

PHYS-F302 - Mécanique Quantique

Devoir maison - Etats cohérents, oscillateur harmonique et décohérence

Moeil Juian

Université Libre de Bruxelles

Année académique 2021-2022

12 avril 2022

Table des matières

1	Partie I - Etude des états cohérents	2
1.1	Fonction d'onde d'un état cohérent	2
1.2	Opérateurs d'échelle	4
1.2.1	Commutateur $[a, a^\dagger]$	4
1.2.2	Valeur propre de a - résolution analytique	4
1.2.3	Produit scalaire avec le vide	5
1.2.4	'Fock state' vs. 'Coherent state'	6
1.2.5	Note sur la non-orthogonalité de la base des états cohérents	7
1.2.6	Valeur propre de a - résolution algébrique	8
1.2.7	Interprétation en terme de particules	8
1.3	Opérateur déplacement	8
1.3.1	Unitarité de l'opérateur déplacement	9
1.3.2	Déplacement + Déplacement = Déplacement ?	9
1.4	Relation de fermeture	10
1.4.1	Commentaire sur l'indépendance linéaire	10
2	Partie II - Oscillateur hamonique	11
2.1	Evolution temporelle	11
2.1.1	Evolution temporelle de l'état cohérent d'un oscillateur harmonique	11
2.1.2	Evolution temporelle de l'opérateur position	12
2.1.3	Evolution temporelle de l'opérateur impulsion	13
2.1.4	Evolution temporelle de l'Hamiltonien	14
2.2	Comparaison avec un oscillateur harmonique classique	15
2.2.1	Application numérique	16
3	Partie III - Décohérence	16
3.1	Spectre de l'Hamiltonien	17
3.2	Opérateurs déplacement	17
3.2.1	Quelques relations liant les opérateurs déplacement	17
3.2.2	Evolution de l'oscillateur macroscopique dans un état cohérent	18
3.3	Mise en évidence de la décohérence quantique	19
3.3.1	Superposition d'états classiques	19
3.3.2	Evolution et temps de décohérence	20
3.3.3	Défaut du modèle	20
3.3.4	Décohérence - ou comment se passer du postulat de réduction du paquet d'onde	20

Remarque 0.1. Les termes en **gras** indiquent des opérateurs. On pose \doteq comme un symbole pour "égal par définition à".

1 Partie I - Etude des états cohérents

On se restreint au cas unidimensionnel, en se munissant des opérateurs position \mathbf{X} et impulsion \mathbf{P} , satisfaisant la relation de commutation canonique $[\mathbf{X}, \mathbf{P}] = i\hbar$.

Introduction des concepts clés

Définition 1.1 (Ecart quadratique moyen). Soit \mathbf{A} une observable. L'écart quadratique moyen de \mathbf{A} dans l'état $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$ pour tout $|\psi\rangle \in \mathcal{H}$ est

$$\Delta\mathbf{A} = \sqrt{\langle\mathbf{A}^2\rangle - \langle\mathbf{A}\rangle^2} = \langle(\mathbf{A} - \langle\mathbf{A}\rangle)^2\rangle. \quad (1.1)$$

Définition 1.2 (Inégalité de Heisenberg). Pour toute observable \mathbf{A} et \mathbf{B} , nous avons que

$$\Delta\mathbf{A}\Delta\mathbf{B} \geq \frac{1}{2}\|[\mathbf{A}, \mathbf{B}]\|. \quad (1.2)$$

Définition 1.3. On définit un état cohérent comme un état $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$ dans lequel l'inégalité de Heisenberg est saturée, c'est à dire tel que

$$\Delta\mathbf{X}\Delta\mathbf{P} = \frac{\hbar}{2}. \quad (1.3)$$

En partant de cette définition, nous allons voir qu'il est possible d'obtenir une définition algébrique (généralement plus simple à manipuler) d'un état cohérent. En particulier, l'étude des propriétés des états cohérents nous permettra d'obtenir deux formulations équivalentes ; l'une en terme de l'opérateur destruction dans la section 1.2, et l'autre - dans la section 1.3 - en terme de l'opérateur de déplacement. On finira par constater l'existence d'une relation de fermeture en 1.4. Pour faire tous cela, nous avons besoin de l'expression analytique d'un état cohérent : nous consacrons la section 1.1 à la déterminer.

1.1 Fonction d'onde d'un état cohérent

Proposition 1.4. La fonction d'onde d'un état cohérent est donné par

$$\psi(x) = \frac{\exp\left(-\frac{i}{2\pi}\langle\mathbf{X}\rangle\langle\mathbf{P}\rangle\right)}{(\pi l^2)^{1/4}} \exp\left(-\frac{(x - \langle\mathbf{X}\rangle)^2}{2l^2} + \frac{i\langle\mathbf{P}\rangle x}{\hbar}\right). \quad (1.4)$$

Remarque 1.5. L'expression recherchée dépendra de trois paramètres réels, que nous prendrons dans cette discussion égales à $\langle\mathbf{X}\rangle$, $\langle\mathbf{P}\rangle$ et $l \doteq \sqrt{2}\Delta\mathbf{X}$.

Démonstration. Développement général

Suivons le même raisonnement que celui exploité pour démontrer l'inégalité de Heisenberg dans le cours. On introduit $\mathcal{O}(\lambda) = f^\dagger(\lambda)f(\lambda)$, où
$$\begin{cases} f(\lambda) = \tilde{\mathbf{A}} + i\lambda\tilde{\mathbf{B}} \\ \tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{A} - \langle\mathbf{A}\rangle \\ \tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{B} - \langle\mathbf{B}\rangle \end{cases}.$$

Observons que la valeur moyenne de $\mathcal{O}(\lambda)$ est positive. En effet,

$$\forall |\psi\rangle \in H, \quad \langle\psi|f^\dagger(\lambda)f(\lambda)|\psi\rangle = \|f(\lambda)|\psi\rangle\|^2 \geq 0.$$

Or, $\langle \mathcal{O}(\lambda) \rangle = \lambda^2 \langle \tilde{\mathbf{B}}^2 \rangle + \lambda \langle i[\tilde{\mathbf{A}}, \tilde{\mathbf{B}}] \rangle + \langle \tilde{\mathbf{A}}^2 \rangle$. Notons qu'il s'agit d'une équation quadratique en λ : ainsi, le minimum doit donc être donné par

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\langle \mathcal{O}(\lambda) \rangle}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_{min}} &= 0 = 2\lambda_{min} \langle \tilde{\mathbf{B}}^2 \rangle + \langle i[\tilde{\mathbf{A}}, \tilde{\mathbf{B}}] \rangle \\ \lambda_{min} &= -\frac{\langle i[\tilde{\mathbf{A}}, \tilde{\mathbf{B}}] \rangle}{2\langle \tilde{\mathbf{B}}^2 \rangle} = -\frac{\langle i[\tilde{\mathbf{A}}, \tilde{\mathbf{B}}] \rangle}{2(\Delta\tilde{\mathbf{B}})^2} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Notons que λ_{min} est bien un minimum, car l'équation décrivant $\langle \mathcal{O}(\lambda) \rangle$ est une équation du second degré en λ avec un coefficient en λ^2 positif.

Application aux opérateurs position et impulsion

Posons $\mathbf{A} = \mathbf{X}$ et $\mathbf{B} = \mathbf{P}$. Le minimum, λ_{min} , s'exprime alors par $\frac{\hbar}{2(\Delta\mathbf{P})^2}$. En particulier, nous trouvons alors que $\langle \mathcal{O}(\lambda) \rangle = 0$ si et seulement si

$$(\tilde{\mathbf{X}} + i\lambda_{min}\tilde{\mathbf{P}})|\psi\rangle = 0$$

Ce que nous réécrivons comme

$$(\mathbf{X} - \langle \mathbf{X} \rangle)|\psi\rangle = -\frac{i\hbar}{2(\Delta\mathbf{P})^2}(\mathbf{P} - \langle \mathbf{P} \rangle)|\psi\rangle \quad (1.6)$$

Posons $l = 2\Delta\mathbf{X}$. Puisqu'un état cohérent sature l'inégalité de Heisenberg, nous pouvons écrire $2(\Delta\mathbf{P})^2 = \frac{\hbar^2}{2(\Delta\mathbf{X})^2} = \frac{\hbar^2}{l^2}$, de sorte que (1.6) se réécrit

$$(\mathbf{X} - \langle \mathbf{X} \rangle)|\psi\rangle = -i\frac{l^2}{\hbar}(\mathbf{P} - \langle \mathbf{P} \rangle)|\psi\rangle \quad (1.7)$$

Finalement, en notant que dans la base position l'opérateur impulsion s'écrit $\mathbf{P}|\psi\rangle = \frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial x}|\psi\rangle$, nous pouvons alors mettre en évidence l'équation différentielle

$$\begin{aligned} -x\psi(x) + \langle \mathbf{X} \rangle\psi(x) &= \frac{il^2}{\hbar} \left(\frac{\hbar}{i}\psi'(x) - \langle \mathbf{P} \rangle\psi(x) \right) \\ \psi'(x) &= \left[\frac{\langle \mathbf{X} \rangle - x}{l^2} + \frac{i}{\hbar}\langle \mathbf{P} \rangle \right] \psi(x). \end{aligned}$$

Que nous résolvons par séparation des variables. Cela donne :

$$\begin{aligned} \ln\left(\frac{\psi}{\psi_0}\right) &= \left[\frac{(\mathbf{X} - \frac{1}{2}x)x}{l^2} + \frac{i}{\hbar}\langle \mathbf{P} \rangle x \right] \\ \ln\left(\frac{\psi}{\psi_0}\right) &= \left[-\frac{(x - \langle \mathbf{X} \rangle)^2}{2l^2} + \frac{\langle \mathbf{X} \rangle}{2l} + \frac{i}{\hbar}\langle \mathbf{P} \rangle x \right] \\ \psi(x) &= \psi_0 \exp\left(-\frac{(x - \langle \mathbf{X} \rangle)^2}{2l^2} + \frac{i}{\hbar}\langle \mathbf{P} \rangle x \right) \end{aligned} \quad \forall \psi_0 \in \mathbb{C} \quad (1.8)$$

La fonction d'onde d'un état cohérent est donc donnée par une *gaussienne* !

Constante de normalisation

Il ne nous reste plus qu'à déterminer la valeur de $\psi_0 \in \mathbb{R}$. Pour ce faire, nous exploitons la propriété suivante

Proposition 1.6. *Pour toute fonction d'onde $\Psi(x, t)$, la condition de normalisation s'écrit*

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx \|\Psi(x, t)\|^2 = 1. \quad (1.9)$$

Démonstration. Il s'agit d'une condition imposée par les postulats de la mécanique quantique. Nous la prenons donc pour acquise et ne devons pas la prouver. ■

Commençons par réarranger les termes dans l'exponentielle

$$\psi(x) = \psi_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2l^2} - \frac{\langle \mathbf{X} \rangle^2}{2l^2} + x \left(\frac{\langle \mathbf{X} \rangle}{l^2} + \frac{i \langle \mathbf{P} \rangle}{\hbar} \right)\right)$$

La condition de normalisation nous indique alors que

$$\|\psi_0\|^2 \exp\left(-\frac{\langle \mathbf{X} \rangle^2}{l^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} dx \exp\left(-\left(\frac{x}{l}\right)^2 + \frac{2 \langle \mathbf{X} \rangle}{l^2} x\right) = 1$$

$$\|\psi_0\|^2 \sqrt{\pi l^2} = 1 \quad \psi_0 = \frac{1}{(\pi l^2)^{1/4}} \in \mathbb{R}$$

Puisque le choix de phase globale n'a aucune importance physique, nous avons la liberté de prendre une phase de notre choix. En particulier, nous pouvons donc écrire

$$\psi(x) = \frac{\exp\left(-\frac{i}{2\pi} \langle \mathbf{X} \rangle \langle \mathbf{P} \rangle\right)}{(\pi l^2)^{1/4}} \exp\left(-\frac{(x - \langle \mathbf{X} \rangle)^2}{2l^2} + \frac{i \langle \mathbf{P} \rangle x}{\hbar}\right)$$

ce qui conclut notre discussion sur la fonction d'onde d'un état cohérent. ■

1.2 Opérateurs d'échelle

Introduisons l'opérateur

$$\mathbf{a} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\mathbf{X}}{l} + \frac{i l \mathbf{P}}{\hbar} \right). \quad (1.10)$$

\mathbf{a} porte le nom d'*opérateur destruction*. Nous dressons un rappel-issu du cours théorique- de ses propriétés dans la base de Fock en 1.2.4 : cela suffira à comprendre la logique derrière son nom.

1.2.1 Commutateur $[a, a^\dagger]$

L'expression de commutation des bosons est donnée par

$$[\mathbf{a}, \mathbf{a}^\dagger] = \frac{1}{2} \left[\frac{\mathbf{X}}{l} + \frac{i l \mathbf{P}}{\hbar}, \frac{\mathbf{X}}{l} - \frac{i l \mathbf{P}}{\hbar} \right] = -\frac{i}{2\hbar} [\mathbf{X}, \mathbf{P}] - \frac{i}{2\hbar} [\mathbf{X}, \mathbf{P}] = -\frac{i}{\hbar} [\mathbf{X}, \mathbf{P}] = \mathbb{I}, \quad (1.11)$$

en exploitant directement la définition de \mathbf{a} .

1.2.2 Valeur propre de \mathbf{a} - résolution analytique

Plaçons nous dans un espace de Hilbert, et prenons un vecteur $|\psi\rangle$ lui appartenant. Nous recherchons les solutions de l'équation aux valeurs propres

$$\mathbf{a} |\psi\rangle = \alpha |\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\mathbf{X}}{l} + \frac{i l \mathbf{P}}{\hbar} \right) |\psi\rangle.$$

Commençons par remarquer que l'expression précédente nous permet de directement déduire la relation (3) de l'énoncé :

$$\langle \psi | \mathbf{a} | \psi \rangle = \alpha \langle \psi | \psi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\langle \mathbf{X} \rangle}{l} + \frac{i l \langle \mathbf{P} \rangle}{\hbar} \right).$$

Le problème se réduit donc à résoudre

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\mathbf{X}}{l} + \frac{i l \mathbf{P}}{\hbar} \right) |\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\langle \mathbf{X} \rangle}{l} + \frac{i l \langle \mathbf{P} \rangle}{\hbar} \right) |\psi\rangle$$

$$(\mathbf{X} - \langle \mathbf{X} \rangle) |\psi\rangle = -\frac{i l^2}{\hbar} (\mathbf{P} - \langle \mathbf{P} \rangle) |\psi\rangle.$$

Or, il s'agit de l'équation (1.7), que nous avons déjà entièrement résolu en 1.1. Nous voyons en particulier que, à l fixé, la solution est unique. Par convention, nous posons $|\psi\rangle = |\alpha\rangle$. La fonction d'onde $\langle x|\psi\rangle = \langle x|\alpha\rangle$ est déterminée par la gaussienne que nous avons trouvée en 1.1.

Théorème 1.7. $|\alpha\rangle$ est un état cohérent (tel que défini en 1.3) si et seulement si $|\alpha\rangle$ vérifie l'équation aux valeurs propres

$$\mathbf{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle \quad \forall \alpha \in \mathbb{C} \quad (1.12)$$

c'est à dire si et seulement si $|\alpha\rangle$ est un état propre de l'opérateur annihilation \mathbf{a} .

Démonstration. La preuve dans le sens direct est le développement débutant au début de 1.2.2. Nous ne faisons pas la preuve dans le sens réciproque ($\mathbf{a}|\psi\rangle = \alpha|\psi\rangle$ pour tout $\alpha \in \mathbb{C}$ implique que $\langle x|\psi\rangle = \psi(x)$ est de la forme 1.4), car cela ne fait pas l'objet de ce devoir. ■

Remarque 1.8. Observons que, comme annoncé, nous venons de mettre en évidence une formulation équivalente à 1.3 d'un état cohérent, en exploitant l'opérateur annihilation.

Nous avons à présent les connaissances pour démontrer la proposition suivante. Elle sera particulièrement utile dans la suite.

Proposition 1.9. Soit $\{|n\rangle : n \in \mathbb{N}\}$ une base de Fock, et soit $\{|\alpha\rangle : \alpha \in \mathbb{C}\}$ un ensemble d'états cohérents. Alors, pour tout $\alpha \in \mathbb{C}$, $|\alpha\rangle = e^{-\|\alpha\|^2/2} \sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$.

Démonstration. Puisque la base de Fock et la base des états cohérents peuvent tous les deux être utilisés pour décrire un Oscillateur Harmonique, il doit être possible d'exprimer tout vecteur dans l'une des bases en terme de l'autre. En particulier, cela se traduit par $|\alpha\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$, pour tout $c_n \in \mathbb{C}$. En exploitant (1.12), nous trouvons

$$\mathbf{a}|\alpha\rangle = \sum_n c_n \mathbf{a}|n\rangle = \sum_n c_n \sqrt{n} |n-1\rangle = \alpha \sum_n c_n |n\rangle$$

De cette égalité, nous déduisons $c_n \sqrt{n} = \alpha c_{n-1}$. Par récurrence, nous pouvons alors montrer que $c_n = \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} c_0$. En injectant cela dans notre somme, on se retrouve avec $|\alpha\rangle = c_0 \sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$. Par normalisation,

$$1 = \langle \alpha | \alpha \rangle = \|c_0\|^2 \sum_{n,m \geq 0} \frac{\bar{\alpha}^m \alpha^n}{\sqrt{n!m!}} \langle m | n \rangle = \|c_0\|^2 \sum_{n \geq 0} \frac{(\|\alpha\|^2)^n}{n!} = \|c_0\|^2 e^{\|\alpha\|^2}$$

où nous avons utilisé la représentation sous forme de série de la fonction exponentielle. En particulier, nous avons alors $c_0 = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2}$, ce qui implique la relation recherchée. ■

1.2.3 Produit scalaire avec le vide

Nous voulons déterminer la valeur de $\langle 0 | \alpha \rangle$. Pour ce faire, nous verrons qu'il existe plusieurs méthodes distinctes. Nous trouverons ici le résultat en résolvant une **intégrale gaussienne**, et ensuite en invoquant le résultat 1.9. En particulier, nous verrons que cette dernière proposition permet de grandement simplifier le développement.

Résolution par intégrale gaussienne

Proposition 1.10. Dans la représentation position, la relation

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx |x\rangle \langle x| = \mathbb{I} \quad (1.13)$$

forme une relation de fermeture.

Démonstration. La démonstration est donnée dans le cours théorique. ■

En exploitant cette propriété, nous pouvons résoudre le problème assez facilement. En effet,

$$\langle 0|\alpha\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \langle 0|x\rangle \langle x|\alpha\rangle$$

Or, le terme $\langle x|0\rangle$ correspond à l'état fondamental d'un état cohérent ! Sa valeur est donnée dans le cours théorique. Le terme $\langle x|\alpha\rangle$ correspond à la fonction gaussienne déterminée en 1.1.

$$\begin{aligned} \langle 0|\alpha\rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx \left(\frac{\exp\left(-\frac{x^2}{2l^2}\right)}{(\pi l^2)^{1/4}} \right) \left[\frac{\exp\left(-\frac{i}{2\pi} \langle \mathbf{X} \rangle \langle \mathbf{P} \rangle\right)}{(\pi l^2)^{1/4}} \exp\left(-\frac{(x - \langle \mathbf{X} \rangle)^2}{2l^2} + \frac{i \langle \mathbf{P} \rangle x}{\hbar}\right) \right] \\ &= \frac{\exp\left(-\frac{i}{2\pi} \langle \mathbf{X} \rangle \langle \mathbf{P} \rangle - \frac{\langle \mathbf{X} \rangle^2}{2l^2}\right)}{l\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \exp\left(-\left(\frac{x}{l}\right)^2 + x \underbrace{\left(\frac{\langle \mathbf{X} \rangle}{l^2} + \frac{i \langle \mathbf{P} \rangle}{\hbar}\right)}_{\frac{\sqrt{2}\alpha}{l}}\right) \end{aligned}$$

Il s'agit donc bien d'une intégrale gaussienne. En posant $a = \frac{2}{l^2}$ et $b = \frac{\sqrt{2}\alpha}{l}$, nous pouvons la résoudre selon la formule (23) de l'énoncé.

$$\langle 0|\alpha\rangle = \frac{\exp\left(-\frac{i}{2\pi} \langle \mathbf{X} \rangle \langle \mathbf{P} \rangle - \frac{\langle \mathbf{X} \rangle^2}{2l^2}\right)}{l\sqrt{\pi}} \sqrt{\pi} l \exp\left(\frac{\alpha^2}{2}\right) = e^{-\frac{\|\alpha\|^2}{2}}$$

Résolution par la propriété 1.9

La solution est directe en utilisant cette propriété. En effet,

$$\langle 0|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} \sum_{n \geq 0} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \langle 0|n\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2}$$

où nous avons exploité le fait que $\langle 0|n\rangle$ est nul pour tout $n \neq 0$.

1.2.4 'Fock state' vs. 'Coherent state'

Dans le cours théorique, nous avons introduit la base de Fock comme étant l'ensemble des vecteurs $|n\rangle$ diagonalisant l'opérateur nombre $N = \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a}$. Nous avons en particulier démontré une série de propriétés remarquables sur ces vecteurs propres $|n\rangle$, en voici quelques unes.

Lemme 1.11. L'opérateur nombre N est hermitien : $N^\dagger = \mathbf{a}^\dagger (\mathbf{a}^\dagger)^\dagger$.

Proposition 1.12. L'opérateur nombre N est positif, dans le sens défini au cours : tout vecteur propre $|n\rangle$ de N est associé à une valeur propre $n \geq 0$.

Lemme 1.13. $[N, a] = -a$ et $[N, \mathbf{a}^\dagger] = \mathbf{a}^\dagger$

Proposition 1.14. Soit $|\varphi\rangle$ un vecteur propre de N de valeur propre ν : $N|\varphi\rangle = \nu|\varphi\rangle$. Alors,

- $\mathbf{a}|\varphi\rangle$ est vecteur propre de N de valeur propre $\nu - 1$.
- Si $\nu = 0$, alors $\mathbf{a}|\varphi\rangle = 0$: cela correspond à l'état fondamental.

Cette propriété nous assure que si nous trouvons un vecteur propre $|n\rangle$ de valeur propre n sur N , alors nous pouvons construire un vecteur propre linéairement indépendant $\mathbf{a}|n\rangle$ tel que $n - 1$ soit une valeur propre de N .

Remarque 1.15. Cela justifie le nom de l'opérateur \mathbf{a} : l'opérateur annihilation.

Proposition 1.16. Soit $|\varphi\rangle$ un vecteur propre de N de valeur propre ν : $N|\varphi\rangle = \nu|\varphi\rangle$. Alors,

- $\mathbf{a}^\dagger |\varphi\rangle$ est non nul.
- $\mathbf{a}^\dagger |\varphi\rangle$ est un vecteur propre de valeur propre $\nu + 1$.

Cette propriété nous assure que si nous trouvons un vecteur propre $|n\rangle$ de valeur propre n sur \mathbf{N} , alors nous pouvons construire un vecteur propre linéairement indépendant $\mathbf{a}^\dagger |n\rangle$ tel que $n + 1$ soit une valeur propre de \mathbf{N} .

Remarque 1.17. Cela justifie le nom que porte l'opérateur \mathbf{a}^\dagger : l'opérateur création.

Finalement, ces propriétés nous permettent de voir le résultat suivant.

Théorème 1.18. Soit l'opérateur nombre $\mathbf{N} = \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a}$. Le spectre de \mathbf{N} est un sous-ensemble des naturels : $\text{Spectre } \mathbf{N} \subseteq \mathbb{N}$.

De ce théorème, nous tirons notre interprétation des états $|n\rangle$. Il s'agit de l'ensemble des vecteurs - linéairement indépendant les uns des autres - diagonalisant l'opérateur \mathbf{N} . Ces états forment une base - la *base de Fock*, orthonormée.

Cette dernière base est bien à distinguer de la base des états cohérents : en effet, si $|n\rangle$ est un élément de l'espace de Fock, rien n'assure que $|n\rangle$ diagonalise l'opérateur annihilation \mathbf{a} . De même, si $|\alpha\rangle$ est un état cohérent, $\mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} |\alpha\rangle = \alpha \mathbf{a}^\dagger |\alpha\rangle$ ne donne aucune information sur les états propres de \mathbf{N} . A la différence des états propres de \mathbf{N} - décrivant un nombre fixe d'excitations - les états $|\alpha\rangle$ en possèdent un nombre indéterminé : elles se dotent cependant d'une *phase fixe*. Nous avons bien deux bases distinctes, donnant des informations différentes sur les opérateurs introduit par la solution de Dirac de l'Oscillateur Harmonique.

Maintenant que la différence entre les deux bases est claire, attelons-nous à montrer ce qui les relie. Introduisons la relation $|n\rangle = \frac{(\mathbf{a}^\dagger)^n}{\sqrt{n!}} |0\rangle$. Notons que tout état cohérent $|\alpha\rangle$ peut se réécrire sous la forme $\sum_n |n\rangle \langle n|\alpha\rangle$, où nous avons utilisé la relation de fermeture des états de Fock. En particulier, cela nous incline à déterminer la valeur du produit scalaire $\langle n|\alpha\rangle$. Rappelons la relation $\mathbf{a}^\dagger |n\rangle = \sqrt{n+1} |n+1\rangle$, dont l'adjointe est $\langle n|\mathbf{a} = \langle n+1|\sqrt{n+1}$.

$$\langle n|\mathbf{a}|\alpha\rangle = \alpha \langle n|\alpha\rangle = \sqrt{n+1} \langle n+1|\alpha\rangle$$

En remplaçant n par $n-1$, nous obtenons

$$\begin{aligned} \alpha \langle n-1|\alpha\rangle &= \sqrt{n} \langle n|\alpha\rangle \\ \frac{\alpha}{\sqrt{n}} \langle n-1|\alpha\rangle &= \langle n|\alpha\rangle \end{aligned}$$

Soit, par récurrence,

$$\langle n|\alpha\rangle = \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \langle 0|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \quad (1.14)$$

Nous continuerons ce raisonnement dans la section 1.2.6.

1.2.5 Note sur la non-orthogonalité de la base des états cohérents

Nous pouvons voir directement, en exploitant la proposition 1.9, que la base des états cohérents n'est pas orthonormale. En effet, pour tout α, β sur le plan complexe

$$\langle \beta|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\beta\|^2} e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} \sum_{n,m \geq 0} \frac{(\beta^*)^m}{\sqrt{m!}} \frac{(\alpha)^n}{\sqrt{n!}} \langle m|n\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\beta\|^2} e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} \sum_n \frac{(\beta^* \alpha)^n}{n!} = e^{-\frac{1}{2}\|\beta\|^2} e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} e^{\beta^* \alpha} \quad (1.15)$$

où nous avons à nouveau utilisé la représentation de la fonction exponentielle en terme de série. Observons que

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2}\|\beta\|^2 - \frac{1}{2}\|\alpha\|^2 + \beta^* \alpha &= -\frac{1}{2}\beta^* \beta - \frac{1}{2}\alpha^* \alpha + \beta^* \alpha \\ &= -\frac{1}{2}(\beta^* \beta + \alpha^* \alpha - \beta^* \alpha - \alpha^* \beta - \beta^* \alpha + \alpha^* \beta) \\ &= -\frac{1}{2}\|\alpha - \beta\|^2 - \frac{1}{2}(\alpha^* \beta - \beta^* \alpha) \end{aligned}$$

En particulier, notons que $\|\alpha - \beta\|^2$ est un nombre réel, tandis que $\alpha^* \beta - \beta^* \alpha$ est bien complexe.

Remarque 1.19. Nous exploiterons ce résultat dans le cadre de la relation de complétude des états cohérents dans la section 1.4.

Nous pouvons alors réécrire (1.15) sous la forme

$$\langle m|n\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha-\beta\|^2} e^{-\frac{1}{2}(\alpha^*\beta-\beta^*\alpha)} = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha-\beta\|^2} e^{-i\text{Im}\{\alpha^*\beta\}}.$$

Cela nous donne une condition de *presqu'orthogonalité*.

$$\langle m|n\rangle \approx 0$$

lorsque $\|\alpha - \beta\|^2 \gg 1$.

1.2.6 Valeur propre de a - résolution algébrique

Reprenons le raisonnement développé dans le cadre de la section 1.2.4. En particulier, rappelons que tout état cohérent peut se réécrire avec la relation de fermeture $\sum_n |n\rangle \langle n|\alpha\rangle$. Le produit scalaire entre un état cohérent et un élément de la base de Fock est donné par (1.14), et nous permet donc d'écrire

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} \sum_{n \geq 0} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} \sum_{n \geq 0} \frac{(\alpha a^\dagger)^n}{n!} |0\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2 + \alpha a^\dagger} |0\rangle \quad (1.16)$$

On voit donc qu'un état cohérent peut-être *généré* à partir du vide.

1.2.7 Interprétation en terme de particules

Pour terminer cette section sur les opérateurs d'échelle, posons nous quelques questions statistiques sur l'état $|\alpha\rangle$, en interprétant cette fois les opérateurs a^\dagger et a en terme de particules. En effet, nous pouvons voir $|n\rangle$ comme un système contenant n particules d'énergie $\hbar\omega$ n'interagissant pas entre-eux. Dans cette vision, l'opérateur annihilation a^\dagger peut-être vu comme traduisant le retrait d'une particule dans le système. L'opérateur création a caractérise alors l'ajout d'une particule dans le système. Par exemple, l'opérateur $a^\dagger a a^\dagger a$ traduit la création de deux particules à la suite de la destruction (l'annihilation) de deux autres.

La probabilité de trouver n particules dans le système dans l'état $|n\rangle$ est donnée par la règle de Born.

$$P(n) = \|\langle n|\alpha\rangle\|^2 = \frac{(\|\alpha\|^2)^n e^{-\|\alpha\|^2}}{n!}$$

Il s'agit d'une *distribution de probabilité de Poisson*, de paramètre $\lambda = \|\alpha\|^2$.

Similairement, le nombre moyen de particules dans l'état $|\alpha\rangle$ s'exprime par la relation

$$\langle \mathbf{N} \rangle = \|\alpha\|^2 \quad (1.17)$$

1.3 Opérateur déplacement

Introduisons, pour tout nombre complexe α , l'opérateur déplacement, noté $D(\alpha)$, défini par la relation

$$D(\alpha) = e^{\alpha a^\dagger - \alpha^* a}. \quad (1.18)$$

Rappelons la relation suivante : elle sera particulièrement utile dans les discussions qui vont suivre.

Proposition 1.20 (Relation de Glauber). *Soit \mathbf{A} et \mathbf{B} deux opérateurs. L'égalité*

$$e^{\mathbf{A}} e^{\mathbf{B}} = e^{\mathbf{A}+\mathbf{B}} e^{-\frac{1}{2}[\mathbf{A},\mathbf{B}]} \quad (1.19)$$

tient si et seulement si les opérateurs commutent avec $[\mathbf{A}, \mathbf{B}]$.

Démonstration. Le lecteur pourra trouver une preuve dans les séances d'exercices associés à ce cours. ■

Lemme 1.21. *L'opérateur déplacement peut - de manière tout à fais équivalente - être défini par la relation*

$$\mathbf{D}(\alpha) = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} e^{\alpha \mathbf{a}^\dagger} e^{-\alpha^* \mathbf{a}} \quad (1.20)$$

Démonstration. Il suffit de remarquer que le commutateur $[\alpha \mathbf{a}^\dagger, -\alpha^* \mathbf{a}] = \|\alpha\|^2 \mathbb{I} \neq 0$: en particulier, nous avons alors que tout opérateur \mathbf{A} commute avec $[\alpha \mathbf{a}^\dagger, \alpha^* \mathbf{a}]$, car tout opérateur commute avec l'opérateur identité. Les hypothèses de 1.20 sont alors respectées : il suffit d'isoler l'exponentielle de la somme d'opérateurs dans (1.19) pour obtenir la relation recherchée. ■

On introduit à présent la proposition suivante - elle nous permettra d'énoncer un résultat général sur les états cohérents.

Proposition 1.22. *Nous pouvons similairement définir un état cohérent comme un état généré par l'opérateur déplacement $\mathbf{D}(\alpha)$ appliqué à l'état du vide $|0\rangle$.*

Démonstration.

$$\mathbf{D}(\alpha) |0\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} e^{\alpha \mathbf{a}^\dagger} e^{-\alpha^* \mathbf{a}} |0\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} e^{\alpha \mathbf{a}^\dagger} \sum_k (-1)^k \frac{\mathbf{a}^k}{k!} |0\rangle$$

Or, nous avons que $\sum_k \mathbf{a}^k |0\rangle = \mathbf{a}^0 |0\rangle = |0\rangle$.

$$\mathbf{D}(\alpha) |0\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} e^{\alpha \mathbf{a}^\dagger} |0\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} \sum_n \frac{\alpha^n}{n!} (\mathbf{a}^\dagger)^n |0\rangle = e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} \sum_n \frac{\alpha^n}{n!} |n\rangle = |\alpha\rangle$$

Ce qui met en lumière la logique derrière le nom de cet opérateur déplacement $\mathbf{D}(\alpha)$. ■

Théorème 1.23. $|\alpha\rangle$ est un état cohérent si et seulement si $|\alpha\rangle$ vérifie la relation

$$|\alpha\rangle = \mathbf{D}(\alpha) |0\rangle$$

c'est à dire si et seulement si l'état cohérent est généré par le vide à travers l'opérateur déplacement.

1.3.1 Unitarité de l'opérateur déplacement

Définition 1.24. Un opérateur \mathbf{O} est unitaire si et seulement si $\mathbf{O}^\dagger \mathbf{O} = \mathbb{I}$, c'est à dire si et seulement si $\mathbf{O}^\dagger = \mathbf{O}^{-1}$.

Observons que $\mathbf{D}(\alpha)\mathbf{D}(-\alpha) = \mathbb{I}$. Montrer que $\mathbf{D}(\alpha)$ est un opérateur unitaire revient dès lors à montrer que $\mathbf{D}^\dagger(\alpha) = \mathbf{D}(-\alpha)$.

$$\mathbf{D}^\dagger(\alpha) = e^{\alpha^* \mathbf{a} - \alpha \mathbf{a}^\dagger} = \mathbf{D}(-\alpha)$$

1.3.2 Déplacement + Déplacement = Déplacement ?

Note : Je répond aux questions 3.b et 3.c ici.

Considérons l'opérateur déplacement de paramètre $\alpha + \beta$, pour tout $\alpha, \beta \in \mathbb{C}$. Celui-ci vaut, par définition,

$$\mathbf{D}(\alpha + \beta) = \exp(\alpha \mathbf{a}^\dagger - \alpha^* \mathbf{a} + \beta \mathbf{a}^\dagger - \beta^* \mathbf{a})$$

Ce qui revient à faire la somme de deux opérateurs ; soit $\mathbf{A} = \alpha \mathbf{a}^\dagger - \alpha^* \mathbf{a}$ et $\mathbf{B} = \beta \mathbf{a}^\dagger - \beta^* \mathbf{a}$.

$$[\mathbf{A}, \mathbf{B}] = [\alpha \mathbf{a}^\dagger - \alpha^* \mathbf{a}, \beta \mathbf{a}^\dagger - \beta^* \mathbf{a}] = \alpha^* \beta - \alpha \beta^* = 2i \operatorname{Im}(\alpha^* \beta) \mathbb{I}$$

En utilisant le même argument que dans la preuve du lemme 1.21, nous avons donc que (\mathbf{A}, \mathbf{B}) commutent avec leur commutateur. Alors, (1.19) nous autorise à écrire

$$\mathbf{D}(\alpha + \beta) = e^{\alpha \mathbf{a}^\dagger - \alpha^* \mathbf{a}} e^{\beta \mathbf{a}^\dagger - \beta^* \mathbf{a}} e^{i \operatorname{Im}(\alpha^* \beta)} = \mathbf{D}(\alpha) \mathbf{D}(\beta) e^{i \operatorname{Im}(\alpha^* \beta)}.$$

En particulier, en appliquant $\mathbf{D}(\alpha + \beta)$ sur l'état du vide $|0\rangle$, il est clair que

$$\begin{aligned}\mathbf{D}(\alpha + \beta) |0\rangle &= |\alpha + \beta\rangle \\ e^{i\text{Im}(\alpha^*\beta)} \mathbf{D}(\alpha) \mathbf{D}(\beta) |0\rangle &= |\alpha + \beta\rangle \\ \mathbf{D}(\alpha) |\beta\rangle &= e^{-i\text{Im}(\alpha^*\beta)} |\alpha + \beta\rangle\end{aligned}\quad (1.21)$$

Remarque 1.25. Le facteur $e^{\pm i\text{Im}(\alpha^*\beta)}$ est une phase globale : il n'a donc aucune importance physique !

1.4 Relation de fermeture

Proposition 1.26. La base des états cohérents $\{|\alpha\rangle : \alpha \in \mathbb{C}\}$ admet la relation de fermeture

$$\frac{1}{\pi} \iint d\text{Re}(\alpha) d\text{Im}(\alpha) |\alpha\rangle \langle\alpha| = \mathbb{I} \quad (1.22)$$

Démonstration. Adoptons la notation $d^2\alpha = d\text{Re}(\alpha) d\text{Im}(\alpha)$. En vertu de la propriété 1.9, nous avons

$$\frac{1}{\pi} \int d^2\alpha |\alpha\rangle \langle\alpha| = \frac{1}{\pi} \sum_{n,m \geq 0} \frac{|m\rangle \langle n|}{\sqrt{n!m!}} \left[\int d^2\alpha e^{-\|\alpha\|^2} \bar{\alpha}^m \alpha^n \right] \quad (1.23)$$

Passons en coordonnées polaires, en posant $\alpha = re^{i\theta}$ et $d\alpha = r dr d\theta$.

$$\frac{1}{\pi} \int d^2\alpha |\alpha\rangle \langle\alpha| = \frac{1}{\pi} \sum_{n,m \geq 0} \frac{|m\rangle \langle n|}{\sqrt{n!m!}} \left[\int_0^{+\infty} dr r^{m+n+1} e^{-r^2} \int_0^{2\pi} d\theta e^{i(n-m)\theta} \right]$$

Or, il se trouve que¹

$$\int_0^{2\pi} d\theta e^{i(n-m)\theta} = 2\pi \delta_{n,m}$$

Dès lors, l'intégrale se réduit à l'expression

$$\frac{1}{\pi} \int d^2\alpha |\alpha\rangle \langle\alpha| = 2 \sum_n \frac{|n\rangle \langle n|}{n!} \left[\int_0^{+\infty} dr r^{2n+1} e^{-r^2} \right]$$

En effectuant le changement de variable $s = r^2$ (soit donc $ds = 2r dr$), il est clair que nous nous réduisons à $\Gamma(n+1) = n!$

$$\frac{1}{\pi} \int d^2\alpha |\alpha\rangle \langle\alpha| = \sum_n |n\rangle \langle n| = \mathbb{I}$$

Ce qui conclut notre preuve.

\end{proof}

■

1.4.1 Commentaire sur l'indépendance linéaire

Nous pouvons prendre cette partie comme le commentaire demandé à l'exercice 2.e.

Tout vecteur $|\psi\rangle$ dans la base de Hilbert (dans laquelle se trouve la base des états cohérents) peut donc s'écrire

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\pi} \int d^2\alpha |\alpha\rangle \langle\alpha|\psi\rangle$$

En particulier, si $|\psi\rangle = |\beta\rangle$ est dans la base des états cohérents,

$$|\beta\rangle = \frac{1}{\pi} \int d^2\alpha |\alpha\rangle \langle\alpha|\beta\rangle = \frac{1}{\pi} \int d^2\alpha |\alpha\rangle \exp\left(-\frac{1}{2}\|\alpha - \beta\|^2 - \frac{1}{2}(\alpha^*\beta - \beta^*\alpha)\right) \quad (1.24)$$

où nous avons utilisé la relation de non-orthogonalité des états cohérents. Cette équation montre que les états cohérents ne sont pas linéairement indépendants : tout état cohérent $|\alpha\rangle$ peut s'écrire en terme d'un autre.

1. En effet, lorsque $n = m$, l'intégrant vaut 1. Lorsque $n \neq m$, nous observons que la primitive est 2π périodique. Puisque nous intégrons sur cette période, l'intégrale doit forcément être nulle.

Remarque 1.27. Le terme "base des états cohérents" est donc un abus de langage ! Nous continuerons à l'utiliser, mais il faut garder en tête que les états cohérents ne forment **pas** une base.

Résumé

Nous avons défini trois formulations équivalentes des états cohérents. Celles-ci sont données par les relations suivantes :

$$\psi(x) = \frac{\exp\left(-\frac{i}{2\pi} \langle \mathbf{X} \rangle \langle \mathbf{P} \rangle\right)}{(\pi l^2)^{1/4}} \exp\left(-\frac{(x - \langle \mathbf{X} \rangle)^2}{2l^2} + \frac{i \langle \mathbf{P} \rangle x}{\hbar}\right) \quad (\text{Fonction d'onde d'un état cohérent})$$

$$\mathbf{a} |\alpha\rangle = \alpha |\alpha\rangle \quad (\text{Valeur propre de l'opérateur destruction})$$

$$|\alpha\rangle = \mathbf{D}(\alpha) |0\rangle \quad (\text{Généré par l'opérateur déplacement})$$

Nous exploiterons principalement les deux dernières relations dans la suite de ce devoir.

2 Partie II - Oscillateur hamonique

Considérons l'Hamiltonien classique d'un oscillateur harmonique,

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{P}^2}{2m} + \frac{m}{2} (\omega \mathbf{X})^2 \quad (2.1)$$

Posons $l = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$. En introduisant l'opérateur nombre $\mathbf{N} = \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a}$, où \mathbf{a} est l'opérateur destruction étudié précédemment. On définit les opérateurs position et impulsion de sorte à nous retrouver avec le système

$$\begin{cases} \mathbf{X} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} (\mathbf{a} + \mathbf{a}^\dagger) \\ \mathbf{P} = -i\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}} (\mathbf{a} - \mathbf{a}^\dagger) \end{cases} \quad (2.2)$$

Nous pouvons alors réécrire l'Hamiltonien sous la *forme normale*, soit

$$\mathbf{H} = \hbar\omega \left(\mathbf{N} + \frac{1}{2} \mathbb{I} \right). \quad (2.3)$$

En particulier, sous cette forme, il est évident que l'énergie est quantifiée et de valeur $E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right)$.

Définition 2.1. La moyenne $\langle \mathbf{A} \rangle$ d'une observable \mathbf{A} par rapport à un état $|\psi\rangle$ est donnée par

$$\langle \mathbf{A} \rangle = \sum_n a_n P(a_n) = \sum_n a_n \langle \psi | \mathbf{P}_n | \psi \rangle = \langle \psi | \sum_n a_n \mathbf{P}_n | \psi \rangle \quad \langle \mathbf{A} \rangle = \langle \psi | \mathbf{A} | \psi \rangle$$

2.1 Evolution temporelle

2.1.1 Evolution temporelle de l'état cohérent d'un oscillateur harmonique

Selon le postulat d'évolution, à tout état $|\psi\rangle$ peut-être associé un opérateur hermitien \mathbf{H} , appelé Hamiltonien, régissant l'évolution temporelle du vecteur d'état au travers de l'équation de Schrödinger.

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t, \vec{r})\rangle = \mathbf{H} |\psi(t, \vec{r})\rangle$$

En particulier, nous avons donc que $|\psi(t, \vec{r})\rangle = \mathbf{U}(t, t_0) |\psi(t_0, \vec{r})\rangle$, où $\mathbf{U}(t, t_0)$ est un opérateur unitaire, appelé opérateur d'évolution. Il peut toujours être écrit sous la forme $\mathbf{U}(t, t_0) = e^{-\frac{i\mathbf{H}}{\hbar}(t-t_0)}$.

Supposons que l'oscillateur harmonique est initialement dans l'état cohérent $|\psi(t_0 = 0)\rangle = |\psi_0\rangle = |\alpha\rangle$. Dans quel état sera-t-il en un temps ultérieur $t > 0$? Déterminons $|\psi\rangle(t)$ dans la base de Fock $\{|n\rangle : n \in \mathbb{N}\}$. Nous aurons ainsi accès à la base diagonalisant l'Hamiltonien, de sorte que ce dernier se simplifie en

$$|\psi(t)\rangle = e^{-\frac{iHt}{\hbar}} |\alpha\rangle = e^{-i\frac{\omega t}{2}} e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} \sum_{n \geq 0} e^{-i\omega t n} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle = e^{-i\frac{\omega t}{2}} e^{-\frac{1}{2}\|\alpha\|^2} \sum_{n \geq 0} \frac{(\alpha e^{-i\omega t})^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle = e^{-i\frac{\omega t}{2}} |\alpha e^{-i\omega t}\rangle \quad (2.4)$$

où nous avons utilisé la proposition (1.9). Nous pouvons réécrire (2.4) sous la forme, plus propre

$$|\psi(t)\rangle = |\alpha(t)\rangle \quad \text{Où } |\alpha(t)\rangle = e^{-\frac{\|\alpha\|^2}{2}} \left(\sum_{n \geq 0} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} e^{-i(\frac{1}{2}+n)\omega t} |n\rangle \right).$$

Observons que, comme attendu, $|\alpha(t)\rangle$ est normalisé. En effet,

$$\begin{aligned} \langle \alpha(t) | \alpha(t) \rangle &= e^{-\|\alpha\|^2} \left(\sum_{n,m \geq 0} \frac{\bar{\alpha}^m \alpha^n}{\sqrt{n!m!}} e^{-i\omega t(n-m)} \langle m | n \rangle \right) = e^{-\|\alpha\|^2} \left(\sum_{n \geq 0} \frac{(\|\alpha\|^n)^2}{n!} \right) \\ &= e^{-\|\alpha\|^2} \left(\sum_{n \geq 0} \frac{(\|\alpha\|^2)^n}{n!} \right) = e^{-\|\alpha\|^2} e^{\|\alpha\|^2} = 1. \end{aligned}$$

où nous avons utilisé la représentation en terme de série de la fonction exponentielle.

Déterminons déjà la valeur de $\mathbf{a} |\alpha(t)\rangle$, afin de faciliter les calculs dans la suite.

$$\begin{aligned} \mathbf{a} |\alpha(t)\rangle &= e^{-\frac{\|\alpha\|^2}{2}} \left(\sum_{n \geq 0} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} e^{-i(\frac{1}{2}+n)\omega t} \mathbf{a} |n\rangle \right) = e^{-\frac{\|\alpha\|^2}{2}} \left(\sum_{n \geq 0} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} e^{-i(\frac{1}{2}+n)\omega t} \sqrt{n} |n-1\rangle \right) \\ &= \alpha e^{-i\omega t} e^{-\frac{\|\alpha\|^2}{2}} \left(\sum_{n \geq 0} \frac{\alpha^{n-1}}{\sqrt{(n-1)!}} e^{-i(\frac{1}{2}+n-1)\omega t} |n-1\rangle \right) \end{aligned}$$

Le terme en $n = 0$ n'a pas de sens : on pose alors $m = n - 1$, afin de pouvoir réécrire la somme en démarrant en $m = 0$.

$$\mathbf{a} |\alpha(t)\rangle = \alpha e^{-i\omega t} e^{-\frac{\|\alpha\|^2}{2}} \left(\sum_{m \geq 0} \frac{\alpha^m}{\sqrt{m!}} e^{-i(\frac{1}{2}+m)\omega t} |m\rangle \right) = \alpha e^{-i\omega t} |\alpha(t)\rangle \quad (2.5)$$

On en déduit directement un résultat similaire en terme de bra²

$$\langle \alpha(t) | \mathbf{a}^\dagger = \langle \alpha(t) | \alpha^* e^{i\omega t} \quad (2.6)$$

2.1.2 Evolution temporelle de l'opérateur position

Moyenne de la position

La moyenne dans l'état $|\psi(t)\rangle$ est donnée par la relation

$$\begin{aligned} \langle \alpha(t) | \mathbf{X} | \alpha(t) \rangle &= \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} \left[\langle \alpha(t) | \mathbf{a} | \alpha(t) \rangle + \langle \alpha(t) | \mathbf{a}^\dagger | \alpha(t) \rangle \right] \\ &= \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} \left[\alpha e^{-i\omega t} + \alpha^* e^{i\omega t} \right] \langle \alpha(t) | \alpha(t) \rangle \\ &= \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} \left[\alpha e^{-i\omega t} + \alpha^* e^{i\omega t} \right] \end{aligned}$$

2. C'est à dire dans la base duale

On peut poser $\alpha = \|\alpha\|e^{i\varphi}$: l'expression de la moyenne de l'opérateur position \mathbf{X} dans l'état $|\alpha(t)\rangle$ se simplifie alors grandement.

$$\langle \mathbf{X} \rangle (t) = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}} \|\alpha\| \cos(\omega t - \varphi) \quad (2.7)$$

Ecart quadratique moyen de la position

Du système (2.2) nous trouvons que

$$\mathbf{X}^2 = \frac{\hbar}{2m\omega} \left(\mathbf{a}^2 + (\mathbf{a}^\dagger)^2 + 2\mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} + 1 \right)$$

où nous avons utilisé la relation de commutation des bosons pour mettre l'équation sous *forme normale*. Nous pouvons alors déterminer la moyenne de X^2 .

$$\begin{aligned} \langle \alpha(t) | \mathbf{X}^2 | \alpha(t) \rangle &= \frac{\hbar}{2m\omega} \left(\langle \alpha(t) | \mathbf{a}^2 | \alpha(t) \rangle + \langle \alpha(t) | (\mathbf{a}^\dagger)^2 | \alpha(t) \rangle + 2 \langle \alpha(t) | \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} | \alpha(t) \rangle + \langle \alpha(t) | \alpha(t) \rangle \right) \\ &= \frac{\hbar}{2m\omega} \left[(\alpha e^{-i\omega t})^2 + (\alpha^* e^{i\omega t})^2 + 2\|\alpha\|^2 + 1 \right] \langle \alpha(t) | \alpha(t) \rangle \\ &= \frac{\hbar}{2m\omega} \left[(\alpha e^{-i\omega t} + \alpha^* e^{i\omega t})^2 + 1 \right] = \frac{\hbar}{2m\omega} \left[\|\alpha\|^2 (e^{i\varphi} e^{-i\omega t} + e^{-i\varphi} e^{i\omega t})^2 + 1 \right] \end{aligned}$$

Où nous avons posé $\alpha = \|\alpha\|e^{i\varphi}$. Nous trouvons finalement que

$$\langle \mathbf{X}^2 \rangle (t) = \frac{\hbar}{2m\omega} \left[4\|\alpha\|^2 \cos^2(\omega t - \varphi) + 1 \right] \quad (2.8)$$

En vertu de (1.1), nous avons alors que l'incertitude sur la position est donnée par

$$\Delta \mathbf{X} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega} \left[4\|\alpha\|^2 \cos^2(\omega t - \theta) + 1 \right] - \frac{2\hbar}{m\omega} \|\alpha\|^2 \cos^2(\omega t - \theta)} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} \quad (2.9)$$

Remarque 2.2. Puisque nous avons défini un état cohérent comme un état saturant l'inégalité de Heisenberg, on s'attend à ce que $\Delta \mathbf{P}$ soit tel que $\Delta \mathbf{X} \Delta \mathbf{P} = \frac{\hbar}{2}$, c'est à dire que $\Delta \mathbf{P} = \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}}$.

2.1.3 Evolution temporelle de l'opérateur impulsion

Nous adaptons ici les calculs effectués en 2.1.2, pour l'opérateur impulsion.

Moyenne de l'impulsion

La moyenne dans l'état $|\alpha(t)\rangle$ est donnée par la relation

$$\begin{aligned} \langle \alpha(t) | \mathbf{P} | \alpha(t) \rangle &= -i\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}} \left(\langle \alpha(t) | \mathbf{a} | \alpha(t) \rangle - \langle \alpha(t) | \mathbf{a}^\dagger | \alpha(t) \rangle \right) \\ &= -i\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}} (\alpha e^{-i\omega t} - \alpha^* e^{i\omega t}) \end{aligned} \quad (2.10)$$

En posant $\alpha = \|\alpha\|e^{i\varphi}$, nous pouvons simplifier (2.10) : de la sorte, la moyenne de l'impulsion est donnée par une expression similaire à (2.7).

$$\begin{aligned} \langle \alpha(t) | \mathbf{P} | \alpha(t) \rangle &= -i\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}} \|\alpha\| (e^{i\varphi} e^{-i\omega t} - e^{-i\varphi} e^{i\omega t}) \\ &= -i\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}} \|\alpha\| (-2i \sin \omega t - \varphi) \\ \langle \mathbf{P} \rangle (t) &= -\sqrt{2m\hbar\omega} \|\alpha\| \sin(\omega t - \varphi) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Ecart quadratique moyen de l'impulsion

Du système (2.2), nous apprenons que

$$\mathbf{P}^2 = -\frac{m\hbar\omega}{2} \left((\mathbf{a}^\dagger)^2 + a^2 - 2\mathbf{a}^\dagger a - 1 \right)$$

où nous avons exprimé l'égalité sous la *forme normale*. Nous pouvons alors déterminer la moyenne de \mathbf{P}^2 , ce qui donne, sans surprise, un résultat tout à fait similaire à (2.8).

$$\langle \mathbf{P}^2 \rangle(t) = \frac{m\hbar\omega}{2} [4\|\alpha\|^2 \sin^2(\omega t - \varphi) + 1] \quad (2.12)$$

L'incertitude sur P s'ensuit.

$$\Delta \mathbf{P} = \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2} [4\|\alpha\|^2 \sin^2(\omega t - \varphi) + 1] - 2m\hbar\omega \|\alpha\|^2 \sin^2(\omega t - \varphi)} = \sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}}$$

Remarque 2.3. *L'incertitude de Heisenberg est bien saturée ! Hallelujah !*

Avant de passer à la suite, quelques observations/commentaires sur les différentes quantités obtenue :

- Les moyennes des opérateurs - et de leur carré - dépendent explicitement, périodiquement, du temps.
- L'incertitude sur ces mêmes opérateurs, par contre, est indépendante du temps : à tout instant donné, l'incertitude sur la mesure de X (resp. de P) dans l'état $|\alpha(t)\rangle$ est la même.
- La moyenne de la position (2.7) et la moyenne de l'impulsion (2.11) de l'oscillateur harmonique quantique dans un état cohérent oscillent *de la même manière* que dans un oscillateur harmonique classique ! On voit donc ici la véritable puissance de la notion d'état cohérent.

Remarque 2.4. *Attention cependant, l'état $|\psi(t)\rangle = |\alpha(t)\rangle$ sera, après une mesure, en vertu des postulats, projeté sur le sous-espace propre associé au résultat de la mesure. Les résultats que nous avons développé ici ne seront alors plus pertinents pour toute mesure ultérieure à la mesure.*

2.1.4 Evolution temporelle de l'Hamiltonien

En vertu de l'expression de l'Hamiltonien d'un Oscillateur Harmonique, le calcul de la moyenne se réduit à calculer la moyenne de \mathbf{P}^2 et de \mathbf{X}^2 , ce qui a été fait en 2.1.2 et en 2.1.3. En particulier, le problème de la moyenne de l'Hamiltonien se réduit donc à injecter (2.8) et (2.12) dans (2.1).

$$\begin{aligned} \langle \alpha(t) | \mathbf{H} | \alpha(t) \rangle &= \frac{1}{2m} \left(\langle \alpha(t) | \mathbf{P}^2 | \alpha(t) \rangle \right) + \frac{m\omega^2}{2} \langle \alpha(t) | \mathbf{X}^2 | \alpha(t) \rangle \\ &= \frac{1}{2m} \left[\frac{m\hbar\omega}{2} (4\|\alpha\|^2 \sin^2(\omega t - \varphi) + 1) \right] + \frac{m\omega^2}{2} \left[\frac{\hbar}{2m\omega} (4\|\alpha\|^2 \cos^2(\omega t - \varphi) + 1) \right] \\ \langle \mathbf{H} \rangle &= \frac{\hbar\omega}{2} (2\|\alpha\|^2 + 1) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Remarque 2.5. *Une méthode alternative aurait été de calculer la moyenne de \mathbf{H} en exploitant la relation (2.3). Il aurait alors été suffisant d'invoquer (2.5), (2.6) et le fait que les états $|\alpha(t)\rangle$ sont normaux pour trouver (2.13).*

Remarque 2.6. *Observons directement que, contrairement à la moyenne de la position et de l'impulsion, la moyenne de l'Hamiltonien semble être indépendante du temps. Cela fait sens : l'interprétation de l'Hamiltonien d'un système est celui de l'énergie totale présent dans celui-ci. Or, pour un système isolé - tel notre oscillateur harmonique - l'énergie totale doit être conservée, c'est à dire $\dot{\mathbf{H}} = 0$. On aurait pu prédire ce résultat en invoquant le théorème d'Ehrenfest. En effet, le théorème nous apprend que pour toute observable \mathbf{A} , l'évolution de \mathbf{A} peut-être donnée par la relation*

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{A} \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle [\mathbf{A}, \mathbf{H}] \rangle + \left\langle \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right\rangle.$$

Si on applique ce résultat à l'observable \mathbf{H} , le second terme du côté droit se simplifie car \mathbf{H} ne dépend pas explicitement du temps. Naturellement, nous avons également que \mathbf{H} commute avec lui-même : dès lors, le théorème d'Ehrenfest nous indique que la moyenne de \mathbf{H} est indépendante du temps, comme nous l'observons.

Pour calculer l'incertitude sur \mathbf{H} , il y a essentiellement deux méthodes : la première (la méthode longue) consiste à déterminer \mathbf{H}^2 en utilisant (2.1), ce qui reviendrait à faire le calcul de la moyenne de $\mathbf{X}^4, \mathbf{P}^4$, etc. La seconde méthode, plus courte, revient à déterminer \mathbf{H}^2 en exploitant son expression en terme des bosons. Appliquons cette dernière méthode :

$$\mathbf{H}^2 = (\hbar\omega)^2 \left[\mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} + \frac{1}{2} \mathbb{I} \right]^2 = (\hbar\omega)^2 \left[(\mathbf{a}^\dagger \mathbf{a})^2 + \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} + \frac{1}{4} \right]$$

La moyenne de \mathbf{H}^2 est alors donné par :

$$\begin{aligned} \langle \alpha(t) | \mathbf{H}^2 | \alpha(t) \rangle &= \hbar^2 \omega^2 \left[\langle \alpha(t) | \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} | \alpha(t) \rangle + \langle \alpha(t) | \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} | \alpha(t) \rangle + \frac{1}{4} \right] \\ &= \hbar^2 \omega^2 \left[\|\alpha\|^2 \langle \alpha(t) | \mathbf{a} \mathbf{a}^\dagger | \alpha(t) \rangle + \|\alpha\|^2 + \frac{1}{4} \right] \\ &= \hbar^2 \omega^2 \left[\|\alpha\|^2 \langle \alpha(t) | \mathbb{I} + \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} | \alpha(t) \rangle + \|\alpha\|^2 + \frac{1}{4} \right] \\ \langle \mathbf{H}^2 \rangle &= \hbar^2 \omega^2 \left[\|\alpha\|^4 + 2\|\alpha\|^2 + \frac{1}{4} \right] \end{aligned}$$

Sans surprise cette fois, la moyenne de \mathbf{H}^2 est indépendante du temps. Pour finir, nous pouvons déterminer la valeur de l'incertitude de l'Hamiltonien selon la méthode usuelle :

$$\Delta \mathbf{H} = \sqrt{\hbar^2 \omega^2 \left[\|\alpha\|^4 + 2\|\alpha\|^2 + \frac{1}{4} \right] - \frac{\hbar^2 \omega^2}{4} (4\|\alpha\|^4 + 4\|\alpha\|^2 + 1)} = \hbar\omega \|\alpha\| \quad (2.14)$$

2.2 Comparaison avec un oscillateur harmonique classique

Nous voulons maintenant comprendre le lien entre la théorie classique et la théorie quantique d'un oscillateur harmonique. En particulier, considérons dans le cadre classique un oscillateur harmonique (macroscopique) correspondant à un pendule. Un pendule consiste en un câble de longueur L attaché par une extrémité à un point fixe, et par l'autre à une masse m . Supposons que le pendule oscille autour d'une position d'équilibre.

De manière générale, un système possédant une énergie potentielle $V(x)$ peut-être approximée en $x = x_0$ par la série de Taylor

$$V(x) = V(x_0) + (x - x_0) \left. \frac{dV}{dx} \right|_{x_0} + \frac{(x - x_0)^2}{2!} \left. \frac{d^2V}{dx^2} \right|_{x_0} + \mathcal{O}(x - x_0)^3$$

Le système tendra à tourner autour de la configuration minimisant $V(x)$ - or, par définition, il s'agit de l'endroit où $\frac{dV}{dx}$ disparaît. Dès lors, en posant $\Delta x = x - x_0$, nous avons que $V(x) = \frac{\Delta x^2}{2} \left. \frac{d^2V}{dx^2} \right|_{x_0} + \mathcal{O}(\Delta x^3) \approx \frac{1}{2} k \Delta x^2$. Il s'agit du potentiel d'un oscillateur harmonique pour des petites oscillations autour de x_0 .

Analysons le système décrit au premier paragraphe en exploitant la formulation Lagrangienne de la mécanique classique. Ce devoir ne traitant pas de mécanique (classique), nous passerons les détails de calcul pour se focaliser sur l'interprétation physique. Plaçons-nous dans un champ gravitationnel $\mathbf{g} = -g\mathbf{y}$. La Lagrangien du système est

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m L^2 \dot{\theta}^2 + mgL \cos \theta$$

L'équation d'Euler-Lagrange permet de pleinement résoudre cette équation, et donne $\ddot{\theta} + \frac{g}{L} \sin \theta = 0$. En considérant de faibles oscillations autour de la position d'équilibre, nous pouvons admettre l'approximation de MacLaurin $\sin \theta = \theta$, de sorte que nous nous retrouvons avec l'équation différentielle $\ddot{\theta} + \frac{g}{L} \theta = 0$. La solution générale d'une telle équation est donnée par

$$\theta(t) = A \cos \left(\sqrt{\frac{g}{L}} t + \varphi \right) \quad (2.15)$$

où A est l'amplitude et φ est une phase quelconque ; ces deux constantes dépendent des conditions initiales.

Un état cohérent imite donc intimement l'évolution d'un oscillateur harmonique classique. En particulier, en mettant en parallèle les équations (2.7) et (2.15), nous trouvons les relations suivantes.

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{L}} \quad l = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \quad A = \sqrt{2l}\|\alpha\| \quad (2.16)$$

Or, nous pouvons empiriquement déterminer la valeur de l'amplitude A . Dès lors, nous pouvons isoler le terme $\|\alpha\|$ dans l'expression de A . Cela nous permet d'obtenir

$$\|\alpha\| = \frac{A}{\sqrt{2l}} \quad (2.17)$$

pour l'état cohérent reproduisant le plus fidèlement le mouvement du pendule.

Finalement, en associant les résultats (2.13), (2.14) et (2.17), nous trouvons

$$\frac{\Delta H}{\langle H \rangle} = \frac{2\|\alpha\|}{2\|\alpha\|^2 + 1} \quad (2.18)$$

2.2.1 Application numérique

Nous voulons appliquer nos résultats à un pendule de masse $m = 1\text{kg}$ et de longueur $L = 10\text{cm} = 10^{-2}\text{m}$. On supposera que le pendule est en oscillation autour de sa position d'équilibre, avec une amplitude $L|\theta_{\max}| = 1\text{cm} = 10^{-2}\text{m}$.

Nous obtenons alors les valeurs suivantes :

$$\omega \approx 10\text{rad s}^{-1}, \quad l \approx 10^{-18}\text{m}, \quad \|\alpha\| \approx 10^{15} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta H}{\langle H \rangle} \approx 10^{-16}$$

En particulier, nous observons que $\frac{\Delta H}{\langle H \rangle} \ll 1$. Cela nous indique donc que l'énergie moyenne des états cohérents constitue une excellente approximation de la réalité macroscopique ! De là, nous avons donc la véritable utilité de nos résultats.

3 Partie III - Décohérence

Dans cette partie, nous voulons étudier un modèle très simple de la décohérence quantique. Considérons un oscillateur harmonique "macroscopique"³. On modélise l'environnement de notre oscillateur harmonique par un autre oscillateur harmonique - de même fréquence. L'Hamiltonien d'un tel système est donné par

$$H = \hbar\omega \left(\mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} + 1/2 \right) + \hbar\omega \left(\mathbf{b}^\dagger \mathbf{b} + 1/2 \right) + \hbar\lambda \left(\mathbf{a}\mathbf{b}^\dagger + \mathbf{a}^\dagger \mathbf{b} \right) \quad (3.1)$$

Dans cette expression, le premier terme correspond à l'oscillateur harmonique étudié, le second terme modélise l'oscillateur harmonique de l'environnement et le troisième terme décrit le couplage entre l'environnement et l'oscillateur. On pose $\lambda \in \mathbb{R}^+$.

On se place dans l'espace de Hilbert $\mathcal{H} = \mathcal{H}_a \otimes \mathcal{H}_b$. On suppose qu'une base de \mathcal{H}_a est donné par $|n, a\rangle = \frac{(\mathbf{a}^\dagger)^n}{\sqrt{n!}} |0, a\rangle$ et qu'une base de $\mathcal{H}_b = \frac{(\mathbf{b}^\dagger)^m}{\sqrt{m!}} |0, b\rangle$. En particulier, nous avons alors qu'une base de $\mathcal{H} = \frac{(\mathbf{a}^\dagger)^n}{\sqrt{n!}} \frac{(\mathbf{b}^\dagger)^m}{\sqrt{m!}} |0, a\rangle \otimes |0, b\rangle \doteq \frac{(\mathbf{a}^\dagger)^n}{\sqrt{n!}} \frac{(\mathbf{b}^\dagger)^m}{\sqrt{m!}} |0, a; 0, b\rangle$.

Introduisons les opérateurs nombre $N_a = \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a}$ et $N_b = \mathbf{b}^\dagger \mathbf{b}$. Ils seront utile dans la suite. En particulier, remarquons que

$$\forall i = a, b \quad [N_i, N_i^\dagger] = \mathbb{I} \quad (3.2)$$

et que toute autre combinaison commute.

3. Un oscillateur dont l'état initial est un état cohérent (ou une superposition d'états cohérents), caractérisé par un nombre de particules $\langle N \rangle$ très grand.

3.1 Spectre de l'Hamiltonien

On introduit les opérateurs

$$\mathbf{A} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{a} + \mathbf{b}) \quad \mathbf{B} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{a} - \mathbf{b})$$

Nous voulons à présent déterminer la valeur de tous les commutateurs liant \mathbf{A}, \mathbf{B} et leur adjointe. Il s'agit d'une application de la relation (3.2).

$$\begin{aligned} [\mathbf{A}, \mathbf{A}^\dagger] &= \frac{1}{2} \left[(\mathbf{a} + \mathbf{b}) (\mathbf{a}^\dagger + \mathbf{b}^\dagger) - (\mathbf{a}^\dagger + \mathbf{b}^\dagger) (\mathbf{a} + \mathbf{b}) \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[\underbrace{(\mathbf{a}\mathbf{a}^\dagger - \mathbf{a}^\dagger\mathbf{a})}_{[\mathbf{a}, \mathbf{a}^\dagger] = \mathbb{I}} + \underbrace{(\mathbf{a}\mathbf{b}^\dagger - \mathbf{b}^\dagger\mathbf{a})}_0 + \underbrace{(\mathbf{b}\mathbf{a}^\dagger - \mathbf{a}^\dagger\mathbf{b})}_0 + \underbrace{(\mathbf{b}\mathbf{b}^\dagger - \mathbf{b}^\dagger\mathbf{b})}_{[\mathbf{b}, \mathbf{b}^\dagger] = \mathbb{I}} \right] = 1. \end{aligned}$$

On montre similairement que le commutateur $[\mathbf{B}, \mathbf{B}^\dagger]$ vaut également 1.

$$[\mathbf{A}, \mathbf{B}] = \frac{1}{2} [(\mathbf{a} + \mathbf{b}) (\mathbf{a} - \mathbf{b}) - (\mathbf{a} - \mathbf{b}) (\mathbf{a} + \mathbf{b})] = -(\mathbf{a}\mathbf{b} - \mathbf{b}\mathbf{a}) = -[\mathbf{a}, \mathbf{b}] = 0.$$

De même, les commutateurs $[\mathbf{A}, \mathbf{B}^\dagger], [\mathbf{A}^\dagger, \mathbf{B}], [\mathbf{A}^\dagger, \mathbf{B}^\dagger]$ valent également 0.

Ecrivons l'Hamiltonien en terme des opérateurs \mathbf{A} et \mathbf{B} . Pour ce faire, notons que :

$$— \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} = \frac{1}{2} (\mathbf{A} + \mathbf{B})^\dagger (\mathbf{A} + \mathbf{B}) = \frac{1}{2} [\mathbf{A}^\dagger \mathbf{A} + \mathbf{A}^\dagger \mathbf{B} + \mathbf{B}^\dagger \mathbf{A} + \mathbf{B}^\dagger \mathbf{B}];$$

$$— \mathbf{b}^\dagger \mathbf{b} = \frac{1}{2} [\mathbf{A}^\dagger \mathbf{A} - \mathbf{A}^\dagger \mathbf{B} - \mathbf{B}^\dagger \mathbf{A} + \mathbf{B}^\dagger \mathbf{B}];$$

$$— \mathbf{a}^\dagger \mathbf{b} = \frac{1}{2} (\mathbf{A} + \mathbf{B})^\dagger (\mathbf{A} - \mathbf{B}) = \frac{1}{2} [\mathbf{A}^\dagger \mathbf{A} - \mathbf{A}^\dagger \mathbf{B} + \mathbf{B}^\dagger \mathbf{A} - \mathbf{B}^\dagger \mathbf{B}];$$

$$— \mathbf{b}^\dagger \mathbf{a} = \frac{1}{2} (\mathbf{A} - \mathbf{B})^\dagger (\mathbf{A} + \mathbf{B}) = \frac{1}{2} [\mathbf{A}^\dagger \mathbf{A} + \mathbf{A}^\dagger \mathbf{B} - \mathbf{B}^\dagger \mathbf{A} - \mathbf{B}^\dagger \mathbf{B}].$$

Introduisons la notation $\mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} = \mathbf{N}_a$, et idem en \mathbf{b} . Il s'agit d'opérateurs nombre. Alors, l'Hamiltonien se réécrit

$$H = \hbar(\omega + \lambda) \mathbf{N}_A + \hbar(\omega - \lambda) \mathbf{N}_B + \hbar\omega \quad (3.3)$$

Notons que puisque $[\mathbf{N}_A, \mathbf{N}_B] = 0$, il doit exister une base orthonormée diagonalisant simultanément \mathbf{N}_A et \mathbf{N}_B . Notons $\{|n, A\rangle \otimes |m, B\rangle = |n, A; m, B\rangle\}$ une telle base. Finalement, en remarquant que l'Hamiltonien commute à la fois avec \mathbf{N}_A et \mathbf{N}_B , nous avons que la base que nous venons de définir diagonalise l'Hamiltonien.

$$|n, A; m, B\rangle = \frac{(\mathbf{A}^\dagger)^n}{\sqrt{n!}} \frac{(\mathbf{B}^\dagger)^m}{\sqrt{m!}} |0, A; 0, B\rangle \quad H |n, A; m, B\rangle = E_{nm} |n, A; m, B\rangle \quad (3.4)$$

où $E_{nm} = \hbar(\omega + \lambda) n + \hbar(\omega - \lambda) m + \hbar\omega$. Appelons cette base $\{|n, A; m, B\rangle\}$ la *base de Fock* de notre système.

3.2 Opérateurs déplacement

On introduit les opérateurs déplacement - tel que défini par (1.18) - lié aux opérateurs d'échelle $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{A}$ et \mathbf{B} . Nous voulons montrer quelques relations les liants.

3.2.1 Quelques relations liant les opérateurs déplacement

1. *Lien entre \mathbf{D}_a et $\mathbf{D}_A, \mathbf{D}_B$.*

$$\mathbf{D}_a(\alpha) = \exp\left(\alpha \mathbf{a}^\dagger - \alpha^* \mathbf{a}\right) = \exp\left(\alpha \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{A} + \mathbf{B})^\dagger - \alpha^* \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{A} + \mathbf{B})\right) = \exp\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}} \mathbf{A}^\dagger - \frac{\alpha^*}{\sqrt{2}} \mathbf{A} + \frac{\alpha}{\sqrt{2}} \mathbf{B}^\dagger - \frac{\alpha^*}{\sqrt{2}} \mathbf{B}\right)$$

Notons que nous avons l'exponentielle de la somme entre $\xi = \frac{\alpha}{\sqrt{2}}A^\dagger - \frac{\alpha^*}{\sqrt{2}}A$ et $\eta = \frac{\alpha}{\sqrt{2}}B^\dagger - \frac{\alpha^*}{\sqrt{2}}B$. En particulier, du fait que les conditions de 1.20 sont respectées⁴, nous déduisons que

$$\exp(\xi + \eta) = \exp(\xi) \exp(\eta) \exp\left(-\frac{1}{2}[\xi, \eta]\right) = D_A\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) D_B\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) \quad (3.5)$$

ce qui prouve notre première relation.

2. Lien entre D_b et D_A, D_B .

$$D_b(\alpha) = \exp(\alpha b^\dagger - \alpha^* b) = \exp\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}(A - B)^\dagger - \frac{\alpha^*}{\sqrt{2}}(A - B)\right) = \exp\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}A^\dagger - \frac{\alpha^*}{\sqrt{2}}A - \frac{\alpha}{\sqrt{2}}B^\dagger + \frac{\alpha^*}{\sqrt{2}}B\right)$$

Avec un argument analogue à la discussion du point 1, nous retrouvons la formule recherchée. Dès lors, nous avons que

$$D_b(\alpha) = D_A\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) D_B\left(-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right). \quad (3.6)$$

En continuant sur cette lancée, nous pouvons montrer les deux relations suivantes.

$$D_A(\alpha) = D_a\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) D_b\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) \quad D_B(\alpha) = D_a\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) D_b\left(-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) \quad (3.7)$$

3.2.2 Evolution de l'oscillateur macroscopique dans un état cohérent

On suppose ici que l'état initial du système est de la forme

$$|\psi_0\rangle = |\alpha, a\rangle |0, b\rangle = |\alpha, a; 0, b\rangle, \quad (3.8)$$

à savoir l'état dans lequel l'oscillateur macroscopique est dans un état cohérent. Faisons évoluer cet état.

$$|\psi\rangle(t) = U(t) |\psi_0\rangle \quad U(t) = \exp\left(-\frac{iHt}{\hbar}\right)$$

Or, $|\alpha, a; 0, b\rangle = D_a(\alpha |0, a; 0, b\rangle) = D_A\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) D_B\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) |0, a; 0, b\rangle = \left|\frac{\alpha}{\sqrt{2}}, A; \frac{\alpha}{\sqrt{2}}, B\right\rangle$. En effet, l'état fondamental est le même : $|0, a; 0, b\rangle = |0, A; 0, B\rangle$. En exploitant les résultats de la partie 2, nous avons directement que l'évolution de l'état initial est donnée par

$$|\psi\rangle(t) = e^{-i\omega t} \left| \frac{\alpha}{\sqrt{2}} e^{-i(\omega+\lambda)t}, A; \frac{\alpha}{\sqrt{2}} e^{-i(\omega-\lambda)t}, B \right\rangle. \quad (3.9)$$

Définition 3.1. Soit deux systèmes, S_1 et S_2 . On dit que S_1 et S_2 sont indépendants lorsque l'état du système $S_1 \cup S_2$ peut s'écrire sous la forme $|\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle$, où $\begin{cases} |\psi_1\rangle \text{ est l'état du système } S_1 \\ |\psi_2\rangle \text{ est l'état du système } S_2 \end{cases}$.

Remarque 3.2. Si l'état de $S_1 \cup S_2$ ne peut s'écrire comme le produit tensoriel des états des sous-systèmes S_1 et S_2 , on dit que l'état $|\psi\rangle$ de $S_1 \cup S_2$ est intriqué.

Vérifions si (3.9) est intriqué. Pour ce faire, réexprimons le dans la base $|\alpha, a; \beta, b\rangle$ en exploitant les relations démontrées en 3.2.1.

$$|\alpha\rangle(t) = e^{-i\omega t} D_A\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}} e^{-i(\omega+\lambda)t}\right) D_B\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}} e^{-i(\omega-\lambda)t}\right) |0, A; 0, B\rangle$$

Notons que les états cohérents $|0, A; 0, B\rangle$ et $|0, a; 0, b\rangle$ sont égaux. En effet, en exploitant l'expression de l'énergie E_{mn} dans (3.4), nous voyons que $H |0, A; 0, B\rangle = \hbar\omega = H |0, a; 0, b\rangle = \frac{1}{2}\hbar\omega + \frac{1}{2}\hbar\omega$; soit la somme des états fondamentaux de l'oscillateur macroscopique et de l'environnement. Ainsi,

$$\begin{aligned} |\alpha\rangle(t) &= e^{-i\omega t} D_a\left(\frac{\alpha}{2} e^{-i(\omega+\lambda)t}\right) D_b\left(\frac{\alpha}{2} e^{-i(\omega+\lambda)t}\right) D_a\left(\frac{\alpha}{2} e^{-i(\omega-\lambda)t}\right) D_b\left(-\frac{\alpha}{2} e^{-i(\omega-\lambda)t}\right) |0, a; 0, b\rangle \\ &= e^{-i\omega t} D_a\left(\frac{\alpha}{2} e^{-i(\omega+\lambda)t}\right) D_b\left(\frac{\alpha}{2} e^{-i(\omega+\lambda)t}\right) \left| \frac{\alpha}{2} e^{-i(\omega-\lambda)t}, a; -\frac{\alpha}{2} e^{-i(\omega-\lambda)t}, b \right\rangle \end{aligned}$$

4. En effet, η et ξ commutent avec $[\eta, \xi]$.

On invoque à présent la relation (1.21).

$$\begin{aligned}
 |\alpha\rangle(t) &= e^{-i\omega t} \overbrace{e^{-i\text{Im}\left[\frac{\|\alpha\|^2}{4}e^{2i\lambda t}\right]} e^{-i\text{Im}\left[-\frac{\|\alpha\|^2}{4}e^{2i\lambda t}\right]}}^1 \left| \frac{\alpha}{2} \left(e^{-i(\omega-\lambda)t} + e^{-i(\omega+\lambda)t} \right), a \right\rangle \otimes \left| \frac{\alpha}{2} \left(e^{-i(\omega+\lambda)t} - e^{-i(\omega-\lambda)t} \right), b \right\rangle \\
 &= e^{-i\omega t} \left| \frac{\alpha}{2} e^{-i\omega t} \left(e^{i\lambda t} + e^{-\lambda t} \right), a \right\rangle \otimes \left| \frac{\alpha}{2} e^{-i\omega t} \left(e^{-i\lambda t} - e^{i\lambda t} \right), b \right\rangle \\
 &= e^{-i\omega t} \left| \alpha e^{-i\omega t} \cos(\lambda t), a \right\rangle \otimes \left| -i\alpha e^{-i\omega t} \sin(\lambda t), b \right\rangle
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

On voit donc que l'état $|\alpha\rangle(t)$ n'est **pas** intriqué. Cela semble correspondre à notre expérience quotidienne : un pendule en Suisse n'interagit pas avec le fromage qui y est produit - les deux sont, d'après notre vécu, indépendants (en le sens de la définition 3.1).

3.3 Mise en évidence de la décohérence quantique

Nous supposons à présent que l'état initial est de la forme

$$|\psi_0\rangle = \mathcal{N} (|\alpha, a\rangle + |\beta, a\rangle) \otimes |0, b\rangle \tag{3.11}$$

En particulier, nous avons alors que l'état initial est une superposition d'oscillateurs harmonique macroscopiques distincts. De manière générale, deux oscillateurs sont macroscopiquement distinguables *si et seulement si* $\alpha \neq \beta$.

3.3.1 Superposition d'états classiques

Considérons en particulier deux pendules classiques en *opposition de phase*. Utilisons les résultats (2.7) et (2.11), lesquels permettent d'imiter les oscillateurs harmonique classique tout en restant dans le formalisme quantique des états cohérents que nous traitons ici. En particulier,

$$\begin{aligned}
 \langle \mathbf{X} \rangle_\alpha(t) &= \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}} \|\alpha\| \cos(\omega t) = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}} \Re(\alpha) & \langle \mathbf{X} \rangle_\beta(t) &= \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}} \|\beta\| \cos(\omega t + \pi) = -\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}} \Re(\beta) \\
 \langle \mathbf{P} \rangle_\alpha(t) &= -\sqrt{2m\hbar\omega} \|\alpha\| \sin(\omega t) = \sqrt{2m\hbar\omega} \Im(\alpha) & \langle \mathbf{P} \rangle_\beta(t) &= -\sqrt{2m\hbar\omega} \|\beta\| \sin(\omega t + \pi) = -\sqrt{2m\hbar\omega} \Im(\beta)
 \end{aligned}$$

Cela nous indique que $\alpha = -\beta$. La condition générale que nous avons défini étant respectée, deux oscillateurs macroscopiques en opposition de phase sont bien macroscopiquement distinguables. En particulier, l'état initial que nous avons défini se réécrit

$$|\psi_0\rangle = \mathcal{N} (|\alpha, a\rangle + |-\alpha, a\rangle) \otimes |0, b\rangle$$

Il ne nous reste plus qu'à déterminer \mathcal{N} . Pour ce faire, notons que 1.6 se réécrit algébriquement comme suit.

Proposition 3.3. *La condition de normalisation de tout état $|\psi\rangle$ impose que $\langle\psi|\psi\rangle = 1$.*

Il ne nous reste plus qu'à l'appliquer. Rappelons également la résultat (1.15), nous donnant l'expression du produit scalaire $\langle\alpha|\beta\rangle$ entre deux états cohérents.

$$\langle\psi_0|\psi_0\rangle = \mathcal{N}^2 (\langle\alpha, a| + \langle-\alpha, a|) (|\alpha, a\rangle + |-\alpha, a\rangle) = \mathcal{N}^2 (2 + 2e^{-2\|\alpha\|^2})$$

Un oscillateur est caractérisé par un nombre moyen de particules très grand (de l'ordre de 10^{30})⁵. En vertu de la relation (1.17), $\|\alpha\|^2 \approx 10^{30}$. Ainsi,

$$\mathcal{N}^2 = \frac{1}{2} \qquad \mathcal{N} = \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{3.12}$$

à une phase (globale) près.

5. cf. énoncé. et discussion 2.2.1.

3.3.2 Evolution et temps de décohérence

Nous voulons déterminer $|\psi\rangle(t)$. Pour ce faire, nous appliquons l'opérateur d'évolution à (3.11), comme suit :

$$|\psi\rangle(t) = \mathbf{U}(t) \mathcal{N}(|\alpha, a\rangle + |\beta, a\rangle) \otimes |0, b\rangle = \mathcal{N}(\mathbf{U}(t)|\alpha, a\rangle + \mathbf{U}(t)|\beta, a\rangle) \otimes |0, b\rangle$$

En distribuant le produit tensoriel, on observe qu'il s'agit exactement de (3.10). L'état évolué est donc donné par la relation

$$|\psi\rangle(t) = e^{-i\omega t} \mathcal{N}\left(\left|\alpha e^{-i\omega t} \cos(\lambda t), a; -i\alpha e^{-i\omega t} \sin(\lambda t), b\right\rangle + \left|\beta e^{-i\omega t} \cos(\lambda t), a; -i\beta e^{-i\omega t} \sin(\lambda t), b\right\rangle\right) \quad (3.13)$$

Cela nous amène à déterminer le *temps de décohérence*.

Définition 3.4. Le temps de décohérence t_D d'un système quantique est le temps nécessaire pour que les états de l'environnement deviennent proche de zéro.

Dans le cadre de notre modèle, l'environnement correspond au second oscillateur harmonique, de même fréquence que l'oscillateur macroscopique. Ainsi, cela revient à résoudre

$$\langle -i\alpha e^{-i\omega t_D} \sin(\lambda t_D), b | -i\beta e^{-i\omega t_D} \sin(\lambda t_D), b \rangle = e^{-1}$$

Pour ce faire, on exploite la relation de non-orthogonalité des états cohérents (1.24)

$$\exp\left(-\frac{1}{2} \left(\|\alpha \sin(\lambda t_D)\|^2 + \|\beta \sin(\lambda t_D)\|^2 + 2\alpha\alpha^* \sin^2(\lambda t_D)\right)\right) = e^{-1}$$

$$\left(\|\alpha\|^2 + \|\beta\|^2 - 2\alpha\beta^*\right) \sin^2(\lambda t_D) = 2 \quad (3.14)$$

$$t_D = \frac{1}{\lambda} \arcsin\left(\sqrt{\frac{2}{\|\alpha\|^2 + \|\beta\|^2 - 2\alpha\beta^*}}\right) \quad (3.15)$$

Revenons sur notre modèle jouet avec deux pendules simples en opposition de phase. Dans ce modèle, nous avons vu que $\|\alpha\|^2 \approx 10^{30} \approx \|\beta\|^2$. En particulier, il s'ensuit que l'argument de la fonction $\arcsin(x)$ est $x \ll 1$, tout en restant strictement positif. En particulier, à cette échelle là, nous pouvons admettre $\arcsin(x) \approx x$. Nous avons alors, avec $\|\alpha\| = -\|\beta\|$, $t_D \approx \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{1}{4\|\alpha\|^2}} \approx 10^{-15} \text{s} \ll 1 \text{s}$.

Le temps de relaxation d'un pendule simple est sa période : $t_R = T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g}} \approx \frac{2\pi}{10} \approx 1 \text{s}$, en invoquant la première relation dans (2.16).

Nous avons donc bien que le temps de décohérence - c'est à dire, selon la définition 3.4 - le temps nécessaire pour que les états superposés tendent vers 0 - est petit devant la période d'un pendule simple : $t_d \ll T$. Il n'est dès lors pas étonnant que nous n'observions pas de superposition d'états dans notre quotidien. Par exemple, il est impossible d'observer un chat à la fois mort et vivant. Miaou, ou pas miaou - mais pas les deux (à la fois) !

3.3.3 Défaut du modèle

Les fonctions trigonométriques sont périodiques : la relation (3.14) donne alors une périodicité au temps de décohérence t_D . Cela signifierait que nous pourrions observer des états superposés par interval régulier : cela n'étant empiriquement pas le cas, nous avons une *incohérence* (haha) dans notre modèle. Une solution à ce problème, mis en évidence dans l'énoncé, serait de modéliser l'environnement non pas par un oscillateur harmonique à une fréquence fixe, mais par un ensemble infini d'oscillateurs ayant une distribution des fréquences.

3.3.4 Décohérence - ou comment se passer du postulat de réduction du paquet d'onde

En Mécanique Quantique, nous décrivons un système par une fonction d'onde de la forme $|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$ pour tout $c_n \in \mathbb{C}$ où $\{|n\rangle : n \in \mathbb{N}\}$ est une base orthonormée spécifique permettant de décrire facilement une observable. Notons que par normalisation, $\sum_n \|c_n\|^2 = 1$. Notre état initial est sous la forme d'une *superposition d'états*. La

superposition est une propriété purement quantique : elle n'est pas observée dans notre quotidien, comme le dernier paragraphe de 3.3.2 nous l'explique. Dès lors, il doit exister un mécanisme expliquant pourquoi nous n'observons pas cette "superposition". Ce mécanisme porte le nom *théorie de la décohérence*. Historiquement, cette théorie fût proposée comme alternative au principe de *réduction du paquet d'onde*. Ce dernier postule qu'immédiatement après une mesure, l'état du système est projeté sur le sous-espace propre associé au résultat mesuré. On voit le processus de mesure comme une interaction complexe entre le *dispositif expérimental*, l'*environnement* et le *système*. Développons ces idées sur (3.11).

Nous pouvons modifier notre état initial pour prendre la forme

$$|\psi_0\rangle = \mathcal{N} \left(|\alpha, a\rangle + e^{i\varphi} |\beta, a\rangle \right) \otimes |0, b\rangle = \mathcal{N} \left(|\alpha, a; 0, b\rangle + e^{i\varphi} |\beta, a; 0, b\rangle \right) \quad (3.16)$$

Nous n'avons rien changé : l'ajout du terme complexe $e^{i\varphi}$ ne modifie pas la physique du problème.

Définition 3.5. Pour un état pur $|\psi\rangle$, la **matrice densité** est définie par $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$.

En particulier, pour notre problème, nous avons alors que la matrice densité prend la forme

$$\rho = \mathcal{N} \mathcal{N}^* \begin{pmatrix} 1 & e^{-i\varphi} \\ e^{i\varphi} & 1 \end{pmatrix}$$

Les éléments ρ_{mn} pour tout $m \neq n$ de la matrice densité correspondent à des superpositions d'états. L'idée de la décohérence, c'est qu'à chaque fois le *système* interagit avec le *dispositif expérimental* ou l'*environnement*, la phase φ change - ce que nous mesurerons est la moyenne de tous ces changements. Cette moyenne est donnée par

$$\rho_{moyenne} = \mathcal{N} \mathcal{N}^* \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

Nous avons donc une diagonalisation de l'opérateur densité. Observons que la matrice que nous obtenons après la décohérence **ne peut pas** correspondre à l'état initial (3.16). Ainsi, nous voyons que tout état peut être écrit sous la forme d'une matrice densité, mais qu'une matrice densité ne correspond pas forcément à un état quantique.

Nous avons donc que la superposition - élément naturel dans un contexte quantique - disparaît après le temps de décohérence t_D du système. Ce phénomène nous montre alors que l'ensemble des mesures physiques sur le système sont dans la diagonale. En particulier, nous avons donc que les *mesures classique se cachent dans les éléments de la diagonale*. On se retrouve alors avec des probabilités pour chaque situation classique. D'elle-même, la décohérence ne semble donc rien dire sur la *réduction du paquet d'onde*, ou encore effondrement de la fonction d'onde. Elle ne donne qu'une explication de la disparition des termes d'interférence entre les états incompatibles à l'échelle macroscopique.

Qu'est-ce qu'une mesure ? Considérons un scénario dans lequel l'oscillateur macroscopique serait un appareil de mesure. On définit alors l'état initial $|\psi_{ini}\rangle$ par $\sum_n c_n |n\rangle \otimes |d_0\rangle \otimes |Env_0\rangle$, où

- $|n\rangle$ est le système que nous souhaitons mesurer ;
- $|d_0\rangle$ représente l'état initial de l'appareil de mesure ;
- $|Env_0\rangle$ décrit l'état initial de l'environnement.

On définit ensuite la *prémessure* comme une interaction entre l'appareil de mesure et le système étudié. Cette étape nous permet de réécrire $|\psi_{ini}\rangle$ sous la forme $\sum_n (c_n |n\rangle \otimes |d_n\rangle) \otimes |Env_0\rangle$. Le processus de prémessure est inversible. Pour finir, il nous reste à définir la *mesure*. Cette dernière est irréversible. La mesure du système en t_0 nous donne alors $\sum_n (c_n |n\rangle \otimes |d_n\rangle \otimes |Env_n\rangle)$. Là où la prémessure est une interaction entre le système et le dispositif expérimental, la mesure est une interaction entre le système et l'environnement. Observons que dans cette description, la superposition (3.11) est le résultat de la prémessure de $|n\rangle$.

La *complémentarité* est probablement une des propriétés quantiques les plus importantes pour tout système physique. Bien la comprendre représente donc un point de départ important dans la compréhension de la théorie quantique. Deux observables \mathbf{A}, \mathbf{B} qui ne commutent pas - c'est à dire tel que $[\mathbf{A}, \mathbf{B}] \neq 0$, sont dites complémentaires. Une telle paire d'observables suit alors l'inégalité de Heisenberg définie par (1.2). Empiriquement, cette relation dicte l'impossibilité de mesurer les deux quantités avec une précision donnée. De plus, la non-commutation des opérateurs indique l'inexistence d'un ensemble complet d'états propres (elles ne forment pas une ECOC).