Jean Merker.

1

Système S

état $z = \gamma_1 s_1 + \gamma_2 s_2$ probabilités : $|\gamma_1|^2$ $|\gamma_2|^2$

Associons-lui $\bar{z} = (|\gamma_1|^2 s_1 \vee |\gamma_2|^2 s_2)$ "superposition"

"décomposition de z"

Expérimentalement, on ne peut pas distinguer les deux.

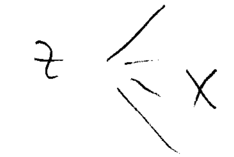
Associons-lui l'état donné par $\rho = c_1 |s_1\rangle\langle s_1| + c_2 |s_2\rangle\langle s_2|$ bien sûr $c_i = |\gamma_i|^2$.

On a pour un autre système S' : $\eta(S') = tr(\rho S')$ avec des s'_1, s'_2.

$$\rho = c'_1 |s'_1\rangle\langle s'_1| + c'_2 |s'_2\rangle\langle s'_2| + \underbrace{\sum_{i \neq j} c'_{i,j} |s'_i\rangle\langle s'_j|}_{\text{ce sont des cohérences}}$$

Pb : elles n'ont pas d'interprétation.

Considérons maintenant une grandeur X et $z = \alpha_1 x_1 + \alpha_2 x_2$.

On a ainsi un z qui se projette géométriquement 

selon les décompositions (treillis de projections)

Comment donner une valeur ontologique à la projection X ?

Pour cela, il faut interpréter physiquement l'addition.

(ex de pb : additionner les températures)

Avant projection, c'est clair : $\mathcal{A} = \{X\}$ se représente sur un espace de Hilbert $\mathcal{H}$ de sorte que $X \longmapsto \bar{X}_n$.

valeurs correspondant à s_i

La mesure idéale de vN : $\mathcal{S}, S, s_1, s_2, \mathcal{M} \begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_0 & \end{pmatrix}$

Faisons $\mathcal{S} \otimes \mathcal{M}$: $s_1 \otimes a_0 \longrightarrow s_1 \otimes a_1$

$s_2 \otimes a_0 \longrightarrow s_2 \otimes a_2$

et la décomposition $z = c_1 s_1 + c_2 s_2$: cela évolue par Schrödinger en $s_1 \otimes a_1 + s_2 \otimes a_2$

$\mathcal{S} \otimes \hat{\mathcal{M}}$

Il faut sortir de cette machine : la décohérence fait passer à 2)

$(s_1 \cdot ta_1) \vee (s_2 \cdot ta_2)$.

Ici, on ne peut pas simplement voir cela comme un mélange :

la décomposition n'est pas unique. $c_1|s_1\rangle\langle s_1| + c_2|s_2\rangle\langle s_2| = c_1|t_1\rangle\langle t_1| + c_2|t_2\rangle\langle t_2|$

ex : on fait un changement de variable : $s_1 = \frac{t_1+t_2}{\sqrt{2}}$, $s_2 = \frac{t_1-t_2}{\sqrt{2}}$.

Privilégier une décomposition ne se justifie qu'en tenant compte des axes privilégiés de l'appareil de mesure.

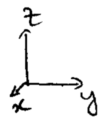
Souvent on rajoute comme hypothèse $\langle s_1|s_2\rangle = 0$

mais l'hypothèse $\langle a_1, a_2\rangle = 0$ n'est pas naturelle : (que les axes de l'appareil de mesure soient orthogonaux.)

$$\rho_1 = \begin{pmatrix} |c_1|^2 & c_1\bar{c_2}\langle a_2|a_1\rangle \\ \bar{c_1}c_2\langle a_1|a_2\rangle & |c_2|^2 \end{pmatrix}$$

De manière analogue si on considère $\mathcal{S}\otimes\mathcal{M}\otimes\mathcal{E}$.

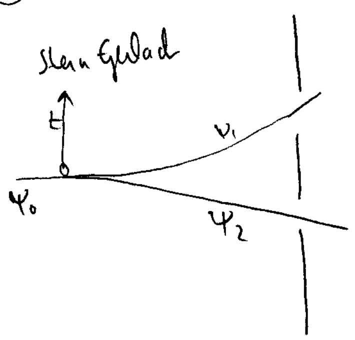
② Le modèle du spin :



$\uparrow z$ $\quad |+\rangle_z$

moment cinétique et moment magnétique.

champ non quantifié



$\mathcal{E}\otimes\mathcal{S}$

$\psi \quad s$

espace spin

$\psi_0 \otimes |+\rangle_z \longrightarrow |\psi_1\rangle \otimes |+\rangle_z$

$\psi_0 \otimes |-\rangle_z \longrightarrow |\psi_2\rangle \otimes |-\rangle_z$

Maintenant, si $u = c_1|+\rangle + c_2|-\rangle$, alors $\longrightarrow$ la somme de deux expressions ci-dessus.

ψ_1 et ψ_2 seront orthogonaux lors de l'impact sur l'écran.

Mais ils ne l'étaient pas auparavant.

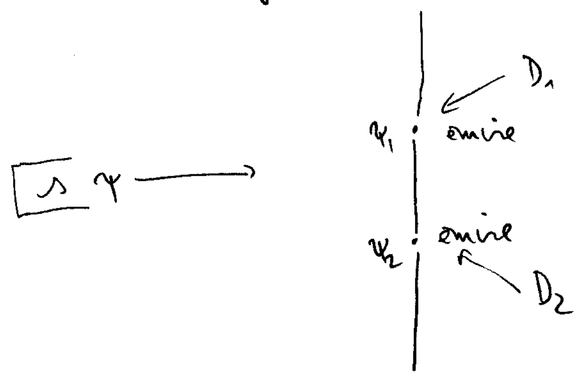
→ on oublie le spin orbital. Quelle est l'influence du champ magnétique sur le spin ? Il faut que le moment orbital soit nul.

On peut peut-être sortir de la décohérence.

Question : état $|\psi\rangle = \underset{\uparrow}{\overset{\text{fonction}}{\psi(\vec{r})}}\, |s\rangle$ .... décomposition quantique ... pas de produit tensoriel

après séparation, il y a un ψ du haut et un ψ du bas ?

③ Fente d'Young :



D_1 : $|0\rangle, |1\rangle$ selon la détection.

~~D_2 : $|0\rangle, |2\rangle$~~

D_1 va détecter !

$$|\psi_1\rangle \otimes |0\rangle_1 \longrightarrow |\psi_1\rangle \otimes |1\rangle$$

$$|\psi_2\rangle \otimes |0\rangle_2 \longrightarrow |\psi_2\rangle \otimes |2\rangle$$

Faisons la somme de deux :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\psi_1\rangle + |\psi_2\rangle\right) \longrightarrow \frac{1}{2}|\psi_1\rangle\langle\psi_1| + \frac{1}{2}|\psi_2\rangle\langle\psi_2|$$

mais ce calcul suppose que $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont orthogonaux

On obtient ρ_{spatial}

Sans orthogonalité, on a $\rho_{\text{spat}} = \begin{pmatrix} |c_1|^2 & \langle 1,2\rangle \\ \overline{\langle 1,2\rangle} & |c_2|^2 \end{pmatrix}$

$\langle 1,2\rangle = 0$ exprime l'indépendance.

$\langle 1,2\rangle$ exprime l'ambiguïté et l'interférence.

Marmotte : $z = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|+\rangle_x + |-\rangle_x\right)$

Déjà Einstein et Bohr avaient ce débat : le sens du +

Interprétation des coefficients non diagonaux (D. van Labeke)

$\vec{E} \begin{cases} E_x = a_x e^{i(\omega t + \varphi_x)} \\ E_y = a_y e^{i(\omega t + \varphi_y)} \end{cases}$ $\xrightarrow{\quad z \quad}$ onde polarisée elliptiquement. (mais la lumière du soleil n'est pas polarisée !)

valeur moyenne

Matrice de polarisation : $\begin{pmatrix} \overline{E_x E_x^*} & \overline{E_x E_y^*} \\ \overline{E_y E_x^*} & \overline{E_y E_y^*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x^2 & a_x a_y e^{i(\varphi_x - \varphi_y)} \\ \overline{a_x a_y e^{-i(\varphi_x - \varphi_y)}} & a_y^2 \end{pmatrix}$

si la polarisation est aléatoire, les valeurs moyennes de $e^{i(\varphi_x - \varphi_y)}$ sont nulles. Si on a cohérence, elles ne le sont pas.

Le temps de cohérence.