyageurs, l'un parisien, l'autre niçois, se présentent devant la boîte, à Lyon, et prennent chacun une enveloppe. Ils partent ensuite, l'un pour Paris, l'autre pour Nice. A 14 heures ils sont arrivés à destination et chacun ouvre son enveloppe. Deux résultats sont alors possibles, chacun ayant une probabilité égale à 1/2 :

a) le parisien trouve une carte rouge et le niçois une carte noire,

b) le parisien trouve une carte noire et le niçois une carte rouge.

Demandons-nous maintenant l'interprétation qu'en donneraient Albert EINSTEIN et Niels BOHR.

— *Pour Einstein* l'avenir du système est *déterminé* dès 8 heures du matin, au moment du choix, parce qu'il pense que les contenus des enveloppes sont différents. Par exemple le parisien a tiré, sans le savoir, la carte rouge et le niçois la carte noire. Les couleurs ont une existence *réelle* dès 8 heures du matin, même si elles nous sont *cachées*. Les deux cartes, emportées par les voyageurs, se déplacent *séparément* de 8 heures à 14 heures, sans aucune influence l'une sur l'autre. Le résultat de l'ouverture des enveloppes à 14 heures est rouge à Paris et noir à Nice. Comme le choix à 8 heures est aveugle, l'autre éventualité est également possible, mais il y a toujours corrélation des résultats à 14 heures (rouge-noir ou bien noir-rouge). Nous dirons qu'EINSTEIN nous propose *une théorie réaliste, déterministe et séparable* (2), *par utilisation d'une variable cachée : la couleur.*

— *Pour Bohr*, il y a un préalable contenu dans le processus de préparation du système. Quand on secoue la boîte contenant les deux enveloppes, on perd l'information sur la couleur. On sait seulement que dans chaque enveloppe, on peut trouver soit une carte rouge (probabilité 1/2) soit une carte noire (probabilité 1/2). Nous dirons donc que l'enveloppe est dans un « état brun », superposition d'un état rouge et d'un état noir d'égales probabilités. A 8 heures du matin, les deux enveloppes sont identiques, dans « l'état brun », et l'avenir du système n'est pas encore déterminé. La solution ne va intervenir qu'à l'ouverture des enveloppes à 14 heures, ouverture qui rendra les couleurs *observables*. Le résultat est *probabiliste*. Avec une probabilité 1/2 le parisien verra son enveloppe passer de « l'état brun » à la couleur rouge, tandis que le niçois verra son enveloppe passer de « l'état brun » à la couleur noire. Avec une probabilité 1/2, on obtient le résultat inverse. Mais les deux enveloppes donnent toujours des *résultats corrélés*, ce qui veut dire qu'elles s'influencent l'une l'autre, ou mieux encore, qu'elles constituent un système unique, *inséparable*, bien qu'elles soient situées l'une à Paris et l'autre à Nice. *Bohr nous propose une théorie positiviste, probabiliste et non séparable* (3), *reliant entre elles des couleurs observables.*

A partir de prémices différentes, les deux théories, sans aucune faute de logique, nous conduisent aux mêmes résultats expérimentaux. Est-il possible de les départager ? Pas à notre échelle semble-t-il car l'ouverture prématurée des enveloppes à Lyon déplacerait seulement l'horaire du résultat sans changer

(2) On dit aussi : théorie réaliste, déterministe et locale.

(3) On dit aussi : théorie positiviste, indéterministe et non locale.

pour autant les deux interprétations possibles. C'est au niveau de l'atome qu'il nous faut chercher la solution en étudiant maintenant la véritable situation E.P.R.

LE PARADOXE E.P.R.

C'est une expérience par la pensée imaginée en 1935 par Albert EINSTEIN, Boris PODOLSKY et Nathan ROSEN. Elle a été ensuite perfectionnée par David BOHM en 1952. L'objectif initial était de chercher un type d'expérience pouvant conduire à la mesure indirecte, mais simultanée, de deux grandeurs s'excluant mutuellement telles que : la position et la quantité de mouvement, ou encore les composantes de spin sur deux axes perpendiculaires. Ce résultat est contraire aux prévisions de la mécanique quantique, qui ne permet qu'une seule mesure dans ce cas, et ceci explique le nom de paradoxe E.P.R. donné à cette expérience. Au fil des années, l'objectif a évolué, et l'on parle plus volontiers aujourd'hui de situation E.P.R., c'est-à-dire d'une expérience sensible, susceptible de départager la théorie quantique et les théories à variables cachées. Elle se présente ainsi (fig. 3) :

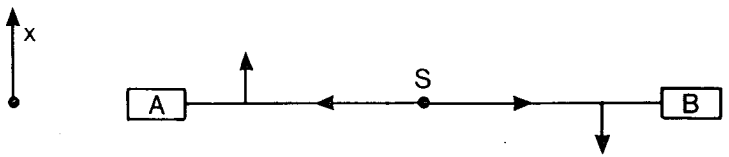


Fig. 3. — La situation E.P.R. la plus simple.

Une particule de spin 0, située en S, se désintègre en deux particules de spin 1/2, qui s'éloignent de S dans des directions opposées. Deux détecteurs A et B, du type STERN et GERLACH, mesurent les composantes de spin dans la direction O*x*. Deux types de réponses sont alors possibles :

1) en A, spin haut / en B, spin bas \ résultat que nous noterons conventionnellement (+ 1, — 1)

2) en A, spin bas / en B, spin haut \ résultat que nous noterons conventionnellement (— 1, + 1).

Jusqu'à ce point tout le monde est d'accord, mais il y a ensuite l'interprétation.

— EINSTEIN estime que si les paires de particules issues de S donnent en A et B des réponses différentes (+ 1, — 1 ou — 1, + 1) c'est qu'elles sont déjà différentes en S, immédiatement après la désintégration. Cette différence doit pouvoir être représentée par un *paramètre caché* λ qui a un sens *réel* et qui *déter-*

mine l'avenir du système. Les deux particules se *séparent,* sans s'influencer l'une l'autre, et vont déclencher les détecteurs A et B.

— BOHR estime que toutes les paires issues de S sont identiques. Elles forment un système *non séparable* jusqu'à ce qu'elles atteignent les détecteurs A et B. On *observera* la réponse des détecteurs, qui est *probabiliste* et qui donne donc deux solutions possibles ($+1, -1$ et $-1, +1$).

En bref, EINSTEIN ramène le hasard au niveau de l'explosion en S dont nous ignorons les détails, mais pour laquelle nous pensons qu'elle crée des paires dont les valeurs de λ sont différentes ; c'est donc le hasard par ignorance. Au contraire, pour BOHR, le hasard se situe au niveau de la réponse des détecteurs et il est dans la nature même du phénomène ; c'est le hasard par essence. Nous sommes toujours dans le débat d'idées, et jusqu'en 1964, il en sera ainsi.

Le paysage va changer en 1964 lorsque John BELL, théoricien du C.E.R.N., va montrer qu'il existe un test expérimental permettant de départager les deux interprétations. Perfectionné par CLAUSER, HORNE, SHIMONY et HOLT, il s'applique aux situations E.P.R., et porte le nom d'inégalité B.C.H.S.H. du nom de ses cinq auteurs.

L'INEGALITE B.C.H.S.H.

Pour créer une situation E.P.R., il faut d'abord une source émettant une paire de particules. Différentes solutions expérimentales ont été explorées :

— atome excité émettant deux photons en cascade,

— annihilation électron-positron produisant deux photons de grande énergie,

— diffusion élastique de deux protons.

C'est finalement la première solution, utilisée en particulier par Alain ASPECT, qui s'est révélée la meilleure.

Il faut ensuite des détecteurs donnant chacun une réponse dichotomique, c'est-à-dire n'ayant que deux valeurs possibles, représentées conventionnellement par $+1$ et -1. Ce peut être :

— pour les particules de spin 1/2, un STERN et GERLACH répondant : spin haut ou spin bas,

— pour les photons un polariseur répondant : vibration parallèle ou perpendiculaire.

Reprenons le schéma E.P.R. en le complétant (fig. 4).

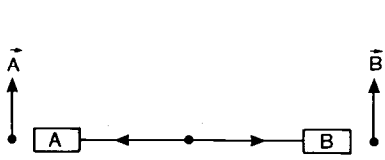


Fig. 4 *a*

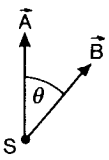


Fig. 4 *b*

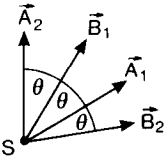


Fig. 4 *c*.

Fig. 4. — La situation E.P.R. la plus générale.

La fig. 4 *a* est une vue perpendiculaire à l'axe du système où apparaissent les deux détecteurs A et B avec leurs axes d'analyse désignés par $\vec{A}$ et $\vec{B}$.

La fig. 4 *b*, qui est une vue dans l'axe, précise que les directions d'analyse des deux détecteurs ne sont pas parallèles, mais font entre elles un angle θ.

La fig. 4 *c*, qui est également une vue dans l'axe, représente les choix expérimentaux faits par Alain ASPECT : chaque détecteur aura deux orientations possibles $\vec{A}_1$ et $\vec{A}_2$ d'une part, $\vec{B}_1$ ou $\vec{B}_2$ d'autre part.

Voici maintenant les conventions algébriques :

$\alpha = \pm 1$ est la réponse du détecteur A dans l'orientation $\vec{A}$,

$\beta = \pm 1$ est la réponse du détecteur B dans l'orientation $\vec{B}$.

Comme les détecteurs auront chacun deux orientations, notées 1 et 2, je désignerai leurs réponses par α_1, α_2 et β_1, β_2.

J'envisage maintenant la quantité $< \gamma >$ telle que :

$< \gamma > = < \alpha_1 \beta_1 > + < \alpha_1 \beta_2 > + < \alpha_2 \beta_1 > - < \alpha_2 \beta_2 >$ où le symbole $< >$ désigne la valeur moyenne pour un grand nombre d'événements.

L'inégalité B.C.H.S.H. s'écrit :

$$-2 \leqslant < \gamma > \leqslant +2$$

et ses auteurs ont montré qu'elle doit être vérifiée si la mécanique de l'infiniment petit correspond à une théorie réaliste, déterministe et séparable (voir appendice II).

Au contraire, la mécanique quantique qui est une théorie positiviste, probabiliste, et non séparable, indique qu'il existe des cas de violation de l'inégalité B.C.H.S.H. En particulier, avec les photons, dans la géométrie choisie par Alain ASPECT, on peut montrer que :

$$< \gamma > \; = \; 3 \cos 2 \vartheta - \cos 6 \vartheta$$

ce qui conduit à des valeurs nettement extérieures à l'intervalle $(-2, +2)$ telles que $< \gamma > \; = \; + 2 \sqrt{2}$ pour $\vartheta = 22{,}5°$ et $< \gamma > \; = \; - 2 \sqrt{2}$ pour $\vartheta = 67{,}5°$ (voir appendice III).

L'expérience E.P.R. est donc une situation sensible permettant de confronter les deux interprétations, et il ne reste plus qu'à passer de l'étape de l'expérience par la pensée à l'étape de l'expérience concrète.

PLACE AUX EXPERIMENTATEURS.

Si l'inégalité de BELL date de 1964, les premiers résultats expérimentaux n'arrivent qu'à partir de 1972 car l'expérience est délicate à réaliser. De nombreux types de corrélation ont été étudiés. En voici la liste, non exhaustive :

BERKELEY (1972) : Photons du calcium.
HARVARD (1973) : Photons du mercure 198.
CATAGNE (1974) : Photons γ d'annihilation e^+, e^-.
COLUMBIA (1975) : Photons γ d'annihilation e^+, e^-.
BERKELEY (1976) : Photons du mercure 202.
SACLAY (1976) : Diffusion élastique proton-proton.

En dehors de celle de Catagne, toutes ces expériences indiquent une violation de l'inégalité de BELL, mais la difficulté est telle que les barres d'incertitude sont grandes et que la violation ne dépasse guère au mieux quelques écarts-types. Compte tenu de l'importance de l'enjeu, tant physique que philosophique, il manquait encore l'expérience pleinement décisive, et elle va être réalisée de 1976 à 1983, au laboratoire d'Orsay, par Alain ASPECT et son équipe.

LA PREMIERE EXPERIENCE D'ORSAY.

L'expérience d'Alain ASPECT est une étude des corrélations des photons émis par le calcium. Détaillons un peu l'appareillage :

— *la source lumineuse* est un jet d'atomes de calcium, qui sont excités par deux faisceaux laser focalisés, de longueur d'onde λ' et λ''. C'est une excitation à deux photons qui conduit à un niveau J = 0. Ce niveau se désexcite en deux étapes, en passant par un niveau intermédiaire J = 1, pour aboutir à l'état fondamental J = 0 en émettant deux photons de longueur d'onde λ_1 = 4 227 Å et λ_2 = 5 513 Å (fig. 5):

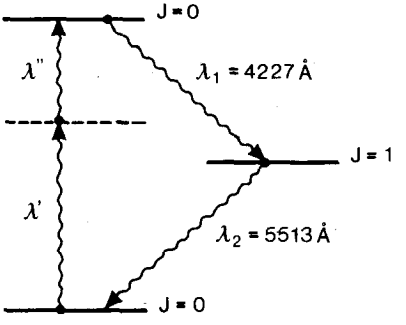


Fig. 5. — Excitation et désexcitation de l'atome de calcium.

La vie moyenne du niveau intermédiaire J = 1 est de 5 nanosecondes ;

— *le polariseur est un prisme de Wollaston* (fig. 6) :

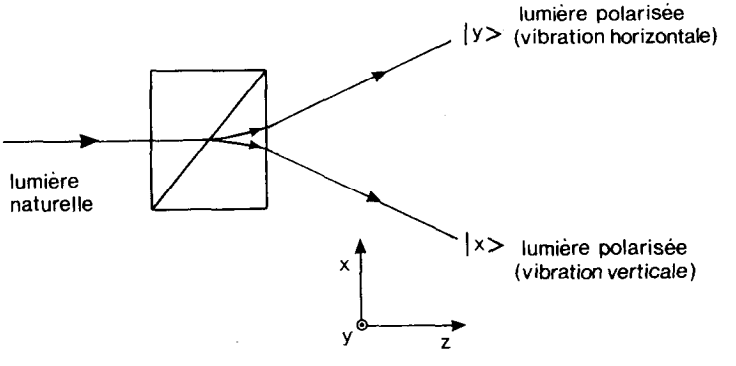


Fig. 6. — Le prisme de Wollaston a une réponse dichotomique.

Ce type de prisme est réalisé en quartz ou en calcite. Recevant un faisceau de lumière naturelle incidente, il le sépare en deux faisceaux polarisés orthogonalement et d'égales intensités. Si l'on envoie seulement un photon de lumière naturelle, il sortira

polarisé soit dans l'état $|x>$ avec une probabilité 1/2, soit dans l'état $|y>$ avec une probabilité 1/2. Le système a donc bien une réponse dichotomique.

— *La détection des photons* se fait, au-delà du Wollaston, par l'utilisation de tubes photomultiplicateurs (symbole PM). Chaque impulsion électrique sortant d'un de ces détecteurs correspond au passage d'un photon. Ceci permet donc leur comptage.

— *L'ensemble de l'appareillage* est schématisé sur la fig. 7. On utilise un circuit de coïncidence qui compte un événement chaque fois que se présentent deux photons en cascade.

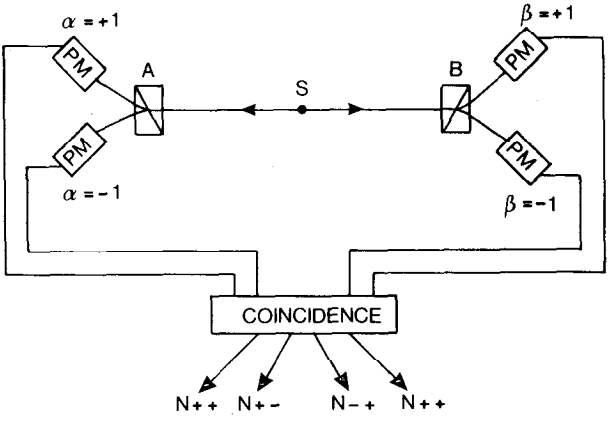


Fig. 7. — Schéma de la première expérience d'Orsay.

On va enregistrer ainsi, en un temps donné, quatre comptages simultanés :

N^{++} nombre de coïncidences correspondant à :

$$\alpha = +1, \quad \beta = +1 \quad \text{soit} \quad \alpha\beta = +1,$$

N^{+-} nombre de coïncidences correspondant à :

$$\alpha = +1, \quad \beta = -1 \quad \text{soit} \quad \alpha\beta = -1,$$

N^{-+} nombre de coïncidences correspondant à :

$$\alpha = -1, \quad \beta = +1 \quad \text{soit} \quad \alpha\beta = -1,$$

N^{--} nombre de coïncidences correspondant à :

$$\alpha = -1, \quad \beta = -1 \quad \text{soit} \quad \alpha\beta = +1.$$

— *Le temps de résolution du circuit de coïncidence* est de 10 nanosecondes. Ceci veut dire qu'il enregistre une coïncidence

entre deux photons pourvu qu'ils ne soient pas séparés par un intervalle de temps supérieur à 10 nanosecondes. La durée de vie moyenne τ de l'état intermédiaire de l'atome de calcium est 5 nanosecondes. Ceci veut dire qu'après un intervalle de temps de 10 nanosecondes, donc 2 durées de vie moyenne, presque tous les atomes sont désexcités (concrètement $1-(1/e)^2$ soit 86 %). Le système de coïncidence a donc une bonne efficacité d'enregistrement.

— *La conduite de l'expérience* se fera pour chaque orientation de $\vec{A}$ et de $\vec{B}$ par la mesure, en un temps donné, des 4 nombres de coïncidences obtenues : N^{++}, N^{+-}, N^{-+}, N^{--}. Le nombre total d'événements est : $N = (N^{++}) + (N^{+-}) + (N^{-+}) + (N^{--})$. Les probabilités attachées à chaque type de corrélation sont :

$$P^{++} = N^{++}/N \quad \text{qui correspond à} \quad \alpha\beta = +1,$$

$$P^{+-} = N^{+-}/N \quad \text{qui correspond à} \quad \alpha\beta = -1,$$

$$P^{-+} = N^{-+}/N \quad \text{qui correspond à} \quad \alpha\beta = -1,$$

$$P^{--} = N^{--}/N \quad \text{qui correspond à} \quad \alpha\beta = +1.$$

On en déduit la valeur moyenne expérimentale de $\alpha\beta$

$$<\alpha\beta> = \frac{(N^{++}) - (N^{+-}) - (N^{-+}) + (N^{--})}{N}.$$

Chaque série de 4 mesures correspond à une géométrie $\vec{A}$, $\vec{B}$, et fournit une valeur moyenne $<\alpha\beta>$. Pour accéder au terme $<\gamma>$ de l'inégalité B.C.H.S.H., il nous faut 4 valeurs moyennes $<\alpha\beta>$. On choisira donc 4 géométries différentes (fig. 4 *c*) qui donneront, à partir de 16 mesures, 4 valeurs moyennes :

$$<\alpha_1\beta_1>, \quad <\alpha_1\beta_2>, \quad <\alpha_2\beta_1> \quad \text{et} \quad <\alpha_2\beta_2>.$$

Et l'on en tire la valeur moyenne expérimentale de $<\gamma>$:

$$<\gamma> = <\alpha_1\beta_1> + <\alpha_1\beta_2> + <\alpha_2\beta_1> - <\alpha_2\beta_2>.$$

LES RESULTATS DE LA PREMIERE EXPERIENCE D'ORSAY.

Ils sont représentés sur la fig. 8. On a porté en abscisse l'angle ϑ, qui caractérise l'orientation des polariseurs (fig. 4 *c*) et en ordonnée la valeur moyenne $<\gamma>$ obtenue.

La théorie quantique prévoit une corrélation :

$$<\gamma> = 3\cos 2\vartheta - \cos 6\vartheta.$$

Cette fonction de corrélation est représentée sur le graphique, par une courbe continue (4).

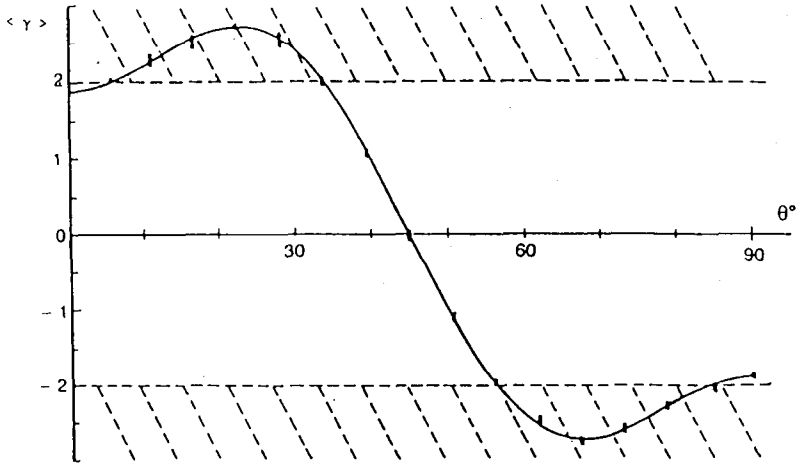


Fig. 8. — Résultats de la première expérience d'Orsay.

Les théories à variables cachées, conformément à l'inégalité B.C.H.S.H. qui s'écrit $-2 \leqslant <\gamma> \leqslant +2$, excluent les régions du plan hachurées qui correspondent à $<\gamma> > +2$ ou $<\gamma> < -2$.

Les résultats expérimentaux, pour 17 angles ϑ différents sont représentés sous la forme de petites barres verticales, chacune représentant la valeur de $<\gamma>$ obtenue plus ou moins l'écart-type.

La violation de l'inégalité B.C.H.S.H. ne fait aucun doute. Huit points expérimentaux se situent en dehors de l'intervalle $(-2, +2)$. Au point de violation maximale ($\vartheta = 22{,}5°$), le résultat obtenu est $<\gamma> = 2{,}70 \pm 0{,}015$, ce qui représente une différence de plus de 40 écarts-types par rapport à la valeur limite $+2$. Mais, ce qui est encore le plus convaincant, c'est la précision avec laquelle les points expérimentaux se placent sur la courbe théorique prévue par la mécanique quantique. En clair, pour la situation E.P.R., non seulement on peut penser que les théories à variables cachées ne conviennent pas, mais encore *il apparaît que*

(4) Cette courbe est corrigée des effets d'appareillage tels que les angles solides, et ceci explique pourquoi elle ne passe pas rigoureusement par $+2$ et -2 pour les valeurs extrêmes de ϑ.

la mécanique quantique est la bonne théorie pour décrire ces phénomènes.

L'EPREUVE RELATIVISTE.

L'expérience E.P.R. montre ainsi qu'il existe des corrélations entre les mesures faites en A et B. D'où viennent-elles ?

a) Au sens de la théorie quantique, la paire de particules constitue, avant la mesure, un objet unique s'étendant de A jusqu'à B, et dont les deux parties, non séparées, peuvent s'influencer mutuellement. Cette interprétation correspond à la violation de l'inégalité de BELL.

b) Au sens des théories à variables cachées, la paire de particules est caractérisée au moment de l'explosion, en S, par sa variable cachée λ, qui détermine les résultats des mesures en A et B. Cette interprétation satisfait à l'inégalité de BELL.

Le résultat de l'expérience d'Orsay est donc en faveur de l'interprétation quantique, c'est-à-dire d'une influence mutuelle des parties A et B d'un système unique. Toutefois, il faut être sûr qu'il n'y a pas d'influence, au sens classique, par la propagation d'une interaction entre les détecteurs A et B qui interviendrait *ultérieurement* à la désexcitation en S, et qui entraînerait ainsi la corrélation observée. Examinons plus en détail l'appareillage de l'expérience d'Orsay (fig. 9).

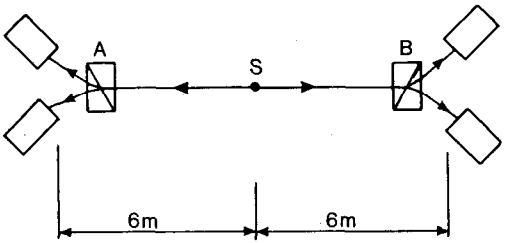


Fig. 9. — La non séparabilité einsteinienne.

Lorsque les détecteurs situés en A et B comptent un événement en coïncidence, ceci veut dire qu'ils ont été déclenchés avec un intervalle de temps au plus égal à 10 nanosecondes qui est le temps de résolution du circuit. Est-il possible que, pendant cet intervalle de temps, le détecteur A envoie un signal au détecteur B pouvant influencer la réponse de B ? Dans le cas le moins défavorable, ce signal serait transmis à la vitesse de la lumière dans le vide, vitesse limite de propagation de l'information, donc de l'énergie, au sens de la théorie de la relativité. Pour

parcourir la distance A B qui est de 12 mètres (fig. 9), il lui faudrait 40 nanosecondes. Il y a donc 30 nanosecondes en trop, au minimum, et ceci élimine un lien de causalité entre A et B au sens de la physique classique. On dit alors que A et B sont séparés par un intervalle du genre espace.

Une des qualités de l'expérience d'Orsay est l'utilisation d'une source lumineuse très intense qui permet d'éloigner suffisamment les détecteurs A et B tout en conservant un taux de comptage raisonnable. En augmentant par étape la distance A B, Alain ASPECT a pu vérifier que la corrélation était conservée, même lorsque A et B deviennent séparés par un intervalle du genre espace. C'est ce contrôle qui garantit la non séparabilité du système des deux photons, quelle que soit la distance A B.

Il est d'usage d'appeler principe de séparabilité einsteinienne l'absence de corrélation entre deux phénomènes séparés par un intervalle du genre espace. C'est donc ce principe que l'expérience d'Orsay nous invite à réexaminer, même si notre matière grise, familiarisée au monde macroscopique, imagine mal comment deux photons « microscopiques », séparés par un intervalle de 12 mètres, constituent un seul et même objet.

LA GARDE MEURT ET NE SE REND PAS.

Les résultats de la première expérience d'Orsay sont d'une netteté indiscutable, mais ils nous invitent à une conclusion tellement étonnante qu'il ne faut pas être surpris si une objection d'arrière-garde est apparue, posant un gros problème aux expérimentateurs. Nous venons de discuter, au paragraphe précédent, le rôle possible d'une interaction entre A et B s'exerçant *ultérieurement* à la désexcitation en S, et nous avons éliminé cette objection. Par contre on peut se demander si une interaction *antérieure* à la désexcitation en S est susceptible d'introduire des corrélations. On peut imaginer que la désexcitation de la source est préalablement influencée par l'orientation des détecteurs A et B, influence s'exerçant par échange de signaux entre ces détecteurs et la source. Le processus est *a priori* inconnu mais on sait au moins que le temps ne manque pas et que le délai de 30 nanosecondes n'a plus de sens. Bien que très peu probable, c'est là une objection importante, et pour s'en affranchir, *il faut que l'expérimentateur puisse choisir aléatoirement l'orientation des détecteurs A et B après la désexcitation en S.* Pour parler de façon imagée, il faut que les deux photons quittent la source sans « savoir » quelle est l'orientation des polariseurs A et B. En bref, pendant le parcours S A ou S B, qui dure 20 nanosecondes, il faut pouvoir changer aléatoirement l'orientation des détecteurs.

La solution mise au point à Orsay est une commutation périodique toutes les 10 nanosecondes. Ce changement est commandé par deux oscillateurs indépendants, l'un pour la voie A, l'autre pour la voie B. Ces deux oscillateurs dérivent en fréquence séparément et aléatoirement parce qu'ils sont indépendants. Ceci permet donc de sauvegarder l'aspect aléatoire des changements d'orientation, bien que les oscillations soient périodiques, pourvu que la durée de l'expérience soit assez grande (1 à 3 heures).

Le commutateur optique est l'élément clef de la deuxième expérience d'Orsay (fig. 10). Par une excitation électroacoustique de fréquence 25 mégahertz (5) on provoque dans une cuve à eau l'apparition d'un système d'ondes stationnaires. Pour l'élongation nulle, le faisceau direct est transmis, tandis que pour l'élongation maximale, le faisceau est diffracté sous incidence de BRAGG (déviation 10^{-2} radian). Les deux valeurs 25 mégahertz et 10^{-2} radian montrent à elles seules la performance technique qui a été réalisée. Avec une puissance acoustique de 1 watt, ce système a une parfaite efficacité de commutation.

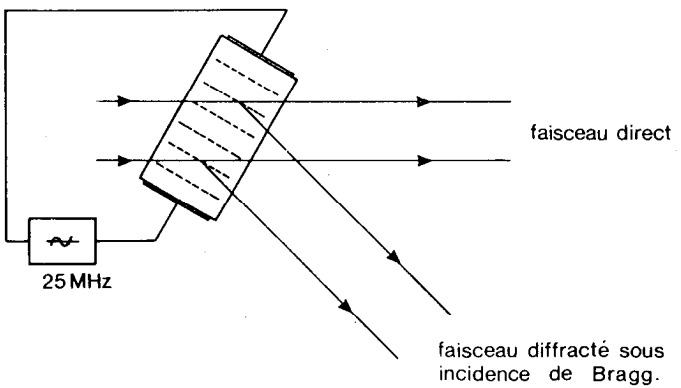


Fig. 10. — Le commutateur optique.

La deuxième expérience d'Orsay, avec les commutateurs optiques est schématisée sur la fig. 11. Avec ce dispositif, les photons *a* et *b* qui partent de S ne « savent » pas s'ils vont en A_1 ou A_2 d'une part, en B_1 ou B_2 d'autre part.

Les résultats de la deuxième expérience d'Orsay sont moins précis que dans l'expérience précédente car il est nécessaire de

(5) Une excitation de fréquence 25 Mhz correspond à un écart de 10 nanosecondes entre deux commutations successives.

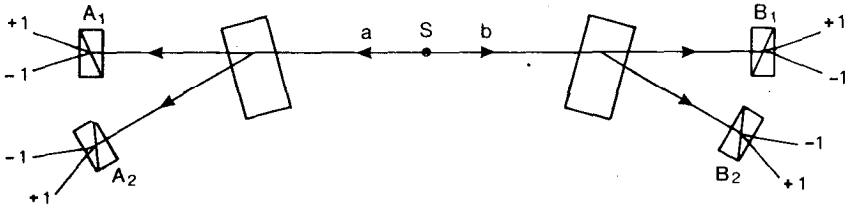


Fig. 11. — La deuxième expérience d'Orsay.

diaphragmer fortement les faisceaux lumineux pour assurer une commutation efficace. Néanmoins, et sans ambiguïté, ils font apparaître une violation de l'inégalité de BELL qui atteint 5 écarts-types pour la valeur maximale, tandis que les résultats restent entièrement conformes aux prévisions de la mécanique quantique.

NIELS BOHR REMPORTE LA DEUXIEME MANCHE.

L'expérience a parlé. Plus d'un demi-siècle après la conférence de Côme, l'interprétation de Niels BOHR l'emporte à nouveau sur celle d'Albert EINSTEIN, dans un débat à la fois plus subtil et plus sévère. Deux théories étaient en présence :

EINSTEIN	BOHR
variables cachées	*mécanique quantique*
réaliste	positiviste
déterministe	probabiliste
séparable	non séparable

La violation de l'inégalité B.C.H.S.H. est en faveur de l'interprétation de BOHR, et ceci d'autant plus que les valeurs de $< \gamma >$ mesurées suivent très bien les prévisions de la mécanique quantique.

Il reste à se demander la raison de l'échec des théories à variables cachées. Parmi les trois hypothèses fondamentales de ces théories : réalisme, déterminisme, séparabilité, l'une au moins doit être abandonnée. C'est finalement la séparabilité qui apparaît comme l'hypothèse la plus fragile. En effet, on observe expérimentalement que la violation de l'inégalité B.C.H.S.H. ne dépend pas de la distance entre les deux détecteurs A et B, même s'ils sont séparés par une distance de 12 mètres.

Le principe de séparabilité au sens d'EINSTEIN s'énonce ainsi : « Il n'y a pas de corrélation entre deux phénomènes séparés par

un intervalle du genre espace ». En clair ceci veut dire qu'aucune interaction ne peut se propager à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le vide. Dans le cadre d'une situation E.P.R., ce postulat doit être abandonné pour être remplacé par un principe de non-séparabilité : «*Lorsqu'un système quantique, bien défini par ses conditions initiales, évolue sans perturbation extérieure, tous les points de ce système restent en corrélation, même s'ils sont séparés par un intervalle du genre espace* ».

Cet énoncé reflète les propriétés de la fonction d'onde d'un système quantique. Dans le cas d'un système E.P.R., après la désexcitation de la source, elle s'écrit :

$$|\phi> = \frac{1}{\sqrt{2}} [|x_A, x_B> + |y_A, y_B>].$$

Dans cette écriture, les éléments A et B sont combinés de manière inséparable et ceci rend compte de la corrélation observée. A vrai dire, tout cela est bien connu depuis les débuts de la mécanique quantique et la notion de nuage électronique en est la meilleure illustration. Par exemple on imagine mal comment séparer les 92 électrons de l'atome d'uranium. Finalement, ce qui est vraiment nouveau, c'est que la mécanique quantique, jusqu'ici considérée comme une théorie microscopique s'appliquant à l'échelle de l'angström, apparaît maintenant comme une théorie macroscopique s'étendant jusqu'à l'échelle du mètre pour un ensemble de deux particules. *C'est là l'apport original de l'expérience d'Aspect.*

Quant à la non-séparabilité elle-même, elle représente un concept difficilement réductible à nos représentations habituelles. Si l'on s'en tient à l'idée classique d'une interaction entre les extrémités A et B du système cela suppose une propagation instantanée (6) et indépendante de la distance. Ceci apparaît en contradiction avec la théorie de la relativité qui limite à c la vitesse de propagation dans le vide. Si l'on veut absolument se rattacher à l'idée de propagation, on pourra remarquer que l'on envisage ici des corrélations à l'intérieur d'un système unique, et non pas entre deux parties séparées par un espace vide. C'est donc la notion de propagation instantanée dans la matière qui devrait intervenir et ceci est conceptuellement un peu moins difficile à imaginer. Toutefois c'est avec la plus extrême prudence qu'il faut accueillir cette conceptualisation par analogie.

Sur le fond, nous nous trouvons confrontés, une fois de plus, à un concept quantique : la non-séparabilité, à la fois très simple, et très différent de nos représentations habituelles. Dans ce cas

(6) Ou tout du moins une vitesse de propagation supérieure à c.

Niels BOHR nous invite à plier notre esprit à ces nouveaux concepts, comme il l'a fait lui-même, jusqu'à ce qu'ils nous apparaissent comme familiers donc normaux. D'autres générations de physiciens, qui nous ont précédé, se sont trouvées confrontées au même type de problème. Il a fallu passer de la mécanique d'ARITOSTE à celle de NEWTON, puis de celle de NEWTON à celle d'EINSTEIN. Aujourd'hui le même effort nous est demandé et le moment est favorable car la mécanique quantique vient de passer victorieusement une épreuve particulièrement sévère en maîtrisant le paradoxe E.P.R. En ce sens le postulat de non-séparabilité apparaît comme aussi important que les postulats de la Relativité restreinte, et l'expérience d'ASPECT joue le même rôle, aujourd'hui, que l'expérience de MICHELSON, autrefois.

LES MALHEURS DE TANTE AGATHE.

Un débat de cette ampleur ne peut pas être considéré comme clos. Les théories à variables cachées avaient été imaginées pour introduire le déterminisme classique à l'intérieur d'une théorie probabiliste : la mécanique quantique. Si ces théories ont échoué, c'est pour le délit de séparabilité, et le problème du déterminisme reste entier. On ne doit donc pas s'étonner de voir les théoriciens s'orienter vers des recherches sur la logique, car qu'est-ce au juste que le déterminisme sinon un lien rationnel permettant de relier l'événement [2] à l'événement [1] :

$$[1] \xrightarrow[\text{déterminisme}]{} [2]$$

L'étude d'un problème de logique va nous permettre de mieux comprendre l'enjeu.

La logique classique correspond au déterminisme classique. A partir de la situation [1], le déterminisme permet la prévision sans ambiguïté de la situation [2]. Si donc j'affirme que le système va se trouver dans la situation [2] la proposition est vraie, (réponse : OUI) et si j'affirme au contraire qu'il va se trouver dans la situation [2'] la proposition est fausse (réponse : NON). C'est donc une logique à deux éventualités et deux seulement qui va intervenir et cette logique satisfait aux règles d'une algèbre bien connue : l'algèbree de BOOLE. Examinons par exemple la proposition suivante :

« Tante Agathe a été assassinée, ET le meurtrier est le maître d'hôtel OU le jardinier ».

Ma conclusion sera, tout naturellement :

« Tante Agathe a été assassinée par le maître d'hôtel, OU Tante Agathe a été assassinée par le jardinier ».

En écriture symbolique on dira simplement :

« Si P et (Q ou R), alors (P et Q) ou (P et R) ».

La proposition est connue en algèbre de BOOLE sous le nom de « distributivité de ET par rapport à OU ».

La logique quantique va se présenter différemment (fig. 12) :

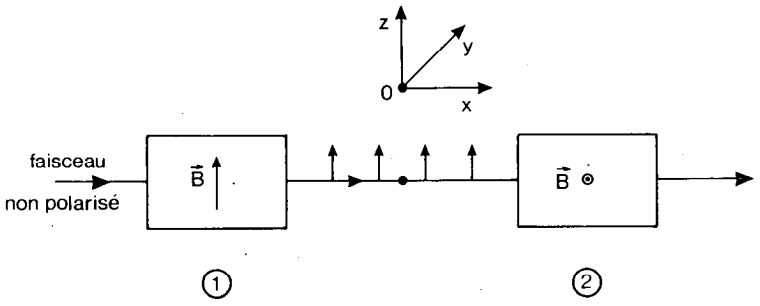


Fig. 12. — La logique quantique.

Envisageons un faisceau non polarisé de particules de spin 1/2. Il entre dans un premier spectromètre de STERN et GERLACH qui sélectionne à la sortie les particules polarisées dans le sens des z^+. Chaque particule ainsi polarisée pénètre dans un deuxième spectromètre, identique au premier, mais tourné d'un angle de 90°, autour de l'axe de propagation, par rapport au précédent. A la sortie du deuxième spectromètre la mécanique quantique prévoit deux éventualités possibles :

$$\left\{\begin{array}{l} \text{polarisation } y^+ \text{ avec une probabilité } 1/2 \\ \text{polarisation } y^- \text{ avec une probabilité } 1/2. \end{array}\right.$$

Envisageons maintenant de raisonner en logique classique à la manière de *Tante Agathe*. Ma proposition sera :

« La polarisation suivant Oz est z^+, ET la polarisation suivant Oy est y^+ OU y^- ».

Ma conclusion, au sens de la logique classique est donc :

« La polarisation suivant Oz est z^+ ET la polarisation suivant Oy est y^+, OU la polarisation suivant Oz est z^+ ET la polarisation suivante Oy est y^- ».

Cette conclusion est inexacte car elle suppose la possibilité de mesure simultanée de deux composantes de spin orthogonales, ce qui est contraire à l'expérience, et à la mécanique quantique, qui ne fait que rendre compte de l'expérience.

En écriture symbolique nous aurons :

« Si P et (Q ou R) » qui reste vraie

« alors (P et Q) ou (P et R) » qui est fausse.

On ne retrouve pas la distributivité de ET par rapport à OU, qui caractérisait la logique classique de BOOLE. En fait, pour les particules de spin 1/2, la mécanique quantique prévoit trois réponses possibles : +, —, et indéterminé. Elle relève donc d'une logique à trois valeurs, qui n'est pas réductible à la logique de BOOLE.

L'histoire des mathématiques nous offre l'exemple d'un conflit du même type. Pendant des siècles, la géométrie des surfaces planes s'est identifiée à la géométrie d'EUCLIDE à deux dimensions. Mais au XIX^e siècle, RIEMANN et LOBATCHESKI ont proposé des géométries non euclidiennes. Et ce fut un beau scandale lorsqu'ils se mirent à affirmer que la somme des angles d'un triangle pouvait être différente de 180°. Le problème est aujourd'hui dépassé. La théorie générale des surfaces courbes inclut, comme cas particuliers les géométries d'EUCLIDE, de RIEMANN et de LOBATCHESKI.

Si cette analogie a un sens, l'avenir du déterminisme est peut-être dans la création d'une nouvelle logique, plus générale, incluant comme cas particuliers la logique classique et la logique quantique. Les chercheurs travaillant sur la théorie des treillis ont cette ambition ; souhaitons-leur de réussir !

PHYSICIENS ET PHILOSOPHES.

Plus de vingt ans se sont écoulés depuis que John BELL en 1964, nous a proposé sa fameuse inégalité. Vingt années d'activité intense pour des chercheurs passionnés à la fois de physique et de philosophie. Au bout du compte, une réponse nette qui conforte la mécanique quantique.

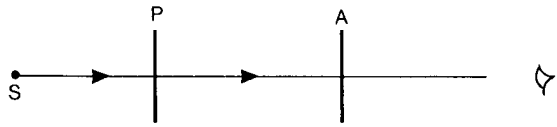
Certains ont pu juger ces efforts inutiles : « Puisque la mécanique quantique fonctionne si bien depuis près de soixante ans, était-il nécessaire de chercher à tout prix à la remettre en cause à partir d'un *a priori* philosophique : le déterminisme classique ? » Pour notre part, nous ne partageons pas ce point de vue. La physique est gagnante chaque fois qu'une théorie réussit brillamment une épreuve très sévère. En prime, nous bénéficions maintenant de l'extension à notre échelle du postulat de non-séparabilité qui fait de la mécanique quantique une théorie macroscopique.

Quant aux rapports ambigus du Hasard et du Déterminisme, ils restent dans l'ambiguïté. On peut penser seulement que la voie du déterminisme classique est peu féconde au niveau atomique et que la forme moderne du Déterminisme, si elle existe, reste à trouver. Voilà de quoi alimenter, et pour longtemps, le travail des physiciens et des philosophes.

APPENDICE I

LA LUMIERE POLARISEE

Notre objectif est d'établir le formalisme quantique décrivant la lumière polarisée rectilignement. Nous partons de l'expérience classique à deux polaroïds (fig. 13) :



S : Source de lumière naturelle
P : Polariseur
A : Analyseur.

Fig. 13. — La polarisation de la lumière.

THEORIE CLASSIQUE.

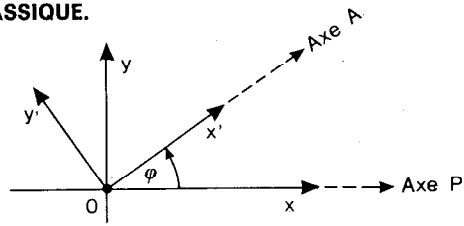


Fig. 14 *a*. — Schématisation classique de l'expérience de la polarisation.

L'usage en théorie classique est de raisonner sur les amplitudes maximales :

— à la sortie du polariseur : $\mathcal{E}_0$

— à la sortie de l'analyseur : $\mathcal{E}_0 \cos \varphi$.

Les intensités lumineuses correspondantes sont :

— à la sortie du polariseur : $I_0 = \mathcal{E}_0^2$

— à la sortie de l'analyseur : $I = I_0 \cos^2 \varphi$.

Par exemple pour $\varphi = 45°$, on a $I = I_0/2$.

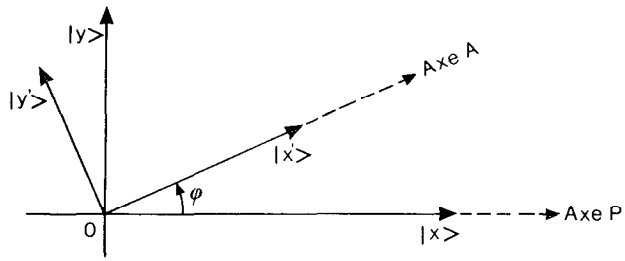


Fig. 14 *b*. — Schématisation quantique de l'expérience de polarisation.

THEORIE QUANTIQUE.

La théorie quantique est calquée sur la théorie classique mais on parle dans ce cas le langage des états et des représentations.

Etat initial : A la sortie de P, le photon $|\Phi>$ est dans la représentation $|x>$, $|y>$.

$$|\Phi> = 1\,|x> + 0\,|y>.$$

Etat final : A la sortie de A, le photon $|\Phi>$ est dans la représentation $|x'>$, $|y'>$.

$$|\Phi> = C'_1\,|x'> + C'_2\,|y'>.$$

Pour accéder aux coefficients C'_1 et C'_2, j'utilise les formules de changement de coordonnées :

$$|x> = \cos\varphi\,|x'> - \sin\varphi\,|y'>.$$

Comme ici $|\Phi> = |x>$ j'ai donc $C'_1 = \cos\varphi$ et $C'_2 = -\sin\varphi$. J'en déduis par exemple l'amplitude pour passer de l'état $|x>$ à l'état $|x'>$ en calculant le bracket $<x'|x>$:

$$<x'|x> = \cos\varphi \underbrace{<x'|x'>}_{1} - \sin\varphi \underbrace{<x'|y'>}_{0}.$$

Donc, pour la transition $|x> \rightarrow |x'>$:

— le rapport des amplitudes est $\cos\varphi$

— le rapport des probabilités est $\cos^2\varphi$.

Par exemple, pour $\varphi = 45°$, un photon issu de P et qui se présente en A a deux avenirs possibles :

— traverser A sans perturbation : probabilité 1/2

— être absorbé dans A : probabilité 1/2.

APPENDICE II

L'INEGALITE DE BELL

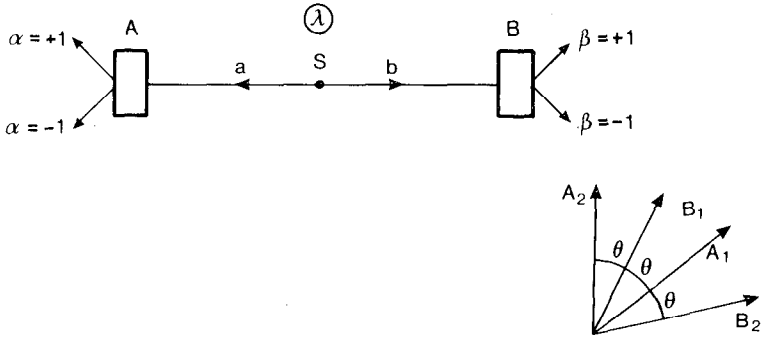


Fig. 15. — L'application de l'inégalité B.C.H.S.H. à une situation E.P.R.

UNE THEORIE DETERMINISTE ET SEPARABLE.

J'imagine que la paire *a*, *b*, issue de S, est caractérisable par une variable cachée λ. Les réponses des détecteurs A et B sont $\alpha(\vec{A}, \lambda)$ et $\beta(\vec{B}, \lambda)$. La théorie est déterministe et séparable :

— déterministe, parce que le résultat est déterminé par la variable cachée λ et l'orientation $\vec{A}$ (ou $\vec{B}$),

— séparable, parce que la réponse de $\vec{A}$ est indépendante de l'orientation de B.

Comme la valeur de λ est inconnue et que cette valeur varie pour chaque paire, la réponse de A et B *apparaît* aléatoire. En l'absence d'information sur les valeurs de λ, je choisirai pour les caractériser une distribution statistique $\varrho(\lambda)$. J'en déduirai les distributions statistiques des réponses $\alpha(\vec{A}, \lambda)$ et $\beta(\vec{B}, \lambda)$, que je pourrai comparer aux résultats expérimentaux.

L'inégalité de BELL a le grand mérite de s'appliquer à toutes les théories à variables cachées, quels que soient les choix de $\varrho(\lambda)$.

UNE PROPRIETE MATHEMATIQUE.

a) Théorème I : Envisageons 4 nombres α_1, α_2, β_1, β_2, ne pouvant prendre chacun que deux valeurs $+1$ et -1. Alors la quantité : $\gamma = \alpha_1\beta_1 + \alpha_1\beta_2 + \alpha_2\beta_1 - \alpha_2\beta_2$ ne peut prendre que deux valeurs $+2$ et -2.

Pour démontrer ce théorème, on construit une table de vérité avec les 16 éventualités possibles.

α_1	+1								-1							
α_2	+1				-1				+1				-1			
β_1	+1		-1		+1		-1		+1		-1		+1		-1	
β_2	+1	-1	+1	-1	+1	-1	+1	-1	+1	-1	+1	-1	+1	-1	+1	-1
$\alpha_1\beta_1$	+1	+1	-1	-1	+1	+1	-1	-1	-1	-1	+1	+1	-1	-1	+1	+1
$\alpha_1\beta_2$	+1	-1	+1	-1	+1	-1	+1	-1	-1	+1	-1	+1	-1	+1	-1	+1
$\alpha_2\beta_1$	+1	+1	-1	-1	-1	-1	+1	+1	+1	+1	-1	-1	-1	-1	+1	+1
$\alpha_2\beta_2$	+1	-1	+1	-1	-1	+1	-1	+1	+1	-1	+1	-1	-1	+1	-1	+1
γ	+2	+2	-2	-2	+2	-2	+2	-2	-2	+2	-2	+2	-2	-2	+2	+2

On voit bien que les seules valeurs possibles de γ sont $+2$ et -2.

b) Théorème II : Envisageons un grand nombre d'ensembles de valeurs α_1, α_2, β_1, β_2. Alors la valeur moyenne de γ est nécessairement dans l'intervalle $(-2, +2)$ bornes comprises :

$$-2 \leqslant <\gamma> \leqslant +2.$$

La démonstration est évidente. S'il existe un grand nombre de valeurs de γ égales à $+2$ ou -2, la valeur moyenne $<\gamma>$ ne peut être que comprise entre $+2$ et -2. Les bornes sont incluses pour tenir compte des cas extrêmes.

On remarquera que ces deux théorèmes sont purement mathématiques et ne comportent aucune hypothèse physique.

L'INEGALITE B.C.H.S.H.

Une paire *a, b* est produite en S, caractérisée par une variable cachée λ. Les photons *a* et *b* issus de S vont être détectés en A et B. La réponse des détecteurs A et B dépendra des orientations choisies :

orientation $\vec{A}_1, \vec{B}_1 \rightarrow \alpha_1$ et β_1

orientation $\vec{A}_2, \vec{B}_2 \rightarrow \alpha_2$ et β_2

orientation $\vec{A}_1, \vec{B}_2 \rightarrow \alpha'_1$ et β'_2

orientation $\vec{A}_2, \vec{B}_1 \rightarrow \alpha'_2$ et β'_1.

N.B. — Rappelons que les α et β n'ont comme valeurs possibles que $+1$ ou -1.

Dans le cadre d'une théorie séparable, la réponse du détecteur A dans l'orientation $\vec{A}_1$, doit être indépendante de l'orientation $\vec{B}_1$ ou $\vec{B}_2$ du détecteur B. Donc la réponse α'_1 qui correspond à $\vec{A}_1$, $\vec{B}_2$ doit être la même que la réponse α_1 correspondant à $\vec{A}_1, \vec{B}_1$, car l'orientation $\vec{A}_1$ reste inchangée, même si celle de B varie. On en déduit : $\alpha'_1 = \alpha_1$.

La séparabilité entraîne le déterminisme par variable cachée. Puisque la réponse de A ne dépend pas de celle de B, alors que l'expérience montre des corrélations entre A et B, c'est que la réponse de A est *déterminée* par la variable cachée λ au niveau de S. C'est la valeur de λ en S qui *détermine la corrélation* des réponses en A et B.

Un raisonnement identique au précédent permettrait de montrer les 4 égalités suivantes :

$$\alpha_1 = \alpha'_1 \qquad \alpha_2 = \alpha'_2 \qquad \beta_1 = \beta'_1 \qquad \beta_2 = \beta'_2.$$

Donc l'ensemble des 8 réponses α, β, correspondant aux 4 orientations $(\vec{A}_1, \vec{B}_1)$, $(\vec{A}_2, \vec{B}_2)$, $(\vec{A}_1, \vec{B}_2)$, $(\vec{A}_2, \vec{B}_1)$, se réduit seulement aux 4 réponses $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$, chacune pouvant être $+1$ ou -1.

Nous nous trouvons donc dans les conditions des théorèmes I et II et si l'on définit la grandeur γ par la relation :

$$\gamma = \alpha_1 \beta_1 + \alpha_1 \beta_2 + \alpha_2 \beta_1 - \alpha_2 \beta_2$$

on peut affirmer, dans le cadre d'une théorie à variable cachée, que l'on aura :

$$-2 \leqslant <\gamma> \leqslant +2.$$

C'est l'inégalité B.C.H.S.H. (BELL, CLAUSER, HORNE, SHIMONY et HOLT).

APPENDICE III

CALCUL QUANTIQUE D'UNE SITUATION E.P.R.

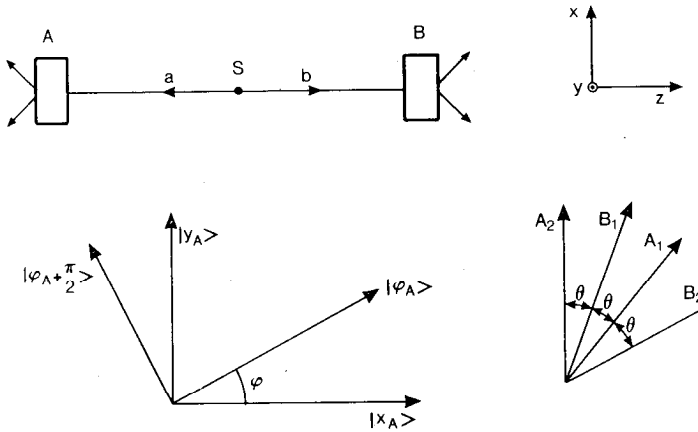


Fig. 16. — Calcul quantique d'une corrélation de photons E.P.R. dans la géométrie choisie par Alain ASPECT.

LE CAS D'UN SEUL PHOTON.

Le référentiel du laboratoire est $Oxyz$. Il permet de repérer les détecteurs et la polarisation des photons (fig. 16). Prenons l'exemple du photon *a*, issu de S, avant la traversée de l'analyseur A. Comme j'ignore tout sur sa polarisation, je dois l'écrire, dans la représentation $|x>$, $|y>$, sous la forme d'un vecteur $|\Psi_A>$ tel que :

$$|\Psi_A> = \frac{1}{\sqrt{2}} [|x_A> + |y_A>].$$

Dans cette écriture mon ignorance sur la polarisation est représentée par l'égalité des amplitudes de $|x_A>$ et $|y_A>$. De même, pour le photon *b*, on définit :

$$|\Psi_B> = \frac{1}{\sqrt{2}} [|x_B> + |y_B>].$$

Le changement de base est possible si l'on veut se référer non plus à $Oxyz$ repère arbitraire du laboratoire, mais à l'analy-

seur A, défini par les vecteurs d'état $|\varphi_A>$ et $|\varphi_A + \pi/2>$ (fig. 16). Les formules de changement de coordonnées, démontrées dans l'appendice I, nous conduisent ici à :

$$|\varphi_A> = |x_A> \cos\varphi_A + |y_A> \sin\varphi_A$$
$$|\varphi_A + \pi/2> = -|x_A> \sin\varphi_A + |y_A> \cos\varphi_A.$$

On en tire, par la règle de CRAMER :

$$|x_A> = |\varphi_A> \cos\varphi_A - |\varphi_A + \pi/2> \sin\varphi_A$$
$$|y_A> = |\varphi_A> \sin\varphi_A + |\varphi_A + \pi/2> \cos\varphi_A.$$

De même pour B on aura :

$$|x_B> = |\varphi_B> \cos\varphi_B - |\varphi_B + \pi/2> \sin\varphi_B$$
$$|y_B> = |\varphi_B> \sin\varphi_B + |\varphi_B + \pi/2> \cos\varphi_B.$$

LE CAS D'UNE PAIRE DE PHOTONS.

La paire de photons *a, b*, préalablement à toute mesure, forme un tout *inséparable* représenté par le vecteur $|\Phi>$ tel que :

$$|\Phi> = \frac{1}{\sqrt{2}} (|x_A, x_B> + |y_A, y_B>).$$

L'opération de mesure correspond au passage dans la représentation φ. Il faut donc trouver les amplitudes de transition, conduisant des 2 états $|x_A, x_B>$ et $|y_A, y_B>$ aux 4 états $|\varphi_A, \varphi_B>$, $|\varphi_A, \varphi_B + \pi/2>$, $|\varphi_A + \pi/2, \varphi_B>$ et $|\varphi_A + \pi/2, \varphi_B + \pi/2>$.

La méthode de calcul de l'amplitude est simple et peut être présentée sur un exemple : le passage de $|x_A, x_B>$ à $|\varphi_A, \varphi_B>$. Nous venons d'obtenir dans le cas d'un seul photon, les relations de changement de coordonnées.

$$|x_A> = |\varphi_A> \cos\varphi_A - |\varphi_A + \pi/2> \sin\varphi_A$$
$$|y_A> = |\varphi_A> \sin\varphi_A + |\varphi_A + \pi/2> \cos\varphi_A$$

et

$$|x_B> = |\varphi_B> \cos\varphi_B - |\varphi_B + \pi/2> \sin\varphi_B$$
$$|y_B> = |\varphi_B> \sin\varphi_B + |\varphi_B + \pi/2> \cos\varphi_B.$$

Ceci veut dire que :

— l'amplitude de probabilité de la transition $|x_A> \to |\varphi_A>$ est $\cos\varphi_A$,

— l'amplitude de probabilité de la transition $|x_B> \to |\varphi_B>$ est $\cos\varphi_B$.

On en déduit que :

— l'amplitude de probabilité de la transition $|x_A, x_B> \rightarrow |\varphi_A, \varphi_B>$ est $\cos\varphi_A \cdot \cos\varphi_B$.

Ceci résulte, à un terme de phase près, du théorème des probabilités composées. On pourra négliger le terme de phase ici.

Nous savons maintenant tout ce qu'il faut pour passer de la représentation (x, y) :

$$|\Phi> = \frac{1}{\sqrt{2}} (|x_A, x_B> + |y_A, y_B>)$$

à la représentation φ :

$$|\Phi> = \frac{1}{\sqrt{2}} (\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots).$$

Voici les 8 termes contenus dans la parenthèse :

Termes venant de $|x_A, x_B>$:

$$|\varphi_A, \varphi_B> \cos\varphi_A \cos\varphi_B$$
$$-|\varphi_A, \varphi_B + \pi/2> \cos\varphi_A \cdot \sin\varphi_B$$
$$-|\varphi_A + \pi/2, \varphi_B> \sin\varphi_A \cdot \cos\varphi_B$$
$$+|\varphi_A + \pi/2, \varphi_B + \pi/2> \sin\varphi_A \cdot \sin\varphi_B$$

Termes venant de $|y_A, y_B>$:

$$|\varphi_A, \varphi_B> \sin\varphi_A \cdot \sin\varphi_B$$
$$|\varphi_A, \varphi_B + \pi/2> \sin\varphi_A \cdot \cos\varphi_B$$
$$|\varphi_A + \pi/2, \varphi_B> \cos\varphi_A \cdot \sin\varphi_B$$
$$|\varphi_A + \pi/2, \varphi_B + \pi/2> \cos\varphi_A \cdot \cos\varphi_B.$$

On fait ensuite l'addition ligne par ligne :

$$|\varphi_A, \varphi_B> [\cos\varphi_A \cdot \cos\varphi_B + \sin\varphi_A \cdot \sin\varphi_B]$$
$$|\varphi_A, \varphi_B + \pi/2> [\sin\varphi_A \cdot \cos\varphi_B - \sin\varphi_B \cdot \cos\varphi_A]$$
$$|\varphi_A, + \pi/2, \varphi_B> [\sin\varphi_B \cdot \cos\varphi_A - \sin\varphi_A \cdot \cos\varphi_B]$$
$$|\varphi_A + \pi/2, \varphi_B + \pi/2> [\cos\varphi_A \cdot \cos\varphi_B + \sin\varphi_A \cdot \sin\varphi_B].$$

Simplifions l'écriture des cosinus :

$$+ \mid \varphi_A, \varphi_B > \cos(\varphi_B - \varphi_A)$$

$$- \mid \varphi_A, \varphi_B + \pi/2 > \sin(\varphi_B - \varphi_A)$$

$$+ \mid \varphi_A + \pi/2, \varphi_B > \sin(\varphi_B - \varphi_A)$$

$$+ \mid \varphi_A + \pi/2, \varphi_B + \pi/2 > \cos(\varphi_B - \varphi_A).$$

On obtient ainsi le vecteur d'état dans la représentation φ.

$$\mid \Phi > = \frac{1}{\sqrt{2}} [\mid \varphi_A, \varphi_B > \cos(\varphi_A - \varphi_B) \ldots$$

$$\ldots - \mid \varphi_A, \varphi_B + \pi/2 > \sin(\varphi_B - \varphi_A) \ldots$$

$$\ldots + \mid \varphi_A + \pi/2, \varphi_B > \sin(\varphi_B - \varphi_A) \ldots$$

$$\ldots + \mid \varphi_A + \pi/2, \varphi_B + \pi/2 > \cos(\varphi_B - \varphi_A)].$$

Dans cette écriture, le carré de chaque amplitude représente la probabilité de détection. Par exemple la probabilité de détecter *simultanément* le photon *a* polarisé sous l'angle φ_A et le photon *b* polarisé sous l'angle φ_B est :

$$\left[\frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\varphi_A - \varphi_B) \right] = 1/2 \cos^2(\varphi_A - \varphi_B).$$

Par convention j'appelle $\alpha = +1$ la réponse du détecteur A à un photon dans l'état $\mid \varphi_A >$ et $\alpha = -1$, la réponse de ce même détecteur à un photon dans l'état $\mid \varphi_A + \pi/2 >$. De même pour β relatif au détecteur B.

Analysons les 4 réponses possibles :

1) $\mid \varphi_A, \varphi_B > \rightarrow \alpha = +1$ et $\beta = +1$ soit $\alpha\beta = +1$

la probabilité est :

$$P_{++} = 1/2 \cos^2(\varphi_B - \varphi_A)$$

2) $\mid \varphi_A, \varphi_B + \pi/2 > \rightarrow \alpha = +1$ et $\beta = -1$ soit $\alpha\beta = -1$

la probabilité est :

$$P_{+-} = 1/2 \sin^2(\varphi_B - \varphi_A)$$

3) $\mid \varphi_A + \pi/2, \varphi_B > \rightarrow \alpha = -1$ et $\beta = +1$ soit $\alpha\beta = -1$

la probabilité est :

$$P_{-+} = 1/2 \sin^2(\varphi_B - \varphi_A)$$

4) $|\varphi_A + \pi/2, \varphi_B + \pi/2 > \rightarrow \alpha = -1$ et $\beta = -1$ soit $\alpha\beta = +1$

la probabilité est :

$$P_{--} = 1/2 \cos^2(\varphi_B - \varphi_A).$$

La valeur moyenne $<\alpha\beta>_{AB}$ s'en déduit automatiquement par la relation :

$$<\alpha\beta>_{AB} \ldots$$
$$\ldots = (P_{++})(+1) + (P_{+-})(-1) + (P_{-+})(-1) + (P_{--})(+1).$$

On en déduit :

$$<\alpha\beta>_{AB} = \cos^2(\varphi_B - \varphi_A) - \sin^2(\varphi_B - \varphi_A).$$

Et finalement :

$$<\alpha\beta>_{AB} = \cos[2(\varphi_B - \varphi_A)].$$

La géométrie choisie par Alain Aspect est représentée fig. 16. A cette géométrie correspond 4 termes $<\alpha\beta>$:

$$<\alpha_1\beta_1> = <\alpha\beta>_{A_1B_1} = \cos[2(\varphi_{B_1} - \varphi_{A_1})] = \cos 2\vartheta$$
$$<\alpha_1\beta_2> = <\alpha\beta>_{A_1B_2} = \cos[2(\varphi_{B_2} - \varphi_{A_1})] = \cos 2\vartheta$$
$$<\alpha_2\beta_1> = <\alpha\beta>_{A_2B_1} = \cos[2(\varphi_{B_1} - \varphi_{A_2})] = \cos 2\vartheta$$
$$<\alpha_2\beta_2> = <\alpha\beta>_{A_2B_2} = \cos[2(\varphi_{B_2} - \varphi_{A_2})] = \cos 2\vartheta.$$

Pour comparer à l'inégalité de BELL, on introduit la fonction de corrélation $<\gamma>$ telle que :

$$<\gamma> = <\alpha_1\beta_1> + <\alpha_1\beta_2> + <\alpha_2\beta_1> - <\alpha_2\beta_2>.$$

On aura donc :

$$\boxed{<\gamma> = 3\cos 2\vartheta - \cos 6\vartheta.}$$

A cette fonction de corrélation, calculée par la mécanique quantique, correspond la courbe théorique présentée sur la fig. 8.

BIBLIOGRAPHIE

— M. JAMMER. — « *Le paradoxe d'Einstein-Podolsky-Rosen* ». La Recherche, N° 111, (Mai 1980), p. 511.

— B. D'ESPAGNAT. — « *Théorie quantique et réalité* ». Pour la Science, N° 27, (Janvier 1981), p. 72.

— R. HUGHES. — « *La logique quantique* ». Pour la Science, N° 50, (décembre 1981), p. 36.

— A. ASPECT et P. GRANGIER. — « *Une prévision étonnante de la mécanique quantique vérifiée par l'expérience* ». Images de la Physique 1984, Supplément au Courrier du C.N.R.S., N° 55, (1984).

— A. BERTHELOT. — « *Quelques remarques au sujet de l'inégalité de Bell, Clauser, Horne, Shimony et Holt* ». Rapport interne du C.E.A., (1977), DPh.PE 77-07.

— A. ASPECT. — « *Proposal experiment to test the non separability of quantum mechanics* ». Physical Review, D, 14, (octobre 1976), p. 1944.

— A. ASPECT, J. DALIBARD et G. ROGER. — « *Experimental test of Bell inequalities using time-varying analysers* ». Physical Review Letters, *49*, (décembre 1982), p. 1804.

— B. D'ESPAGNAT. — « *A la recherche du réel* ». Editions Gauthier-Villars - Bordas, Paris (1981).