

Introduction à la
Mécanique Quantique

F Henry-Couannier
Licence L2
Janvier 2010

Plan

I. Nature de la lumière et de la matière

1. Ondes de lumière
 - A. Ondes planes
 - B. Interférences
 - C. Paquets d'ondes
 - D. Diffraction
2. Particules de lumière
3. Particules et/ou ondes de lumière ?
4. Ondes de matière
 - A. L'équation de Schrödinger
 - B. Exemples
5. Relations d'incertitude de Heisenberg

II. Postulats de la Mécanique Quantique et Applications

1. Fonctions d'ondes et observables
2. Le problème de la mesure
3. Application: particule dans un potentiel indépendant du temps
 - A. Séparation des variables, états stationnaires
 - B. Marche, puits et barrière discontinues de potentiel
4. Application: mesures de polarisations

III. Non Localité et Questions Ouvertes

1. Non Localité de la Mécanique Quantique
2. Interférométrie de Mach-Zehnder
3. La Non Localité Prise sur le Fait
4. Perspectives et Questions Ouvertes
 - A. Cryptographie Quantique ?
 - B. Non Localité et Relativité ?
 - a. Position du Problème
 - b. Multiples Parades
 - C. Au delà de la Mécanique Quantique ?

IV. Conclusion

Introduction à la Mécanique Quantique

La théorie de la Mécanique Quantique est l'aboutissement de la révolution Quantique qui au début du XXème siècle et de façon indépendante de la révolution Relativiste a remis en question les fondements de la physique classique. Tandis que les effets relativistes deviennent incontournables dès que l'on s'intéresse aux corps animés de grandes vitesses et aux processus de haute énergie de la physique nucléaire, les effets Quantiques surgissent typiquement aux très petites échelles, celles des particules élémentaires, atomes et molécules. Mais les propriétés de la matière macroscopique étant déterminées en définitive par celles de ses constituants microscopiques qui ne sont explicables que dans le cadre de la théorie Quantique, il n'est pas étonnant que celle-ci soit à la base de notre compréhension de l'essentiel des phénomènes naturels, de la chimie, de la biologie et que sur elle repose une grande partie des innovations technologiques qui ont bouleversé notre vie au quotidien, notamment l'électronique (jusqu'à l'irruption récente du système GPS, l'impact de la Relativité Générale était resté, de ce point de vue, quasi nul). Tout comme celles de la Relativité Restreinte, les prédictions de la Mécanique Quantique n'ont jamais été mises en défaut. Cependant, contrairement à celles de la Relativité, les idées de la Mécanique Quantique ont été entièrement dictées par l'expérience à l'esprit humain qui a dû se faire violence, tant ses concepts et son formalisme, aussi performants et élégants puissent ils être, recouvrent une réalité microscopique si déconcertante qu'elle semble à la limite du concevable. Notre objectif est ici d'introduire les idées Quantiques de base à partir des expériences fondatrices puis les postulats de la Mécanique Quantique dans un formalisme très allégé permettant de les appliquer à des cas simples (mesures de polarisation) et de poursuivre la réflexion théorique et expérimentale concernant les problèmes d'interprétation de la théorie et ses énigmatiques effets de type EPR. Un cours complet sera dispensé en troisième année de Licence.

I. Nature de la lumière et de la matière

1. Ondes de lumière

A. Ondes planes

Au début du XXème siècle, la nature ondulatoire de la lumière était fermement établie par les expériences de diffraction et d'interférences et ce domaine de l'optique ondulatoire parfaitement intégré dans l'électromagnétisme, la lumière étant comprise comme une onde électromagnétique solution des équations de Maxwell. Rappelons qu'une solution élémentaire de ces équations est une paire de champs, champ électrique et champ magnétique, qui se propagent sous la forme d'une onde plane. Le champ électrique, en particulier, s'écrit donc

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi) \quad (1)$$

caractérisé par son amplitude E_0 , sa longueur d'onde λ (la grandeur angulaire correspondante est la norme du vecteur d'onde $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$: angle en radians parcouru par unité de distance), sa fréquence $f=1/T$ (la grandeur angulaire correspondante est la pulsation $\omega = 2\pi/T$: angle en radians parcouru par unité de temps), sa phase à l'origine ϕ et l'orientation de \vec{E}_0 qui n'est autre que sa polarisation. Mais cette onde plane doit être solution des équations de

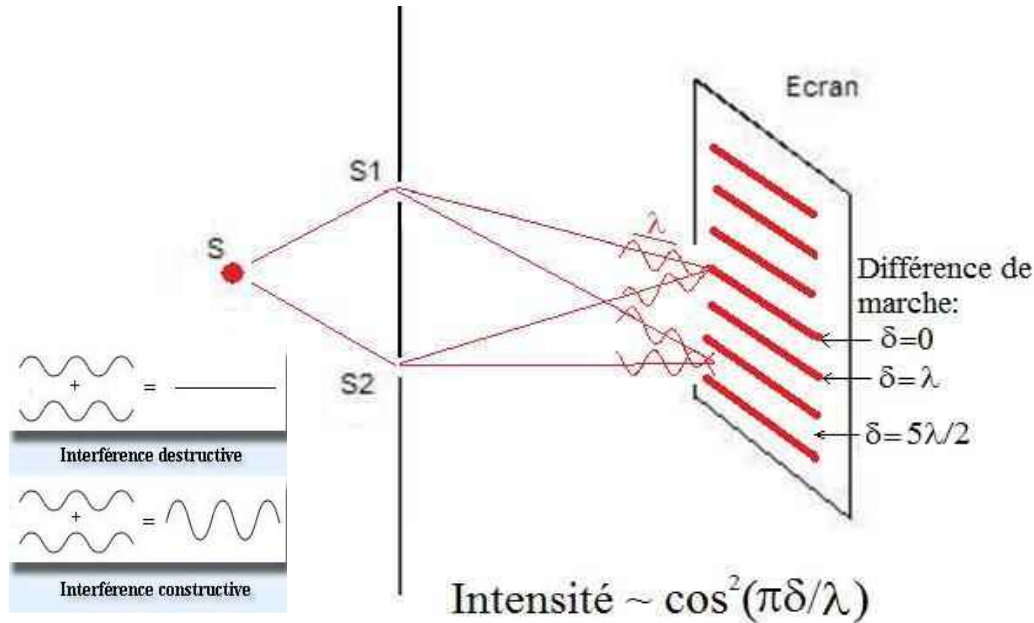
Maxwell donc de l'équation différentielle de propagation $\Delta \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$ où $\mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$ avec c la

vitesse de la lumière dans le vide, dans laquelle il suffit d'injecter notre expression de l'onde plane pour obtenir la relation de dispersion $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - \omega^2/c^2 = 0$ soit $|\mathbf{k}| = \omega/c$, donc $\lambda = cT$ qui doit nécessairement être satisfaite.

Remarquons qu'une onde plane qui vibre en tout point de l'espace infini n'est bien sûr pas localisée. Sa densité volumique d'énergie, proportionnelle au carré de son amplitude E_0^2 sans compter le champ magnétique est homogène (partout la même).

B. Interférences

N'importe quelle somme pondérée $\lambda_1 \mathbf{E}_1 + \lambda_2 \mathbf{E}_2$ à coefficients constants λ_1 et λ_2 de telles solutions \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 est encore solution des équations de Maxwell, ce qui donne lieu aux superpositions caractéristiques des ondes. Ces phénomènes sont en effet parfaitement analogues à ceux que l'on observe couramment lors de superpositions d'ondes plus familières telles que celles se propageant à la surface de l'eau. En certains lieux où les ondes parviennent en phase l'amplitude de l'oscillation qui en résulte est maximale ainsi donc que son énergie: l'interférence est dite constructive. En d'autres lieux au contraire des différences de marche induisent au cours de leur propagation des retards relatifs entre les ondes qui se superposent donc des déphasages entre elles conduisant à des compensations et des minima d'amplitude totale donc d'énergie: l'interférence est dite destructive. C'est ainsi que l'interférence entre les deux ondes lumineuses issues des fentes d'Young



se traduit par une énergie ou intensité lumineuse $I \propto E_0^2 \cos^2(\pi \delta / \lambda)$ sur un écran d'observation qui passe par une succession de minima et de maxima, les franges d'interférences. Les maxima correspondent à des différences de marche δ entre les deux ondes, multiples de la longueur d'onde car lorsque les deux ondes sont déphasées d'un nombre entier d'oscillations, l'interférence est constructive. Il s'agit là d'une signature indubitable du caractère ondulatoire de la lumière.

C. Paquets d'ondes

Par ailleurs, l'analyse de Fourier nous a appris que n'importe quel signal $s(t)$ d'une variable t peut s'écrire sous la forme d'une somme de sinusoïdes i.e qu'il est toujours possible d'ajuster l'amplitude $a(f)$ et phase $\phi(f)$ de chaque sinusoïde de fréquence f , $a(f) \cos(2\pi f t + \phi(f))$, participant à cette somme pour reconstituer $s(t)$. Utilisant la relation $\cos(x) = (e^{ix} + e^{-ix})/2$, on se ramène facilement à une décomposition en exponentielles complexes souvent plus commodes à sommer en pratique que les fonctions sinusoïdales et on écrit donc:

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) e^{-i2\pi f t} df \quad (2)$$

même si cette expression a l'inconvénient de faire participer les fréquences négatives, non physiques, à cette somme. Qu'importe puisque l'on ne fait appel aux nombres complexes que pour simplifier des calculs ou expressions intermédiaires. Au final, toutes les grandeurs observables sont bien sûr réelles. La fonction complexe $S(f) = A(f) e^{i\phi(f)}$ de module $A(f)$ et phase $\phi(f)$ n'est rien d'autre que la transformée de Fourier du signal $s(t)$ que l'on calcule par la formule de la transformée de Fourier inverse.

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) e^{i2\pi f t} dt \quad (3)$$

Précisons que f est bien entendu une fréquence temporelle, nombre d'oscillations par unité de temps mais que si nous nous intéressions à un signal $s(x)$ d'une variable spatiale x , f serait une fréquence spatiale, le nombre d'oscillations par unité de distance. Plutôt que la fréquence on adopte généralement la pulsation $\omega=2\pi f$ et le facteur 2π rend préférable l'adoption d'une nouvelle définition de S pour manipuler des expressions aussi proches que possible des transformées de Fourier directe et inverse :

$$s(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \longleftrightarrow S(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) e^{i\omega t} dt \quad (4)$$

De même, si on adopte la variable $k_x = 2\pi f_x$

$$s(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_x) e^{-ik_x x} dk_x \longleftrightarrow S(k_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} s(x) e^{ik_x x} dx \quad (5)$$

L'analyse de Fourier se généralise sans difficultés à n'importe quel signal physique de plusieurs variables, spatiales et temporelle $s(x,y,z,t)$ qu'il est donc possible de décomposer en ondes planes où \mathbf{r} désigne comme d'habitude le vecteur de coordonnées x,y,z :

$$s(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, \vec{k}) e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} d\omega d\vec{k} \quad (6)$$

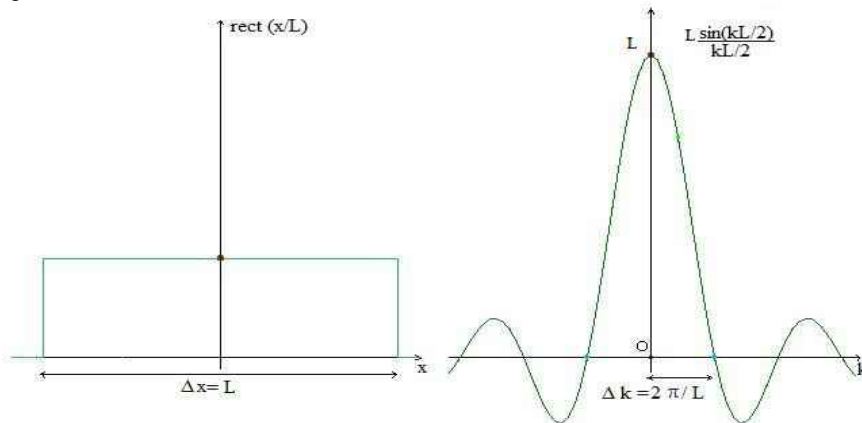
Une telle décomposition d'un signal spatio-temporel en somme de sinusoides de diverses pulsations et vecteurs d'ondes est une possibilité mathématique tout à fait générale. Le cas où $s(\mathbf{r},t)$ est de plus un signal électromagnétique solution des équations de Maxwell, impose que chaque onde plane de la superposition soit aussi solution de ces équations du fait de leur linéarité, donc nécessairement la relation de dispersion $\omega(\mathbf{k}) = \pm c |\mathbf{k}|$ pour chacune d'elles. On peut alors, pour un tel signal, se contenter de sommer sur \mathbf{k} .

$$s(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} S(\vec{k}) (e^{i(\omega(\vec{k})t - \vec{k}\vec{r})} + e^{-i(\omega(\vec{k})t - \vec{k}\vec{r})}) d\vec{k} \quad (7)$$

Il est important de réaliser que même pour un signal tout à fait quelconque, la décomposition spectrale signifie qu'il est possible de construire à partir de superpositions d'ondes planes, par nature complètement délocalisées, un paquet d'ondes $s(\mathbf{r}, t)$, aussi localisé que souhaité dans l'espace et le temps. On peut se convaincre de cela dans le cas le plus simple d'un signal spatial à une dimension $s(x) = \text{rect}(x/L)$, fonction porte de largeur $\Delta x = L$, le calcul donne:

$$S(k_x) = \frac{L}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin(k_x L/2)}{k_x L/2} \quad \text{de largeur } \Delta k_x = 2\pi/L. \text{ Ainsi, } \Delta x \cdot \Delta k_x = 2\pi \text{ ou encore } \Delta x \cdot \Delta f_x = 1 \text{ où la fréquence}$$

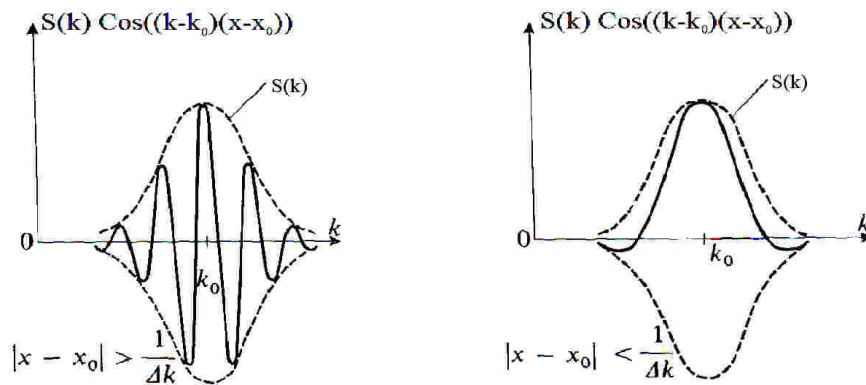
spatiale f_x est telle que $k_x = 2\pi f_x = 2\pi/\lambda$.



Ceci signifie que plus le signal est spatialement étroit (Δx petit), plus la plage de fréquences qu'il occupe est large (Δf_x grand) autrement dit plus le poids relatif des hautes fréquences dans la somme qui permet de le reconstituer est important: son spectre est plus large. On dira encore que plus le signal est localisé dans l'espace plus il est dilué en fréquences. On obtiendrait des résultats équivalents en raisonnant sur n'importe quel signal autre que le rectangulaire. Tout d'abord, si $S(k)$ (resp $s(x)$) ne prend de valeur significative que dans un intervalle centré sur un certain k_0 (resp x_0)

on s'attend à ce que la phase dans l'expression de $s(x) \propto \int_0^{\infty} S(k) \cos(kx + \phi(k)) dk$ i.e $kx + \phi(k)$ soit stationnaire en $k = k_0$ pour $x = x_0$ (autrement dit $d\phi/dk(k_0) = -x_0$), sinon les oscillations du cosinus dans l'intégrale au

voisinage de k_0 produiraient des contributions en valeurs positives et négatives tendant à se compenser dans l'intégration, compensations d'autant plus efficaces que le nombre d'oscillations serait grand. Cette condition de stationnarité n'étant vérifiée que pour la valeur centrale x_0 du paquet d'ondes, lorsque x s'écarte de x_0 au contraire, les oscillations du cosinus lorsque k varie et les compensations qui en découlent doivent rapidement faire décroître $s(x)$. En effet, celui-ci peut être réécrit sous la forme $\cos(k(x-x_0)+\phi_0)$ où ϕ_0 est la valeur stationnaire prise par $kx_0 + \phi(k)$ au voisinage de k_0 laissant $k(x-x_0)$ seul responsable de la variation de l'argument du cos donc des oscillations lorsque k varie. Si $S(k)$ ne prend de valeurs significatives que dans un intervalle de largeur Δk alors $s(x)$ va commencer à décroître de façon perceptible si x est tel que la fonction cosinus se déphase d'une fraction significative de 2π , lorsque k parcourt l'intervalle Δk donc si x est tel que $|x-x_0| \Delta k \gg 1$. La partie stationnaire ϕ_0 est à priori quelconque mais si elle vaut $-k_0(x-x_0)$ il est alors particulièrement simple de représenter $S(k)\cos(k(x-x_0)+\phi_0) = S(k)\cos((k-k_0)(x-x_0))$ pour illustrer notre raisonnement (Figure tirée de Mécanique Quantique de C Cohen-Tannoudji, B Diu, F Laloe).



Finalement, la largeur approximative d'un paquet d'ondes tout à fait quelconque est donc telle que $\Delta x \cdot \Delta k > \sim 1$ ou encore $\Delta x \cdot \Delta f_x > \sim 1/(2\pi)$. Des relations «d'incertitude» semblables sont bien sûr vérifiées quelque soit $s(x,y,z,t)$ entre chacune des autres variables d'espace ou de temps et sa variable de l'espace de Fourier associée:

$$\Delta x \cdot \Delta k_x > \sim 1, \Delta y \cdot \Delta k_y > \sim 1, \Delta z \cdot \Delta k_z > \sim 1, \Delta t \cdot \Delta \omega > \sim 1. \quad (8)$$

Une simple onde plane est parfaitement localisée dans l'espace fréquentiel ($\Delta f = \Delta \omega = \Delta k = \Delta f_x = 0$) puisqu'elle possède une pulsation et un vecteur d'onde bien précis contrairement aux signaux quelconques qui en général résultent de superpositions d'ondes planes dont les pulsations et vecteurs d'ondes couvrent une plage étendue de valeurs. C'est pourquoi il est logique qu'elle soit, comme nous le savions, complètement délocalisée dans l'espace et le temps i.e. $\Delta t = \Delta x = \infty$ pour vérifier les relations précédentes.

D. Diffraction

La description d'un signal quelconque par un paquet d'ondes peut sembler un développement plus mathématique que physique et dénué de tout réel mystère. Cependant, elle permet de mieux comprendre certains phénomènes observables importants, notamment celui de la diffraction. Lorsque on éclaire une fente étroite supposée de longueur infinie et de largeur Δy par une onde incidente plane $\Psi(x, t) = A(e^{i(\omega t - k_x x)} + e^{-i(\omega t - k_x x)})/2$ de $\mathbf{k} = k_x \mathbf{i}$, vecteur d'onde dans la direction \mathbf{i} normale au plan de la fente, dans le plan de la fente l'onde est multipliée suivant la direction transverse par la fonction porte $s(y) = \text{rect}(y/\Delta y)$ qui limite l'extension latérale de notre onde dans la direction de Oy . Il en résulte une somme d'ondes planes :

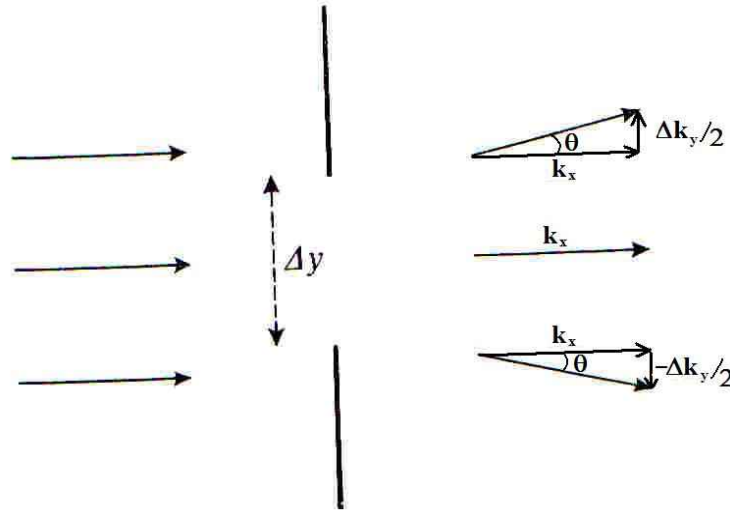
$$\Psi(x, y, t) = \frac{A}{2\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(k_y \Delta y/2)}{k_y \Delta y/2} e^{-ik_y y} (e^{i(\omega t - k_x x)} + e^{-i(\omega t - k_x x)}) dk_y \quad (9)$$

qui après changement de variable $k_y \Rightarrow -k_y$ dans l'intégrale du deuxième terme devient,

$$\Psi(x, y, t) = \frac{A}{2\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(k_y \Delta y / 2)}{k_y \Delta y / 2} (e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} + e^{-i(\omega t - k_x x - k_y y)}) dk_y \quad (10)$$

$$\rightarrow \Psi(x, y, t) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(k_y \Delta y / 2)}{k_y \Delta y / 2} \cos(\omega t - k_x x - k_y y) dk_y$$

dont les vecteurs d'onde ont des composantes transverses k_y , comprises dans une plage de valeurs de largeur Δk_y , la largeur du sinus cardinal, telle que $\Delta y \cdot \Delta k_y = 4\pi$. Ainsi, alors que les ondes planes qui constituaient notre signal incident se propageaient suivant la direction Ox , et n'avaient donc pas de composantes de leur vecteur d'onde suivant Oy , des composantes transverses de vecteur d'onde ont été acquises au passage de la fente, lorsque notre signal a été multiplié par la fonction porte que représente la fente.



Il est donc logique qu'au delà de la fente le faisceau diverge d'un angle 2θ tel que $\text{tg } 2\theta = \Delta k_y / k_x = 4\pi / \Delta y \cdot \lambda / 2\pi$ à cause des composantes transverses k_y acquises par les vecteurs d'ondes. On retrouve ainsi la familière formule de la largeur angulaire de la tache de diffraction $2\theta \sim \text{tg } 2\theta = 2\lambda / \Delta y$. Plus on confine un signal latéralement (Δy petit), plus on le dilate en fréquences spatiales latérales (Δk_y grand), ce qui, dans le cas d'un paquet d'ondes devant poursuivre sa propagation, aura pour conséquence de le disperser d'un angle 2θ d'autant plus important.

2. Particules de lumière

De façon inattendue, il apparut au début du XX^{ème} siècle, que la lumière se comportait aussi dans son interaction avec la matière comme si elle était constituée de corpuscules, de véritables grains de lumière que l'on baptisa photons. Plus exactement, l'interaction d'une onde électromagnétique monochromatique de fréquence f (pulsation ω) avec la matière se fait par processus élémentaires indivisibles, des échanges de paquets d'

$$\text{énergie } E = \hbar\omega \text{ (ou } hf) \text{ et impulsion } \mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} \quad (11)$$

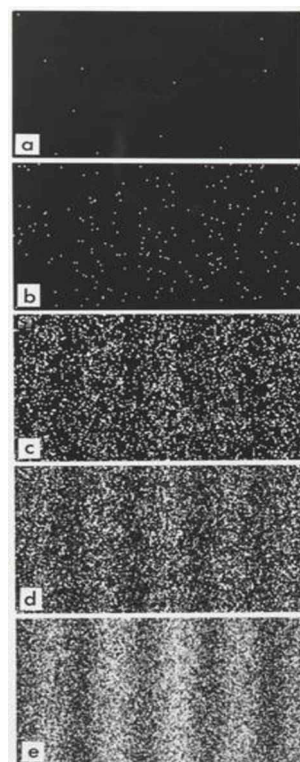
appelés quanta. La valeur des quantas est donc déterminée par une nouvelle constante fondamentale de la physique, la constante de Planck h telle que $\hbar = h / 2\pi \sim 6.62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}^{-1}$. D'après ces relations de Planck-Einstein qui quantifient les échanges d'énergie et d'impulsion, il est possible de diminuer l'intensité d'une source lumineuse jusqu'à mettre en évidence l'émission des quanta de lumière ou photons un par un avec pour seules valeurs autorisées $E = \hbar\omega$ et $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. La petitesse de \hbar fait que ce caractère discret des échanges d'énergie et d'impulsion n'est pas perceptible dans les processus macroscopiques. Pourtant vous verrez en étudiant la physique statistique que si les atomes d'un corps porté à une température T pouvaient émettre de l'énergie lumineuse en n'importe quelle quantité et non pas seulement en valeurs multiples de hf , on calcule que la quantité totale d'énergie rayonnée divergerait vers les hautes fréquences. L'énergie totale rayonnée serait donc infinie: résultat absurde! Le calcul intégrant les limites imposées par les relations de Quantification permit à Planck d'obtenir le spectre de rayonnement du corps noir correct, celui que l'on observe lorsqu'un corps est porté à une température T . Nous verrons également bientôt que si l'énergie n'était pas quantifiée, rien ne pourrait interdire aux électrons d'un atome de rayonner de façon continue et en perdant ainsi leur énergie de tomber en spirale sur le noyau atomique en un temps très court: les atomes ne seraient pas stables sans la Mécanique Quantique

et la matière organisée n'existerait tout simplement pas !

3. Particules et/ou ondes de lumière ?

Nous réalisons ainsi que certaines caractéristiques du comportement de la lumière ne peuvent s'expliquer que par sa nature ondulatoire, notamment le fait que les ondes seules sont capables d'occuper un volume d'espace étendu et de se superposer tandis que d'autres propriétés devraient faire appel à la notion de corpuscule, objet au contraire localisé produisant un impact quasi ponctuel sur un écran. C'est une situation paradoxale car dans l'expérience des fentes d'Young par exemple, un corpuscule localisé doit occuper une succession de positions constituant une trajectoire et celle-ci, pour chaque photon détecté sur l'écran, a nécessairement dû passer par une seule des deux fentes. Alors, à moins de supposer que notre photon interagit avec d'autres photons passant par l'autre fente avant d'atteindre l'écran, il ne doit pas être sensible à l'existence de cette dernière: on ne s'attend donc pas à ce que les impacts d'un grand nombre de tels corpuscules sur l'écran d'observation constituent une figure d'interférence. Au contraire une telle figure ne semble pouvoir s'expliquer que par un phénomène capable de passer par les deux fentes en même temps et d'interférer avec lui-même: une onde. Mais alors c'est l'impact localisé visualisé sur l'écran qui laisse chaque grain de lumière qui ne semble pas non plus compatible avec l'idée que nous nous faisons d'une onde qui a dû occuper tout l'espace disponible en se propageant depuis la source jusqu'à l'écran.

Afin d'y voir plus clair, l'expérience des fentes d'Young a été refaite en utilisant une source si peu intense que chaque photon émis et traversait le dispositif complètement isolé des autres: on exclut ainsi complètement, si la lumière entre la source et le détecteur était réellement un jet de photons, toute interaction entre les photons issus des deux fentes. Il est alors stupéfiant de voir les impacts des photons, petit à petit, cribler l'écran et reconstituer une figure d'interférences: les photons apparaissent plus fréquemment dans les zones correspondant aux franges d'intensité lumineuse maximale.



C'est donc chaque photon isolément qui s'est comporté comme une onde entre la source et l'écran même si l'impact sur ce dernier demeure celui d'un corpuscule. On parle souvent de dualité onde-corpuscule pour désigner un tel comportement. Pourtant, il est clair que les deux descriptions s'excluent l'une l'autre: l'onde peut passer par les deux fentes en même temps, le corpuscule ne peut pas, le corpuscule peut donner lieu à un impact localisé, l'onde ne peut pas ou presque... Nous disons presque car nous avons vu précédemment qu'il est toujours possible de construire un paquet d'ondes aussi localisé que l'on veut. Serait-il donc envisageable d'adopter une description purement ondulatoire? C'est ce que nous allons faire mais dans ce cas il faut admettre l'existence d'un étrange processus R qui lorsque l'onde étendue a

atteint l'écran a produit son effondrement sous forme d'un paquet d'ondes très localisé qui a interagi avec les atomes de l'écran pour produire l'impact que nous voyons. Cet effondrement serait littéralement la disparition (ou annihilation) partout instantanément du système d'ondes qui occupait un grand volume d'espace et sa réapparition (recréation) sous forme d'un paquet d'ondes très concentré au point de l'impact. A condition de faire intervenir cet étrange processus R on peut donc envisager de renoncer complètement à la description en termes de corpuscules ayant eu une trajectoire bien définie entre la source et l'écran pour s'en tenir à une description purement ondulatoire: ce que nous appelons photon est en fait à tout instant un paquet d'ondes susceptible de se diluer dans l'espace mais parfois aussi sous l'effet de R, appelée réduction du paquet d'ondes, de se reconcentrer en un « point » comme s'il s'agissait d'un corpuscule. Soulignons que l'on ne sait prédire en quel point le processus R va produire l'impact. On ne peut calculer que la probabilité qu'il apparaisse en un point quelconque x , probabilité qui ne dépend que de l'intensité $I(x)$ qu'avait notre système d'ondes au point x juste avant l'effondrement.

Que se passe-t-il si on détermine par quelle fente chaque photon est passé, par exemple en obstruant une des fentes par un photomultiplicateur de telle sorte que si le photon n'est pas détecté par celui-ci nous pouvons en déduire à coup sûr que le photon est passé par l'autre fente, puis en recommençant l'expérience avec le photomultiplicateur placé contre l'autre fente? Les impacts sur l'écran correspondent alors bien à des photons auxquels on peut assigner le passage par l'une ou l'autre fente mais la figure d'interférence n'apparaît plus dans ce cas ce qui est logique puisque si le photomultiplicateur ne détecte pas de photon, c'est qu'un premier processus R a réduit l'onde incidente en une onde qui passe par l'autre fente seulement et que cette onde seule ne peut conduire qu'à une répartition des impacts sur l'écran correspondant à l'amplitude de diffraction par une fente et non plus à une amplitude d'interférences entre ondes issues de deux fentes comme précédemment.

La figure page suivante représente (Fig 1) ce que l'on s'attendrait à voir dans une expérience où l'on enverrait de petites billes microscopiques (corpuscules) en direction des deux fentes. Bien que la lumière produise des impacts localisés sur notre écran elle ne peut donc pas être considérée comme un jet de tels corpuscules puisque nous obtenons une figure d'interférences! La figure 2 représente l'amplitude d'oscillation de bouchons à la surface de l'eau soumis à la superposition des ondes qui sont passées par deux ouvertures. Certains oscillent plus (reçoivent plus d'énergie) que d'autres. De même un système d'ondes électromagnétiques qui atteint l'écran produit une amplitude des champs électriques et magnétiques qui varie de façon analogue, avec des maxima et des minima d'amplitude donc d'énergie, mais si ce système d'ondes correspond à un seul paquet d'énergie (photon) initialement émis vers les deux fentes alors l'expérience montre que ce paquet est capté dans une zone très localisée de l'écran sous la forme d'un impact : il faut admettre que le paquet d'ondes étendu qu'il était suite au passage des deux fentes s'est reconcentré en « un point » sur l'écran. La probabilité d'effondrement en un point donné est déterminée par l'intensité (ou puissance) de l'onde totale en ce point, autrement dit le carré de son amplitude ou encore le carré de son module en notation complexe.

Notre présentation n'est pas celle qui est généralement adoptée dans les cours de Mécanique Quantique standard. En effet, le processus R est tellement énigmatique et déroutant que l'on évite soigneusement une description qui prendrait R trop au sérieux en le décrivant en des termes réalistes tel que nous l'avons fait, et on préfère entretenir le « flou quantique » avec la notion obscure de dualité onde-corpuscule. Il faudrait ainsi continuer à parler de l'électron comme d'un objet inaccessible à notre entendement et qui en fonction du contexte et des mesures effectuées manifesterait un comportement tantôt corpusculaire, tantôt ondulatoire. Plutôt que de prendre R au sérieux la position majoritaire des physiciens (interprétation de Copenhague) confrontés à un tel comportement « paradoxal » est donc finalement qu'il faudrait renoncer à ce que l'on pensait être en droit d'attendre d'une théorie scientifique: une représentation intelligible du réel en soi indépendamment de l'observateur. Il faudrait renoncer à parler de la nature du photon et seulement se préoccuper de ce que l'on peut observer et mesurer lorsque l'on fait telle ou telle expérience. La seule chose que ces positivistes acceptent de retenir du processus R est que toute observation perturbe fondamentalement le photon (processus R lors de l'interaction avec l'appareil de mesure qu'est l'écran) et que nous ne pouvons donc avoir accès qu'au photon ainsi irrémédiablement perturbé et non pas le photon tel qu'il est indépendamment de nous. Suivant cette approche, nous ne devrions pas considérer le formalisme quantique comme une description de la réalité microscopique, mais plutôt comme un ensemble de recettes qui fonctionnent et nous en satisfaisent du moment qu'il s'agit de calculs, concepts et méthodes qui peuvent s'appliquer dans n'importe quel contexte expérimental afin de prédire correctement les résultats de mesures effectuées. Il serait inutile de tenter d'en savoir plus et insensé de prendre R au sérieux: « calcules et tais-toi ! ». Pourtant, comme nous allons le voir, la description en termes réalistes forts que nous avons choisi d'adopter est celle qui colle le mieux aux postulats de la Théorie Quantique selon lesquels un électron est effectivement susceptible de se propager et de se diluer dans l'espace comme un paquet d'ondes mais aussi parfois de se reconcentrer en un volume limité (mais sans changer de nature: toujours un paquet d'ondes, pas un corpuscule) suivant l'extraordinaire processus R, notamment lorsque ce système d'ondes rencontre et interagit avec un objet macroscopique comme un détecteur. L'intérêt de notre démarche sera notamment de ne pas nous interdire a priori d'essayer d'en savoir plus et de comprendre mieux le processus R, de ne pas abandonner l'idée que puissent exister des lois physiques plus profondes, à découvrir, à l'origine de R.

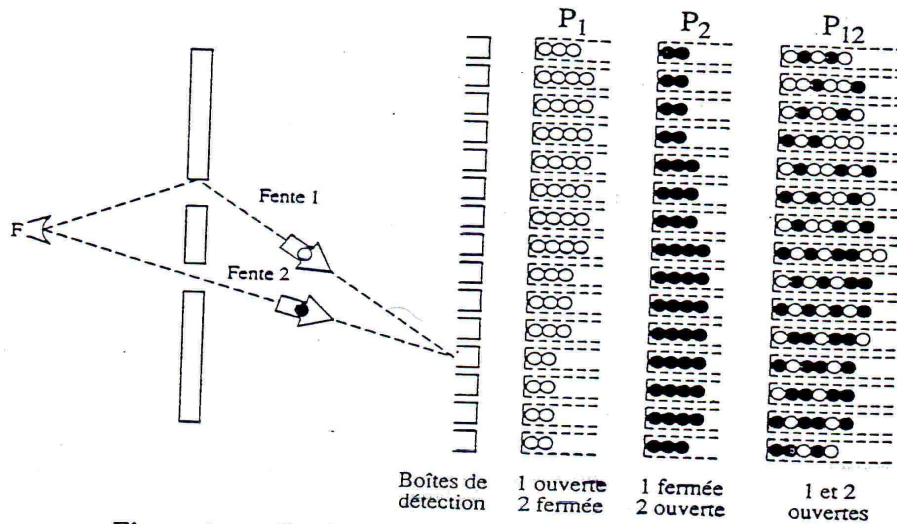


Figure 1. — *Expérience des deux fentes avec des billes.*

La probabilité P_{12} qu'une bille arrive dans une certaine boîte lorsque les deux fentes sont ouvertes est la somme de la probabilité P_1 qu'elle y arrive avec seulement la fente 1 ouverte (billes blanches), et de la probabilité P_2 qu'elle y arrive avec seulement la fente 2 ouverte. Il n'y a pas d'interférences.

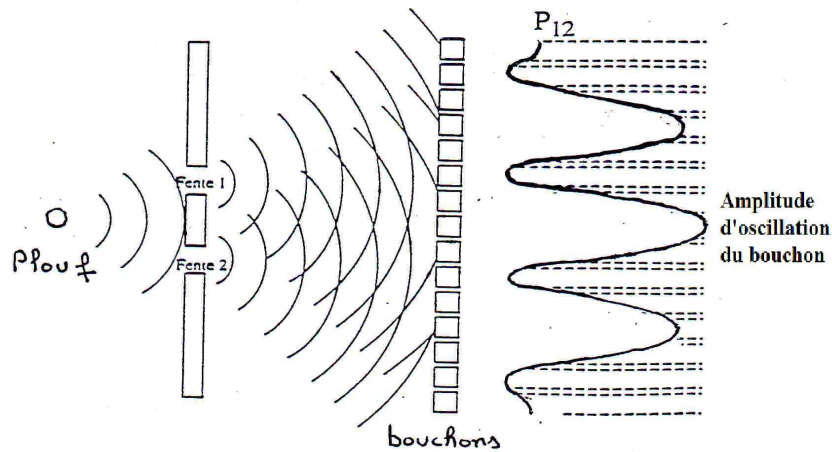


Figure 2. — *Expérience des deux fentes avec des ondes à la surface de l'eau et des bouchons*

(Figure tirée de Regards sur la matière de B d'Espagnat, E Klein)

4. Ondes de matière

Pour expliquer les spectres d'émission et d'absorption des atomes, Louis de Broglie émit en 1923 l'hypothèse selon laquelle, tout comme on associe des paquets d'ondes aux photons, les composants élémentaires de la matière peuvent aussi être décrits en faisant correspondre à chaque particule telle qu'un électron dont l'énergie E et l'impulsion \mathbf{p} seraient parfaitement connus, une onde de pulsation ω et vecteur d'onde \mathbf{k} donnés également par les relations de Planck-Einstein $E = \hbar\omega$ et $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. Une telle onde est a priori non localisée c'est pourquoi particule n'est pas à prendre ici au sens de corpuscule ponctuel mais plutôt au sens de constituant élémentaire indivisible de la matière. Quatre ans plus tard des expériences de diffraction avec des électrons confirmèrent que les lois de quantification sont universelles, s'appliquant sans distinction au rayonnement et à la matière. Tout ce que nous pouvons observer est donc en définitive de nature ondulatoire puisque constitué de paquets d'ondes susceptibles d'évoluer, de se superposer et de subir l'effondrement R.

C'est ainsi que l'expérience des fentes d'Young a pu être effectuée avec des électrons ou des atomes dont les impacts ponctuels reconstituent eux aussi avec le temps la figure d'interférence. La théorie Quantique doit donc décrire quantitativement pour la lumière comme pour la matière deux processus à priori de nature très différente: d'une part l'évolution temporelle du paquet d'ondes entre deux effondrements et l'effondrement lui même.

A. L'équation de Schrödinger

De même que l'équation de propagation du champ électromagnétique admet des solutions d'ondes lumineuses qui se propagent et se superposent, de même les ondes de matière doivent être des solutions d'une nouvelle équation de propagation, l'équation de Schrodinger, qui peut décrire non seulement les ondes de matière libres mais aussi celles soumises à un potentiel. Sachant que l'énergie totale E , l'énergie cinétique $p^2/2m$ et potentielle $V(\mathbf{r},t)$ supposées parfaitement connues d'un électron sont liées par $E=p^2/2m+V$, l'onde plane complexe $\Psi(\vec{r},t)=\Psi_0 e^{-i(\omega t-\vec{k}\vec{r})}$ associée à cet électron doit donc satisfaire la relation de dispersion $\hbar\omega=\hbar^2k^2/2m+V$. Il est alors facile de vérifier que l'équation différentielle à satisfaire par cette onde plane est l'équation de Schrödinger:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r},t) = \frac{-\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\vec{r},t) + V(\vec{r},t) \Psi(\vec{r},t) \quad (12)$$

car il suffit d'injecter dans cette équation la forme $\Psi(\vec{r},t)=\Psi_0 e^{-i(\omega t-\vec{k}\vec{r})}$ de l'onde plane pour obtenir la relation de dispersion souhaitée. La linéarité de cette équation assure que toute somme pondérée à coefficients constants $\lambda_1 \Psi_1 + \lambda_2 \Psi_2$ de deux solutions quelconques Ψ_1 et Ψ_2 en sera également solution. Un défaut évident de l'équation de Schrödinger est qu'elle est complexe et qu'entre autres conséquences, ses seules solutions d'ondes planes admissibles sont complexes (ni l'onde plane complexe de fréquence négative $\Psi(\vec{r},t)=\Psi_0 e^{i(\omega t-\vec{k}\vec{r})}$ ni l'onde plane réelle $\Psi(\vec{r},t)=\Psi_0 \cos(\omega t-\vec{k}\vec{r})$ n'en sont solutions). Cette caractéristique ne doit cependant pas être prise trop au sérieux car l'équation n'est pas relativiste et donc pas admissible en toute rigueur. En effet, nous savons que l'expression relativiste correcte à satisfaire pour une particule libre est $E^2 = p^2 + m^2$ ($c=1$) donc la relation de dispersion pour l'onde plane associée: $\hbar^2\omega^2 = \hbar^2k^2+m^2$. Une équation relativiste correcte est donc par exemple l'équation de Klein Gordon :

$$\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Psi(\vec{r},t) = \hbar^2 \Delta \Psi(\vec{r},t) - m^2 \Psi(\vec{r},t) \quad (13)$$

qui aboutit à la bonne relation de dispersion lorsqu'on y injecte la forme $\Psi(\vec{r},t)=\Psi_0 e^{-i(\omega t-\vec{k}\vec{r})}$. Le fait que l'équation de Schrodinger n'admette que des solutions d'ondes planes complexes pouvait laisser penser que désormais les nombres complexes ne sont plus seulement qu'un outil de calcul comme c'était le cas en optique ondulatoire mais ont acquis un statut plus fondamental avec la Mécanique Quantique mais cette conclusion ne s'impose pas encore. En effet, l'équation de Klein Gordon seule est conforme à la relativité, elle est réelle tout comme les équations de Maxwell et admet des solutions d'onde plane réelles. Celles-ci peuvent bien être sûr être décomposées en paquets d'ondes planes complexes de fréquences positives et négatives comme nous l'avons fait avec les solutions de l'équation de Maxwell mais il ne s'agit là que d'une réécriture commode et non indispensable (NB : l'équation relativiste de Dirac et la seconde quantification établiront le caractère fondamental des solutions complexes pour comprendre et distinguer le rôle des solutions d'énergie positive de celles à énergie négative). Nous travaillerons ici comme dans tous les cours introductifs avec l'équation non relativiste de Schrödinger uniquement ce qui fait que nous ne devons garder que les composantes de fréquences positives dans la forme la plus générale de la solution complexe $\Psi(\vec{r},t)$

$$\Psi(\vec{r},t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} S(\vec{k}) e^{-i(\omega(\vec{k})t-\vec{k}\vec{r})} d\vec{k} \quad (14)$$

à comparer à l'expression (7). La forme du paquet d'ondes à un instant quelconque t peut aussi être obtenue, par exemple à $t=0$:

$$\Psi(\vec{r},0) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} S(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d\vec{k} \quad (15)$$

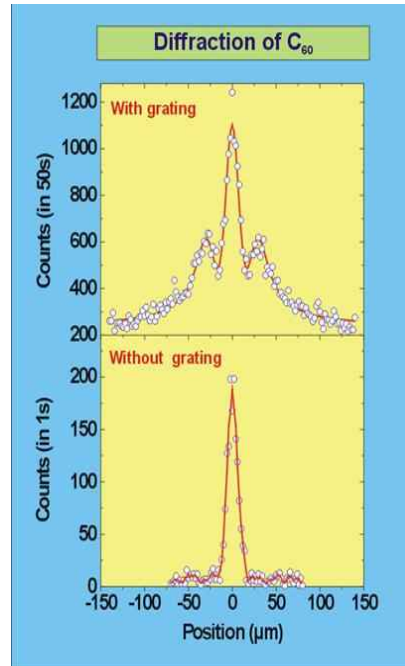
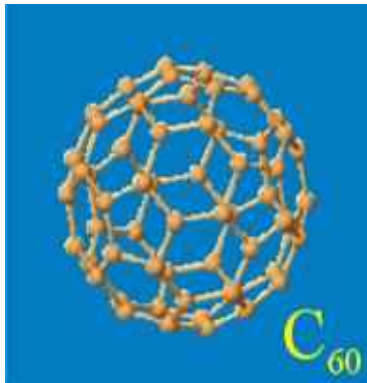
B. Exemples

Un neutron à température ordinaire possède une impulsion $p = mv = 4.5 \cdot 10^{-24}$ kg.m/s et par conséquent la longueur d'onde associée $\lambda = h/p \sim 1.4$ Å. Tombant sur un cristal, des rayons X tout comme un faisceau de tels neutrons sont diffractés, permettant ainsi d'avoir accès à des informations précieuses sur la structure du réseau cristallin, notamment ses directions préférentielles.

Pour des particules ultra relativistes, on a $E \sim pc$ donc $\lambda = hc/E$. Ainsi des électrons accélérés à une énergie $E=1$ GeV ont une longueur d'onde $\lambda = 1.2 \cdot 10^{-15}$ m et permettent donc de sonder la structure de la matière à l'échelle du Fermi (10^{-15} m), celle des dimensions des noyaux atomiques.

Un atome de néon est un objet complexe comportant 10 neutrons, 10 protons et 10 électrons liés ensemble en un tout qui est plus que la somme de ses parties. A de tels atomes on peut associer aussi une onde de $\lambda = h/p = 15$ nm lorsqu'ils sont refroidis à une vitesse moyenne de 2 m/s. En 1992, en laissant chuter un nuage de ces atomes froids sur une plaque percée de deux fentes espacées de 6 microns les atomes ont été détectés individuellement sur un écran 85cm plus bas et reconstituaient une figure d'interférence avec un inter frange de 2mm.

La molécule de fullerène est constituée de 60 atomes de carbone ce qui la rapproche d'un objet macroscopique (possède des centaines de degrés de liberté internes de vibration et de rotation). Des molécules de C₆₀ d'une vitesse de 210 m/s ont une longueur d'onde de de Broglie de 2.5 pm soit 400 fois plus petite que la taille de la molécule. Diffractées par un réseau de pas de 100nm, les franges espacées de ~ 20 μ m ont été nettement détectées en 1999 près



d'un mètre plus loin!

Un virus cylindrique (Virus de la Mosaïque du Tabac) de 0.020 microns de diamètre et de 0.3 microns de long, de masse $2 \cdot 10^{-22}$ kg est constitué d'un très grand nombre d'atomes. Les relations de quantification s'appliquent t elles à de tels objets à la frontière du macroscopique et du microscopique et dans l'affirmative peut on espérer faire interférer les ondes associées ? Si c'était le cas, la longueur d'onde associée serait inférieure au pm pour un virus d'une vitesse de 2m/s. De nouvelles techniques utilisant des réseaux constitués d'ondes lumineuses stationnaires permettent d'envisager de telles expériences.

Plus les objets sont volumineux moins ils peuvent être considérés isolés de l'environnement: leur probabilité d'interaction avec des photons ou atomes du milieu croit très rapidement même dans un vide poussé. Même en l'absence de telles interactions ils peuvent aussi perdre de l'énergie interne par émission de rayonnement thermique. Dans tous les cas leur paquet d'ondes s'enchevêtre rapidement avec celui d'autres particules (photons émis, photons ou molécules heurtées) de l'environnement naturel immédiat. Or pour qu'une interférence puisse être mise en évidence, il faut non seulement que les deux termes de la superposition qui interfèrent ne diffèrent que d'une phase mais encore que cette phase reste la même pour chaque particule traversant l'interféromètre. Cette condition de cohérence est très rapidement

détruite pour une particule qui n'est pas efficacement isolée de l'environnement (seules le sont naturellement les particules subatomiques). En conséquence des déphasages aléatoires entre les deux termes de la superposition et fluctuant d'une particule à l'autre, les franges se bouillent: on parle de décohérence. Ce phénomène doit interdire l'observation d'interférences même si l'interaction avec l'environnement ne produit pas l'autre phénomène que pour le moment nous considérons comme distinct (nous discuterons ce point plus loin): l'effondrement permettant d'assigner au paquet d'ondes le passage par une seule des deux fentes. Or un objet macroscopique peut aussi être considéré comme subissant des effondrements à répétition dus à ses interactions continues avec l'environnement naturel. Sa trajectoire est donc celle d'un corpuscule que l'on peut suivre (i.e. dont on peut mesurer la position en continue) et qui n'a pas le comportement d'un paquet d'ondes qui pourrait se disperser librement dans l'espace. Néanmoins les expérimentateurs envisagent aujourd'hui d'observer des interférences avec des objets aussi gros qu'un virus à condition de pouvoir maintenir un vide et un refroidissement extrêmement poussés permettant de limiter le phénomène de décohérence et de garantir que le paquet d'ondes ne s'effondrera pas entre les fentes et le plan d'observation!

5. Relations d'incertitude de Heisenberg

Les inégalités de type temps-fréquence que nous avons obtenues signifiaient que de façon tout à fait générale plus un signal ou paquet d'ondes est étroit dans l'espace ou le temps plus il est large en fréquences correspondantes:

$$\Delta x \cdot \Delta k_x > \sim 1, \Delta y \cdot \Delta k_y > \sim 1, \Delta z \cdot \Delta k_z > \sim 1, \Delta t \cdot \Delta \omega > \sim 1.$$

Comme nous savons désormais que les ondes planes élémentaires du paquet d'ondes ne peuvent échanger donc transporter qu'une énergie $E = \hbar \omega$ et impulsion $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ (transporter puisqu'elles sont émises avec de telles énergies et impulsion), nous pouvons maintenant considérer le paquet d'ondes comme une superposition d'ondes dont les énergies et impulsions occupent une plage de valeurs de largeur $\Delta E = \hbar \Delta \omega$ et $\Delta \mathbf{p} = \hbar \Delta \mathbf{k}$ vérifiant par conséquent les inégalités:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x > \sim \hbar, \Delta y \cdot \Delta p_y > \sim \hbar, \Delta z \cdot \Delta p_z > \sim \hbar, \Delta t \cdot \Delta E > \sim \hbar. \quad (16)$$

On peut d'ailleurs réécrire $\Psi(\vec{r}, t)$ sous la forme

$$\Psi(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} S(\vec{p}) e^{\frac{i}{\hbar}(E(\vec{p})t - \vec{p}\vec{r})} d\vec{p} \quad (17)$$

Nous savons aussi qu'il existe un processus R qui fait parfois s'effondrer le paquet d'ondes notamment au cours d'une mesure et que l'extension spatiale du paquet d'ondes effondré étant subitement réduite, celui-ci peut avoir une apparence ponctuelle (impact) et être interprété comme un corpuscule ponctuel. En réalité nous avons toujours affaire à un paquet d'ondes ayant une certaine extension spatiale Δx à un instant donné avant ou après effondrement ce qui fait que l'on est tenté de dire, si l'on tient à la dualité onde-corpuscule, qu'il existe un corpuscule ponctuel dont la position est connue à une incertitude Δx et l'impulsion à une incertitude $\Delta \mathbf{p}$ associé au paquet d'ondes. On interprète alors les relations (16) comme des relations d'incertitudes (de Heisenberg) sur la mesure de la position et l'impulsion de ce corpuscule dont on ne pourrait connaître simultanément la position et l'impulsion avec une précision aussi bonne que souhaitée. On voit à quel point les inégalités temps-fréquences qui étaient sans mystère tant que l'on ne se figurait que des paquets d'ondes deviennent subitement incroyablement énigmatiques dès lors que l'on tient à associer la notion de corpuscule ponctuel à notre paquet d'ondes, bien qu'il n'y ait absolument aucune nécessité pour cela. La seule chose que nous devrions encore pouvoir associer à notre paquet d'ondes est la notion de particule (terme ici pris dans le sens d'objet émergent qui est plus que la somme de ses parties et en tant que tel constitue un tout indivisible, par exemple un atome) pour deux raisons: d'une part le quantum d'énergie hf et impulsion h/λ transporté par chaque onde plane atomique de fréquence f et longueur d'onde λ du paquet d'ondes est indivisible (en particulier les longueurs d'onde de de Broglie associées aux nucléons et électrons de l'atome sont très différentes de celle de l'atome). D'autre part, la réduction opérant sur un paquet d'ondes dispersé suite à son évolution régie par les équations de Maxwell (pour la lumière) ou l'équation de Schrodinger (pour la matière) n'aboutit jamais à des parcelles de paquets d'ondes distantes lorsque le processus de mesure est capable de distinguer entre les deux positions distantes mais toujours à un paquet d'ondes plus localisé et compact, d'autant plus que la précision sur la mesure de cette position est bonne.

II. Postulats de la Mécanique Quantique et Applications

1. Fonctions d'onde et observables

Afin de formaliser l'ensemble des acquis de l'expérience que nous avons discutés au chapitre précédent on émet un certain nombre de postulats:

(i) Une particule (atome, photon, électron,...) est décrite par une fonction d'onde $\Psi(\mathbf{r},t)$ (ou paquet d'ondes) obéissant à une équation de propagation.

(ii) A un instant t où le paquet d'ondes s'effondre, la densité de probabilité $dP(\mathbf{r},t)$ qu'il s'effondre dans un élément de volume $dx.dy.dz$ autour du point \mathbf{r} est donnée par:

$$dP(\mathbf{r},t) = C |\Psi(\mathbf{r},t)|^2 d\mathbf{r} \quad (18)$$

où C est une constante de normalisation que l'on obtient en exigeant que la probabilité d'effondrement soit certaine dans un volume infini : $C \int |\Psi(\vec{r}, t)|^2 d^3\vec{r} = 1$. (Contrastant avec notre présentation, l'interprétation traditionnelle de la fonction d'onde $\Psi(\mathbf{r},t)$ la considère comme une amplitude de probabilité de présence: même avant effondrement il faudrait s'imaginer un corpuscule diffus dans l'espace avec une certaine probabilité de présence en tout point \mathbf{r} : il y aurait dualité entre l'onde et cet indissociable bien que paradoxale notion de corpuscule diffus. Qu'importe puisque, nous dit on, il ne faut pas chercher à vraiment comprendre la Mécanique Quantique, mais juste savoir appliquer ses méthodes de calculs: en fonction du contexte nous aurions soit le comportement d'une onde soit celui d'un corpuscule.)

L'effondrement résulte en une nouvelle fonction d'ondes $\Psi'(\mathbf{r},t)$ (un nouveau paquet d'ondes) beaucoup plus concentré dans l'espace : occupant en fait un volume qui est un sous ensemble de celui occupé par la fonction d'onde initiale $\Psi(\mathbf{r},t)$ de sorte que l'effondrement peut être assimilé à une projection ne sélectionnant qu'une partie de $\Psi(\mathbf{r},t)$. L'exemple de la fente que nous avons décrit précédemment pour expliquer la diffraction en constitue une simple illustration: soit le paquet d'ondes franchit la fente et dans ce cas la projection l'ampute de toute cette partie de la fonction d'onde qui déborde au delà des limites imposées par cette ouverture. Soit le paquet d'ondes ne franchit pas la fente et doit s'effondrer quelque part dans le plan de la fente arrêté qu'il est par l'obstacle macroscopique que constitue ce plan opaque.

Ce que nous venons de décrire concernait un cas particulier d'effondrement correspondant à une mesure de position mais peut être généralisé à la mesure d'une grandeur physique quelconque A . En effet de même que notre paquet d'ondes occupe une plage étendue de positions dans l'espace, il occupe une plage étendue d'impulsions. La durée d'existence de notre paquet d'ondes n'est aussi rien d'autre que la plage temporelle qu'il occupe et qui est liée à la plage de ses énergies. De façon générale, on peut donc dire que notre paquet d'ondes est dans une superposition d'états dits états propres, chaque état propre correspondant à la valeur que peut prendre un observable A : position ou énergie ou impulsion ou moment cinétique etc...plus précisément:

(iii)

- $\{a\}$ est l'ensemble de valeurs propres que peut prendre A
- A chaque valeur propre a correspond un état propre $\Psi_a(\mathbf{r})$. Si $\Psi(\mathbf{r},t) = \Psi_a(\mathbf{r})$ (fonction d'onde déjà effondrée au maximum) la mesure de A à cet instant t donne à coup sûr a .
- $\Psi(\mathbf{r},t)$ quelconque peut toujours être décomposé en une superposition des états propres $\Psi_a(\mathbf{r})$:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_a c_a(t) \Psi_a(\vec{r}) \quad (19)$$

la résolution de l'équation de propagation permet d'obtenir les solutions $c_a(t)$

- Alors la probabilité P_a convenablement normalisée ($\sum_a P_a = 1$) d'obtenir la valeur a est

$$P_a = \frac{|c_a|^2}{\sum_a |c_a|^2} \quad (20)$$

- Si la mesure donne effectivement a c'est que la fonction d'onde s'est effondrée en $\Psi'(\mathbf{r},t) = \Psi_a(\mathbf{r})$ nouvelle condition initiale pour l'évolution ultérieure dictée par l'équation de propagation.

2. Le problème de la mesure

Nous pouvons tenter d'aller plus avant dans notre compréhension de l'effondrement. Considérons un paquet d'ondes d'une particule dans une superposition d'états $\Psi = \Psi_1 + \Psi_2$ ou par exemple Ψ_1 est cette partie du paquet d'ondes qui est passé par la fente 1 et Ψ_2 cette autre partie qui est passée par la fente 2. Un détecteur est placé derrière chaque fente, si la particule est détectée derrière la fente 1, un mécanisme dévie une aiguille à deux positions qui indiquera 1, si la particule est détectée derrière la fente 2, l'aiguille sur son autre position indiquera 2. Que se passe-t-il si on néglige l'effondrement du paquet d'ondes et considère une évolution exclusivement dictée par l'équation de Schrödinger ? Ψ doit alors s'emmêler avec la fonction d'onde Φ qui décrit les détecteurs et l'aiguille: il peut en résulter un paquet d'ondes pour l'ensemble particule-détecteurs-aiguille tel que décrit par la superposition $\Psi_1\Phi_1 + \Psi_2\Phi_2$ entre l'état $\Psi_1\Phi_1$: paquet d'ondes passe par la fente 1 avec aiguille indiquant 1 et l'état $\Psi_2\Phi_2$ paquet d'ondes passe par la fente 2 avec aiguille indiquant 2. Le signe + désigne en effet la superposition comme il le faisait déjà lorsque nous sommions par exemple des ondes planes et chaque terme de la superposition évolue de façon complètement indépendante des autres en raison de la linéarité de l'équation de Schrödinger. Le produit, par exemple de Ψ et Φ est l'équivalent quantique du concept ordinaire «et». $\Psi\Phi$ peut donc désigner, avant que la particule n'interagisse avec le système de détection, l'état particule dans l'état Ψ et détecteur dans l'état Φ . Si la particule est dans l'état Ψ_1 signifiant qu'elle passe par la fente 1 alors son interaction avec le détecteur doit non seulement amener le détecteur dans l'état Φ_1 signifiant qu'il a détecté la particule en 1, mais aussi emmêler cette fonction d'onde avec celle de la particule: c'est un état possible $\Psi_1\Phi_1$ de l'ensemble désormais intriqué: particule et détecteurs-aiguille décrit par $\Psi_1\Phi_1 + \Psi_2\Phi_2$.

$\Psi_1\Phi_1 + \Psi_2\Phi_2$ semble signifier que la superposition d'états est un phénomène qui pourrait gagner l'échelle macroscopique de l'aiguille qui serait ainsi dans une superposition d'états : aiguille indiquant 1 et aiguille indiquant 2 simultanément. Or à notre échelle rien de tel n'a jamais été constaté: les aiguilles tout comme tous les objets macroscopiques qui nous entourent et nous mêmes ne sommes pas dans des superpositions d'états. Vraiment ? En fait, l'aiguille objet macroscopique est complètement immergée dans un environnement de sorte que sa fonction d'onde s'emmêle avec celle de l'environnement y compris les observateurs de sorte que la superposition pourrait très rapidement évoluer en : $\Psi_1\Phi_1Y_1 + \Psi_2\Phi_2Y_2$ où Y_1 et Y_2 sont les fonctions d'ondes de deux environnements possibles: l'un informé et influencé par le résultat 1 et l'autre informé et influencé par le résultat de 2. Bref, la superposition est donc censée gagner rapidement tout l'univers à une vitesse qui est celle de l'emmêlement quantique dictée par l'équation de Schrödinger donc inférieure à c. Prenant tout cela au sérieux, nous devrions croire que toutes les superpositions quantiques d'états microscopiques doivent produire la séparation de l'univers en autant d'états correspondant aux différentes histoires possibles. Bien sûr, toutes ces histoires demeurent superposées (signe +) mais comme il n'est plus possible de les faire interférer (car $\Psi_1\Phi_1Y_1$ et $\Psi_2\Phi_2Y_2$ ne se distinguent plus par une simple phase mais sont rapidement très différents), si vous êtes en tant qu'observateur partie intégrante de Y_1 , tout ou presque se passe pour vous comme si l'état s'était effondré en $\Psi_1\Phi_1Y_1$ et le fait qu'un alter ego de Y_2 puisse être témoin d'une histoire différente $\Psi_2\Phi_2Y_2$ vous échappe totalement. Une mécanique Quantique sans effondrement du paquet d'ondes décrirait donc un monde dans lequel une infinité d'histoires parallèles seraient générées à chaque instant et poursuivraient leur cours complètement insensibles les unes aux autres en pratique.

A ce point de notre discussion nous sommes tentés, suivant le point de vue des théoriciens de la décohérence, de déduire que l'effondrement du paquet d'ondes que nous avons postulé est complètement superflu puisque en pratique dès que nous n'avons plus accès aux autres histoires, ce qui se produit très rapidement, tout se passe comme si il y avait eu effondrement réel sans ne faire intervenir autre chose que l'évolution dictée par l'équation de Schrödinger. Même dans le cas de l'expérience des deux fentes, toutes les positions possibles d'impact du photon sur l'écran seraient donc réalisées mais nous ne serions témoin que d'une seule d'entre elles. Postuler l'effondrement n'aurait alors qu'un intérêt très limité: celui d'aboutir à une théorie beaucoup plus économe détruisant la multitude des autres histoires possibles, celles dont nous ne sommes pas témoins et mettrait les physiciens désireux de comprendre l'effondrement dans une position très difficile: celle de devoir proposer un mécanisme pour détruire toutes les autres histoires participant à la superposition.

Cependant, nous avons négligé certains résultats expérimentaux que nous aborderons dans une prochaine

section, confirmant la non localité ou instantanéité du processus R, non localité au cœur du formalisme de la Mécanique Quantique, et qui excluent une théorie ne reposant que sur les emmêlements quantiques produits par l'équation de Schrödinger donc nécessairement locale : rien ne s'y propage plus vite que la lumière. (Signalons au passage que selon certains physiciens comme R Penrose, dans une théorie qui ne repose que sur l'évolution et emmêlement des paquets d'ondes suivant l'équation de Schrödinger, rien en général ne permet d'exclure des superpositions quantiques telles que $(\Psi_1 + \Psi_2)(\Phi_1 + \Phi_2)$ bel et bien macroscopiques mais qui ne correspondent à rien que nous puissions observer à notre échelle. Mais ce point est très contesté par les théoriciens de la décohérence qui prétendent au contraire que l'interaction avec l'environnement a justement ceci de remarquable qu'elle ne sélectionne que des situations correspondant à notre expérience classique parmi les termes de la superposition: des superpositions absurdes du type chat mort + chat vivant en référence à la célèbre expérience de pensée du chat de Schrödinger demeurerait donc inobservables selon ces physiciens).

Il semble finalement que l'on puisse éviter d'avoir à proposer un mécanisme d'effondrement pour R mais que la théorie ne reposant que sur les emmêlements quantiques dictés par l'équation de Schrodinger ne soit pas suffisante et doive être complétée pour rendre compte au minimum des corrélations non locales observées expérimentalement.

3. Application: particule dans un potentiel indépendant du temps

Les effets liés à la longueur d'onde de de Broglie d'une particule ne deviennent importants que lorsque les obstacles qu'elle rencontre ont des profils variant sur des dimensions caractéristiques inférieures ou égales à cette longueur d'onde. En particulier, dans le cas où ces particules sont des photons, il faut tenir compte des effets associés aux ondes lumineuses associées: l'optique géométrique cède le pas à l'optique ondulatoire. Mais on doit aussi sans surprise retrouver les phénomènes de l'optique ondulatoire: diffraction, interférences, réflexion et transmission de certains modes pour les ondes de matière. La seule différence est que ces dernières obéissent à l'équation de Schrödinger plutôt qu'à l'équation de propagation du champ électromagnétique.

C'est ainsi que l'onde qui décrit un électron dans le puits de potentiel d'un noyau atomique, telle une onde lumineuse piégée entre deux miroirs, ne peut avoir une longueur d'onde quelconque car seuls les modes correspondant à une longueur d'onde sous multiple d'une longueur imposée par le puits (la distance entre les deux miroirs en optique) sont permis. Les longueurs d'onde mais par conséquent aussi les fréquences via les relations de dispersion, sont donc quantifiées: elles ne peuvent prendre que certaines valeurs discrètes f_n et λ_n . Ceci en soit n'a rien à voir avec la quantification qu'imposent les relations de Planck-Einstein selon lesquelles une onde de matière de longueur d'onde λ et fréquence f ne transporte de l'énergie et de l'impulsion que par paquets d'énergie $E=hf$ et d'impulsion h/λ . Mais lorsque les deux types de discrétisation s'appliquent, on en déduit que l'électron dans le puits de potentiel du noyau ne peut occuper que certains niveaux d'énergies $E_n=hf_n$ et par conséquent ces électrons transitant entre deux niveaux d'énergie permis E_n et E_m ne peuvent émettre ou absorber que des photons d'énergie égale à la différence $E_n - E_m$ donc de fréquences discrètes $f_{nm} = (E_n - E_m)/h$. La méthode de résolution de l'équation de Schrödinger que nous allons aborder maintenant est donc très importante car est à la base des calculs qui ont permis d'évaluer les niveaux E_n et ainsi la prédiction correcte des spectres de raies atomiques, par conséquent la véritable compréhension de la structure atomique.

a. Séparation des variables, états stationnaires

La fonction d'onde d'une particule dont l'énergie potentielle $V(r)$ ne dépend pas du temps (la particule évolue dans un champ stationnaire) doit satisfaire l'équation de Schrödinger

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\vec{r}, t) + V(\vec{r}) \Psi(\vec{r}, t) \quad (21)$$

cherchons des solutions de la forme $\Psi(\vec{r}, t) = \Phi(\vec{r}) \chi(t)$ en reportant cette expression dans l'équation. Il vient:

$$\frac{i\hbar}{\chi(t)} \frac{\partial \chi(t)}{\partial t} = \frac{1}{\Phi(\vec{r})} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Phi(\vec{r}) + V(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) \right]$$

Puisque le membre de gauche ne peut dépendre que de t et celui de droite que de \mathbf{r} , les deux sont en fait égaux à une constante que l'on pose égale à $\hbar \omega$. On en déduit immédiatement la solution $\chi(t) = A e^{i\omega t}$ et par conséquent la forme la plus générale de la solution dans laquelle les variables d'espace et de temps sont séparées:

$\Psi(\vec{r}, t) = \Phi(\vec{r}) e^{i\omega t}$. Cette solution est dite stationnaire car la probabilité de trouver la particule en \mathbf{r} est indépendante du temps: $|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = |\Phi(\vec{r})|^2$. De plus, sa fonction d'onde ne possédant qu'une unique pulsation ω , l'énergie d'un tel état est bien déterminée (unique): $E = \hbar \omega$ et la partie spatiale de sa fonction d'onde satisfait :

$$H \Phi(\vec{r}) = E \Phi(\vec{r}) \quad (22)$$

H étant l'opérateur différentiel :

$$H = \frac{-\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}) \quad (23)$$

E ne peut en général prendre qu'un certain nombre de valeurs possibles E_n , d'où la quantification de l'énergie. Ce sont les valeurs propres de H: $H \Phi_n(\vec{r}) = E_n \Phi_n(\vec{r})$ avec pour fonctions propre $\Phi_n(\vec{r})$. L'équation de Schrödinger étant linéaire, toute combinaison linéaire à coefficients complexes quelconques c_n des solutions stationnaires en est solution:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_n c_n \Phi_n(\vec{r}) e^{-iE_n t / \hbar} \quad (24)$$

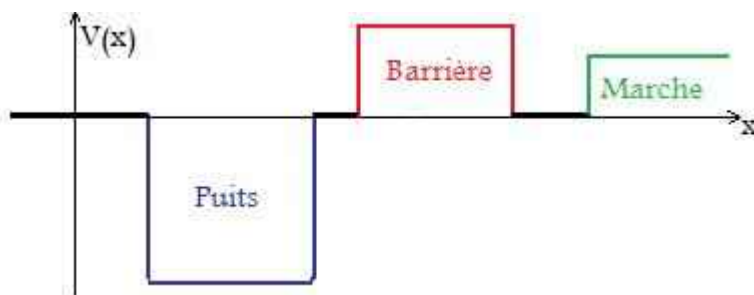
qui elle n'est en général plus stationnaire. Ce sont les conditions initiales qui permettent de fixer les c_n car $\Psi(\vec{r}, 0) = \sum_n c_n \Phi_n(\vec{r})$ et si $\Psi(\vec{r}, 0)$ est connue on sait la décomposer en fonctions propres $\Phi_n(\vec{r})$, autrement dit déterminer les c_n . Nous venons bien d'écrire $\Psi(\vec{r}, t)$ sous la forme (19), l'observable étant ici l'énergie.

a. Marche, puits et barrière discontinues de potentiel

Résolvons l'équation aux valeurs propres (22) dans le cas le plus simple d'un potentiel qui ne varie que de façon discontinue: il est constant partout sauf aux lieux où se produisent de brusques variations. Un tel potentiel est une approximation valable de la plupart des potentiels réels auxquels peut être soumise une particule dans le régime de longueurs d'ondes supérieures aux distances sur lesquelles ces potentiels varient notablement. Variant de manière notable sur des intervalles de l'ordre de la longueur d'onde aussi petite soit elle, les effets ondulatoires associés à des potentiels discontinus doivent en effet être importants à toutes les échelles. Pour simplifier traitons le cas à une dimension spatiale x . Dans une région de potentiel constant V , l'équation aux valeurs propres se réécrit simplement:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \right] \Phi(x) = 0 \quad (25)$$

Les solutions admissibles qui se propagent de la forme $e^{\pm ikx}$ pour $E > V$ ou qui s'amortissent en $e^{-\rho x}$ pour $E < V$ (k et ρ réels) d'une telle équation sont bien connues car elle est tout à fait analogue à celle à laquelle obéissent les ondes lumineuses se propageant dans un milieu ayant un certain indice n . Le problème que nous traitons n'est rien d'autre en fait que l'équivalent du problème d'optique ondulatoire dans lequel des ondes lumineuses se propagent dans une succession de milieux d'indices différents avec variation discontinue de l'indice à l'interface entre 2 milieux. Ayant obtenu les formes les plus générales des solutions $\Phi(x)$ dans chaque région, il suffit de leur appliquer ainsi qu'à leur dérivée $\frac{d\Phi(x)}{dx}$ des conditions de continuité aux limites entre chaque région pour achever de partout déterminer $\Phi(x)$.



Nous en retrouverons en TD les principaux résultats: les ondes de matière comme les ondes lumineuses se réfléchissent en partie sur la discontinuité et se transmettent en partie. Rencontrant une région telle que $V < E$ les ondes poursuivent leur propagation tandis que si $V > E$ (se heurtent à une marche de potentiel) elles sont rapidement amorties au delà de la discontinuité. Si le potentiel saute de nouveau à une valeur $V < E$ au delà la précédente marche, on a affaire à une barrière de potentiel qui peut être traversée par une partie de l'onde évanescence. N'oublions pas que ces ondes, qu'elles soient lumineuses ou matérielles, désormais déterminent la probabilité d'effondrement d'une particule (photon ou particule de matière respectivement). Chaque particule a donc une certaine probabilité de se réfléchir ou de se transmettre sur une discontinuité et la probabilité est aussi non nulle qu'une particule puisse traverser une barrière de potentiel: c'est l'effet tunnel. Cet effet n'a pas d'équivalent classique: en effet une particule classique dont l'énergie totale incidente est inférieure à une barrière de potentiel V n'a aucune possibilité de franchir ce potentiel: elle ne peut que rebondir sur le mur que constitue pour elle la discontinuité de potentiel.

Enfin le cas d'un puits de potentiel est très important comme nous l'avons déjà expliqué puisque seuls certains modes ondulatoires d'énergie $E < V$ y sont autorisés: des ondes stationnaires dont les longueurs d'onde λ_m sont des fractions de la largeur du puits. Les pulsations et fréquences tout comme les vecteurs d'onde sont donc également quantifiées puisque $\hbar\omega_m = \hbar^2 k_m^2 / 2m + V$ doit être vérifiée pour les ondes de matière. La particule associée d'énergie $E < V$ qui ne peut donc s'effondrer ailleurs que dans le puits en est prisonnière et son énergie ne peut prendre qu'une valeur parmi les valeurs quantifiées autorisées $E_m = \hbar f_m$. L'équivalent optique est celui d'une onde lumineuse se propageant dans une couche d'air délimitée par des surfaces de verre sur lesquelles elle se réfléchit. $\omega_m = k_m (c/n)$ pour chaque mode m de ces ondes de lumière également quantifiées, n étant l'indice du milieu.

4. Application: mesures de polarisation

Nous allons maintenant examiner comment s'appliquent les postulats de la Mécanique Quantique dans le cas d'un autre type d'observable, la polarisation d'une onde lumineuse plane se propageant suivant la direction z dont le champ électrique est de la forme:

$$\vec{E} = E_0 \vec{e}_p \cos(\omega t - kz)$$

où le vecteur unitaire \vec{e}_p décrivant l'orientation de cette polarisation est transverse, i.e. dans le plan xOy . Nous savons (loi de Malus) que lorsque cette onde plane traverse un analyseur orienté suivant la direction x de vecteur unitaire \vec{e}_x , elle en ressort polarisée suivant \vec{e}_x avec une amplitude $E_0 \cos \theta$, θ étant l'angle entre la direction \vec{e}_x de l'analyseur et la direction de la polarisation incidente \vec{e}_p . Son intensité qui était $I = E_0^2$ devient donc $I' = E_0^2 \cos^2 \theta$.

Nous savons que la lumière est émise et se propage sous forme de paquets d'énergie, les photons et que l'on peut diminuer l'intensité du faisceau de sorte que les photons soient émis un par un en direction de l'analyseur pour être éventuellement individuellement observés par un détecteur disposé en sortie de l'analyseur. Il n'y a pas de fraction de photon: ou bien il est absorbé par l'analyseur ou bien il passe l'analyseur pour être détecté et l'expérience réalisée avec un très grand nombre de tels photons incidents polarisés suivant \vec{e}_p ne doit alors laisser passer qu'une fraction $\cos^2 \theta$ des photons pour retrouver la loi de Malus. Cela signifie que chaque photon pris individuellement a une probabilité $\cos^2 \theta$ de passer l'analyseur et bien entendu une probabilité $1 - \cos^2 \theta = \sin^2 \theta$ d'être absorbé par ce dernier. Selon la Mécanique Quantique, nous ne pouvons même rien connaître d'autre que cette probabilité. C'est cet indéterminisme, au cœur même du formalisme Quantique, qui choquait au plus haut point Einstein lorsqu'il s'exclamait: « Dieu ne joue pas aux dés ».

Vérifions que les postulats s'appliquent de façon particulièrement simple lors d'une mesure de polarisation.

- A un analyseur disposé suivant une direction quelconque correspond un observable qui ne peut prendre que deux valeurs, disons 1: le photon passe, 0: le photon trépassé.
- A chacune de ces valeurs propres correspond un état propre qui déterminerait à coup sûr ce résultat: On peut désigner par $|\uparrow\rangle$ l'état du photon orienté suivant l'analyseur et qui passe à coup sûr et par $|\leftrightarrow\rangle$ l'état du photon orienté perpendiculairement à l'analyseur donc arrêté par celui ci.
- L'état de polarisation quelconque $|\psi\rangle$ d'un photon peut toujours être décomposé sur la base des états propres de notre analyseur $|\uparrow\rangle$ et $|\leftrightarrow\rangle$: $|\psi\rangle = \cos\theta |\uparrow\rangle + \sin\theta |\leftrightarrow\rangle$.
- Les carrés des coefficients de cette superposition sont bien les probabilités $\cos^2\theta$ et $\sin^2\theta$ que le photon décrit par cet état passe ou soit absorbé par l'analyseur.
- Si le photon décrit par l'état $|\psi\rangle$ passe l'analyseur c'est que l'interaction avec l'analyseur l'a effondré en l'état $|\uparrow\rangle$, et dans le cas contraire en l'état $|\leftrightarrow\rangle$. A moins que cet effondrement ne soit qu'une illusion comme nous l'avons évoqué précédemment et qu'au passage de l'analyseur les termes de la superposition microscopique composant $|\psi\rangle$ représentent non pas 2 mais un certain nombre N d'histoires et vont finalement générer N univers parallèles qui vont s'ignorer totalement désormais. Dans $N \cos^2\theta$ de ces univers indiscernables le photon passerait l'analyseur et

dans les $N \sin^2 \theta$ restants le photon serait arrêté par l'analyseur.

III. Non localité et Questions Ouvertes

1. Non Localité de la Mécanique Quantique

Le processus R de réduction du paquet d'ondes, qu'il soit illusoire ou non, demeure encore aujourd'hui extrêmement énigmatique et pose de nombreuses questions. En effet, si l'on prend au sérieux la Mécanique Quantique on réalise rapidement que la théorie est fondamentalement non-locale: elle semble permettre de mystérieuses influences instantanées à distance, inquiétantes car représentant un conflit potentiel avec la théorie de la relativité selon laquelle aucune forme d'énergie ou d'information exploitable ne devrait être autorisée à se propager plus vite que la lumière si l'on tient à éviter certaines situations paradoxales que nous détaillerons plus loin.

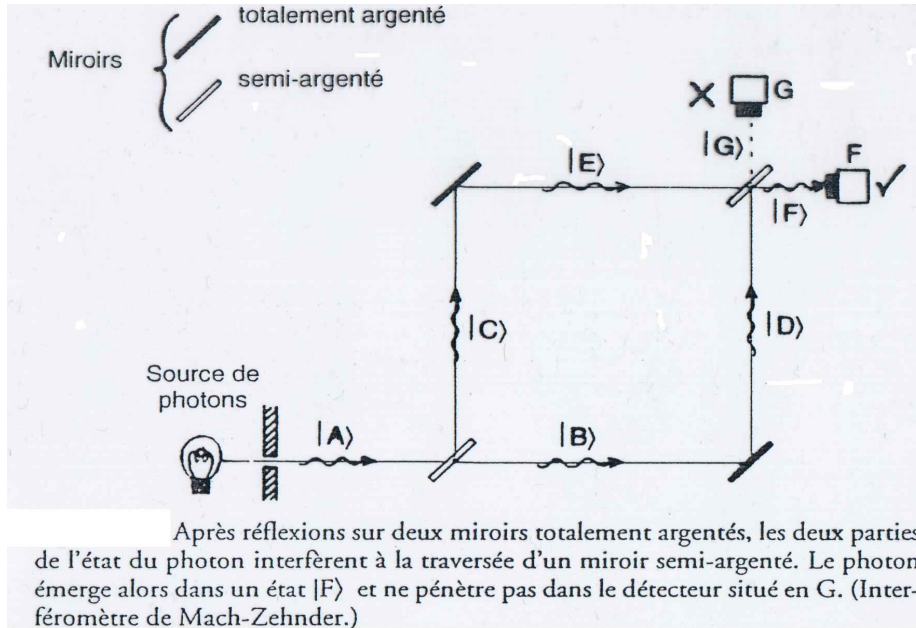
La non localité de la Mécanique Quantique est facile à mettre en évidence en raisonnant sur une expérience de pensée très simple. Considérons un électron enfermé dans une enceinte telle que sa fonction d'onde ne s'effondre pas par interaction de l'électron avec les parois mais au contraire continue d'occuper tout le volume offert par celle-ci. C'est notamment le cas si les parois se comportent comme des miroirs sur lesquels l'électron se réfléchit indéfiniment. Séparons l'enceinte en deux parties en introduisant une nouvelle paroi réfléchissante entre elles. La fonction d'onde de l'électron doit alors suivant la Mécanique Quantique être considérée comme simultanément présente dans les deux demi-enceintes A et B ainsi créées: l'électron se trouve en fait dans la superposition quantique d'électron dans l'enceinte A et d'électron dans l'enceinte B: $\Psi = \Psi_A + \Psi_B$. Nous pouvons même éloigner autant que nous le souhaitons les deux enceintes, par exemple envoyer A à un collègue à New York et garder B à Marseille...et la fonction d'onde de l'électron est toujours dans l'état $\Psi = \Psi_A + \Psi_B$ i.e le paquet d'ondes de l'électron est toujours simultanément présent en A et B. Que se passe-t-il si on perce une petite ouverture en B et place un petit détecteur devant cette ouverture? En procédant ainsi on produit une situation qui oblige la fonction d'onde qui se trouve en B à interagir et s'emmêler avec ce détecteur de sorte que rapidement il doit donner un des deux résultats: électron détecté ou électron non détecté avec une probabilité de $\frac{1}{2}$ pour chaque cas. Suivant la Mécanique Quantique, cette détection ou non détection est dans tous les cas un effondrement du paquet d'ondes de l'électron qui devient Ψ_B si l'électron est effectivement détecté et Ψ_A si l'électron n'est pas détecté. Quel que soit ce résultat il a une influence déterminante sur ce que doit observer mon collègue s'il effectue ensuite la même opération à New York: si j'ai détecté l'électron en B la probabilité qu'il le détecte en A est devenue subitement nulle puisque sa fonction d'onde est désormais Ψ_B . Si je n'ai pas observé l'électron en B, la probabilité qu'il le détecte est devenue certaine puisque sa fonction d'onde est désormais Ψ_A . Autrement dit, d'après la Mécanique Quantique, l'observation que j'effectue à Marseille détermine instantanément et à distance ce que doit observer mon collègue New-Yorkais.

Il est difficile d'admettre l'existence d'une influence aux caractéristiques aussi surnaturelles en apparence alors qu'a priori les corrélations parfaites entre les deux observations en A et B (si l'électron est observé en A il ne l'est pas en B et inversement) semblent admettre une explication triviale en termes de cause commune: on a envie de dire que si l'électron est observé en A et pas en B, c'est qu'il était déjà en A et pas en B avant d'effectuer l'observation, autrement dit que sa fonction d'onde était déjà Ψ_A depuis le début, probablement depuis que l'enceinte a été partagée en deux, et non pas l'in vraisemblable $\Psi = \Psi_A + \Psi_B$. Malheureusement pour celui qui voudrait se cramponner à cette vision des choses, il est facile de l'invalider. Il suffit au lieu de faire l'expérience précédente qui consistait à effectuer des observations à New York et Marseille de réunir à nouveau côte à côte les deux enceintes à Marseille face à un écran et d'y pratiquer simultanément deux ouvertures en forme de fente. L'électron ira alors se matérialiser sous la forme d'un impact sur l'écran et si on refait cette expérience (enceinte à 1 électron partagée en 2 séparées puis réunies à nouveau) un très grand nombre de fois, les impacts iront se distribuer suivant une figure d'interférence caractéristique que l'on ne peut comprendre que si la fonction d'onde de l'électron est bien à chaque fois $\Psi = \Psi_A + \Psi_B$ simultanément en A et B lui permettant d'interférer avec elle-même entre les ouvertures et l'écran.

Signalons que si cette non localité est bien au cœur du formalisme Quantique, celui-ci n'autorise pas son exploitation pour transmettre en pratique des informations instantanément à distance car mon collègue New-Yorkais n'a aucun moyen en considérant uniquement les résultats de ses propres observations d'apprendre quoi que ce soit à propos de ce qui a été effectué et observé à Marseille: il continuera à observer un électron une fois sur deux en moyenne. Ce n'est qu'en accédant aux résultats observés à Marseille (qui doivent lui être envoyés par des canaux habituels, à vitesse finie bornée par c) et en les confrontant aux siens propres qu'il peut se rendre compte des parfaites corrélations entre elles.

2. Interférométrie de Mach-Zehnder

L'expérience de pensée concrète que nous venons de décrire est probablement impraticable mais des expériences réelles tout à fait équivalentes ont permis de tester toujours avec un éclatant succès les prédictions de la Mécanique Quantique et montré que ce n'est pas ce qui se passe au moment où on génère les deux termes de la superposition qui prédétermine les résultats des observations. Avec un interféromètre de Mach-Zehnder dans lequel se propage une superposition d'états de type $\Psi = \Psi_A + \Psi_B$ on peut en particulier choisir au dernier moment le type d'expérience qui est effectué : soit des observations semblables à celles effectuées à Marseille et New York obligeant la fonction d'onde à s'effondrer en Ψ_B ou Ψ_A , soit une interférence entre Ψ_B et Ψ_A . Le principe en est le suivant:



(Figure tirée de Les Ombres de L'Esprit de R. Penrose)

Des photons isolés sont injectés dans le dispositif interférométrique de la figure ci-dessus dans lequel ils ont le choix entre deux parcours possible. Le paquet d'ondes du photon décrit par l'état $|A\rangle$ est alors pour moitié réfléchi avec un déphasage de $\pi/2$ sur le premier miroir semi-réfléchissant rencontré et pour moitié transmis sans déphasage de sorte que son état se transforme en une superposition $|B\rangle + i|C\rangle$ ($i = e^{i\pi/2}$ pour le déphasage de $\pi/2$ des exponentielles complexes des ondes planes réfléchies). Les miroirs suivants sont totalement réfléchissants, par conséquent $|B\rangle$ évolue en $i|D\rangle$ et $|C\rangle$ en $i|E\rangle$ de sorte que l'état de notre photon devient $i|D\rangle - |E\rangle$. Un nouveau miroir semi argenté ferme l'interféromètre faisant évoluer $|D\rangle$ en $|G\rangle + i|F\rangle$ et $|E\rangle$ en $|F\rangle + i|G\rangle$. Notre photon en sortant de l'interféromètre est finalement dans l'état $i(|G\rangle + i|F\rangle) - (|F\rangle + i|G\rangle) = -2|F\rangle$. Sa probabilité est certaine d'être capté par le détecteur F où l'interférence est constructive et nulle de l'être par le capteur G où l'interférence est destructive. Le fait de ne détecter les photons qu'en F prouve bien le caractère ondulatoire du photon, le fait qu'il soit passé par les deux branches de l'interféromètre en même temps pour interférer avec lui même si bien que cette expérience pourrait juste être considérée comme un raffinement de celle des fentes d'Young.

Cependant, l'intérêt de cette expérience est qu'elle permet de supprimer le miroir semi-réfléchissant en sortie au dernier moment, i.e juste avant que le photon ne l'atteigne, celui-ci étant déjà complètement engagé dans l'interféromètre. Dans ce cas, le photon sort de l'interféromètre dans l'état $i|G\rangle - |F\rangle$ ce qui lui donne la même probabilité d'être détecté par G et F par effondrement du paquet d'ondes. On a donc deux expériences en une avec la possibilité d'ouvrir ou fermer l'interféromètre très rapidement juste avant que le photon n'atteigne la sortie. Ceci correspond très exactement à l'expérience de pensée que nous avons décrite au paragraphe précédent: nous pouvons soit faire interférer le photon avec lui même pour démontrer qu'il était bien passé par les deux branches simultanément, soit, une fois que nous avons la preuve que son paquet d'ondes emprunte simultanément les deux sorties possibles de l'interféromètre l'obliger en fin de course à choisir entre s'effondrer en G ou en F. Les prédictions de la Mécanique Quantique sont bien confirmées par cette expérience récente (2006) et on s'assure que le comportement du photon n'est pas décidé à l'avance, par exemple à l'entrée de l'interféromètre puisque le choix de l'expérience effectuée intervient trop tard pour «informer» le photon du

comportement qu'il devra manifester avant qu'il ne soit engagé dans l'interféromètre.

Au passage notons que la réflexion des photons sur les miroirs, objets macroscopiques, préserve la cohérence car le déphasage entre les deux branches est parfaitement contrôlé et demeure identique d'un photon à l'autre. D'autre part, bien que le photon ait bel et bien interagi avec chacun des miroirs totalement argentés, la superposition en sortie d'interféromètre n'est pas décrite par l'état intriqué $i(|G\rangle + i|F\rangle)|M1\rangle - (|F\rangle + i|G\rangle)|M2\rangle$, $|M1\rangle$ décrivant l'état du miroir qui a réfléchi $|B\rangle$ et $|M2\rangle$ celui du miroir qui a réfléchi $|C\rangle$ car il n'y aurait pas d'interférence possible entre les termes de cette nouvelle superposition très différents l'un de l'autre (se distinguent beaucoup plus que par une simple phase). La superposition ne peut être décrite que par $-2|F\rangle(|M1\rangle + |M2\rangle)$ factorisée où l'on note que les miroirs participent à une superposition d'états macroscopiques correspondant à « M1 a réfléchi le photon » et « M2 a réfléchi le photon ».

La superposition intriquée $i(|G\rangle + i|F\rangle)|M1\rangle - (|F\rangle + i|G\rangle)|M2\rangle$ elle-même issue de $i|D\rangle|M1\rangle - |E\rangle|M2\rangle$ décrirait plutôt la coexistence de deux histoires parallèles sans interférences possibles correspondant à $i|D\rangle|M1\rangle$ et $-|E\rangle|M2\rangle$ respectivement, l'une dans laquelle le photon a été réfléchi par M1 mais pas M2, l'autre dans laquelle le photon a été réfléchi par M2 mais pas M1. Selon les théoriciens de la décohérence c'est exactement le type de superposition que l'on produirait si l'un des miroirs était couplé à un dispositif permettant la détection du passage du photon: l'interaction entre le photon et le miroir ferait rapidement évoluer l'état $(i|D\rangle - |E\rangle)(|M1\rangle + |M2\rangle)$ en $i|D\rangle|M1\rangle - |E\rangle|M2\rangle$ (ce que conteste R Penrose). Cette dernière superposition donne l'illusion d'un effondrement.

3. La Non Localité Prise sur le Fait

Einstein avait attaqué la théorie de la Mécanique Quantique en imaginant des expériences de pensée qui, selon la Mécanique Quantique, devaient conduire à des paradoxes tel le fameux paradoxe Einstein-Podolsky-Rosen (EPR) obligeant les physiciens à admettre que soit la Théorie Quantique était incomplète soit qu'il faudrait envisager sérieusement l'existence d'obscures influences instantanées à distance. Ironie de l'histoire, les effets de corrélations instantanées à distance, dits EPR, sont aujourd'hui admis, ayant été confirmés par de multiples expériences de plus en plus précises ces vingt dernières années. Ce n'est qu'en 1982, grâce aux progrès technologiques en optique et opto-électronique, que la preuve fut faite pour la première fois par l'une de ces expériences, réalisée par l'équipe d'A. Aspect à l'Institut d'Optique d'Orsay, que la nature est bien non locale confirmant ainsi la Mécanique Quantique dans une de ses prédictions les plus stupéfiantes.

L'expérience consiste d'abord à produire des paires de photons non polarisés ce qui signifie en clair que la probabilité pour un photon de passer un analyseur est la même quelle que soit son orientation. Si un de ces photons n'était pas emmêlé avec l'autre son état pourrait alors être représenté par exemple dans la base des états propres $|\uparrow\rangle$ et $|\leftrightarrow\rangle$ correspondant à une direction d'analyseur choisie au hasard par une superposition donnant une probabilité identique pour le photon de passer ou d'être absorbé par l'analyseur. Mais les photons sont intriqués du fait de l'interaction qui leur a donné naissance et la Mécanique Quantique nous dit que la superposition de la paire doit être représentée par :

$$(1/\sqrt{2})(|G: \uparrow\rangle |D: \uparrow\rangle + |G: \leftrightarrow\rangle |D: \leftrightarrow\rangle)$$

signifiant que si un des photons qui s'est propagé sur une certaine distance vers la gauche (G), passe l'analyseur, l'état de la paire s'effondrera alors subitement en $|G: \uparrow\rangle |D: \uparrow\rangle$ et le photon de droite (D) sera dès lors polarisé suivant la même direction que celui de gauche: sa probabilité de passer un analyseur de même orientation (resp à angle droit) que celui rencontré par le photon de gauche sera devenue certaine (resp nulle)! Si au contraire le photon de gauche est absorbé par l'analyseur, l'état de la paire s'effondrera alors subitement en $|G: \leftrightarrow\rangle |D: \leftrightarrow\rangle$ et le photon de droite sera dès lors polarisé suivant la même direction que celui de gauche: sa probabilité de passer un analyseur de même orientation (resp à angle droit) que celui rencontré par le photon de gauche sera devenue nulle (resp certaine)!

Cette corrélation parfaite entre les photons de la paire est en fait imposée d'avance par la conservation du moment cinétique car les deux photons ayant été produits à partir d'un état de moment cinétique nul doivent avoir des moments cinétiques opposés (donc parallèles) pour que leur somme reste nulle. Mais l'important est que selon la Mécanique Quantique les photons qui se propagent en sens inverse n'ont pas encore décidé de leur état de polarisation. Ce n'est que le passage du premier analyseur qui fixe la direction de polarisation de la paire ce qui est beaucoup plus troublant car implique une influence, a priori indépendante de la distance, que doit produire sur un des photons le résultat obtenu sur l'autre (passe ou absorbé par l'analyseur), le transformant subitement d'un état non polarisé à un état polarisé. Que se passe-t'il si l'analyseur de droite fait un angle θ avec celui de gauche? Dans ce cas la probabilité que les photons passent tous les deux ou soient tous les deux absorbés est $\cos^2\theta$ tandis que $\sin^2\theta$ est la probabilité que l'un soit absorbé et l'autre passe.

Peut-on expérimentalement mettre en évidence la non localité de telles corrélations en comparant les résultats obtenus

sur deux analyseurs distants pour les photons de telles paires en choisissant au dernier moment (bien après qu'ils aient quitté leur source) leur orientation afin de garantir que les photons ne disposent pas du temps minimum pour s'informer de leurs résultats respectifs par un signal à vitesse inférieure à celle de la lumière? Oui et c'est ce qu'a réussi à faire l'expérience d'Aspect sur des photons distants de 18m en testant les inégalités Mathématiques de John Bell. Ces inégalités doivent être vérifiées par toute théorie supposant que les polarisations des deux photons donc leurs corrélations étaient en fait prédéterminées à l'avance par des paramètres cachés fixant localement le résultat de l'observation sur chaque photon à l'instant où il atteint l'analyseur, de sorte qu'il n'y aurait pas à supposer d'influences instantanées à distance. On désigne ce type de théorie sous le nom de théories à variables cachées locales. La théorie Quantique par contre viole ces inégalités, et le verdict de l'expérience d'Aspect est que la nature les viole aussi exactement de la façon prédite par la Mécanique Quantique ce qui signifie que toute théorie à variables cachées locale doit être exclue. Autrement dit, s'il existe une théorie plus fondamentale sous-jacente à la Mécanique Quantique, cette théorie devra obligatoirement être non locale pour être en accord avec la démonstration expérimentale de la violation des inégalités de Bell.

On peut se faire une idée intuitive de la signification de ces inégalités dans un cas simplifié, celui où les directions des deux analyseurs font un petit angle ϵ . La probabilité que les deux photons donnent un résultat identique (passent tous les deux ou soient tous les deux absorbés) est alors de $\cos^2\epsilon \sim 1-\epsilon^2$. Soient alors trois orientations d'analyseurs A, B et C avec un angle ϵ entre A et B et entre B et C donc un angle 2ϵ entre A et C. Si des paramètres cachés prédéterminent indépendamment le comportement de chaque photon de sorte que la probabilité $P(AB)$ que les photons donnent un résultat identique sur A et B est de $1-\epsilon^2$ (99% par exemple) et celle $P(BC)$ est également $1-\epsilon^2$ (99%) alors la probabilité $P(AC)$ est nécessairement supérieure à $1-2\epsilon^2$ (98%) alors que selon la Mécanique Quantique elle est de $1-(2\epsilon)^2$ (96%) seulement. En effet, l'inégalité à satisfaire par toute théorie à variables cachées locale est ici: $P(AC) \geq P(ABC) = P(AB).P(BC)$ inégalité violée par la Mécanique Quantique.

Si on note $P(\underline{A})$, $P(\underline{B})$ et $P(\underline{C})$ les probabilités d'absorption et $P(A)$, $P(B)$ et $P(C)$ les probabilités de passer les analyseurs A, B et C respectivement, une autre inégalité de même type se démontre en remarquant que:

$$\begin{aligned} P(\underline{AC}) &= P(\underline{ABC}) + P(\underline{ABC}) \\ P(\underline{BC}) &= P(\underline{ABC}) + P(\underline{A}BC) \\ P(\underline{AB}) &= P(\underline{ABC}) + P(\underline{ABC}) \end{aligned}$$

dont on déduit l'inégalité de Bell

$$P(\underline{AB}) \leq P(\underline{AC}) + P(\underline{BC}) \quad (26)$$

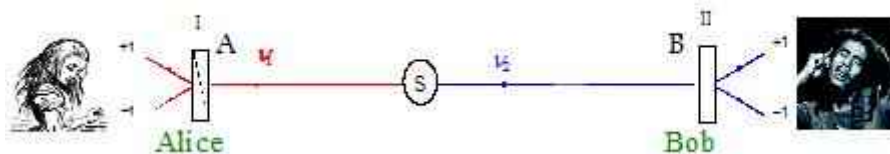
la mécanique quantique prédit:

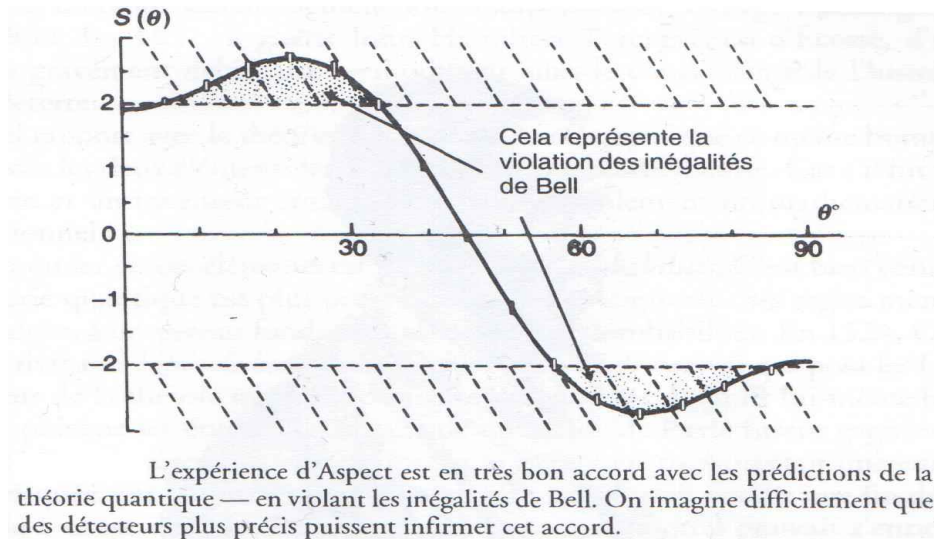
$$\begin{aligned} P(\underline{AB}) &= \cos^2\alpha \\ P(\underline{AC}) &= \sin^2\gamma \\ P(\underline{BC}) &= \cos^2\beta \end{aligned}$$

avec α , β , γ les angles entre A et B, B et C, A et C respectivement. Le choix $\alpha=0$, $\beta=60^\circ$, $\gamma=60^\circ$ par exemple, viole l'inégalité (26).

Plutôt que la probabilité $P(\theta)=\cos^2\theta$ d'obtenir le même résultat sur deux analyseurs tournés d'un angle θ la fonction de corrélation $C(\theta)=2\cos^2\theta - 1 = \cos(2\theta)$ est souvent utilisée pour établir d'autres inégalités de Bell. $C(\theta)$ porte bien son nom car elle s'annule pour $\theta = 45^\circ$ degrés, angle pour lequel on sait que le résultat sur un analyseur ne privilégie aucun des deux résultats possibles sur l'autre analyseur puisque $\cos 45^\circ = \sin 45^\circ$ donc pas de corrélation. En particulier, l'inégalité suivante se prête bien au test expérimental:

$$S(\theta) = C[\underline{AB}] + C[\underline{A}\underline{B}] + C[\underline{A}B] - C[\underline{AB}] \leq 2$$





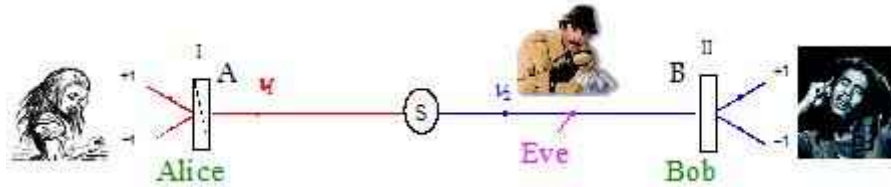
(Tiré de Les Ombres de L'Esprit de R. Penrose)

Des violations d'inégalités de Bell ont depuis été constatées dans des expériences quasi idéales : à Genève (1998) à plus de 30km de distance entre des photons intriqués s'étant propagés sur des fibres optiques, à Innsbruck (1999) avec des polariseurs basculés de façon vraiment aléatoires et en 2000 avec des ions piégés et des efficacités de détection quasi parfaites. Les échappatoires ayant sauté les uns après les autres, il faut donc «renoncer à la description réaliste locale à la Einstein» (A. Aspect) et se lancer dans l'aventure ouverte par cette «deuxième révolution quantique: celle de l'ordinateur quantique et de la cryptographie quantique» ayant succédé à la «première révolution: celle du laser de l'ordinateur et des autoroutes de l'information (fibres optiques)».

Insistons à nouveau sur le fait que toutes les influences non locales testées dans les effets de type EPR prédits par la Mécanique Quantique n'autorisent aucun transfert d'information entre les expérimentateurs distants puisqu'elles ne peuvent être constatées qu'en confrontant les résultats obtenus sur les deux analyseurs distants (sur le schéma celui de Bob et celui d'Alice) . Néanmoins on est en droit de considérer que ces résultats constituent une sérieuse indication en faveur d'un niveau plus profond du réel dans lequel des interactions non locales sont partie prenante.

4. Perspectives et Questions Ouvertes

A. Cryptographie Quantique ?



La cryptographie quantique permet de distribuer à Bob et Alice une clef de chiffrement partagée tout en garantissant que toute tentative d'espionnage et d'interception de la clef par un espion, Eve, sur la ligne de transmission sera démasquée grâce aux propriétés de la mécanique quantique.

Le protocole de transmission est le suivant: sur les photons qu'ils reçoivent de la paire intriquée émise par S, Alice et Bob effectuent des mesures suivant deux modes. Prenons l'analyseur d'Alice comme référence:

mode1: l'axe de polarisation de l'analyseur est à 0° , tout photon qui passe l'analyseur polarise le photon distant de la paire suivant cet axe : ce photon code le bit 0. Tout photon arrêté par l'analyseur polarise le photon distant de la paire suivant l'axe d'orientation 90° : ce photon code le bit 1.

mode2: l'axe de polarisation de l'analyseur est à 45° , tout photon qui passe l'analyseur polarise le photon distant de la paire suivant cet axe : ce photon code le bit 0. Tout photon arrêté par l'analyseur polarise le photon distant de la paire suivant l'axe d'orientation 135° : ce photon code le bit 1.

Le mode est choisi aléatoirement pour chaque photon et indépendamment pour Bob et Alice. Une fois tous les bits analysés, Alice communique à Bob par un canal conventionnel non sécurisé, le mode de polarisation employé pour chaque bit, de même que les valeurs d'un certain nombre de ses bits.

Bob peut donc vérifier qu'il a les mêmes bits qu'Alice dans le cas où il a choisi par hasard le même mode de polarisation. Si pour ce cas certains bits diffèrent il peut en déduire que la communication a été probablement interceptée. En effet, un espion ayant entrepris de détecter les photons et ne connaissant pas alors les polarisations utilisées par Alice (Eve ne peut rien apprendre des polarisations utilisées par Alice en analysant les photons) aurait nécessairement dû réémettre vers Bob (en espérant passer inaperçu) les photons avec une chance sur deux que son mode de polarisation ne soit pas celui choisi par Alice donc une chance sur quatre que le bit reçu par Bob ne soit pas celui annoncé par Alice. Si Bob effectue ses vérifications sur un grand nombre de bits et si $1/4$ de ces bits en moyenne ne doivent plus être identiques à ceux d'Alice après la perturbation introduite par Eve, Bob est quasi-certain de démasquer la tentative d'espionnage de Eve et peut donc rejeter la clef. Si tous les bits correspondent, Alice et Bob disposent d'une clef de chiffrement partagée dont la fiabilité est assurée: celle constituée de tous les bits pour lesquels Alice et Bob ont choisi la même orientation de leurs analyseurs en excluant ceux qu'Alice avait transmis à Bob par le canal non sécurisé pour le test de confidentialité.

B. Non Localité et Relativité ?

a. Position du problème

On entend souvent justifier (justification ou tour de passe-passe rhétorique?) les corrélations non locales en faisant observer que les fractions de paquets d'ondes présentes en A et B avant observations, sont partie intégrante d'une seule entité globale non séparable, l'électron décrit par $\Psi = \Psi_A + \Psi_B$ ceci quelle que soit la distance spatiale entre A et B. Il serait suivant cette approche plus juste de parler de non séparabilité que de non localité, cette dernière notion étant plus ou moins déjà jugé orientée, influencée par l'idée qu'il y aurait une théorie plus fondamentale sous-jacente à la Mécanique Quantique, une théorie mettant nécessairement en scène des «interactions» non locales. La plupart des physiciens refusent en effet de s'engager dans une telle voie en particulier à cause des conflits a priori difficiles à gérer qui ne manqueraient pas d'émerger avec la théorie de la relativité. Il est donc important de comprendre ces problèmes et de vérifier s'ils sont aussi irrémédiables qu'il y paraît.

Une transmission instantanée s'effectue entre deux événements simultanés: l'émission du signal au point A en x_1 et sa réception au point B en x_2 . Cette simultanéité est nécessairement constatée dans un certain référentiel R où nous écrivons $\Delta t=0$, et nous avons établi dans le cours de relativité que ces deux événements ne seront plus simultanés dans R' se déplaçant à vitesse uniforme u par rapport à R mais séparés par l'intervalle temporel:

$$\Delta t' = -\left(\frac{u}{c^2}(x'_2 - x'_1)\right)$$

qui peut très bien être négatif si $u(x'_2 - x'_1)$ est positif autrement dit si R' se déplace dans le sens de x'_1 vers x'_2 . Dans ce cas la transmission remonte le temps du point de vue de R'. On peut alors imaginer la situation suivante: observateur lié au référentiel terrestre R' et disposant de la technologie me permettant d'émettre des signaux instantanés dans R', j'envoie un message instantané (donc $\Delta t'_{Aller} = 0$) à un astronaute situé à une distance $d=100$ a.l dans un vaisseau spatial qui s'éloigne de la terre à $u = 30\text{km/s} = 10^{-4}$ a.l/an. Immédiatement, l'astronaute me réexpédie mon message en utilisant la même technologie donc $\Delta t'_{Retour} = 0$ et $\Delta t'_{Retour} = -10^{-2}$ an en utilisant la formule de transformation rappelée plus haut. Le temps aller-retour $\Delta t'_{Aller} + \Delta t'_{Retour} = -3.65$ jours est donc négatif, autrement dit, via mon collègue astronaute je me suis expédié à moi-même un message dans le passé!

Il faut savoir que la Relativité Restreinte n'interdit pas réellement les objets plus rapides que la lumière (tachyons) mais seulement de les produire par simple accélération d'objets moins rapides que la lumière (bradyons). Il est tout à fait possible d'étendre la relativité pour y inclure les tachyons: objets créés d'emblée avec une vitesse supérieure à la lumière et qui ne pourront jamais ralentir en dessous de la vitesse limite c . Le vrai problème qui se pose est seulement celui que nous venons de mettre en évidence: les signaux tachyoniques et à fortiori instantanés permettent de concevoir des transmissions rétrochrones (qui remontent le temps). La causalité est alors menacée: envoyer des informations dans le passé pourrait modifier le cours des événements en contradiction avec ce que l'on sait s'être réellement produit. En effet, je pourrais même envisager d'empêcher la rencontre entre mes parents en contradiction avec ma propre existence.

b. Multiples Parades

Les solutions ne manquent pas au problème de la violation de la causalité:

- La plus simple serait d'écartier toute possibilité de boucle temporelle en postulant que les transmissions ne sont pas instantanées dans les référentiels des émetteurs de message comme nous l'avons fait mais qu'il existe un référentiel privilégié unique R^0 dans lequel toutes les transmissions non locales de la Mécanique Quantique sont instantanées. Par conséquent dans R^0 , pour l'échange de message mentionné plus haut la durée de l'aller-retour est $\Delta t^0_{Aller} + \Delta t^0_{Retour} = 0$ nulle donc nulle également dans n'importe quels autres référentiels (R, R', ...) puisque nous savons que la simultanéité de deux événements au même point est valide dans tous les référentiels ($\Delta x^0=0, \Delta t^0=0 \implies \Delta x=0, \Delta t=0$; $\Delta x'=0, \Delta t'=0$...).
- Une autre possibilité est de prendre au sérieux, jusqu'à un certain point que nous préciserons plus loin, l'interprétation des univers multiples de la Mécanique Quantique que nous avons évoquée plus haut (et que l'on doit au physicien Hugh Everett) d'autant qu'elle a de plus en plus les faveurs des chercheurs actifs dans le domaine de l'Optique Quantique. Selon leur point de vue R est superflu puisque l'évolution suivant l'équation de Schrödinger naturellement produit l'illusion de R: de multiples histoires se séparent puis s'ignorent définitivement. Suivant cette voie c'est bel et bien la Mécanique Quantique elle-même qui pourrait résoudre le problème de la causalité, puisqu'il suffirait d'imaginer que les influences rétrochrones génèrent d'autres termes correspondants dans les superpositions quantiques autrement dit d'autres histoires parallèles ne risquant pas d'interférer avec celle déjà écrite de la ligne d'univers dont le signal rétrochrone est issu.
- Pour finir, il est pertinent de faire remarquer que le problème de la causalité ne semble se poser que lorsque des êtres non seulement maîtrisent les technologies de transmission rétrochrone mais encore sont doués du libre arbitre les conduisant à influencer sur le passé avec l'intention de contrecarrer le cours pourtant déjà écrit des événements. Sans doute les processus aveugles peuvent ils être moins suspectés d'être aussi mal intentionnés et leurs influences bien que réelles respecteraient ce cours en s'inscrivant de façon non paradoxale dans l'histoire à venir. Cette observation met en évidence le fait que le problème de la causalité s'il ne survient sérieusement qu'en présence d'acteurs doués de conscience et de libre arbitre pourrait en définitive ne pas être une simple question de physique, mais recouvrirait des aspects liés à la nature profonde du libre arbitre et de la conscience, probablement en grande partie hors de portée du physicien avec les outils qui sont habituellement les siens.

C. Au Delà de la Mécanique Quantique ?

a. Non localité et gravitation ?

Nous avons fait observer que si le processus de disparition apparente des superpositions quantiques pouvait n'être qu'une illusion, chaque terme de la superposition poursuivant son existence propre de façon complètement indépendante en pratique, les effets d'interférence devenant rapidement inaccessibles à l'observation, cette séparation des histoires devrait nécessairement mettre à contribution une physique non réductible à celle qui découle exclusivement de l'évolution pilotée par l'équation de Schrodinger. En effet, lorsque je mesure la polarisation d'un photon d'une paire intriquée, si cet acte produit une séparation de l'environnement en multiples évolutions parallèles, comment le photon distant peut-il savoir instantanément comment se polariser dans chacune de ces histoires? S'il y a réellement séparation des histoires celle-ci est non locale: elle ne se propage pas à la vitesse limitée par c imposée par l'équation de Schrodinger mais instantanément. Penrose observe justement que nécessairement chaque terme d'une superposition quantique doit produire un champ gravitationnel associé ce qui nécessairement doit se traduire par une superposition étendue au champ gravitationnel lui-même et à tous les objets de l'environnement soumis au champ gravitationnel. Selon la Relativité Générale le champ gravitationnel se propage à la vitesse de la lumière ce qui ne résout pas notre problème. Mais comme cette prédiction de la Relativité Générale n'a pas encore pu être mise à l'épreuve des observations, si cette prédiction se révélait erronée une théorie alternative à gravité instantanée serait un cadre idéal pour produire une séparation instantanée des multiples histoires.

Si il y a véritable effondrement c'est à dire anéantissement de toutes les histoires dont nous ne sommes pas les témoins, celui-ci doit aussi être non local, aussi la piste des interactions non locales (des quatre que nous connaissons la gravité est la seule candidate envisageable) est à nouveau à privilégier.

b. Expliquer les relations de quantification et prédire h ?

Les relations de quantifications sont presque toujours posées comme point de départ: on admet généralement le cadre théorique de la Mécanique Quantique et on essaye éventuellement de l'unifier avec d'autres comme celui de la gravité mais peu d'efforts sont consacrés à essayer d'élucider l'origine des relations de quantification et à rendre compte de la valeur de la constante h . Ceci s'explique probablement par le fait qu'avec ces relations, le continu et le discret acquièrent un statut fondamental alors que notre compréhension de la gravitation et des autres interactions repose essentiellement sur des symétries continues ce qui rend particulièrement ardues les tentatives d'établir des ponts. Faut-il élaborer un nouveau cadre théorique plus adapté à la description des phénomènes discontinus?

c. Un déterminisme caché ?

Ne pas considérer le formalisme quantique comme la description ultime et la plus achevée de la physique du non local et du continu que vous avez commencé à explorer dans ce cours, c'est aussi raviver l'espoir de dévoiler les rouages d'un niveau plus fondamental sous-jacent qui, pourquoi pas, manifesterait un déterminisme qui pour le moment nous échappe. Sommes nous condamnés à ne prédire que des probabilités ?

IV. Conclusion

Ce cours très introductif avait pour objectif premier de familiariser le lecteur avec les concepts fondamentaux de la Mécanique Quantique et lui permettre d'aborder ultérieurement dans les meilleures conditions le formalisme complet avec ses outils de calculs qui permettent de réellement saisir toute la puissance explicative et prédictive de la Mécanique Quantique ainsi que les formidables avancées technologiques qu'elle a rendu possibles. Ce sont celles de la première révolution quantique : les transistors, l'opto-électronique, les lasers, la compréhension de la structure des molécules, atomes et noyaux à la base de la chimie, de la physique nucléaire et de toutes les méthodes d'analyse interférométriques, de la matière condensée, mais aussi des surprenants comportements quantiques collectifs qui se manifestent dans la supraconductivité et la superfluidité. Mais nous avons tenu à ne pas négliger des aspects et développements plus récents souvent négligés dans les cours universitaires, liés à une deuxième révolution quantique en cours et les perspectives et questions qu'elle soulève.