

# Introduction générale

## A. Résumé du cours 1988-89

Le cours de l'année 1988-89 est le premier d'une série de deux cours portant sur le thème général "Cohérences quantiques et dissipation". L'objectif d'une telle étude est de comprendre comment une superposition linéaire de deux états  $|\psi_1\rangle$  et  $|\psi_2\rangle$  d'un système quantique est transformée en un mélange statistique d'états par couplage dissipatif avec un environnement, et ce d'autant plus rapidement que les deux états  $|\psi_1\rangle$  et  $|\psi_2\rangle$  sont macroscopiquement différents.

Le cours commence par quelques brefs rappels de mécanique quantique sur le principe de superposition et la description de l'état d'un système par un opérateur densité. La notion de cohérence quantique entre deux états est introduite et reliée à l'élément de matrice non diagonal de l'opérateur densité entre ces deux états. L'importance de cette notion en physique atomique et moléculaire est soulignée et illustrée sur plusieurs exemples (effet Hanle, battements quantiques). On rappelle également que le couplage avec l'environnement détruit les cohérences quantiques avec un temps de relaxation  $T_2$ , en général beaucoup plus court que le temps  $T_1$  caractérisant l'évolution des populations des niveaux d'énergie.

Une situation particulièrement intéressante apparaît lorsqu'il existe des cohérences quantiques entre deux états différents d'un ensemble de deux sous-systèmes A et B. De telles cohérences reflètent alors l'existence de corrélations quantiques non séparables entre les deux sous-systèmes. L'impossibilité de comprendre ces corrélations avec des concepts classiques (paradoxe de Einstein-Podolsky-Rosen) souligne bien la différence importante qui existe entre une superposition cohérente de deux états et un

mélange statistique de ces deux états. On montre que les mêmes difficultés apparaissent dans l'analyse quantique du processus de mesure. Des corrélations quantiques non séparables apparaissent en effet entre l'appareil de mesure  $\mathcal{M}$  et le système  $\mathcal{S}$ . De plus, de telles corrélations peuvent se manifester sur plusieurs paires d'observables corrélées de  $\mathcal{S}$  et  $\mathcal{M}$ , ne commutant pas entre elles, ce qui introduit une ambiguïté dans l'identification de la grandeur de  $\mathcal{S}$  qui est mesurée par  $\mathcal{M}$ .

On expose alors les grandes lignes de la théorie de Zurek permettant de résoudre, au moins partiellement, ces difficultés. Le point important est que le système  $\mathcal{S} + \mathcal{M}$  n'est pas en général isolé, mais couplé à un environnement  $\mathcal{E}$ . C'est l'interaction entre  $\mathcal{M}$  et  $\mathcal{E}$  qui privilégie une paire particulière (S,M) d'observables corrélées de  $\mathcal{S}$  et  $\mathcal{M}$ , et qui lève l'ambiguïté mentionnée plus haut. La dissipation introduite par le couplage avec  $\mathcal{E}$  n'affecte pas les populations (poids relatifs) des états corrélés de S et M apparaissant à l'issue du processus de mesure, tout en détruisant très rapidement les cohérences quantiques entre états macroscopiquement différents de M. Les corrélations quantiques non séparables sont ainsi transformées par le couplage avec  $\mathcal{E}$  en corrélations classiques.

La discussion précédente montre l'importance que revêt la destruction par la dissipation des cohérences quantiques. Le reste du cours de cette année sera consacré à l'étude de quelques modèles simples permettant d'illustrer et de comprendre un tel phénomène. L'analyse du processus quantique de mesure à partir d'un tel point de vue sera reprise l'année suivante de manière plus approfondie.

#### Etude d'un premier exemple simple : effet de l'émission spontanée d'un photon sur les cohérences quantiques de l'atome émetteur

Le premier exemple étudié est relatif à un atome à 2 niveaux a et b. A l'instant initial  $t = 0$ , l'atome est dans un niveau excité b, et l'état quantique de son centre de masse est décrit par un opérateur densité quelconque, qui peut contenir des

cohérences quantiques en position, en impulsion, et éventuellement être formé de paquets d'ondes bien séparés spatialement l'un de l'autre. Après un temps suffisamment long (supérieur à la durée de vie radiative de l'état excité  $b$ ), l'atome est retombé dans son état fondamental  $a$  en émettant spontanément un photon, et l'état de son centre de masse a changé. Que sont devenues les cohérences quantiques initiales de l'état du centre de masse ? Un tel problème est suffisamment simple pour que l'on puisse obtenir une solution exacte. De plus, l'émission spontanée peut être considérée comme le prototype de processus dissipatif en optique quantique et il est important par exemple de déterminer les limites qu'un tel processus introduit sur les longueurs de cohérence spatiale que le refroidissement laser permet d'obtenir.

On commence par résoudre l'équation de Schrödinger décrivant l'évolution du système global atome + rayonnement. En prenant la trace sur les variables du rayonnement et les variables atomiques internes, on détermine alors l'opérateur densité décrivant l'état du centre de masse de l'atome après émission spontanée d'un photon. L'expression obtenue montre que l'émission spontanée détruit toute cohérence spatiale de l'atome émetteur entre deux points  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$  séparés par une distance supérieure à la longueur d'onde  $\lambda_0$  d'un photon émis. Un tel résultat est interprété physiquement et relié au fait que, dans l'état final du système global atome + rayonnement, des corrélations quantiques non séparables apparaissent entre la position de l'atome et l'état du champ émis. On montre également que la destruction des cohérences quantiques de l'atome émetteur est moins sévère si des informations partielles sont conservées sur l'énergie ou la direction du photon émis. Enfin, l'évolution des cohérences en impulsion est étudiée. Elles sont beaucoup moins sensibles à l'émission spontanée et se retrouvent pratiquement inchangées à l'issue du processus d'émission.

#### Autre exemple de destruction de cohérences spatiales.

##### Diffusion de photons ou de particules légères

L'étude précédente ne considère qu'un seul processus

d'émission. Pour la compléter, on aborde ensuite l'étude de cycles absorption-émission de photons, ou plus généralement de processus de diffusion de photons ou de particules matérielles plus légères que la particule diffusante. De plus, on ne se limite pas à un seul processus de diffusion. Le problème est de comprendre comment les cohérences quantiques de la particule "cible" sont affectées par une suite aléatoire de processus de collision avec des particules "projectiles".

A partir de la matrice  $S$  de collision, il est possible de calculer l'évolution au cours d'une collision donnée de l'état du système global cible + projectile. Il suffit alors de tracer sur les variables du projectile (sommation sur tous les états finals possibles du projectile), puis de moyenner sur les états initiaux du projectile ainsi que sur toutes les collisions pouvant se produire par unité de temps, pour obtenir la vitesse de variation moyenne de l'opérateur densité de la particule cible. Il apparaît alors que la cohérence spatiale de la particule cible entre deux points  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$  est détruite avec un taux d'amortissement proportionnel au carré  $(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2$  de la distance séparant les deux points et au coefficient de diffusion  $D$  de l'impulsion de la particule cible.

La signification physique d'un tel résultat est analysée en détail. On introduit tout d'abord la notion de cohérence spatiale globale à une distance  $\vec{u}$  donnée, représentant l'ensemble de toutes les cohérences spatiales entre couples de points  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$  tels que  $\vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \vec{u}$ . Cette fonction  $\mathcal{F}(\vec{u})$  se trouve être en fait la transformée de Fourier de la distribution de probabilité  $\mathcal{P}(\vec{p})$  de l'impulsion  $\vec{p}$  de la particule. Pour comprendre le comportement de la cohérence spatiale globale, il suffit donc de comprendre celui de la distribution d'impulsion. Pour fixer les idées, supposons que l'état de la particule cible soit une superposition cohérente de deux paquets d'ondes très étroits, séparés par une distance  $u_0$ , beaucoup plus grande que leur largeur. On trouve alors immédiatement que  $\mathcal{P}(p)$  présente des oscillations très rapides en  $p$ , de période  $\pi\hbar/u_0$ . L'existence d'une cohérence spatiale globale

à la distance  $u_0$ , se traduit donc par un comportement oscillant de  $\mathcal{P}(p)$  en fonction de  $p$ , de période inversement proportionnelle à  $u_0$ . Sous l'effet des collisions, l'impulsion de la particule cible effectue une marche au hasard dans l'espace des impulsions, caractérisée par un coefficient de diffusion  $D$ . Un tel processus de diffusion entraîne que les oscillations rapides de  $\mathcal{P}(p)$  vont s'atténuer avec un taux proportionnel à  $D$  et inversement proportionnel au carré de la période de ces oscillations. Il est possible ainsi de comprendre pourquoi la cohérence entre les deux paquets d'ondes séparés d'une distance  $u_0$  est détruite avec un taux proportionnel à  $Du_0^2$ .

### Etude quantitative de la destruction des cohérences spatiales d'une particule Brownienne

Toute l'étude précédente est limitée aux effets d'ordre le plus bas en  $1/M$ , où  $M$  est la masse de la particule cible. Ont donc été ignorés tous les effets liés à la vitesse  $\vec{p}/M$  de la particule cible, comme le vol libre, ou la friction associée aux changements de la vitesse de la particule lors des collisions.

Pour étudier de manière plus quantitative la contribution de tels effets, il faut partir de l'équation cinétique décrivant l'évolution temporelle de l'opérateur densité de la particule cible. Après un bref rappel des diverses représentations possibles de cet opérateur densité, et en particulier de la représentation de Wigner  $w(p,x,t)$ , on donne l'équation d'évolution de  $w(p,x,t)$  qui sera établie plus loin dans le cadre d'un modèle simple (modèle de Caldeira-Leggett). Cette équation est une équation de Fokker-Planck, contenant des termes qui décrivent respectivement, le vol libre de la particule cible, l'amortissement et la diffusion de l'impulsion de cette particule sous l'effet des collisions.

La double transformée de Fourier de  $w(p,x,t)$  par rapport à  $p$  et  $x$  est une autre fonction caractéristique  $C(u,v,t)$  qui obéit à une équation aux dérivées partielles du premier ordre en  $u$ ,  $v$  et  $t$ . On expose alors la méthode des caractéristiques qui permet de

résoudre une telle équation et d'obtenir l'évolution des cohérences quantiques de la particule pour n'importe quel état initial. Le cas particulier d'un état initial gaussien est étudié en détail. On montre que l'évolution de la cohérence spatiale globale n'est pas affectée par le vol libre, et on illustre un tel résultat par la description d'expériences récentes d'interférométrie à neutrons. On étudie également l'évolution de la distribution de probabilité  $\mathcal{R}(x)$  de la position  $x$  de la particule. Le résultat important qui ressort de cette étude est le suivant : lorsque le couplage avec l'environnement croît, c'est-à-dire lorsque le taux de collisions croît, les cohérences spatiales de la particule cible sont détruites de plus en plus rapidement alors que l'évolution de la distribution de probabilité de la position est de plus en plus lente. En d'autres termes, dans la base des états propres de l'opérateur position, un accroissement du couplage avec l'environnement se traduit par un raccourcissement du temps de relaxation  $T_2$  et un allongement du temps de relaxation  $T_1$ .

#### Le modèle de Caldeira-Leggett appliqué au mouvement Brownien

Le modèle de Caldeira-Leggett est un modèle simple de couplage dissipatif conduisant à une force de friction proportionnelle à la vitesse. Il permet d'établir très simplement l'équation de Fokker-Planck satisfaite par  $w(p,x,t)$  et discutée plus haut.

Pour introduire un tel modèle, on commence par considérer l'hamiltonien décrivant la dynamique d'une particule lourde couplée à un gaz de particules légères par des potentiels harmoniques. Cet hamiltonien est visiblement invariant par translation globale de l'ensemble des particules. On montre que, moyennant un changement d'échelle approprié, un tel hamiltonien est équivalent à l'hamiltonien de Caldeira-Leggett qui décrit la dynamique d'une particule libre couplée à un réservoir d'oscillateurs harmoniques par des termes de couplage linéaires par rapport à la position de la particule et à la position de chaque oscillateur.

I-4

A partir des équations de Heisenberg couplées de la particule et des oscillateurs du réservoir, il est possible alors de montrer qu'un choix convenable des paramètres de couplage permet d'écrire l'équation quantique du mouvement de la particule sous la forme d'une équation de Langevin quantique, avec une force de friction proportionnelle à la vitesse et une force de Langevin dont la fonction de corrélation dépend de l'état initial choisi pour le réservoir. Si cet état initial est un état d'équilibre thermodynamique à une température  $T$  suffisamment élevée (limite classique), et si la largeur du spectre de fréquences du réservoir est grande devant le taux d'amortissement de la vitesse de la particule lourde, il est possible d'utiliser la méthode de l'équation pilote pour établir l'équation du mouvement de l'opérateur densité réduit de la particule lourde. On établit une telle équation sous forme opératorielle et on montre qu'elle conduit bien à une équation de Fokker-Planck pour la représentation de Wigner  $w(p,x,t)$  de l'opérateur densité.

Toute l'approche précédente est généralisée au cas où la particule lourde est supposée de plus soumise à un potentiel extérieur harmonique. Les conditions dans lesquelles il est possible d'établir une équation pilote pour un oscillateur harmonique suramorti ou sous-amorti sont discutées en détail. On montre en particulier qu'avec un réservoir à  $T = 0^{\circ}\text{K}$ , il est possible d'écrire une équation pilote pour un oscillateur harmonique sous-amorti.

#### Cohérences quantiques et dissipation pour un oscillateur harmonique sous-amorti

Certaines propositions expérimentales récentes envisagent la possibilité de préparer un oscillateur harmonique (associé à un mode du champ électromagnétique) dans une superposition cohérente de deux états cohérents. En l'absence de dissipation, les paquets d'ondes associés à ces deux états cohérents oscilleraient sans se déformer, et on pourrait essayer d'observer les phénomènes d'interférences associés à la cohérence qui existe entre eux.

Le problème qui se pose alors est d'étudier l'influence d'une dissipation éventuelle sur ces phénomènes d'interférence. On utilise pour cela l'équation pilote décrivant l'évolution d'un oscillateur harmonique sous-amorti et introduite plus haut. Lorsque l'opérateur densité de l'oscillateur est représenté par une fonction caractéristique adaptée à l'ordre normal (opérateurs d'annihilation à droite des opérateurs de création), l'équation pilote prend la forme d'une équation aux dérivées partielles du premier ordre qui peut être résolue par la méthode des caractéristiques. On montre alors que, si l'état initial de l'oscillateur est une superposition de deux états cohérents, un tel état évolue vers un mélange statistique de deux états cohérents : l'amplitude complexe associée à chaque état cohérent s'amortit avec un taux  $\gamma$  alors que la cohérence quantique entre les deux états cohérents s'amortit avec un taux beaucoup plus élevé, plus grand que  $\gamma$  par un facteur égal au carré de la distance entre les deux états cohérents (exprimée en unités de la largeur de chaque état cohérent). Lorsque les deux paquets d'ondes associés aux deux états cohérents sont bien séparés, un tel facteur d'amplification est très élevé, ce qui montre la difficulté qu'il y a à observer des cohérences quantiques macroscopiques en présence de dissipation.

## B. Rappels de quelques résultats importants

I-5

Pour fixer les idées, nous raisonnons sur une particule cible  $S$  subissant des collisions avec un environnement  $E$  de particules  $P$  beaucoup plus légères que  $S$ .

① Les cohérences de  $S$  sont détruites à cause des corrélations qui s'établissent entre  $S$  et  $P$  lors d'une collision

- Etat initial de  $S + P$

$$|\Psi_i\rangle = (a|\varphi_1\rangle + b|\varphi_2\rangle) \otimes |X\rangle \quad (1.1)$$

$|\varphi_1\rangle$  et  $|\varphi_2\rangle$  : 2 états de  $S$  localisés en  $x_1$  et  $x_2$

$|X\rangle$  : état d'impulsion bien définie de  $P$

- Etat final de  $S + P$  après la collision

$$|\Psi_f\rangle = a|\varphi_1\rangle \otimes |X_1\rangle + b|\varphi_2\rangle \otimes |X_2\rangle \quad (1.2)$$

$|X_1\rangle$  ( $|X_2\rangle$ ) état de diffusion de  $P$  centré en  $x_1$  ( $x_2$ )

- Opérateur densité réduit de  $S$  après la collision : c'est la trace de  $\rho = |\Psi_f\rangle\langle\Psi_f|$  sur la particule projectile  $P$

La "cohérence" initiale  $ab^* = \langle\varphi_1| \text{Tr}_P(|\Psi_i\rangle\langle\Psi_i|) |\varphi_2\rangle$  entre  $|\varphi_1\rangle$  et  $|\varphi_2\rangle$  devient

$$\langle\varphi_1| \text{Tr}_P(|\Psi_f\rangle\langle\Psi_f|) |\varphi_2\rangle = ab^* \text{Tr}_P(|X_1\rangle\langle X_2|) = ab^* \langle X_2|X_1\rangle \quad (1.3)$$

C'est parce que les états  $|X_1\rangle$  et  $|X_2\rangle$  ne se recouvrent pas que la cohérence initiale entre  $|\varphi_1\rangle$  et  $|\varphi_2\rangle$  est réduite.

- Portée des cohérences dans l'état final

$\langle X_2|X_1\rangle$  devient négligeable quand  $|x_2 - x_1|$  devient plus grand que la longueur d'onde de de Broglie  $\lambda_{DB}$  de la particule projectile  $P$ .

- De manière très schématisée, on peut dire que  $P$  "mesure" la position de  $S$ . Suivant que  $S$  est en  $x_1$  ou en  $x_2$ , l'onde sphérique diffusée est centrée en  $x_1$  ou en  $x_2$ . En observant cette onde diffusée, on peut savoir si  $S$  est en  $x_1$  ou en  $x_2$ .

La résolution de la mesure est déterminée par la longueur d'onde de de Broglie des ondes diffusées. On sait bien en optique qu'on ne peut pas résoudre 2 points  $x_1$  et  $x_2$  avec une lumière de longueur d'onde  $\lambda$  si  $|x_1 - x_2| < \lambda$ .

② Même si  $|x_2 - x_1| \ll \lambda_{DB}$ , des interactions répétées avec l'environnement font disparaître la cohérence entre  $|\varphi_1\rangle$  et  $|\varphi_2\rangle$  avec un temps proportionnel à  $(x_1 - x_2)^2$

- Si  $|x_2 - x_1| \ll \lambda_{DB}$ ,  $|\langle X_2|X_1\rangle|$  est très peu inférieur à 1.

Un produit d'un très grand nombre de tels facteurs apparaissant

lors des collisions successives subies par  $S$  finit par donner un nombre voisin de 0 multipliant la cohérence initiale  $a b^*$ .

Nous présentons maintenant une estimation plus précise du temps de destruction de la cohérence entre  $|\varphi_1\rangle$  et  $|\varphi_2\rangle$ .

- Cohérence globale à une distance  $u$ ,  $F(u)$ , pour la particule  $S$ , d'opérateur densité  $\sigma$

$$F(u) = \int dx \langle x+u | \sigma | x \rangle$$

$$= \iiint dx dp dp' \underbrace{\langle x+u | p \rangle}_{(2\pi\hbar)^{-1/2} e^{ip(x+u)/\hbar}} \langle p | \sigma | p' \rangle \underbrace{\langle p' | x \rangle}_{(2\pi\hbar)^{-1/2} e^{-ip'x/\hbar}} \quad (1.4)$$

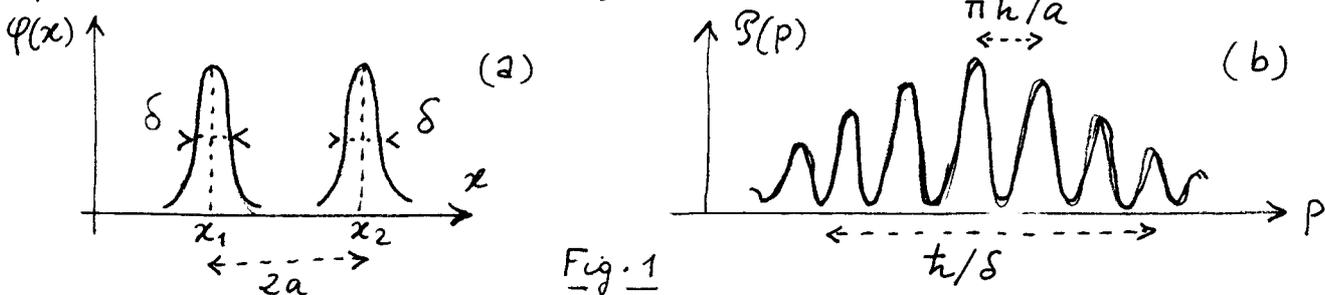
En utilisant  $\frac{1}{2\pi\hbar} \int dx e^{i(p-p')x/\hbar} = \delta(p-p')$  (1.5)

on obtient

$$F(u) = \int dp e^{ipu/\hbar} P(p) \quad \text{avec} \quad P(p) = \langle p | \sigma | p \rangle \quad (1.6)$$

$F(u)$  est la transformée de Fourier, à la valeur  $u$ , de la distribution d'impulsion  $P(p)$

- Allure de  $P(p)$  quand la particule  $S$  est dans un état  $\varphi(x)$  superposition linéaire de 2 états  $\varphi_1(x)$  et  $\varphi_2(x)$  localisés en  $x_1$  et  $x_2$  (les largeurs  $\delta$  de  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  étant petites devant  $|x_1 - x_2| = 2a$ ).



L'existence de cohérences spatiales entre points distants de  $2a$  dans  $\varphi(x)$  est responsable d'oscillations rapides en  $p$  de période  $\pi\hbar/a$  dans  $P(p)$

Comprendre comment la cohérence spatiale globale à la distance  $2a$  est détruite est donc équivalent à comprendre comment les oscillations rapides de  $P(p)$  disparaissent sous l'effet des collisions subies par  $S$ .

- Sous l'effet des collisions répétées avec l'environnement, l'impulsion  $p$  de  $S$  diffuse avec un coefficient de diffusion  $D$ . De manière plus précise, si  $P(p)$  est une fonction delta en  $p$  à  $t=0$ , cette fonction delta devient, après un temps  $\delta t$ , une fonction de largeur  $\delta p$  telle que

$$\delta p^2 = 2D \delta t \quad (1.7)$$

Or, la distribution initiale  $P(p)$ , représentée sur la figure 1b,

peut être considérée comme une superposition linéaire de fonctions  $\delta(p-p')$  avec des coefficients  $P(p')$ . Comme chacune de ces fonctions delta s'élargit au cours du temps, les oscillations rapides de la figure 1b auront disparu au bout d'un temps  $T$  tel que l'élargissement  $\delta p$  correspondant à  $T$  soit de l'ordre de la période  $\pi \hbar / a$  des oscillations initiales de  $P(p)$ . Compte tenu de (1.7), on obtient pour  $T$  l'équation

$$2DT \sim (\pi \hbar / a)^2 \tag{1.8}$$

ce qui donne pour le temps,  $1/T$ , de destruction de cohérence spatiales entre 2 points distants de  $2a$

$$\frac{1}{T} \sim \frac{Da^2}{\hbar^2} \tag{1.9}$$

Le temps de destruction des cohérences spatiales entre 2 points séparés d'une distance donnée croît donc comme le carré de cette distance et comme le coefficient de diffusion de l'impulsion de la particule.

- Lien entre le temps  $1/T$  de destruction des cohérences spatiales et le temps d'amortissement  $\gamma$  de l'impulsion moyenne de la particule.

Si la particule  $S$  est en équilibre thermodynamique à la température,  $D$  et  $\gamma$  sont reliés par (théorème fluctuation - dissipation):

$$D \sim M \gamma k_B T \tag{1.10}$$

En éliminant  $D$  entre (1.9) et (1.10), on obtient alors

$$\frac{1}{T} \sim \gamma \frac{a^2 k_B T M}{\hbar^2} \sim \gamma \frac{a^2}{\lambda_T^2} \tag{1.11}$$

où 
$$\lambda_T \sim \frac{\hbar}{\sqrt{M k_B T}} \tag{1.12}$$

est la longueur d'onde de de Broglie thermique de la particule à la température  $T$ .

Si  $a > \lambda_T$ , la cohérence spatiale à une distance  $2a$  est détruite plus rapidement que l'impulsion moyenne de la particule par un facteur de l'ordre de  $(a/\lambda_T)^2$ .

③ Quand le couplage avec l'environnement  $E$  croît, la position de la particule est de plus en plus "gelée" alors que ses cohérences spatiales sont détruites de plus en plus vite.

-  $D$  : coefficient de diffusion de  $p$

$D$  croît si le nombre  $n$  de particules projectiles par unité de volume croît

$$D \uparrow \text{ si } n \uparrow \tag{1.13}$$

-  $D$  : coefficient de diffusion de  $x$

Pour estimer  $D$ , on peut considérer que  $x$  effectue une

marche au hasard de pas  $(p/M) \gamma^{-1}$  tous les intervalles de temps  $\gamma^{-1}$ . Pendant un temps  $\delta t$ , il y a  $\delta t / \gamma^{-1} \sim \gamma \delta t$  pas, et on a donc

$$\delta x^2 \sim \left(\frac{p}{M} \gamma^{-1}\right)^2 \gamma \delta t \sim D \delta t \tag{1.14}$$

avec

$$D \sim \frac{p^2}{M^2 \gamma} \sim \frac{kT}{M \gamma} \tag{1.15}$$

puisque  $p^2/2M \sim k_B T$ . De (1.10) et (1.15), on déduit alors que

$$D \sim \frac{(k_B T)^2}{D} \tag{1.16}$$

- Compte tenu de (1.13) et (1.16), on a donc

$$D \searrow \text{ si } n \nearrow \tag{1.17}$$

- Finalement, dans la base  $\{|x\rangle\}$ , quand le couplage avec l'environnement croît,  $T_1$  devient de plus en plus long alors que  $T_2$  devient de plus en plus court.

④ Origine de la dissymétrie entre  $x$  et  $p$ .

- Après une collision transférant l'impulsion  $\hbar k$  à  $S$ , la cohérence entre  $p_1$  et  $p_2$  devient une cohérence entre  $p_1 + \hbar k$  et  $p_2 + \hbar k$ .

La cohérence globale à une distance donnée  $v = p_1 - p_2$  en impulsion est donc peu affectée par les collisions avec l'environnement. Différence importante avec la cohérence globale à une distance  $u = x_1 - x_2$  en position.

De même, si  $n \nearrow$ , l'impulsion de la particule  $S$  n'est pas de plus en plus gelée comme la position, mais, au contraire, diffuse de plus en plus vite.

- Nous verrons dans le cours de cette année que la dissymétrie entre les comportements de  $x$  et  $p$  est due au fait que l'hamiltonien d'interaction  $H_I$  entre  $S$  et  $E$  fait intervenir  $x$  et non  $p$ . C'est dans la base de l'observable de  $S$  couplé à  $E$  que les cohérences sont détruites de plus en plus vite quand le couplage  $S-E$  croît, alors que les populations sont de plus en plus gelées.

$x$  n'évolue pas à cause de  $H_I$ , puisque  $[x, H_I] = 0$ , mais à cause de l'hamiltonien propre de  $S$ ,  $H_S = p^2/2M$ . En fait,  $x$  évolue entre 2 collisions. Quand le nombre  $n$  de collisions par unité de temps croît, l'environnement  $E$  "observe"  $S$  de plus en plus fréquemment, ce qui détruit les cohérences spatiales de plus en plus rapidement mais aussi empêche de plus en plus  $x$  d'évoluer (paradoxe de Zénon quantique).

Etude de quelques problèmes physiques posés par l'analyse quantique des processus de mesure.

- Modèles simples d'opérations de mesure.  
Cas où le système observé est initialement dans une superposition linéaire d'états  
Le problème de la "réduction du paquet d'ondes".
- Interférences quantiques et observation  
Destruction des cohérences quantiques par établissement de corrélations quantiques entre le système étudié et un détecteur. Description de quelques expériences envisageables.
- Les difficultés d'une théorie quantique de la mesure  
Ambiguïté sur la grandeur mesurée - le problème des cohérences macroscopiques. Où situer la frontière entre les 2 types d'évolution d'un système quantique
- L'approche de Zurek  
Présentation de quelques modèles de complexité croissante  
Les résultats essentiels obtenus. Base privilégiée de l'appareil de mesure et règles de superselection induites par l'environnement.  
Les problèmes non résolus
- Emergence des propriétés classiques d'un système par interactions répétées avec un environnement.  
Paradoxe des isomères optiques - Paradoxe de Zénon quantique  
Dynamique des corrélations
- Mesure et information  
Bilan d'information au cours d'une mesure  
Fuite d'information et irréversibilité.