



HAL
open science

Cadre général de la mécanique quantique, les objections de Einstein, Podolsky et Rosen

F. Laloë

► **To cite this version:**

F. Laloë. Cadre général de la mécanique quantique, les objections de Einstein, Podolsky et Rosen. Journal de Physique Colloque, 1981, 42 (C2), pp.C2-1-C2-40. 10.1051/jphyscol:1981201. jpa-00220687

HAL Id: jpa-00220687

<https://hal.science/jpa-00220687>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

CADRE GENERAL DE LA MECANIQUE QUANTIQUE. LES OBJECTIONS DE EINSTEIN,
PODOLSKY ET ROSEN (*)

F. Laloë

Laboratoire de physique, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris
Cedex 05, France

Résumé.- Ce texte est celui d'une conférence d'introduction pour non-spécialistes au cadre général de la mécanique quantique, ainsi qu'aux objections à cette théorie formulées par Einstein, Podolsky et Rosen. Après un rappel général, mais rapide, du formalisme de la mécanique quantique et de son interprétation dite de Copenhague, quelques exemples sont présentés ; on discute ensuite en détail le schéma expérimental imaginé par Einstein, Podolsky et Rosen, appliqué au cas de deux particules de spin $1/2$ corrélées, ainsi que ses implications concernant les éléments de réalité physique qui peuvent être attachés au système. Pour insister sur quelques aspects inattendus du langage qu'emploie la mécanique quantique pour décrire certains types de corrélations, on présente une image macroscopique familière qui montre que les corrélations rencontrées dans la vie courante sont de nature différente (cause commune dans le passé). On discute enfin les notions de séparabilité, localité et déterminisme.

Abstract.- This text gives an introduction to the general structure of quantum mechanics and to the objections raised by Einstein, Podolsky and Rosen (E.P.R.) ; it is intended to be accessible to non-physicists. First, the general formulation of quantum mechanics is briefly presented, with the so called "Copenhagen interpretation", and a few very simple examples are given. Then, the general experimental scheme imagined by Einstein, Podolsky and Rosen is discussed in detail, for two correlated spin $1/2$ particles, in terms of the elements of physical reality which can be attached to the system. A macroscopic analogue is given, in order to emphasize how strange the language of quantum mechanics may become when applied to every day life phenomena, where all correlation phenomena are explained in terms of a common cause in the past. Finally, the notions of separability, locality and determinism are introduced.

On peut distinguer trois étapes dans le développement de la mécanique quantique.

La première d'entre elles est dominée par les noms de quelques grands physiciens : Planck, le premier à avoir introduit la constante h qui porte son nom, à l'occasion de l'étude théorique du rayonnement en équilibre thermique ("rayonnement du corps noir") ; Einstein, qui expli-

(*) Cet article est issu d'une conférence d'introduction au sujet et il tente d'être accessible aux non-spécialistes ; il n'a évidemment aucune prétention à l'originalité scientifique.

que l'effet photoélectrique en termes de propriétés discontinues du rayonnement (notion de photon) ; Bohr, qui pour rendre compte de la stabilité des atomes (pourquoi les électrons ne "tombent"-ils pas sur les noyaux ?) introduit une "mécanique des quanta" dont plusieurs aspects préfigurent la mécanique quantique moderne. On a souvent insisté ⁽¹⁾ sur l'influence probablement importante de courants philosophiques de l'époque (Kierkegaard, Høffding, W. James, Renouvier, etc...) sur Bohr et son entourage. Un certain nombre des concepts introduits en mécanique des quanta ("sauts quantiques", rôle essentiel de l'observation, renoncement au déterminisme) peuvent être rapprochés des courants d'idées en question (subjectivisme, attitude positiviste, finalisme, abandon du réalisme, etc...). La "mécanique des matrices" de Heisenberg peut être rattachée à cette première étape ; contrairement à la théorie de Bohr, elle n'emprunte pratiquement aucune notion à la mécanique classique.

La deuxième étape est celle de la "mécanique ondulatoire" ; elle commence en 1923, lorsque De Broglie introduit un lien entre ondes et quanta. Dès 1926, Schrödinger écrit sa célèbre équation, qui permet de calculer les niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène à partir d'une "fonction d'onde" $\psi(\vec{r})$. Beaucoup de phénomènes physiques deviennent alors accessibles à la théorie (collision, oscillateur harmonique, etc..) et l'espoir à l'époque est grand de pouvoir ramener les problèmes physiques à l'étude de phénomènes de propagation d'ondes (discutés en détail par les physiciens du siècle précédent). De ce point de vue, les particules seraient en fait des ondes, mais regroupées en "paquets d'ondes" minuscules qui paraissent ponctuels à notre échelle.

Cependant, au cours de discussions diverses (contributions de Born, Einstein, Bohr, Heisenberg, etc...), en particulier aux célèbres congrès Solvay, cette conception purement ondulatoire apparaît insuffisante. De ces discussions naît la mécanique quantique et son interprétation moderne, synthèse des deux étapes précédentes, où la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ se propage de façon déterministe, mais ne permet que de calculer des probabilités de résultats de mesure. Cette interprétation "orthodoxe", dont la présentation est le but du § 1, est souvent appelée "point de vue de Copenhague".

1. Le point de vue moderne "orthodoxe" (dit de Copenhague).-

1.1. Formalisme général.- L'état de tout système physique est décrit par un objet mathématique noté traditionnellement $|\psi\rangle$. Pour une particule sans spin (le spin sera défini au § 1.3 ci-dessous), $|\psi\rangle$ s'identifie à la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ déjà introduite plus haut ; pour un système comprenant plusieurs particules (éventuellement avec spin), où des champs

(1) Voir par exemple le § 4-2 du livre de M. Jammer, "The conceptual development of quantum mechanics" (Mc Graw Hill, 1966).

(champ électromagnétique par exemple), $|\psi\rangle$ peut avoir une structure mathématique plus complexe qu'une simple fonction de \vec{r} . Peu nous importent cependant ici les aspects mathématiques ou techniques du formalisme, le point essentiel est de savoir que $|\psi\rangle$ existe et que la mécanique quantique donne des règles qui précisent ses propriétés mathématiques ; d'autres règles permettent, connaissant $|\psi\rangle$, de prédire les résultats fournis par des mesures physiques effectuées sur le système.

La dénomination usuelle pour $|\psi\rangle$ est celle de "vecteur d'état". Il existe en effet une certaine analogie entre cet être mathématique et un vecteur \vec{V} de l'espace ordinaire à 3 dimensions. De même que \vec{V} symbolise 3 nombres (les composantes de \vec{V} sur 3 axes), de même $|\psi\rangle$ symbolise un ensemble de nombres qui peuvent être appelés les composantes de $|\psi\rangle$ ⁽²⁾.

La mécanique quantique permet également de calculer l'évolution de $|\psi\rangle$ dans le temps, mais il faut distinguer deux cas :

(α) Si le système évolue "librement" (il n'est l'objet d'aucune observation ou mesure), le vecteur d'état évolue suivant l'équation de Schrödinger, généralisation de celle introduite plus haut pour la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$. Cette évolution est déterministe : connaissant $|\psi\rangle$ à l'instant t_0 , on peut calculer $|\psi\rangle$ à tout instant ultérieur t ⁽³⁾. La situation est la même que pour la propagation d'ondes acoustiques ou lumineuses en mécanique classique, qui n'a aucun caractère aléatoire si les conditions de l'expérience sont bien définies.

(β) Lorsqu'un observateur effectue une mesure, l'évolution de $|\psi\rangle$ n'est plus, en général, calculable de façon certaine ; elle devient fondamentalement indéterministe. Il en est de même du résultat fourni par cette mesure qui, lui aussi, est aléatoire en général : la théorie ne peut prédire que la probabilité d'obtenir tel ou tel résultat, qui s'exprime mathématiquement en fonction du vecteur d'état $|\psi\rangle$ avant la mesure ; le vecteur d'état $|\psi\rangle$ après la mesure dépend, non seulement du type de mesure effectuée, mais aussi du résultat qui a effectivement été observé.

Dans le cas particulier d'une particule (sans spin) décrite par un "paquet d'ondes" $\psi(\vec{r})$, la théorie prescrit une réduction brusque et aléatoire de $\psi(\vec{r})$ dans tout l'espace, lors d'une mesure de la position de la particule. On parle alors de "réduction du paquet d'ondes", et, traditionnellement, cette expression désigne maintenant l'évolution indéterministe de $|\psi\rangle$ pour un système physique et une mesure quelconques.

⁽²⁾ L'ensemble des vecteurs d'états d'un système physique constitue un "espace vectoriel" dit "espace des états" (souvent de dimension infinie).

⁽³⁾ Du moins, en principe. En pratique, ce calcul peut se révéler très difficile du point de vue des techniques mathématiques ; cependant, la difficulté en question n'est pas de principe.

La figure 1 schématise ce qui vient d'être dit (⁴). L'évolution de $|\psi\rangle$ entre un instant initial t_0 et un instant ultérieur t est donnée par l'équation de Schrödinger ; cette évolution est déterministe et continue (pas de "saut"). Mais, à l'instant t_m , on effectue une mesure ; il est alors impossible de prédire si $|\psi\rangle$ va instantanément devenir $|\psi_1\rangle$ ou $|\psi_2\rangle$, sous l'effet de la réduction du paquet d'ondes. Il y a alors évolution indéterministe et discontinue.

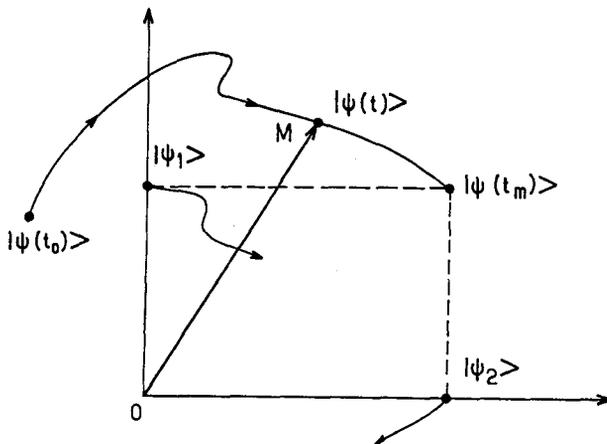


Fig.1.- Schéma symbolisant l'évolution du vecteur d'état $|\psi\rangle$ à partir de sa valeur $|\psi(t_0)\rangle$ à l'instant initial t_0 . Le schéma assimile $|\psi\rangle$ à un vecteur \vec{OM} à deux composantes réelles, bien que $|\psi\rangle$ ait en réalité une structure mathématique plus compliquée (ses composantes sont complexes et peuvent être en nombre infini). Entre les instants t et t_m , le vecteur d'état évolue de façon continue et déterministe, selon l'équation de Schrödinger. A l'instant $t = t_m$, on effectue une mesure, dont le résultat est aléatoire. Deux valeurs peuvent être obtenues et, selon cette valeur, le vecteur d'état devient juste après la mesure, soit $|\psi_1\rangle$ soit $|\psi_2\rangle$ (postulat de réduction du paquet d'ondes). Ensuite, tant que l'on n'effectue aucune nouvelle mesure, $|\psi\rangle$ évolue à nouveau de façon continue et déterministe (équation de Schrödinger).

La figure 2 donne le même schéma, mais pour la mesure d'une autre quantité physique du système, effectuée au même instant t_m . Le vecteur d'état obtenu par réduction du paquet d'ondes est alors, soit $|\psi'_1\rangle$, soit $|\psi'_2\rangle$.

Remarque : Cette double possibilité d'évolution du vecteur $|\psi\rangle$, suivant que le système est l'objet de mesure ou non, est une particularité assez curieuse de la mécanique quantique.

Il existe bien sûr des cas semblables dans d'autres types de théories. Par exemple, en théorie des probabilités, la densité de probabili-

(⁴) De tels schémas ne doivent pas être pris trop au pied de la lettre : $|\psi\rangle$ n'est pas simplement un vecteur se déplaçant dans un plan (espace à deux dimensions).

té \mathcal{F} relative à un système quelconque, dont les propriétés sont mal connues, est brusquement modifiée dès qu'on fournit une information supplémentaire sur le système. Ce type de discontinuité n'est pas étonnant, et il concerne en fait, non le système physique lui-même, mais nos connaissances relatives au système. L'analogie entre \mathcal{F} et $|\psi\rangle$ est cependant artificielle et ne facilite guère la compréhension du phénomène de réduction du paquet d'ondes. Par exemple, plusieurs observateurs ayant des connaissances diverses du système étudié lui attribueront tout naturellement des fonctions \mathcal{F} différentes, alors qu'en mécanique quantique deux observateurs ne pourront attribuer au même système deux vecteurs d'état $|\psi\rangle$ complètement différents ⁽⁵⁾.

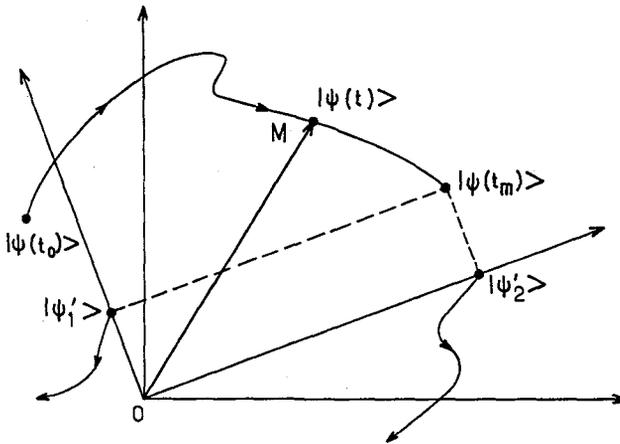


Fig.2.- Ce schéma est analogue à celui de la figure 1, mais la mesure à l'instant $t = t_m$ porte sur une autre quantité physique, correspondant à une observable incompatible avec celui de la figure 1. Les vecteurs d'état possibles après la mesure sont maintenant $|\psi'_1\rangle$ et $|\psi'_2\rangle$, qui forment une base orthonormée distincte de celle constituée de $|\psi_1\rangle$ et $|\psi_2\rangle$.

1.2.Exemple : particule sans spin.- En mécanique classique, une particule ponctuelle est décrite dans un référentiel donné par deux vecteurs, \vec{r} et \vec{v} , qui sont respectivement la position et la vitesse de la particule. Il est souvent commode de remplacer la vitesse \vec{v} par l'impulsion \vec{p} qui

⁽⁵⁾ Les deux observateurs sont supposés utiliser le même référentiel d'espace-temps.

La mécanique quantique introduit également un être mathématique appelé "opérateur densité" ρ , qui correspond en quelque sorte à une synthèse entre les notions de distribution classique de probabilité \mathcal{F} et celle de vecteur d'état $|\psi\rangle$. On pourrait parfaitement concevoir que deux observateurs décrivent le même système par deux opérateurs ρ différents, si leurs informations concernant le système sont différentes.

lui est proportionnelle ($\vec{p} = m\vec{v}$, où m est la masse de la particule). Les équations de Newton permettent de calculer l'évolution temporelle de \vec{r} et \vec{p} , qui est déterministe.

En mécanique quantique, \vec{r} et \vec{v} sont remplacés, nous l'avons vu, par la donnée d'un vecteur d'état $|\psi\rangle$, ou (ce qui est équivalent) de la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$. Cette fonction d'onde est mathématiquement un être beaucoup plus complexe que deux vecteurs, \vec{r} et \vec{v} ; elle s'étend sur une certaine région de l'espace.

Examinons ce qui se produit si l'on mesure, soit la position, soit l'impulsion, de la particule. Pour simplifier, nous raisonnons en supposant que l'espace n'a qu'une dimension; \vec{r} devient alors x , \vec{p} devient p et $\psi(\vec{r})$ devient $\psi(x)$.

1.2.1. Mesure de la position.- Sauf cas particulier, le résultat d'une mesure de la position de la particule n'est pas certain. Les résultats possibles sont caractérisés par une certaine densité de probabilité $Q(x)$, facilement calculable à partir de $\psi(x)$ ⁽⁶⁾. La figure 3a montre un exemple de courbe représentant $Q(x)$. Toute valeur de x correspondant à la "bosse" de la courbe peut être obtenue avec une probabilité non négligeable lors de la mesure. La largeur ΔX de la courbe donne une idée de la dispersion des résultats possibles. En particulier, si ΔX est extrêmement petit, on peut dire qu'on est pratiquement certain du résultat que donnera la mesure.

1.2.2. Mesure de l'impulsion (ou de la vitesse).- La situation est tout à fait analogue si l'on mesure la composante p de l'impulsion de la particule. Les probabilités des divers résultats possibles sont données par une distribution de probabilité $\mathcal{P}(p)$ qui peut être déduite de $\psi(x)$. La figure 3b donne l'allure possible de la courbe représentant $\mathcal{P}(p)$. Sa largeur est notée ΔP .

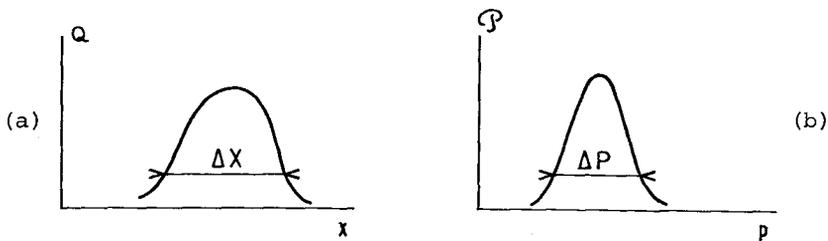


Fig.3.- (a) Allure possible de la distribution de probabilité $Q(x)$ associée à une fonction d'onde $\psi(x)$. Lorsque l'on mesure la position X de la particule, la probabilité de trouver un résultat compris entre x et $x+dx$ est $Q(x)dx$ par définition de Q . (b) Allure possible de la fonction $\mathcal{P}(p)$ qui joue, vis à vis des mesures de l'impulsion P de la particule, le rôle de Q vis à vis de sa position p .

(6) On a simplement $Q(x) = |\psi(x)|^2$

1.2.3. Relations de Heisenberg.- Les règles de la mécanique quantique permettent d'établir l'inégalité :

$$\Delta X \times \Delta P \geq \hbar/2$$

où \hbar est la constante de Planck. Si donc la fonction d'onde $\psi(x)$ est choisie pour rendre la largeur ΔX très petite, ΔP sera nécessairement très grand (et réciproquement).

En d'autres termes, si la courbe de la figure 3a est étroite, celle de la figure 3b est toujours très large (et vice-versa). Il n'est donc jamais possible d'écrire une fonction d'onde $\psi(x)$ qui donne une valeur parfaitement précise à la fois pour la position et l'impulsion de la particule (c'est-à-dire une fonction d'onde pour laquelle les deux largeurs ΔX et ΔP soient arbitrairement petites).

En mécanique quantique, on appelle "observables incompatibles" des grandeurs physiques qui, comme X et P , ne peuvent jamais être à la fois définies parfaitement : quel que soit l'état $|\psi\rangle$ choisi, on ne peut annuler simultanément les largeurs des deux courbes de probabilité, et il y a nécessairement une dispersion des résultats possibles de mesure de ces deux grandeurs.

1.2.4. Réduction du paquet d'ondes.- Supposons que l'on mesure la position de la particule, et que l'on obtienne un résultat a ; juste après cette mesure, la fonction d'onde $\psi(x)$ devient, sous l'effet de la réduction du paquet d'onde extrêmement localisée en $x = a$. Il en est de même de la fonction Q (fig. 4a) dont la largeur ΔX devient pratiquement nulle. En conséquence, une seconde mesure de la position, effectuée juste après la première, redonnera le même résultat a avec certitude (probabilité égale à 1).

Lorsque ΔX est très petit, ΔP est très grand, c'est-à-dire que la fonction \mathcal{P} est très large (fig. 4b), de sorte qu'une mesure de l'impulsion donnera pratiquement n'importe quel résultat avec la même probabilité.

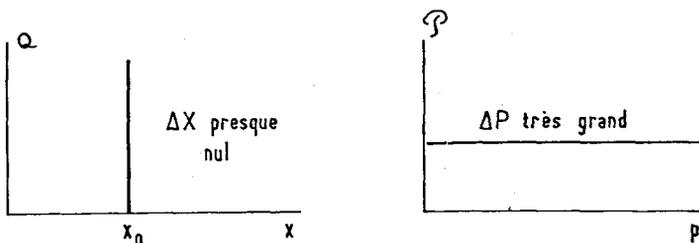


Fig.4.- Allures des fonctions Q (fig.a) et \mathcal{P} (fig.b) juste après une mesure de la position X de la particule, mesure qui a donné un résultat très proche de x_0 .

Peut-on maintenant préciser à son tour l'impulsion en effectuant une mesure de cette grandeur ? Cette possibilité existe, mais alors on perd toute l'information antérieure sur la position de la particule. En effet, juste après cette nouvelle mesure, la réduction du paquet d'ondes s'est produite et la fonction d'onde a encore changé. C'est maintenant la fonction \mathcal{P} qui est devenue très étroite ($\Delta P \simeq 0$), mais, inévitablement, Q est devenue très large (les figures 4a et 4b sont interverties).

De façon générale, on ne peut jamais, en mécanique quantique, arriver par une suite de mesures à un état $|\psi\rangle$ du système où deux observables incompatibles correspondent à des résultats certains, si elles sont mesurées.

1.3. Autre exemple : spin 1/2. - Une autre particularité de la mécanique quantique est de prédire l'existence d'un moment cinétique interne de rotation pour une particule ponctuelle ⁽⁷⁾ (en mécanique classique, la rotation d'un objet sur lui-même n'a de sens que si cet objet possède une certaine extension spatiale). Ce moment cinétique interne est appelé "spin" et nous le noterons \vec{S} .

Comme tout moment cinétique, \vec{S} est un vecteur, et nous noterons S_x , S_y et S_z ses composantes sur un système d'axes orthonormé $Oxyz$ (fig.5a). Si \vec{a} est un vecteur quelconque de longueur unité, la composante de \vec{S} sur \vec{a} est notée

$$S_a = \vec{a} \cdot \vec{S}$$

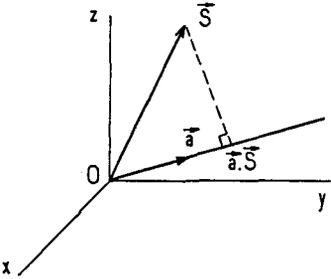


Fig.5a.- Le spin \vec{S} est un vecteur dont les composantes sont notées S_x , S_y et S_z . La composante de \vec{S} sur un vecteur \vec{a} quelconque de longueur unité est $\vec{a} \cdot \vec{S}$.

La mécanique quantique prévoit que la mesure d'une composante quelconque de \vec{S} ne peut donner qu'un certain nombre fini de valeurs "discrètes" ; par exemple, pour des particules de spin 1/2 (comme l'électron, le proton, le neutron), ces valeurs possibles sont au nombre de deux ;

(7) La mécanique quantique fait apparaître le spin comme une conséquence très générale de la structure de l'espace-temps (groupe de Galilée ou de Poincaré).

conventionnellement, nous les noterons +1 et -1 dans la suite, mais leur valeur exacte est $+\hbar/2$ et $-\hbar/2$. Il s'agit donc d'un cas simple qui sera de discussion particulièrement aisée.

La figure 5 représente, très schématiquement, l'expérience célèbre de Stern et Gerlach. Un jet d'atomes pénètre dans un système d'aimants qui leur impose une déviation vers le haut (ou vers le bas) suivant que l'on trouve $+\hbar/2$ (ou $-\hbar/2$) pour la composante S_x du spin le long de la direction d'analyse Ox. On peut bien sûr tourner le système d'aimants dans une direction \vec{a} quelconque ; on mesure ainsi une autre composante S_a du spin des atomes.

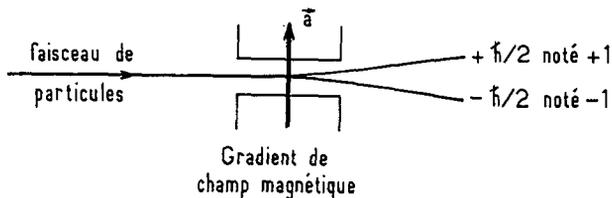


Fig.5b.- Schéma très simplifié d'une expérience de Stern et Gerlach. Un jet de particules (atomes d'Argent par exemple) pénètre dans un système d'aimants créant un très fort gradient de champ magnétique dans une direction \vec{a} ; ce gradient exerce une force sur les moments magnétiques associés aux spins des atomes. En conséquence, la mesure des déviations des atomes à la sortie de l'appareil donne les valeurs possibles pour la composante $\vec{a} \cdot \vec{S}$ du spin \vec{S} sur \vec{a} . Contrairement aux prévisions de la mécanique classique, on n'observe pas un ensemble continu de valeurs possibles des déviations, mais des valeurs discontinues (quantification). Pour des particules de spin 1/2, Stern et Gerlach ont constaté l'existence de deux taches symétriques ; la mesure de $\vec{a} \cdot \vec{S}$ peut donc donner 2 valeurs seulement, que nous symbolisons par +1 et -1.

Discutons plus en détail le cas où deux directions de mesures orthogonales, Ox et Oy, sont envisagées. Comme X et P, les composantes S_x et S_y correspondantes sont, d'après la mécanique quantique, des observables incompatibles. On montre que les dispersions ΔS_x et ΔS_y sont telles que :

$$[\Delta S_x]^2 + [\Delta S_y]^2 \geq \left(\frac{\hbar}{2}\right)^2$$

En conséquence, ΔS_x et ΔS_y ne peuvent à la fois être arbitrairement petits.

Si donc l'on mesure S_x , puis S_y , puis encore S_x , la mesure intermédiaire de S_y fait perdre toute information obtenue dans la première mesure de S_x ⁽⁸⁾. On n'augmente donc pas l'information par des mesures successives des diverses composantes ; la réduction du paquet d'ondes

(8) Par contre, deux mesures successives de la même composante S_x par exemple, donnent nécessairement le même résultat.

change $|\psi\rangle$, de façon aléatoire, sans que la dispersion totale des deux observables diminue.

A ce stade, on invoque parfois les "effets incontrôlables des appareils de mesure macroscopiques" sur le système microscopique mesuré, pour expliquer ces modifications aléatoires de $|\psi\rangle$. La suite nous montrera que la raison des changements aléatoires de $|\psi\rangle$ est plus fondamentale.

2. L'argument E.P.R. .-

L'argument de Einstein, Podolsky et Rosen (E.P.R.) est issu des célèbres discussions au congrès Solvay entre Einstein et Bohr. Einstein tentait à l'époque d'élaborer des schémas d'expériences de pensée (Gedanken Experiment) prouvant que la mécanique quantique contenait des contradictions internes. Cependant, Bohr a toujours réussi à trouver un contre-argument solide, et de cette époque date une solide confiance en la mécanique quantique de la majorité des physiciens. Il est juste d'insister sur le rôle essentiel, bien qu'indirect, de Einstein dans l'élaboration des concepts et de l'interprétation de la mécanique quantique ; ses nombreuses questions ont certainement contribué à l'élaboration du point de vue qui s'est dégagé à l'époque (point de vue dit de Copenhague). Par la suite, il semble que Einstein ait changé de point de vue, cherchant à montrer que la mécanique quantique est, non pas inexacte ou incohérente, mais "incomplète". Dans leur célèbre article (*), E.P.R. précisent le sens qu'ils donnent à ce mot :

"Quelle que soit la signification du terme "complète", la condition suivante semble nécessairement devoir être remplie par une théorie complète : tout élément de la réalité physique doit avoir une contrepartie dans cette théorie physique"

Pour préciser la notion d'éléments de réalité physique, ils écrivent ensuite :

"Les éléments de réalité physique ne peuvent être déterminés par des considérations philosophiques a priori, mais doivent être trouvés par référence aux résultats des expériences et mesures. Une définition générale de la réalité ne nous est cependant pas indispensable ici, et nous nous contenterons du critère suivant, que nous pensons raisonnable : si, sans agir en aucune façon sur un système, nous pouvons prédire de façon certaine (c'est-à-dire avec une probabilité égale à un) la valeur d'une quantité physique, alors il existe un élément de réalité physique correspondant à cette quantité physique".

Si ces déclarations préliminaires peuvent sembler un peu abstraites, les exemples qui sont discutés dans la suite devraient aider à préciser les notions qui sont en question. Nous en verrons d'autres apparaître au coeur du raisonnement, notamment celle de "séparabilité",

(*) (Physical Review, vol.47, page 777, mai 1935)

de "localité" et de "déterminisme".

Retenons également l'idée que le but de la discussion qui suit n'est pas de remettre en cause les prédictions de la mécanique quantique concernant les résultats de mesures et leur probabilités ; l'exactitude de ces prédictions est supposée parfaite. Il s'agit plutôt de savoir si la mécanique quantique telle que nous la connaissons, c'est-à-dire parfaitement opérationnelle, pourra dans un avenir proche ou lointain être rendue plus complète, et entrer dans le cadre d'une théorie plus riche, qui prendrait en compte un plus grand nombre d'éléments de la réalité physique.

Nous n'allons pas discuter l'argument E.P.R. dans les termes exacts où il a été historiquement publié. Comme nous l'avons noté plus haut, les discussions concernant les mesures en mécanique quantique sont plus simples lorsque les systèmes mesurés sont des spins 1/2 (deux résultats seulement peuvent être obtenus, quelle que soit la composante mesurée). C'est pourquoi (suivant Bohm), nous avons transposé l'argument original E.P.R. à ce cas, un avantage supplémentaire étant qu'il est assez proche des expériences dont parlera A. Aspect dans son exposé. Nous allons donc procéder à une généralisation de ce qui a été exposé au § 1 précédent et discuter une expérience de type Stern et Gerlach portant non sur un, mais sur deux spins.

2.1. Mesures des spins de deux particules corrélées (composantes sur un ensemble de directions \vec{a} , \vec{b} donné).

2.1.1. Schéma expérimental. - La figure 6 montre le schéma expérimental que nous allons considérer. Une source S émet successivement des paires de particules, (1) et (2), qui se propagent dans des directions opposées ; ces particules ont un spin 1/2 (comme par exemple, le proton ou l'électron). En deux régions de l'espace, qui peuvent éventuellement être extrêmement éloignées, des expériences de Stern et Gerlach sont effectuées ; pour chaque paire de particules, on mesure la composante $\vec{a} \cdot \vec{S}_1$ du spin de la particule (1) sur la direction \vec{a} ainsi que, la composante $\vec{b} \cdot \vec{S}_2$ du spin de la particule (2) sur la direction \vec{b} ⁽⁹⁾. Chacune de ces mesures pouvant donner deux résultats +1 ou -1, c'est en tout 4 ensembles de résultats qui peuvent être obtenus :

+1	+1
+1	-1
-1	+1
-1	-1

quelles que soient les directions d'analyse \vec{a} et \vec{b} choisies.

(9) Nous supposons que \vec{a} et \vec{b} sont des vecteurs de longueur égale à 1 et qu'ils sont perpendiculaires à la direction Oz de propagation des particules.

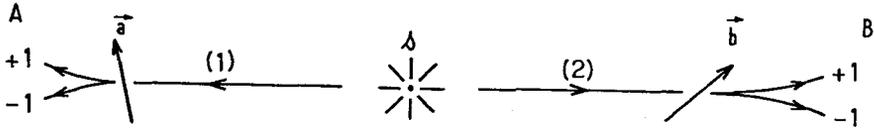


Fig.6.- Le dispositif expérimental considéré dans le texte pour la discussion de l'argument de Einstein, Podolsky et Rosen. Une source S émet successivement des paires de particules (1) et (2), dans deux directions opposées ; en deux régions éloignées de l'espace on effectue la mesure de la composante $\vec{a} \cdot \vec{S}_1$ du spin de la particule (1) d'une part, de la composante $\vec{b} \cdot \vec{S}_2$ du spin de la particule (2) d'autre part. Lorsque \vec{a} et \vec{b} ne sont pas perpendiculaires, les résultats des deux mesures présentent des corrélations, qui sont discutées dans le texte.

2.1.2. Probabilités des divers résultats.- Nous allons décrire plus en détail les prédictions de la mécanique quantique dans un cas particulier important, celui où l'ensemble des deux spins est décrit par un vecteur d'état $|\psi\rangle$ appelé "état singulet", souvent noté $|S = 0\rangle$. A nouveau, peu nous importe ici la forme mathématique exacte de ce vecteur d'état, la façon dont les règles de la mécanique quantique permettent de calculer les probabilités des 4 résultats écrits plus haut, ou encore la manière dont on peut en pratique préparer le système dans un tel état. Pour la discussion qui suit, les résultats, qui sont très simples, nous suffisent. Les propriétés de l'état singulet de spin $|S = 0\rangle$ sont telles que les probabilités en question ne dépendent que de l'angle θ entre les directions \vec{a} et \vec{b} ; dans le même ordre que précédemment, elles s'écrivent :

$$\mathcal{P}(+1, +1) = \frac{1}{2} \sin^2 \theta / 2$$

$$\mathcal{P}(+1, -1) = \frac{1}{2} \cos^2 \theta / 2$$

$$\mathcal{P}(-1, +1) = \frac{1}{2} \cos^2 \theta / 2$$

$$\mathcal{P}(-1, -1) = \frac{1}{2} \sin^2 \theta / 2$$

Là s'arrêtent les formules dont nous aurons besoin pour la suite. Avant d'aller plus loin, examinons deux cas particuliers :

(i) Si \vec{a} et \vec{b} sont perpendiculaires ($\theta = 90^\circ$), on obtient

$$\mathcal{P}(+1, +1) = 1/4$$

$$\mathcal{P}(+1, -1) = 1/4$$

$$\mathcal{P}(-1, +1) = 1/4$$

$$\mathcal{P}(-1, -1) = 1/4$$

Quel que soit le résultat A obtenu, les probabilités des deux résultats B = +1 et B = -1 valent toutes deux 1/2 (et vice-versa). Les résultats

sont donc complètement indépendants comme le seraient, par exemple, les résultats de tirage au sort effectués avec des dés différents en des points éloignés.

(ii) Lorsque les deux directions d'analyses sont les mêmes, c'est-à-dire lorsque $\vec{a} = \vec{b}$ (ou encore $\theta = 0$), on obtient facilement :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(+1, +1) &= 0 \\ \mathcal{P}(+1, -1) &= 1/2 \\ \mathcal{P}(-1, +1) &= 1/2 \\ \mathcal{P}(-1, -1) &= 0\end{aligned}$$

Parmi les 4 ensembles de résultats a priori possibles, deux seulement peuvent en fait être obtenus. La particule (1) peut donner le résultat +1 ou -1, mais la particule (2) donne toujours le résultat opposé : les deux résultats de mesure présentent cette fois une corrélation totale.

Nous retenons de ceci une idée physique qui sera essentielle pour toute la suite : dès que nous avons mesuré $\vec{a} \cdot \vec{S}_1$, il n'est plus nécessaire de mesurer ensuite $\vec{b} \cdot \vec{S}_2$ pour $\vec{b} = \vec{a}$, puisque nous sommes parfaitement sûrs du résultat (toujours opposé à celui de la première mesure). En conséquence, une mesure effectuée sur la particule (1) peut nous servir à préciser certains éléments de réalité de la particule (2).

Remarque : bien que nous n'en ayons pas besoin à ce stade, donnons l'expression de la valeur moyenne $E(\vec{a}, \vec{b})$ du produit des résultats A et B (pour un nombre suffisamment élevé d'expériences)

$$\begin{aligned}E(\vec{a}, \vec{b}) &= \langle AB \rangle_{(\vec{a}, \vec{b})} \\ &= \mathcal{P}(+1, +1) + \mathcal{P}(-1, -1) - \mathcal{P}(-1, +1) - \mathcal{P}(+1, -1) \\ &= -\cos \theta\end{aligned}$$

Ce résultat est essentiel dans les discussions relatives aux inégalités de Bell.

2.1.3. Discussion.- Faut-il s'étonner de rencontrer une situation où des corrélations fortes, voire totales, puissent apparaître entre des résultats de mesures effectuées en des points arbitrairement éloignés dans l'espace ? Assurément non et, dans la vie courante, de telles corrélations peuvent parfaitement se produire. Un exemple simple peut en être donné. Supposons qu'un sac contienne deux boules de billard, l'une noire, l'autre blanche. Dans une pièce où l'obscurité est totale, deux amis prennent chacun l'une des boules et, sans savoir sa couleur, le mettent chacun dans leur valise. L'un d'entre eux se rend sur Jupiter et l'autre sur Vénus. A l'heure convenue, ils ouvrent chacun leur vali-

se : si le premier voit une boule noire, l'autre verra une boule blanche, et inversement. Les deux "mesures" peuvent d'ailleurs avoir lieu exactement au même instant, ce qui interdit qu'un signal quelconque (même allant à la vitesse de la lumière) ait le temps d'aller de Jupiter à Vénus (¹⁰).

Dans cet exemple, il apparaît très clairement des corrélations totales entre des observations effectuées en des points éloignés, sans que notre intuition en soit choquée. La raison est que le phénomène physique essentiel (celui qui détermine les résultats de la "mesure") s'est produit, non lorsque les amis sont éloignés l'un de l'autre, mais bien avant, lorsqu'ils ont pris chacun une des deux boules de billard, et bien sûr lors de la préparation initiale du système (le sac ne contient jamais deux boules de la même couleur).

Dans les valises, pendant le voyage, chacune des deux boules avait une couleur bien déterminée, même si elle était provisoirement inconnue. Nous appellerons ce type de corrélation une "corrélation classique" ou "corrélation par cause commune (fluctuante) dans le passé".

Notre exemple nous permet de mettre en lumière une forte contradiction entre un point de vue "classique" et celui de la mécanique quantique sur l'origine des corrélations dans l'expérience précédente. Nous avons dit que, pendant le voyage, la couleur de chaque boule de billard est en fait déjà déterminée ; mais ce n'est pas le langage qu'emploie la mécanique quantique pour les spins corrélés : cette théorie considère que, tant que les mesures en A et B n'ont pas été effectuées, rien dans l'état des spins ne permet de prévoir avec certitude les résultats de mesure . L'incertitude n'est donc pas de nature classique, c'est-à-dire liée à notre connaissance seulement imparfaite de l'état du système avant la mesure (on pourrait par exemple faire intervenir des fluctuations des conditions d'émission de chaque paire de particules, etc...) ; elle est plus fondamentale et provient du processus quantique de mesure lui-même (non-déterminisme fondamental de la mécanique quantique).

L'argument E.P.R. découle immédiatement de cette contradiction entre les deux points de vue, classique et quantique. Supposons que la mesure soit effectuée pour un angle $\theta = 0$ (corrélation totale entre les résultats de mesures A et B) et que la mesure sur la particule (1) soit effectuée avant celle sur la particule (2) ; il est même plus simple de supposer que cette seconde mesure n'a pas lieu. La mécanique quantique indique que, juste avant la première mesure sur (1), la particule (2) peut donner les deux résultats +1 et -1 ; mais elle spécifie aussi que, juste après la mesure, seul l'un des résultats reste encore possible. Il y a là quelque chose de très étonnant : comment la particule (2) peut

(¹⁰) On a ainsi un exemple de variation brusque de la fonction de probabilité \mathcal{P} que chacun des observateurs attribue à la couleur de chacune des boules de billard.

elle acquérir une composante bien définie du spin, alors que rien n'agit sur elle (la mesure sur la particule (1) peut être faite dans une région extrêmement éloignée de l'espace) ? Doit on vraiment considérer cette composante $\vec{a} \cdot \vec{S}_2$ comme complètement indéterminée avant la mesure sur la particule (1), comme l'affirme le formalisme de la mécanique quantique ? N'est il pas plus raisonnable de supposer que cette composante était en fait bien déterminée, par exemple dès l'émission de la paire de particules, comme les couleurs des boules de billard de notre exemple (corrélation par cause commune dans le passé ⁽¹¹⁾) ?

Reprenant les termes de l'article E.P.R. cités plus haut, il est possible de présenter l'argument de façon plus précise : considérons les éléments de réalité physique attachés à la particule (2), juste avant et juste après la mesure effectuée sur la particule (1). Ces éléments ne peuvent en aucune façon être affectés par les opérations effectuées sur la particule (1), en une région très éloignée de l'espace ⁽¹²⁾. Les éléments de réalité de la particule (2) sont donc les mêmes dans les deux cas (si la mesure sur (1) dure un temps très court, on peut ignorer toute évolution propre de la particule (2) pendant ce temps). Parmi ces éléments figurent ceux qui déterminent la composante $\vec{a} \cdot \vec{S}_2$ du spin de la particule (2) dans la direction $\vec{b} = \vec{a}$, (elle est toujours l'opposée de celle obtenue pour la particule (1)). Or le vecteur d'état qu'attribue la mécanique quantique au système juste avant la mesure n'inclut pas d'information permettant de connaître $\vec{a} \cdot \vec{S}_2$ avec certitude ; il y a donc un élément de réalité qui n'a pas de contrepartie dans cette théorie, et cette dernière est en conséquence "incomplète".

Remarque : Nous sommes maintenant en mesure de voir pourquoi il n'est pas possible d'expliquer la réduction du paquet d'ondes en faisant simplement intervenir les perturbations inévitables de chaque appareil de mesure sur la particule avec laquelle il interagit (indépendamment du fait qu'il n'existe pas de théorie standard détaillée des effets de telles perturbations qui permettrait de justifier l'existence de la réduction du paquet d'ondes). En effet, lorsque la particule (2) acquiert une composante bien définie $\vec{a} \cdot \vec{S}_2$, la réduction du paquet d'ondes lui attribue un vecteur d'état qui inclut cette information. Mais aucun appareil de mesure n'a agi sur la particule (2). Il est donc clair que

⁽¹¹⁾ Si l'on répond oui à ces questions, on adopte un point de vue de "variables supplémentaires" (dites variables cachées).

⁽¹²⁾ En relativité, on arrive au résultat que deux événements situés hors du "cône de lumière" l'un de l'autre (on dit aussi qu'ils sont séparés par un intervalle du genre espace) ne peuvent avoir aucune influence l'un sur l'autre (rappelons que deux événements sont situés hors du cône de lumière l'un de l'autre lorsqu'ils se produisent à une distance mutuelle trop grande -et à un intervalle de temps trop court- pour qu'un signal puisse se propager de l'un à l'autre sans dépasser la vitesse de la lumière).

l'origine de la réduction du paquet d'ondes ne peut aussi simplement être ramenée à des perturbations mécaniques réciproques de systèmes en interaction, mais qu'il y a là un phénomène de nature fondamentalement différente.

Un autre argument dans le même sens consiste à remarquer que la réduction du paquet d'ondes se traduit par une meilleure connaissance des propriétés de la particule (2) ; or on attendrait plutôt une perte d'information lors d'interactions incontrôlées (13).

2.2. Cas où l'on considère plusieurs ensembles de directions d'analyse (\vec{a}, \vec{b}), (\vec{a}', \vec{b}'), - Lorsque l'on envisage de mesurer les composantes des paires corrélées de spin suivant plusieurs ensembles de directions (\vec{a}, \vec{b}), (\vec{a}', \vec{b}') etc..., l'argument E.P.R. peut prendre une forme plus élaborée. La raison est que cette opération introduit des "observables incompatibles", ce qui n'était pas le cas dans la discussion précédente (14).

En fait, l'essence de l'argument E.P.R. sera de montrer qu'il existe des situations où les éléments de réalité de la particule (2) incluent les composantes du spin \vec{S}_2 sur deux directions différentes. Or un état quantique $|\psi\rangle$ ne peut jamais spécifier plus d'une composante à la fois. La description de la réalité par la mécanique quantique est donc incomplète.

L'argument repose sur la constatation que, pendant que les particules se déplacent de la source vers les appareils de mesure, les expérimentateurs peuvent, avec une liberté totale, choisir la direction d'analyse \vec{a}, \vec{a}' , ... (ou \vec{b}, \vec{b}' , ...). Supposons à nouveau qu'aucune mesure n'est effectuée sur la particule (2), et comparons l'ensemble des éléments de réalité physique de cette dernière, juste après une mesure, soit de la composante $\vec{a} \cdot \vec{S}_1$, soit de la composante $\vec{a}' \cdot \vec{S}_1$. Dans le premier cas, ces éléments incluent nécessairement la composante $\vec{a} \cdot \vec{S}_2$ (on fait $\vec{b} = \vec{a}$), dans le second la composante différente $\vec{a}' \cdot \vec{S}_2$ (on fait $\vec{b} = \vec{a}'$). Mais l'ensemble des éléments de réalité ne peut être que le même dans les deux cas, puisque les conditions expérimentales concernant la particule (2) sont exactement les mêmes (aucune mesure n'est effectuée sur cette particule). Cet ensemble comprend donc à la fois $\vec{a} \cdot \vec{S}_2$ et $\vec{a}' \cdot \vec{S}_2$. La mécanique quantique étant incapable dans sa description de la réalité d'incorporer simultanément autant d'éléments de réalité, elle est

(13) En termes techniques, la réduction du paquet d'ondes fait passer l'opérateur densité de la particule densité (2) d'un mélange statistique (d'entropie maximale) à un état pur. L'information a donc augmenté, ce qui semble contradictoire avec l'effet d'une perturbation aléatoire incontrôlée.

(14) Les observables $\vec{a} \cdot \vec{S}_1$ et $\vec{b} \cdot \vec{S}_2$ sont compatibles, quels que soient \vec{a} et \vec{b} (des observables associées à des systèmes physiques différents sont toujours compatibles). Par contre, nous l'avons vu plus haut, ce n'est pas le cas, ni de $\vec{a} \cdot \vec{S}_1$ et $\vec{a}' \cdot \vec{S}_1$, ni de $\vec{b} \cdot \vec{S}_2$ et $\vec{b}' \cdot \vec{S}_2$ (nous supposons $\vec{a} \neq \vec{a}'$, $\vec{b} \neq \vec{b}'$).

par suite nécessairement incomplète.

Nous tenterons plus loin (§4) de mettre en lumière un certain nombre d'hypothèses implicites dans ce raisonnement (séparabilité, localité). Cette discussion sera en fait plus aisée après l'exposé de l'argumentation opposée par Bohr aux arguments E.P.R.. Disons tout de suite qu'un consensus général sur l'issue de la discussion ne s'est pas dégagé, les partisans des deux points de vue conservant leur position.

Contentons-nous pour le moment de présenter une image, due à Schrödinger, de la situation. Un professeur fait passer des examens à un groupe d'étudiants (qui symbolisent les particules (2) de l'ensemble des paires) ; il les fait entrer un par un dans son bureau et leur pose deux questions, toujours les mêmes, mais dans un ordre quelconque (ces deux questions symbolisent une mesure de $\vec{b} \cdot \vec{S}_2$ pour $\vec{b} = \vec{a}$ ou pour $\vec{b} = \vec{a}'$). Il constate que l'étudiant ne se trompe jamais en répondant à la première question (le résultat d'une mesure de $\vec{b} \cdot \vec{S}_2$ pour $\vec{b} = \vec{a}$ est toujours l'opposé de celui obtenu pour $\vec{a} \cdot \vec{S}_1$; en ce sens, la particule (2) ne "se trompe" jamais puisqu'elle donne toujours une réponse compatible avec celle de la particule (1), bien que les deux mesures soient faites en des points éloignés, sans transmission possible de signal). Par contre, le même étudiant est tellement épuisé par l'effort fourni, ou intimidé par l'examineur, qu'il donne une réponse complètement aléatoire à la seconde question (la mécanique quantique prédit que, si l'on mesure successivement deux composantes de \vec{S}_2 sur des axes perpendiculaires, le résultat de la seconde mesure est soit +1, soit -1, avec des probabilités égales). Qu'en concluera l'examineur ? Suivant les règles du bon sens élémentaire, il se convaincra que les étudiants ne peuvent fournir toujours une première réponse juste, quelle que soit la question, que s'ils connaissent à l'avance la réponse aux deux questions à la fois (les éléments de réalités spécifiant $\vec{a} \cdot \vec{S}_2$ et $\vec{a}' \cdot \vec{S}_2$ préexistaient pour la particule (2) avant qu'aucune mesure ne soit effectuée sur elle).

2.3. Réponse de Bohr. - Deux mois seulement après la parution de l'article E.P.R., Bohr avait écrit un autre article (*) pour en réfuter les arguments. Il est clair que le raisonnement E.P.R., où la notion de réalité physique indépendante joue un rôle aussi important, paraît difficilement acceptable si l'on adopte une attitude de type positiviste. Une telle attitude implique que le but de la physique est de prévoir des corrélations entre des dispositifs de mesure et des résultats obtenus, sans prétendre décrire la réalité intrinsèque du système mesuré (¹⁵).

(*) (Physical Review, vol. 48, page 696, Octobre 1935).

(¹⁵) N. Bohr (1957) : "il est clairement impossible de distinguer nettement entre les phénomènes eux-mêmes et leur perception consciente". W. Heisenberg (1961) : $|\psi\rangle$ correspond à une "espèce intermédiaire de réalité" ; $|\psi\rangle$ "donne une formulation quantitative du concept de possibilité". Voir aussi la référence citée dans la note (¹).

Quoi qu'il en soit, Bohr adopte une attitude moins extrême, mais considère que les expressions "réalité physique" et "sans perturber le système en aucune façon" contiennent des ambiguïtés. Pour lui la question essentielle est "l'influence des conditions (expérimentales) elles-mêmes qui définissent les types de prédictions concernant le comportement physique du système". Il précise que, "ce sont ces conditions qui constituent un élément naturel de description de tout phénomène auquel on peut correctement attribuer le terme "réalité physique"."

Dans le point de vue de Bohr, le seul système à considérer est constitué de l'ensemble, non seulement des deux particules, mais également des deux appareils de mesure ; ce tout ne peut être séparé par l'esprit en sous-systèmes pourvus de réalités physiques indépendantes (non-séparabilité). Or, il n'est jamais possible de choisir à la fois deux directions \vec{a} et \vec{a}' différentes pour la même mesure ; c'est évidemment possible pour deux mesures successives, mais elles concernent nécessairement des réalités physiques différentes. Dans cette optique, il est clair que, dès leur point de départ, les objections de E.P.R. sont irrecevables, puisqu'elles partent d'une confusion entre plusieurs réalités physiques qui sont en fait distinctes. Il est alors parfaitement possible de soutenir que la mécanique quantique est une théorie complète.

Remarque : nous avons tenté de résumer la réponse de Bohr à l'argument E.P.R., sans citer d'autres réactions. Ces dernières ont pourtant été nombreuses et variées (par exemple : négation du libre arbitre dans le choix de la direction de \vec{a} et \vec{b} , etc...). Einstein remarquait plaisamment qu'un grand nombre de physiciens considèrent l'argument comme irrecevable, mais tous pour des raisons différentes.

3. Image macroscopique.-

Le but de l'image qui va être présentée n'est pas de fournir une analogie qui reproduise parfaitement la description que donne la mécanique quantique des mesures effectuées sur deux spins corrélés ; au contraire, le point de vue essentiel sur lequel nous voulons insister est qu'une telle analogie est très difficile (probablement impossible) à établir, car la description quantique des phénomènes est très éloignée de notre intuition courante. Nous allons donc développer un modèle imagé où un expérimentateur tente, par une méthode déductive qui semble d'une logique inattaquable, de savoir si les corrélations qu'il observe sont le produit du processus de mesure lui-même ou si elles traduisent des propriétés préexistantes des objets qu'il mesure. Nous verrons qu'il est conduit par ses expériences à la seconde réponse, et à attribuer en conséquence les corrélations observées entre des événements largement séparés dans l'espace à des causes communes dans le passé (corrélations classiques). Mais, dans un cas analogue, la mécanique quantique explique

les corrélations de façon très différente. Une telle explication choque donc notre intuition mais, bien sûr, ceci n'implique pas que la mécanique quantique n'est pas exacte !

Le modèle assimile chaque appareil de Stern et Gerlach à un distributeur automatique de billets de banque utilisant des cartes magnétiques ; ces dernières symbolisent les spins eux-mêmes. Le distributeur possède deux boutons, notés x et y , et symbolisant des mesures des composantes du spin selon O_x ou O_y . La manoeuvre qui schématise la mesure est la suivante : on appuie sur l'un des boutons au choix, x ou y , et l'on introduit la carte magnétique ; deux "résultats de mesure" sont alors possibles : ou bien l'appareil fournit un billet rouge (résultat noté $+1$), ou bien un billet vert (résultat noté -1). Nous pouvons alors reprendre pas à pas toute la discussion qui précède : mesure sur un spin, sur deux spins corrélés, mesure de plusieurs composantes différentes. A chaque stade, nous supposerons que les résultats obtenus sont les analogues exacts des prévisions de la mécanique quantique pour deux spins.

Muni d'un sac rempli de cartes magnétiques, nous les extrayons une à une et les essayons dans une machine. Que nous appuyons sur le bouton x ou sur le bouton y , nous obtenons une fois sur deux un billet rouge (résultat $+1$) ou vert (résultat -1). A ce stade il nous est impossible de savoir si ce résultat aléatoire provient du fonctionnement irrégulier de la machine elle-même, ou s'il est déterminé par des inscriptions sur les pistes magnétiques qui déterminent effectivement le résultat, mais ont été faites par tirage au sort (fluctuations dues à une cause aléatoire dans le passé). Mais nous pouvons faire mieux : utilisons deux fois de suite la même carte. Alors nous constatons que deux essais successifs avec le même choix, x ou y , conduisent toujours au même résultat. L'interprétation est simple : que cette carte ait ou non une inscription magnétique avant le premier essai, elle en a certainement une après ; c'est cette inscription qui détermine le résultat des essais ultérieurs (faits en pressant toujours le même bouton) ⁽¹⁶⁾. Il est également possible d'effectuer des mesures successives avec la même carte en changeant le choix du bouton, x ou y . Chaque changement amène alors un résultat totalement aléatoire pour la mesure qui le suit immédiatement. Par exemple, si l'on prend la séquence

x x x y x x x

les trois premières mesures donnent le même résultat, les trois dernières également, mais les deux ensembles de résultats peuvent différer.

⁽¹⁶⁾ On pourrait trouver là une image naïve de la réduction du paquet d'ondes, mais elle a l'inconvénient d'impliquer que cette réduction provient de l'influence des appareils de mesure.

Notre conclusion sera alors la suivante : toute mesure de type y efface l'information contenue sur la piste magnétique pour les mesures de type x et inscrit une information (aléatoire) pour les mesures ultérieures de type y (¹⁷).

Supposons maintenant que le sac contienne des cartes magnétiques rangées par paires dans des enveloppes. De façon à étudier les propriétés de ces cartes elles-mêmes, et non celles des distributeurs, nous décidons de prendre la précaution qui consiste à ne jamais essayer les deux cartes d'une même paire avec le même appareil. Un des expérimentateurs va donc utiliser le distributeur de la gare du Nord et essayer une carte de la paire, un autre celui de la gare Montparnasse ; les deux distributeurs sont indépendants (par exemple, ils ne sont connectés par aucun fil transmettant des signaux électriques de l'un à l'autre). Quand les expériences ont été réalisées, les deux expérimentateurs retournent dans leur laboratoire et comparent les résultats obtenus.

Le choix du bouton manoeuvré, x ou y , est fait aléatoirement sur place, à la fantaisie des opérateurs, de sorte que statistiquement une paire sur deux subit des mesures de type xy ou yx . Ces mesures donnent des résultats complètement incorrélés, qui sont laissés de côté. Prenons maintenant les paires pour lesquelles le choix a été du type xx par exemple. On constate alors une corrélacion parfaite : pour la même paire, ou bien les distributeurs des deux gares fournissent tous deux des billets rouges (résultat $+1, +1$), ou bien des billets verts (résultats $-1, -1$) (¹⁸). La conclusion qui s'impose est donc : il y avait dès le début de l'expérience, c'est-à-dire lorsque les paires de cartes sont sorties de leur enveloppe, des inscriptions magnétiques concordantes inscrites sur les deux pistes (corrélacion classique due à une cause commune aléatoire dans le passé) ; par induction, la même propriété est attribuée à toutes les paires de cartes. Il est clair que cette conclusion implique une description déterministe des processus de "mesure", puisqu'aucun phénomène aléatoire ne se produit lorsqu'une carte est essayée dans un distributeur (une interaction aléatoire tendrait à diminuer le taux de corrélacion).

Si l'on considère maintenant à la fois les paires où la mesure a été du type xx et celles où elle a été du type yy , les corrélacions to-

(¹⁷) La piste magnétique joue alors un peu le rôle du vecteur d'état. Jusqu'ici l'analogie entre le modèle macroscopique et la mécanique quantique est relativement satisfaisante.

(¹⁸) On pourrait aussi supposer une anticorrélacion parfaite, les seuls résultats possibles étant $+1, -1$ ou $-1, +1$ (comme pour les spins), mais cela ne change rien au raisonnement.

tales observées dans les deux cas impliquent l'inscription sur les pistes magnétiques d'instruction concernant à la fois les deux types de mesure (¹⁹). Une "théorie" qui n'incluerait que la possibilité d'inscrire un seul type d'instruction à la fois sur chaque carte magnétique serait incapable de rendre compte de tous les "éléments de réalité" qui coexistent dans chacune d'entre elles ; elle serait "incomplète".

La méthode employée par notre expérimentateur imaginaire semble d'une rigueur parfaite, et la procédure systématique employée pour déterminer l'origine des corrélations observées entre bien dans le cadre de la "méthode scientifique". Elle serait certainement acceptée comme telle dans bien des laboratoires : transposons par exemple le scénario en biologie et imaginons qu'on obtienne des corrélations parfaites entre certaines propriétés de cellules de jumeaux, etc... . Un physicien n'en constesterait pas non plus la logique (tant que l'expérience n'a pas trait aux postulats concernant la mesure en mécanique quantique). Et pourtant, transposée à deux spins $1/2$ dans l'état singulet $S = 0$, la méthode de notre expérimentateur imaginaire le conduit à des conclusions contradictoires avec la mécanique quantique. Rappelons que cette dernière nous dit que l'évènement aléatoire a lieu lors de la mesure elle-même, lorsque les spins sont séparés, et qu'il concerne à la fois deux résultats obtenus en des points de l'espace éventuellement très éloignés. Dans cette optique, ce n'est qu'après la mesure, où le paquet d'ondes est réduit, que sont attachées à chacune des particules des composantes du spin (inscriptions magnétiques) ayant une valeur bien définie.

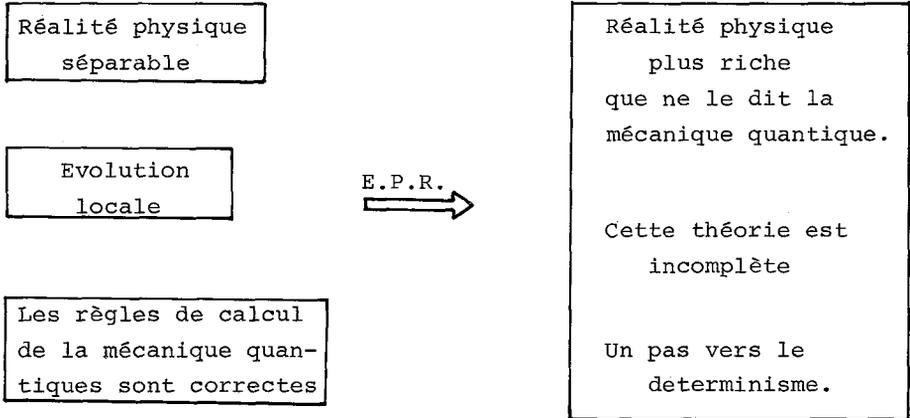
En conclusion de ce paragraphe, rien ne paraît à ce stade s'opposer à trouver des analogues macroscopiques qui miment parfaitement les prédictions de la mécanique quantique en ce qui concerne les résultats de mesure. Par contre, ces analogues macroscopiques conduisent à des schémas explicatifs qui sont incompatibles avec le langage de la mécanique quantique.

4. Séparabilité et localité ; déterminisme .-

Le tableau ci-après montre un schéma qui tente de résumer les hypothèses et la conclusion obtenues par E.P.R.. Il est clair que ces auteurs adoptent une position résolument réaliste, comme le font probablement la plupart des physiciens. S'autorisant à parler de la réalité physique de la particule (1) et de la particule (2) séparément, ils font une hypothèse de séparabilité (ou, si l'on préfère, de divisibilité) : on admet qu'il est possible de diviser par l'esprit le système de deux particules en deux sous-systèmes (chacune des particules) qui consti-

(¹⁹) Rappelons que ce sont les expérimentateurs qui décident de la mesure effectuée pour chaque paire ; ce choix n'est donc pas conséquence du contenu des pistes magnétiques.

tuent chacun une entité physique, au même titre que le système total ; Ceci permet de parler séparément des éléments de réalité qui sont propres à l'un des deux sous-systèmes.



On peut parfaitement, comme Bohr, refuser cette hypothèse et n'accepter de prendre en considération que le système total (incluant éventuellement les instruments de mesure). Elle est cependant d'un caractère très naturel, surtout lorsque les deux sous-systèmes sont localisés dans des régions très éloignées de l'espace (par exemple, un expérimentateur tendra à considérer l'échantillon qu'il étudie comme un système physique bien défini dans la mesure où il le maintient dans une région isolée de l'espace). Une autre hypothèse est celle de localité ^(2°) : l'évolution des éléments de réalité physique de chaque sous-système ne peut dépendre d'expériences effectuées en des points éloignés de l'espace (mesures sur l'autre particule). De plus, E.P.R. admettent pour leur raisonnement la validité des prédictions de la mécanique quantique concernant les résultats de mesure.

La conclusion de E.P.R. est que la réalité physique est plus riche que ne l'autorise une description dans le cadre de la mécanique quantique ; cette dernière est donc incomplète. Il est clair que l'argument E.P.R. pousse à considérer que des "éléments de réalité" existent pour chacun des spins, avant même toute mesure, qui déterminent les résultats obtenus lors de mesures des composantes diverses des spins. Il conduit donc au déterminisme, ou du moins fait effectuer un pas important dans cette direction.

^(2°) La notion de localité est discutée plus en détail et comparée à celle de séparabilité dans la note ajoutée à la fin du texte.

Un intérêt des théories à "variables supplémentaires" (souvent dites "variables cachées") est précisément de réintroduire le déterminisme abandonné par la mécanique quantique. La figure 7 symbolise le point de vue de la mécanique quantique, les figures 8 et 9 celle des théories déterministes à variables supplémentaires de type divers. Les cornets et les dés symbolisent soit des tirages aléatoires de caractère fondamental (dessinés en haut de la figure), soit des tirages aléatoires de nature classique (dessinés dans des rectangles en bas).

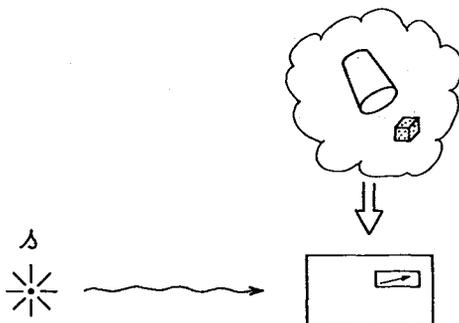


Fig.7.- Schéma symbolisant la description d'un processus de mesure dans une théorie non-déterministe. La particule, une fois émise par la source S, se propage vers l'instrument de mesure (un aimant de Stern et Gerlach par exemple, qui permet de mesurer une composante du spin de la particule). Le dé issu du gobelet symbolise le caractère aléatoire du résultat de la mesure, et de l'état du système après la mesure. Dans le cadre d'une théorie non-déterministe (comme la mécanique quantique), un état initial parfaitement déterminé peut conduire à des résultats de mesure et des états finals aléatoires.

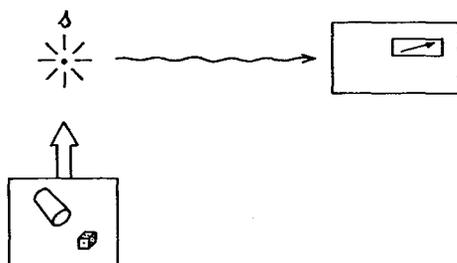


Fig.8.- Schéma symbolisant un processus de mesure décrit par une théorie déterministe (à opposer à celui de la figure 7) et donnant un résultat aléatoire. Ici, un état initial parfaitement déterminé correspond à un seul état final possible ; un caractère aléatoire de l'état final ne peut provenir que d'une incertitude sur l'état initial. Sur la figure, on a supposé que cette incertitude provient des conditions d'émission de la particule par la source S. Ces conditions déterminent la valeur des "variables supplémentaires" qui à leur tour, fixent le résultat de mesure. Le tirage de dé est représenté de façon différente de celui de la figure 8, car le processus aléatoire n'a pas ici de caractère fondamental.

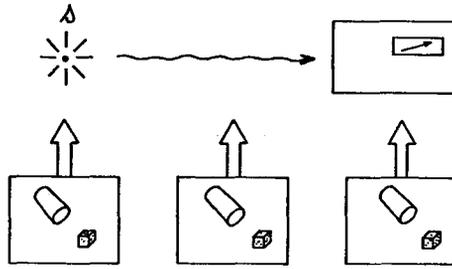


Fig.9.- Dans le cadre d'une théorie déterministe, le caractère aléatoire d'un résultat de mesure peut avoir des origines multiples : conditions d'émission de la particule, perturbations subies ensuite par la particule, mauvaise connaissance de l'état initial microscopique de l'appareil de mesure (qui est macroscopique), etc... A chacune de ces origines peuvent être attribuées des variables supplémentaires (ou "variables cachées") dont l'influence peut être incorporée dans la théorie.

Si l'on considère une mesure portant sur les spins de deux particules, les corrélations entre les résultats semblent pouvoir être expliquées très simplement par les théories à variables supplémentaires en invoquant l'effet d'une cause commune dans le passé. La figure 10 schématise une explication de ce type, en termes de fluctuations incontrôlées des conditions d'émission des paires de particules. La figure 11 symbolise la façon dont les corrélations apparaissent dans le cadre de la mécanique quantique.

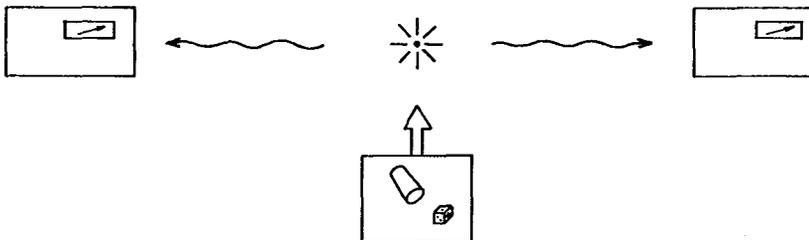


Fig.10.- Une théorie à variables supplémentaires déterministe peut expliquer les corrélations entre résultats de mesure (obtenues en des points éloignés de l'espace) par des fluctuations de ces variables (cause commune fluctuante dans le passé).

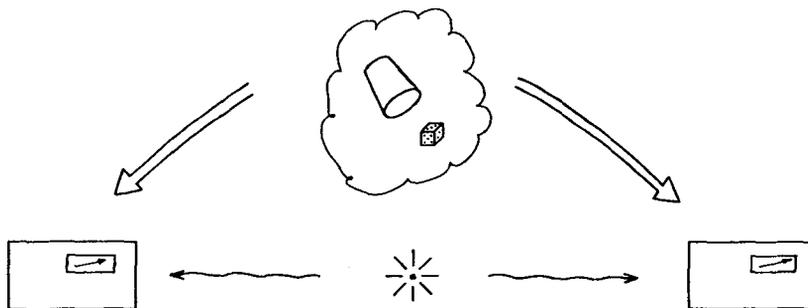


Fig.11.- La mécanique quantique utilise un schéma très différent de celui de la figure 10 pour calculer les probabilités des différents résultats de mesure. L'évènement aléatoire se produit lors des deux mesures (elle sont ici supposées simultanées et peuvent être considérées comme une seule mesure) ; il affecte simultanément les deux résultats obtenus, malgré l'éloignement des appareils de mesure, qui peut être arbitrairement grand.

Localité et déterminisme sont deux notions indépendantes : une théorie peut être déterministe et non-locale (théorie de Bohm) ou inversement, non-déterministe et locale (schéma de la figure 12). On peut également combiner non-déterminisme et variables supplémentaires, et aboutir à des schémas ⁽²¹⁾ comme celui de la figure 13.

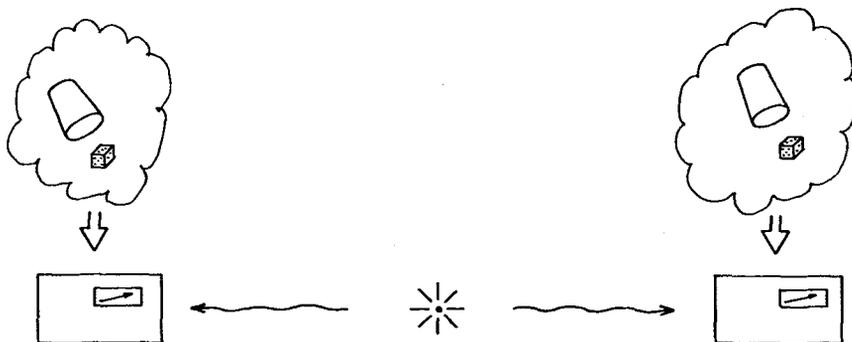


Fig. 12.- Une théorie non-déterministe peut être locale, comme symbolisé sur cette figure (la théorie ainsi schématisée ne prédirait pas de corrélations entre les deux résultats de mesure).

⁽²¹⁾ Ce schéma correspond à une théorie non-déterministe mais locale, qui satisfait aux inégalités de Bell.

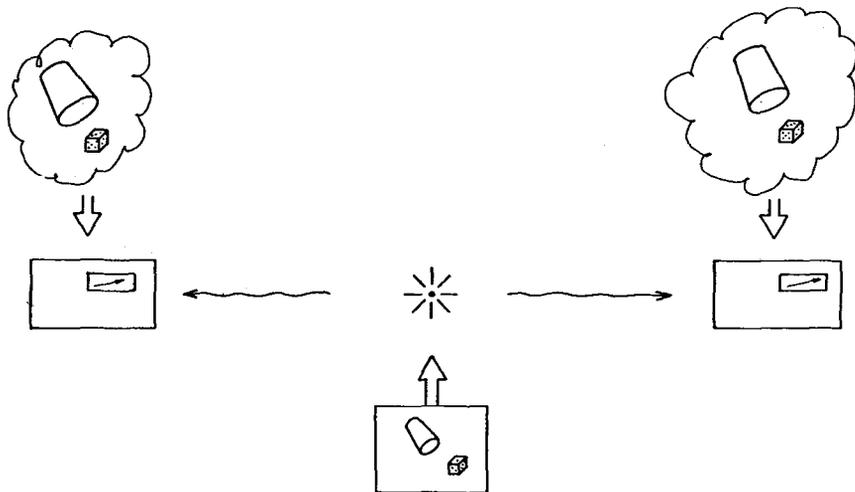


Fig. 13.- Schéma symbolisant une théorie locale non-déterministe, expliquant les corrélations entre les mesures par les fluctuations des conditions d'émission des particules. (Cette théorie entre dans le cadre des "objective local theory" de J.F. Clauser et M.A. Horne ; cf. Physical Review D, volume 10, page 526, juillet 1974).

Une façon d'obtenir une théorie de cette nature serait par exemple d'attribuer à chacune des particules des vecteurs d'état $|\psi_1\rangle$ et $|\psi_2\rangle$, et de conserver les règles (non-déterministes) de la mécanique quantique concernant les probabilités de divers résultats de mesure pour chaque particule isolément. Les corrélations entre les résultats peuvent être expliquées par des fluctuations corrélées de $|\psi_1\rangle$ et $|\psi_2\rangle$ (qui deviennent $|\psi_1(\lambda)\rangle$ et $|\psi_2(\lambda)\rangle$ dues aux conditions d'émission. On préserve ainsi la localité. De telles théories satisfont aux inégalités de Bell ; la violation par l'expérience de ces dernières conduit donc à leur rejet.

Remarques :

(i) Peut-être est-il utile de préciser que les postulats de base de la relativité d'Einstein (en particulier l'impossibilité de transmettre un signal plus rapidement qu'à la vitesse de la lumière) ne sont en rien violés par ceux de la mécanique quantique. On montre en effet ⁽²²⁾ facilement que rien, dans les observations effectuées sur la particule (2), ne permet de savoir quel type de mesure est effectué au même instant sur la particule (1) (les deux mesures ayant éventuellement lieu dans des galaxies éloignées par exemple). Ce n'est que plus tard, lorsque les deux observateurs auront eu le temps de communiquer (ou de se rencontrer en un point de l'espace), qu'ils pourront comparer les résultats obtenus et constater a posteriori l'existence de corrélations. On peut donner du phénomène l'analogie suivante : formons au moyen d'un laser un impact lumineux sur la face visible de la lune. Si nous changeons rapidement la direction du laser, l'impact lumineux peut parfaite-

⁽²²⁾ L'opérateur densité de la particule (2) est le même quel que soit le type de mesure effectuée sur la particule (1) (le résultat de cette mesure étant inconnu).

ment se déplacer sur la surface de la lune plus rapidement que la vitesse de la lumière, sans que les lois de la relativité en soit violées. Des observateurs sur la lune placés en des points éloignés pourront mesurer l'intensité du laser, ses fluctuations, etc... à des instants très proches. Cependant, ces mesures donnent des résultats dont aucun des observateurs n'est maître, et ils ne peuvent s'en servir pour se communiquer une information. Cette analogie appelle, comme toutes les autres que nous avons faites, des réserves : elle fait intervenir des phénomènes déterminés par des causes communes dans le passé, et ne saurait donc s'appliquer véritablement à la mécanique quantique.

(ii) Pour insister sur la localité ou la non-localité de l'évolution du spin de chacune des particules, il est utile de considérer les opérateurs densité $\rho(1)$ et $\rho(2)$ de chacune des particules (la notion d'opérateur densité généralise en mécanique quantique celle de vecteur d'état et rend plus aisée la caractérisation des propriétés d'un sous-système partiel d'un système physique total - voir note (5)).

Tant que le système total évolue selon l'équation de Schrödinger, les opérateurs densité $\rho(1)$ et $\rho(2)$ obéissent à des équations différentielles de caractère parfaitement local. Par une opération mathématique dite de "trace partielle", on montre en effet que l'évolution temporelle de $\rho(2)$ ne dépend que des valeurs des potentiels agissant sur la particule (2) (et réciproquement). Si les particules sont bien séparées dans l'espace, on peut supposer que les interactions entre (1) et (2) sont négligeables, et montrer que l'évolution de $\rho(2)$ n'est en rien affectée par les interactions (gradients de champs magnétiques par exemple) que l'on peut appliquer à la particule (1).

La situation n'est pas la même si l'on effectue une mesure sur la particule (1) car l'évolution de $|\psi\rangle$ est alors donnée, non plus par l'équation de Schrödinger, mais par le postulat de réduction du paquet d'ondes. Alors, l'opérateur densité $\rho(2)$, juste après la mesure effectuée sur la particule (1), peut dépendre du type de mesure effectuée sur cette particule, ainsi que du résultat obtenu, et ceci même si les particules sont très éloignées (²³). Il apparaît donc un certain caractère non-local (²⁴) dans l'évolution de $\rho(2)$.

(²³) Il est bien sûr nécessaire que l'opérateur-densité initial des deux particules comprenne des corrélations (non-factorisation).

(²⁴) Cette non-localité n'implique aucune contradiction avec l'impossibilité de transmettre un signal superluminal, signalée dans la remarque (i) précédente. En effet, l'observateur qui effectue la mesure sur la particule (1) est maître du type de mesure qu'il effectue, mais pas du résultat qu'il va obtenir, qui est totalement aléatoire. Un autre expérimentateur qui effectue des mesures sur la particule (2), s'il ignore ce résultat, ne peut avoir expérimentalement accès qu'à la moyenne de l'opérateur densité $\rho(2)$ sur les divers résultats possibles, moyenne qui est indépendante du type de mesure effectuée sur la particule (1) (cf note (²²)).

L'évolution soudaine de $\rho(2)$ sous l'effet de la réduction du paquet d'ondes viole d'ailleurs certaines lois de conservation très générales qui sont satisfaites par l'équation de Schrödinger (la valeur moyenne du moment cinétique de la particule (2) n'est pas constante même si cette particule ne subit aucune interaction, etc...).

(iii) Lorsque l'on effectue un ensemble de deux mesures correspondant à des observables compatibles, on montre de façon générale en mécanique quantique que les probabilités des différents couples de résultats possibles ne dépendent pas de l'ordre dans lequel sont effectuées les deux mesures (voir par exemple C. Cohen-Tannoudji et al., Mécanique quantique (Hermann), chap. III, § C-6-a). C'est la raison pour laquelle, lorsque nous avons donné plus haut (§ B-1-b) les probabilités \mathcal{P} associées aux 4 résultats possibles de mesures de $\vec{a} \cdot \vec{S}_1$ et $\vec{b} \cdot \vec{S}_2$, il n'a pas été utile de préciser si la mesure effectuée en premier est celle sur la particule (1) ou celle sur la particule (2). Les probabilités obtenues seraient d'ailleurs encore les mêmes si les deux mesures sont considérées comme simultanées ; dans ce dernier cas, il n'est pas nécessaire d'appliquer le postulat de réduction du paquet d'ondes, les probabilités étant directement obtenues à partir du vecteur d'état singulet $|\psi\rangle$ (alors que, pour deux mesures successives, il faut appliquer ce postulat à la première mesure pour obtenir le vecteur d'état $|\psi'\rangle$ qui permet de calculer les probabilités des deux résultats associés à la seconde mesure).

Une telle invariance des probabilités vis à vis de l'ordre dans lequel sont effectuées les mesures est satisfaisante pour l'esprit ; en effet, d'après la relativité d'Einstein, on sait que cet ordre peut, dans certains cas (intervalle du genre espace), être arbitraire et opposé pour deux observateurs différents (relativité du temps).

5. Conclusion. - La mécanique quantique contient de nombreux aspects étonnants, qui choquent notre intuition des phénomènes physiques. On dit parfois que cela s'explique par le fait que nous ne pouvons avoir d'intuition naturelle des phénomènes se produisant à une échelle très petite. Cette explication n'est cependant pas toujours suffisante : les corrélations que nous avons discutées sont observées sur des appareils macroscopiques qui peuvent être extrêmement éloignés l'un de l'autre.

Il arrive parfois qu'une théorie physique soit remodelée et réinterprétée de façon plus simple que la présentation qu'en donne son inventeur. Un exemple bien connu sont les équations de Maxwell du champ électromagnétique ; avec le recul du temps, nous n'estimons pas indispensables les considérations qui ont conduit Maxwell à les introduire. Ne pouvons nous donc maintenant, après 50 ans de travail sur la mécanique quantique, abandonner certains de ses aspects les plus difficiles à saisir (la fameuse "complémentarité" de Bohr par exemple) ? Il est

clair que le point de vue E.P.R. est séduisant et que, si un retour au déterminisme était possible, une simplification de nos concepts physiques en découlerait.

En fait, de la discussion qui a été présentée, il semble résulter que l'adoption de l'un ou l'autre des points de vue est un peu une question de goût personnel. Si tous deux conduisent dans tous les cas aux mêmes prédictions physiques, le choix entre les deux points de vue n'est plus réellement un problème de nature scientifique et chacun peut sans conséquence utiliser les images mentales qui lui semblent les plus familières.

Telle pouvait en effet sembler la situation jusqu'à la démonstration du "théorème de Bell" (Voir l'exposé qui suit) qui permet de montrer que les deux points de vue, complétés d'une hypothèse très générale de localité, ne sont pas équivalents ⁽²⁵⁾ : dans certains cas ⁽²⁶⁾, ils peuvent conduire à des prédictions physiques différentes.

⁽²⁵⁾ Cf. seconde note ajoutée à la fin de l'exposé.

⁽²⁶⁾ Anticipant quelque peu sur la suite, et quitte à nous adresser seulement au lecteur déjà familier avec les inégalités de Bell, nous voudrions faire une remarque générale concernant les cas où ces inégalités peuvent être violées par les prédictions de la mécanique quantique. On dit parfois que les effets quantiques sont dus à la non-commutation des opérateurs agissant dans l'espace des états du système. La violation des inégalités, que l'on peut qualifier d'effet quantique, est effectivement dans ce cas, et nous allons voir qu'elle n'apparaît que si l'on compare les valeurs moyennes de plusieurs grandeurs associées à des opérateurs ne commutant pas entre eux.

Prenons par exemple l'expérience sur les spins des particules (1) et (2) discutée dans le texte. On sait que les opérateurs relatifs à la particule (1) commutent avec ceux associés à la particule (2). Donc, pour deux orientations \vec{a} et \vec{b} quelconques, mais données, les seuls opérateurs à considérer commutent entre eux ; mais on peut vérifier dans ce cas qu'il est aisé de construire un modèle de "variables supplémentaires locales" reproduisant les prédictions de la mécanique quantique. Par contre, si l'on considère plusieurs directions $\vec{a}, \vec{a}' \dots \vec{b}, \vec{b}'$ différentes, on introduit des opérateurs tels que $\vec{a} \cdot \vec{S}_1$ et $\vec{a}' \cdot \vec{S}_1$, ne commutant pas entre eux ; c'est alors qu'apparaît l'impossibilité pour une théorie à variables supplémentaires locales de reproduire les prédictions quantiques.

De façon générale, tant que l'on ne considère que des opérateurs C, D, E, F, ... commutant tous entre eux, on peut construire une base orthornormée de vecteurs propres communs à ces opérateurs, et calculer par la mécanique quantique les probabilités de trouver le système dans chacun de ces états. A chacun d'entre eux on peut associer un certain domaine dans l'espace des variables supplémentaires, domaine dont le poids sera choisi égal à la probabilité quantique correspondante. Il y aura ensuite automatiquement coïncidence des prédictions de ce modèle avec celles de la mécanique quantique concernant les mesures de certaines ou de l'ensemble des observables C, D, E, F, ... ; la raison en est simplement que les règles de la mécanique quantique sont identiques à celles des probabilités habituelles (addition des probabilités associées à des états propres orthogonaux). En d'autres termes, pour que les inégalités de Bell soient violées par la mécanique quantique, il faut considérer des situations expérimentales où l'estimation des probabilités demande l'utilisation de vecteurs d'état "obliques".

Grâce à ce théorème et aux divers développements théoriques qu'il a suscités, le débat est sorti du domaine des idées pures pour entrer dans celui de l'expérience. La violation des inégalités de Bell par des expériences récentes montre que les théories à variables supplémentaires, malgré les simplifications conceptuelles appréciables qu'elles permettent en principe (retour au déterminisme, explication classique des corrélations, etc...), ne peuvent pas elles non plus conduire à une description des phénomènes physiques dont aient disparu tous les aspects qui choquent notre intuition ; ces théories doivent en effet être fortement non-locales pour rendre compte des observations expérimentales. Des descriptions simples et intuitives des corrélations que produit la nature, dans des expériences du type de celles discutées au § 2, ne semblent donc pas possibles à ce stade de nos connaissances. Il faut également mentionner que le degré d'élaboration auquel ont été poussées les théories à variables supplémentaires est très loin d'approcher les travaux théoriques nombreux et divers effectués dans le cadre de la mécanique quantique usuelle. On peut sans exagération qualifier d'innombrables les succès remportés par cette dernière théorie dans tous les domaines de la physique : physique atomique et moléculaire, nucléaire, des particules élémentaires, électromagnétisme, etc... Certaines prédictions numériques (déplacement de Lamb, facteur $g-2$ de l'électron, etc...) ont été vérifiées avec une précision relative supérieure à tout ce qui avait été réalisé auparavant en physique.

A ce stade de nos connaissances, la mécanique quantique apparaît donc comme une théorie extrêmement solide, dont aucun principe fondamental n'a pu être invalidé par l'expérience, même dans les cas où elle conduit aux prédictions les plus contraires à notre intuition. Cela ne signifie pas, à notre avis, qu'il ne faille pas continuer à s'interroger sur la nature et la signification de ses principes fondamentaux. Les expériences où intervient vraiment le postulat de réduction du paquet d'ondes sont pour le moment en nombre extrêmement restreint. Dans la très grande majorité des cas, les physiciens se contentent d'utiliser l'équation de Schrödinger et d'en tirer des valeurs moyennes qui expliquent leurs résultats (en physique atomique ou en résonance magnétique par exemple, on étudie généralement des échantillons macroscopiques contenant un nombre élevé de particules, sur lesquelles on ne mesure qu'une valeur moyenne). Pour vraiment tester le postulat de réduction du paquet d'ondes, il faut pouvoir soumettre à des mesures répétées la même particule (mesure d'une composante du spin par exemple), ce qui n'est en particulier pas le cas dans les expériences de corrélation de spin discutées plus haut (nous avons d'ailleurs noté dans la remarque (iii) du § 4 que le calcul des taux de corrélation était possible sans appliquer

le postulat de réduction du paquet d'ondes). Dans une certaine mesure, les traces produites par des particules dans les chambres à bulles constituent des mesures répétées de la position d'une même particule. Mais des expériences telles que des mesures de Stern et Gerlach répétées n'ont jamais été effectuées à notre connaissance. Des développements expérimentaux récents (détection laser d'un petit nombre d'atomes, pièges à ions ou électrons, etc...) laissent espérer que des mesures répétées sur le même système quantique macroscopique vont devenir beaucoup plus aisées dans un proche avenir.

L'auteur tient à remercier très vivement MM. A. Aspect, J.S. Bell, C. Cohen-Tannoudji, B. d'Espagnat, J. Merleau-Ponty, A. Shimony et J. Vuillemin pour plusieurs discussions à l'occasion de cet exposé. Leurs commentaires, après lecture du présent texte, ont permis d'en améliorer la rédaction sur plusieurs points.

Note ajoutée à la suite d'une question posée durant l'exposé

Comment distinguer les notions de séparabilité et de localité ? Sous la plume de plusieurs auteurs, les deux mots semblent pouvoir être considérés comme presque équivalents. Il nous a cependant semblé utile pour l'exposé de distinguer deux notions.

La première (séparabilité ou, si l'on préfère, divisibilité) est très générale puisqu'elle contient seulement la possibilité de distinguer dans un système physique des sous-systèmes possédant une réalité physique intrinsèque, au même titre que le système total. Alors on peut, comme E.P.R., parler "séparément" des éléments de réalité -ou des propriétés physiques intrinsèques- de l'un ou l'autre sous-système. En principe, ceci n'implique nécessairement ni la localisation des sous-systèmes en des régions distinctes de l'espace, ni l'absence d'interactions entre eux. En physique classique par exemple, des systèmes de courants et de champs peuvent être spatialement imbriqués et leurs évolutions couplées, sans qu'ils perdent pour autant leur statut de systèmes physiques bien définis. Toujours en physique classique, considérons deux vagues se propageant à la surface de l'eau. Tant qu'elles restent très éloignées, chacune d'entre elles apparaît comme un phénomène ayant une existence individuelle. En revanche, dès qu'elles se recouvrent, il devient impossible de les considérer comme des entités distinctes ; une seule grandeur physique garde un sens, la hauteur de la surface de l'eau en chaque point (qui n'est pas simplement la somme de deux contributions si les équations d'évolution sont non-linéaires). Un tel exemple illustre bien à quel point il est naturel, au moins en physique classique, d'attribuer des propriétés "séparables" à des phénomènes séparés dans l'espace (sans que cette condition soit nécessaire, nous l'avons vu). Dans le cas envisagé par E.P.R., cette division dans l'espace existe effectivement ; sans même évoquer les particules (1) ou (2), ou un modèle microscopique quelconque, on peut parler des éléments de réalité attachés aux deux régions de l'espace en question.

La notion de "localité" pourrait être qualifiée de plus "technique" par un physicien, car elle a des implications directes sur la forme mathématique des équations qu'il peut écrire. Cette notion concerne en effet spécifiquement l'évolution dans le temps des systèmes physiques, ou des sous-systèmes discutés précédemment ; elle est donc moins reliée à l'interprétation de la théorie qu'au type d'équations qu'elle contient. L'évolution d'un (sous-) système sera dite "locale" si elle ne dépend que des grandeurs physiques attachées à la région de l'espace où se

trouve le (sous-) système en question. Prenons par exemple deux particules, de positions \vec{r}_1 et \vec{r}_2 , placées dans un champ magnétique $\vec{B}(\vec{r})$. L'électromagnétisme classique prédit que l'accélération $\ddot{\vec{r}}_1$ de la particule (1) dépend de $\vec{B}(\vec{r} = \vec{r}_1)$; c'est donc une théorie locale. Si l'on écrivait des équations où $\ddot{\vec{r}}_1$ était également fonction de $\vec{B}(\vec{r} = \vec{r}_2)$, la théorie obtenue serait "non locale" (sans d'ailleurs que l'on doive nécessairement s'interdire de parler des propriétés physiques - position, vitesse - de l'une des particules séparément).

Un dernier exemple, hors de la physique pure, peut illustrer l'indépendance des deux notions : un statisticien s'intéresse au comportement de deux populations d'individus dans une grande ville, ceux qui n'ont pas de voiture, et ceux qui utilisent les transports en commun. Il y a probablement un recouvrement important entre les deux populations, qu'il est impossible de "séparer" en deux catégories distinctes ; en conséquence, lorsqu'on parle de l'une, tout ce que l'on peut dire concerne, dans une certaine mesure, également l'autre (non-séparabilité). Mais ceci ne nous empêche pas de faire une théorie "locale" de l'évolution de ces populations ; il suffit de considérer que l'augmentation ou la diminution de ces populations, leur comportement social, etc... ne dépendent que des facteurs économiques, climatiques, etc... qui interviennent dans la ville étudiée, mais pas de ceux qui concernent des pays très éloignés, avec lesquels il n'existe aucune communication.

Pour réfuter l'argument E.P.R., on peut renoncer, soit à la séparabilité (ou divisibilité), soit à la localité. Dans le second cas, on peut ainsi arriver à des théories (éventuellement déterministes) à variables supplémentaires non locales, en accord avec les prédictions de la mécanique quantique (violant par là même les inégalités de Bell), comme la théorie présentée par Bohm en 1952. La réponse de Bohr à E.P.R., qui semble fondée sur l'affirmation d'une "non-séparabilité" paraît aller dans une direction très différente. En poussant plus loin un point de vue de ce type, on peut arriver à l'idée que le seul système physique qui soit bien défini est l'univers tout entier. La citation suivante d'Einstein montre combien ce dernier était réticent à accepter une idée de ce type : "Si l'on renonce à l'hypothèse que ce qui est présent (champ, particule, quoi que ce soit ...) l'est effectivement dans diverses parties de l'espace, je ne sais plus ce que la physique devra décrire ; car ce que nous entendons par "système" est purement conventionnel et je ne vois pas comment on pourrait diviser arbitrairement l'univers pour en décrire arbitrairement les portions...".

Note sur les inégalités de Bell

Reprenons, en la modifiant légèrement, l'image macroscopique du §3 où les appareils de mesure sont assimilés à des distributeurs de billets, soit rouges (résultat +1), soit verts (résultat -1): les deux boutons x et y sont maintenant remplacés par un bouton rotatif dont la position angulaire θ est repérée par une aiguille se déplaçant sur un cadran (comme une aiguille de montre). Au lieu de deux types seulement de mesures possibles sur chaque appareil, nous en avons maintenant une infinité continue, dépendant du choix de l'angle θ ; ce dernier symbolise évidemment la direction d'analyse de l'aimant de Stern et Gerlach (la direction du vecteur \vec{a} de la fig. 5). Comme nous considérons deux distributeurs, nous appellerons θ_a et θ_b les angles respectifs qui sont ajustés, avant chaque mesure, par les deux expérimentateurs au gré de leur fantaisie. Nous avons ainsi une situation analogue à celle schématisée sur la figure 6.

Appelons A le résultat observé par le premier expérimentateur, B celui observé par le second. Il est clair que la fonction A, qui peut prendre les valeurs +1 ou -1, dépend de la façon dont fonctionne le premier appareil, qui elle-même dépend en général de la position du bouton correspondant, c'est-à-dire de la valeur choisie pour θ_a . Mais A peut également dépendre de beaucoup de variables incontrôlables: les inscriptions, éventuellement aléatoires, contenues sur les pistes magnétiques des cartes, l'état interne des appareils de mesure qui peut fluctuer d'une mesure à la suivante, la façon d'introduire ces cartes, etc . . . Toutes ces variables seront notées $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$. Cependant, nous supposons que le fonctionnement des appareils est local (il ne peut être influencé par des événements localisés en des points arbitrairement éloignés dans l'espace), et donc que la fonction A ne dépend pas de l'angle θ_b (arbitrairement choisi au dernier moment par l'autre expérimentateur, qui peut être très loin). Nous écrirons donc, toutes les variables λ étant condensées en une seule notation λ :

$$A \equiv A(\theta_a; \lambda)$$

$$B \equiv B(\theta_b; \lambda)$$

La valeur moyenne du produit AB (qui vaut ± 1) est alors:

$$E(\theta_a, \theta_b) = \langle AB \rangle_{(\theta_a, \theta_b)} = \int d\lambda \rho(\lambda) A(\theta_a, \lambda) B(\theta_b, \lambda)$$

où $\rho(\lambda)$ est la fonction de distribution des variables $\lambda_1 \dots \lambda_n$, supposée indépendante des angles θ_a et θ_b . Alors, un calcul bien connu (voir par exemple J.S. Bell, Introduction to the hidden variable question, dans Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", course 49, B. d'Espagnat ed., Academic Press, 1971) donne très simplement:

$$|E(\theta_a, \theta_b) - E(\theta_a, \theta'_b)| \pm [E(\theta'_a, \theta_b) + E(\theta'_a, \theta'_b)] \leq 2$$

qui est une inégalité de Bell, sous la forme donnée par Clauser, Horne, Shimony et Holt (Phys. Rev. Lett. 23, 880, 1969). Quel que soit le fonctionnement exact des appareils, et aussi compliquées que soient les corrélations entre cartes magnétiques, l'inégalité précédente sera toujours satisfaite.

Or, il se trouve que la mécanique quantique prévoit que, dans certaines circonstances expérimentales (ensemble de deux spins dans un état sinquilet par exemple), les inégalités précédentes sont violées. Il existe donc des situations où notre conclusion provisoire au § 3 doit être révisée: les deux schémas explicatifs (coïncidences par cause commune fluctuante dans le passé ou mécanique quantique orthodoxe) ne sont pas toujours équivalents par leurs prédictions. En d'autres termes, il n'est pas toujours si facile de "mimer" de façon classique les prédictions de la mécanique quantique.

Il était donc particulièrement intéressant de réaliser des expériences dans des situations de conflit entre la théorie quantique et les inégalités précédentes. C'est ce qui a été fait et, dans leur grande majorité, les expériences ont pleinement confirmé les prévisions de la mécanique quantique et permis d'observer des violations marquées des inégalités de Bell (voir exposé de A. Aspect). La mécanique quantique ressort donc encore renforcée de cette épreuve. Il ne faut cependant pas croire qu'il s'agisse là d'expériences triviales: les situations expérimentales où ces violations sont observables sont extrêmement particulières. Evidemment, dans toutes les situations "classiques" (celles de la vie courante, où le recours au postulat de réduction du paquet d'ondes n'est pas indispensable), les égalités de Bell restent parfaitement satisfaites, comme on pourrait aisément le vérifier expérimentalement au besoin. Ceci ne retire cependant rien à l'importance fondamentale d'une violation dans certains cas.

Que diraient nos expérimentateurs imaginaires si les distributeurs fournissaient des résultats qui violent dans certains cas les inégalités de Bell? Ils peuvent remettre en question la localité de leurs disposi-

tifs (il existe un fil caché qui relie les deux distributeurs, de sorte que le choix de θ_a peut influencer le résultat B, par exemple). Ils peuvent aussi penser qu'à leur insu, un tiers facétieux a décidé de mimer les résultats de la mécanique quantique pour les tromper; pour cela, il observe les valeurs de θ choisies à la jumelle et, par un système de télécommande, il déclenche l'émission d'un billet rouge ou vert suivant des lois dont il décide arbitrairement. On peut même imaginer que les distributeurs eux-mêmes sont pourvus d'un mécanisme complexe qui leur permet de "sentir" l'effet du choix de l'autre valeur de θ ("conspiration des appareils de mesure"). Dans l'un et l'autre cas, il devrait alors exister un temps minimum de réponse, égal au temps de propagation de la lumière d'un appareil à l'autre (voir exposé de A. Aspect). Peut-être nos expérimentateurs en arriveront-ils à penser que eux-mêmes ont été "programmés" et que le choix des valeurs de θ n'est pas réellement arbitraire, mais dépend par exemple de la paire de cartes magnétiques étudiée (négation du libre arbitre). Quoiqu'il en soit, ils estimeront à juste titre que le résultat de leurs expériences mérite d'être examiné de très près pour en dégager les implications conceptuelles, en particulier en termes de localité.

Remarque: c'est en effet plus la localité que le déterminisme qui est en cause dans une violation des inégalités de Bell. Il est vrai que, pour arriver à l'inégalité écrite plus haut, nous avons supposé que le fonctionnement des appareils est déterministe (A est une fonction théoriquement bien définie, même si elle est inconnue en pratique, de θ et des $\lambda_1, \dots, \lambda_n$). La portée de la démonstration est cependant plus générale et peut inclure le cas d'un fonctionnement non-déterministe, pourvu qu'il reste local. Dans ce cas, on ne peut définir, lorsque $\theta_a, \lambda_1, \dots, \lambda_n$ sont donnés, que les probabilités $\pi_+^A(\theta_a, \lambda)$ d'obtenir le résultat +1, et $\pi_-^A(\theta_a, \lambda)$ d'obtenir le résultat -1 (la localité impose que π_+ et π_- ne dépendent pas de θ_b). De même, on peut définir $\pi_{\pm}^B(\theta_b, \lambda)$. En remplaçant A par $\pi_+^A - \pi_-^A$ et B par $\pi_+^B - \pi_-^B$, on peut alors reprendre la démonstration précédente et étendre la validité de l'inégalité de Bell au cas d'un non-déterminisme local.

Discussion après l'exposé de : F. Laloë

Intervention de : A. Lichnerowicz

Séparabilité et localité viennent du fond des âges, pratiquement des débuts de la Mécanique Rationnelle et de la Physique Mathématique. Une complète non-séparabilité voudrait dire que l'on doit prendre en compte immédiatement la totalité de l'univers (ce qui ne permettrait guère une activité physique). Le caractère local apparaît comme un cas particulier de la séparabilité : une théorie ne saurait être à la fois non-séparable et locale. En mécanique classique interviennent des opérateurs différentiels (donc locaux), en Mécanique Quantique des opérateurs non locaux.

Intervention de : M. Paty

1) Le paradoxe EPR a certainement représenté l'une des objections les plus fortes émises à l'encontre de la mécanique quantique. Il me semble qu'il vaut la peine de remarquer en premier lieu que cette objection -comme, d'une manière générale, toutes celles d'Einstein contre la mécanique quantique- doit être resituée dans le contexte d'ensemble du débat, si l'on veut comprendre sa portée et sa signification. Ce n'est pas seulement la mécanique quantique qu'Einstein récuse -du moins comme une théorie qui serait satisfaisante-, mais son interprétation par l'Ecole de Copenhague. L'argumentation de Bohr lui est épistémologiquement inacceptable -j'y reviendrai : effectivement, si le concept d'inséparabilité est à retenir, le discours qui l'accompagne est ambigu. Le problème soulevé par EPR est à la fois épistémologique et physique : c'est précisément l'effet d'une expérience de pensée de marquer et d'interroger ce double caractère. Le passage à une expérience réelle, permis grâce au théorème de Bell, a précisément cet intérêt de permettre de dissocier ce qui est problème physique et ce qui est problème épistémologique. Et les expériences qui visent à démarquer la mécanique quantique et les théories à variables cachées locales considérées dans leur généralité ont permis de manière décisive d'indiquer la portée épistémologique de la non-séparabilité.

Je voudrais remarquer, en deuxième lieu, qu'il ne faut pas identifier l'énoncé du paradoxe EPR et les théories à variables cachées qui visent à compléter la mécanique quantique. Après la réfutation par Bohr du paradoxe, trois directions de pensée restent en présence : celle de

Copenhague, celle d'Einstein qui demeure sur ses positions d'insatisfaction théorique à l'égard de la mécanique quantique, et celle des tenants de théories à variables cachées (Bohm en 1952, de Broglie, etc...).

Les deux dernières directions ne sont pas équivalentes. Ce qu'Einstein recherchait, ce n'était pas une addition à la mécanique quantique - lui ajouter quelque chose pour parvenir à une théorie complète et déterministe. La mécanique quantique ne présentait pas à ses yeux, et de manière fondamentale, les caractères de ce qu'il entendait par théorie physique. Il cherchait une théorie satisfaisante dans une autre direction, en termes d'une théorie du champ. Certes il se félicitait que de Broglie et d'autres remettent en cause comme ils le faisaient l'indéterminisme quantique ; mais il est clair que ce n'était pas dans la même voie que lui-même allait. Il l'a écrit à plusieurs reprises, et notamment dans une lettre à de Broglie où, tout en l'encourageant, il marque nettement sa différence par des mais, comme "mais nous avons en commun l'idée de maintenir la possibilité d'une représentation entièrement objective de la réalité physique" (lettre de mai 1953). Dans une lettre du 15 février 1954, il écrit : "en vérité, je suis, exactement comme vous, convaincu qu'il faut chercher une sous-structure, une nécessité (souligné par moi, M.P.) que la théorie quantique actuelle cache habilement par l'application de la forme statistique". Cette nécessité, c'est celle - du moins est-ce ainsi que je le comprends sous la plume d'Einstein - d'un lien causal objectif : je crois que "nécessité", ici, se rapporte surtout à l'objectivité, c'est-à-dire à la réalité, une revendication de toujours d'Einstein (voir mon article "sur le réalisme d'Albert Einstein", La Pensée, n°204, avril 1979, p.18-37). Mais ce n'est pas par la mécanique quantique, même modifiée, qu'il espérait y parvenir, et la "sous-structure" en question n'est pas celle des paramètres cachés au sens devenu courant. "Je dois, dit-il dans la même lettre, ressembler à l'oiseau du désert, l'autruche, qui sans cesse cache sa tête dans le sable afin d'éviter de faire face aux méchants quanta". En fait, les difficultés inhérentes aux quanta pour une théorie fondamentale ont toujours préoccupé Einstein, dès même son article de 1905 sur les quanta de rayonnement. Après son travail bien connu de 1916-1917, il n'écrit plus sur la théorie des quanta sinon de manière épisodique : il a renoncé à chercher une théorie fondamentale dans cette direction. Il a choisi la voie de la théorie du champ, dans la direction des théories de la relativité. La mécanique quantique est à ses yeux trop empirique, pas assez rationnelle. "Mais (c'est moi qui souligne ce mais qui s'oppose en un sens à la voie suivie par de Broglie) depuis longtemps je suis convaincu qu'on ne pourra pas trouver cette sous-structure par une voie constructive (souligné par Einstein) en partant du comportement

des choses physiques connu empiriquement, car le saut conceptuel nécessaire dépasserait les forces humaines". Je renvoie à cette correspondance avec Louis de Broglie publiée dans les Annales de la Fondation Louis de Broglie, 4, 1979, n°1, p.53-61.

En résumé, ce dont Einstein me paraît persuadé, c'est qu'il n'est pas suffisant d'ajouter un complément à la théorie quantique (du type des variables supplémentaires), mais qu'il faut la remanier en profondeur, et cela dans le sens qu'il entrevoyait dans ses articles de 1905 à 1913. Pour sa part, il a renoncé à chercher dans cette voie, espérant possible de parvenir à une théorie satisfaisante par un grand détour. Donc, malgré EPR, Einstein n'est pas un promoteur de théories à variables cachées. Toutefois certes -et en accord avec son programme relatif au concept de champ conçu comme fondamental- il revendique la localité, le réalisme local (1).

2) A propos de la distinction à faire -ou non- entre séparabilité et localité (question posée par J. Vuillemin, à qui B. d'Espagnat a répondu que le langage à cet égard n'était pas encore fixé), je voudrais faire remarquer combien il me paraît épistémologiquement significatif que ces deux concepts soient généralement considérés comme équivalents et utilisés indistinctement. L'usage de l'un ou de l'autre terme dépend du point de vue d'où l'on se place quant à ce qui est fondamental dans la théorie. Séparabilité, en effet, est une caractéristique qui provient de la considération de la fonction d'onde ou du vecteur d'état : une seule fonction d'onde décrit l'ensemble des "deux systèmes" de l'état final -c'est-à-dire en fait qu'il n'y a pas deux, mais un système. Localité, au contraire, se réfère à la spatialisation des systèmes, à un point de vue corpusculaire : à insister sur, ou à mettre en avant, le terme localité dans le problème qui nous occupe, on tend à considérer que ce qui est premier, ce n'est pas vraiment la notion de système ou d'état. Les particules en question sont donc implicitement individuées, c'est-à-dire séparées, alors que le premier point de vue nous dit que, par définition de la mécanique quantique, elles ne le sont pas. D'où cette permanente difficulté : même quand on sait qu'il y a un non-séparabilité, on aura toujours tendance à parler de deux systèmes séparés localement ; on s'interrogera, par exemple, sur la possibilité d'influ-

(1) Dans l'exposé donné ensuite par J.S. Bell, ce dernier a bien mis en évidence le caractère de test très général de la non-localité de son théorème, qui s'applique donc à la localité au sens d'Einstein. Aussi bien ce que je voulais dire ne visait-il pas à effacer celle-ci, mais à souligner que le point de vue d'Einstein était beaucoup plus "profond" que celui de théories "à variables cachées". On m'objectera peut-être que les deux sont équivalents. Mais ce n'est pas évident a priori.

ence à distance entre eux, voire sur le mécanisme d'une telle "influence". Or cette manière de parler me semble incompatible avec le fait qu'il y a non-séparabilité. Non-séparabilité me paraît référer aux "axiomes" ou principes de la mécanique quantique, alors que non-localité indique ce qui est une conséquence de ces principes, à savoir une limitation de la catégorisation spatiale d'un événement quantique : une limitation, en quelque sorte, sur la validité en théorie quantique du concept d'espace. La séparation spatiale n'est pas ce qui est premier. C'est un concept macroscopique qui, importé dans le domaine quantique, n'est pas à prendre sans modification. Il n'est pas inhérent aux êtres quantiques : on dira que "les quantons sont non-séparables localement". Toute la difficulté conceptuelle de la non-séparabilité se trouve bien là, dans cette juxtaposition de deux approches différentes.

3) On a évoqué l'ambiguïté de la réponse de Bohr au paradoxe EPR. "La question essentielle, écrit-il, est celle d'une influence des conditions précises qui définissent les types de prédictions que l'on peut faire sur l'évolution du système... Ces conditions constituent un élément inhérent à la description de tout phénomène auquel on peut valablement attribuer le qualificatif de réalité". Il me semble que l'on peut déceler dans cette formulation deux tendances qui s'y trouvent imbriquées, et qui correspondent à deux traductions épistémologiques de la non-séparabilité. La première est de type positiviste, car elle rattache à la réalité -plus exactement à sa description, mais à toute description possible- les conditions d'observation (soit x , soit p ; soit S_x , soit S_y ...). La deuxième est plus neutre philosophiquement : elle exprime -ou pourrait exprimer- les conditions du recours nécessaire à des concepts pour enserrer cette réalité, la non-séparabilité faisant partie de ces concepts. Mais ni l'une ni l'autre de ces positions n'est clairement dite, et la formulation me paraît hésiter entre les deux : hésitation qui se reflète dans l'ambiguïté mentionnée. (Cette ambiguïté peut être également lue dans les diverses formulations de la notion de complémentarité). Or, la seconde position me paraît intéressante, car elle introduit à ce qui me semble épistémologiquement fondamental en théorie quantique, l'analyse des concepts adéquats. L'inconvénient est que cette exigence est enrobée dans la gangue d'un langage instrumentaliste, opérationnaliste, positiviste, caractéristique de la première position dont j'ai parlé.