

Résumé du cours 1977 - 78

Au cours des années antérieures, l'évolution au cours du temps d'un « petit système » S couplé à un grand « réservoir » R avait été étudiée en détail au moyen du formalisme de l'équation pilote. Une telle équation donne la vitesse de variation de l'opérateur densité réduit du petit système et permet d'étudier l'évolution des diverses observables de ce système (valeurs moyennes « à un temps » t). Un tel formalisme avait été appliqué à l'étude d'un certain nombre de problèmes d'optique quantique : émission spontanée, spectroscopie (R.F. ou laser) de systèmes à 2 ou 3 niveaux...

Une autre approche du problème, qui consiste à partir des fonctions de corrélation des diverses observables du système, est particulièrement intéressante. Les fonctions de corrélation sont des moyennes « à deux temps » t et t' décrivant dans quelle mesure la fluctuation d'une observable A par rapport à sa valeur moyenne à l'instant t est corrélée avec la fluctuation d'une autre observable B à un autre instant t'. Les fonctions de corrélation décrivent ainsi la dynamique des fluctuations du système. De plus, il se trouve qu'elles sont directement reliées à la plupart des signaux expérimentaux susceptibles d'être mesurés sur le système. C'est pourquoi il a paru intéressant d'axer le cours de cette année sur l'étude des fonctions de corrélation d'un système quantique de manière à pouvoir aborder ultérieurement divers problèmes tels que : corrélation de photons, bruit quantique, fluctuations du vide et réaction de rayonnement...

1) Le cours commence par un rappel du modèle de Langevin pour le mouvement brownien, destiné à servir de guide pour l'analyse et l'interprétation des équations de Mori abordées dans un chapitre ultérieur. Le mouvement d'une particule lourde immergée dans un fluide est analysé en décrivant l'effet des chocs des molécules du fluide par une force de friction et une force aléatoire (force de Langevin). Après une analyse critique de l'équation de Langevin, plusieurs résultats simples sont déduits de cette équation : réponse de la particule à une excitation extérieure, étude des fluctuations dans l'état d'équilibre, dynamique de ces fluctuations illustrée

par le calcul d'un certain nombre de fonctions de corrélation (force de Langevin-vitesse, vitesse-vitesse, force totale-force totale), relation entre fluctuation et dissipation... On souligne également tout l'intérêt présenté par l'analyse harmonique d'un processus aléatoire : la transformée de Fourier d'une fonction d'autocorrélation stationnaire a la signification physique d'une puissance spectrale, mesurable expérimentalement (théorème de Wiener-Khinchine), et se transforme très simplement dans de très nombreuses opérations physiques (filtrages linéaires). Enfin, en abordant un point de vue plus général, qui n'est plus limité à l'étude des moyennes à 1 ou 2 temps, on procède à un rapide survol des notions les plus importantes relatives aux processus aléatoires classiques. On étudie plus particulièrement les processus de Markoff (de mémoire infiniment courte) dont la simplicité permet une analyse mathématique beaucoup plus poussée (équation de Fokker-Planck). On souligne également les simplifications qui apparaissent lorsque le processus est gaussien, ou lorsqu'il est à la fois markoffien et gaussien (théorème de Doob). Tous ces résultats généraux sont appliqués au mouvement brownien.

2) La deuxième partie du cours est consacrée à une présentation de la théorie de la réponse linéaire, qui sert de transition entre le modèle de Langevin du mouvement brownien (modèle phénoménologique) et la théorie de Mori qui, partant des équations exactes de Heisenberg d'un système quantique, les « réduit » sous une forme très analogue à celle de l'équation de Langevin généralisée.

La réponse d'un système quantique, initialement en équilibre thermodynamique à la température T , à une excitation faible est calculée par la théorie des perturbations dépendant du temps, au premier ordre. On introduit ainsi très naturellement toute une série de grandeurs importantes (A , B) relatives à des paires d'observables A et B du système (le système est « perturbé » sur A et sa « réponse » est observée sur B) : susceptibilité généralisée, fonction spectrale, fonctions de corrélation canonique ou symétrique... Les relations qui existent entre ces diverses fonctions sont établies, ce qui permet de démontrer le premier théorème fluctuation-dissipation, leurs propriétés de symétrie sont analysées, notamment lors du renversement du sens du temps (relations d'Onsager) : le comportement de ces fonctions de réponses aux fréquences faibles et élevées, et par suite le comportement du système aux temps longs et courts, sont étudiés grâce notamment à l'établissement de règles de somme.

L'étude précédente permet alors de dégager clairement les insuffisances du modèle de Langevin. Le fait que la force de friction soit instantanée conduit à une violation des règles de somme. Ceci suggère tout naturellement de la remplacer par une force de friction retardée. Mais l'application des résultats généraux de la réponse linéaire montre alors que la force de Langevin ne peut pas être quelconque : la fonction de corrélation de cette force doit coïncider avec la fonction de mémoire intervenant dans la friction retardée (deuxième théorème fluctuation-dissipation). La théorie de la réponse linéaire constitue ainsi un guide précieux pour améliorer l'équation de Langevin et la mettre sous une forme (équation de Langevin généralisée) qui sera celle pour laquelle une généralisation quantique existe.

3) La troisième partie du cours aborde précisément une telle généralisation quantique. L'idée générale est de partir des équations de Heisenberg du système quantique et de « réduire » ces équations au moyen d'opérateurs de projection introduits initialement par Zwanzig pour l'établissement d'équations pilotes. Après avoir introduit un produit scalaire dans l'espace de Liouville des opérateurs, ce qui permet d'isoler clairement le sous-espace des observables auxquelles on s'intéresse (généralement celles qui varient lentement par rapport aux autres), on projette les équations de Heisenberg dans ce sous-espace. On établit ainsi des équations d'évolution exactes pour les observables intéressantes (équations de Mori) qui ont une structure d'équations de Langevin généralisées. Les différents termes apparaissant dans cette équation sont analysés en détail et interprétés physiquement. La force de Langevin apparaît comme la composante « rapide » de la force agissant sur les observables intéressantes, alors que la force de friction retardée apparaît comme une « self-réaction » (réaction sur les observables lentes des observables rapides perturbées par l'évolution des observables lentes). Le lien précis entre les 2 forces est explicité (2^e théorème fluctuation-dissipation).

4) Les résultats précédents sont très généraux et reposent seulement sur l'existence d'un produit scalaire dans l'espace des opérateurs. Le choix d'un tel produit scalaire dépend du problème physique étudié. La quatrième partie du cours présente une application des équations de Mori à l'étude d'un système en équilibre thermodynamique.

On montre d'abord commun le choix judicieux d'un produit scalaire, suggéré par l'étude de la réponse linéaire, permet de déduire des équations de Mori des équations exactes auxquelles satisfont les fonctions de corrélation canonique ou symétrique des observables intéressantes. De telles équations sont des équations intégrodifférentielles dont le noyau, n'est autre que la fonction de mémoire de la force de friction retardée, ou encore la fonction de corrélation de la force de Langevin. L'analogie entre fonctions de corrélation et fonctions de mémoire d'une part, propagateurs et self-énergies d'autre part, est soulignée.

On établit ensuite un certain nombre de résultats exacts concernant les fonctions de corrélation et fonctions de mémoire : relations entre les moments des transformées de Fourier-Laplace de ces deux fonctions, propriétés de symétrie, développement en fractions continues, positivité de la transformée de Fourier de la fonction de corrélation, lien entre positivité et caractère dissipatif du système...

Les résultats précédents sont alors utilisés pour introduire un certain nombre d'approximations intéressantes. L'approximation markoffienne consiste à négliger le temps de mémoire (ou temps de corrélation) devant le temps de relaxation (temps d'évolution des variables lentes). On montre que pour une seule variable lente, une telle approximation conduit à une exponentielle décroissante pour la fonction de corrélation et, par suite, à une lorentzienne pour la densité spectrale. Le cas de plusieurs variables lentes couplées les unes aux autres est également analysé dans le cadre de cette approximation. On présente ensuite un certain nombre d'améliorations possibles à l'approximation markoffienne : choix pour la fonction de mémoire de fonctions simples dont on ajuste les paramètres grâce aux règles de somme exactes établies plus haut, utilisation du développement en fractions continues que l'on tronque après un certain nombre d'itérations.

Enfin, on souligne un certain nombre de prolongements possibles dont certains seront abordés aux cours des années ultérieures : fluctuations dans les systèmes hors d'équilibre, importance des non linéarités, couplage entre modes, critères pour trouver les variables lentes, lois de conservation et modèle hydrodynamique...

Equations de Langevin

Etude des fluctuations dans l'état d'équilibre

- L'étude du mouvement "erratique" d'une particule lourde, de masse M , immergée dans un fluide en équilibre thermodynamique, est analysée au moyen de l'équation phénoménologique :

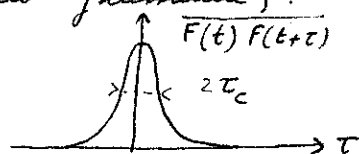
$$\frac{d}{dt} v(t) = -\gamma v(t) + \frac{1}{M} F(t) \quad (I-1)$$

où l'on sépare dans la force totale exercée par le fluide, la composante purement erratique $F(t)$, appelée force de Langevin, et la réaction du fluide à la perturbation qu'il subit du fait du mouvement de la particule, $-\gamma v(t)$, appelée force de friction.

- Hypothèses sur $F(t)$: fonction aléatoire stationnaire, centrée, de temps de corrélation très court τ_c , (éventuellement gaussienne).

$$\begin{cases} \overline{F(t)} = 0 \end{cases} \quad (I-2-a)$$

$$\begin{cases} \overline{F(t)F(t+\tau)} = 2DM^2 \delta(\tau) \end{cases} \quad (I-2-b)$$



- Exemples de calculs faits à partir de l'équation de Langevin

- (i) Le caractère fluctuant de F se transmet à v $\overline{v(t)} = 0$.
Le calcul de $\overline{v^2}$ donne $\overline{v^2} = D/\gamma$, ce qui combiné à l'équipartition de l'énergie $\frac{1}{2} M \overline{v^2} = \frac{1}{2} kT$, donne la relation

$$\gamma = \frac{M}{kT} D \quad (I-3)$$

qui doit nécessairement exister entre les paramètres γ et D décrivant la "dissipation" et la "fluctuation" du système.

- (ii) Fonctions de corrélation $\overline{v(t)v(t+\tau)}$ décrivant les corrélations entre fluctuations de v à 2 instants différents.

Le théorème de Wiener-Khinchine indique que le carré du module de la T.F. d'une fonction aléatoire, proportionnel à la densité spectrale $J(\omega)$ du processus, est aussi proportionnel à la T.F. de la fonction de corrélation temporelle du processus. Par T.F. de (I-1) et élévation du module des 2 membres au carré, on obtient la relation

$$J_v(\omega) = \frac{1}{\gamma^2 + \omega^2} \frac{1}{M^2} J_F(\omega) \quad (I-4)$$

entre les densités spectrales J_v et J_F de v et F . Par T.F. de (I-4) et à la limite $\tau_c \rightarrow 0$, on obtient, compte tenu de (I-2-b) et (I-3)

$$\overline{v(t)v(t+\tau)} = \overline{v^2} e^{-\gamma|\tau|} \quad (I-5)$$

Existence de 2 échelles de temps bien distinctes dans le problème : τ_c , temps de corrélation de F et $\gamma^{-1} = T_R$ temps de corrélation de v (ou encore temps de relaxation) beaucoup plus long que τ_c .

Réponse à une perturbation extérieure faible

- En présence d'une force extérieure F_{ext} faible, c-à-d qui fait sortir le système très légèrement de l'équilibre, le mouvement de la particule est supposé décrit par l'équation

$$\frac{d}{dt} v(t) = -\gamma v(t) + \frac{1}{M} F(t) + \frac{1}{M} F_{ext}(t) \quad (I-6)$$

la force de Langevin $F(t)$ gardant les mêmes propriétés (I-2) que dans l'état d'équilibre.

- En prenant la moyenne de (I-6), on obtient alors compte tenu de (I-2-a) :

$$\frac{d\overline{v}(t)}{dt} = -\gamma \overline{v}(t) + \frac{1}{M} \overline{F_{ext}}(t) \quad (I-7)$$

équation qui permet de calculer la réponse linéaire du système, c-à-d encore si l'on choisit $F_{ext}(t)$ sinusoidale, la susceptibilité $\chi(\omega)$ (ou encore l'admittance) en fonction de γ

Problèmes en suspens.

- (i) Comment justifier une ^{phénoménologique} équation telle que (I-1) à partir des équations exactes du mouvement ?
- (ii) Comment tenir ^(compte) de la valeur non nulle de τ_c ? (effets de retard ...)
- (iii) Que se passe-t-il si l'on sort très nettement de l'équilibre ? Les propriétés de la nouvelle force de Langevin ne vont-elles pas dépendre de l'écart à l'équilibre ?

Réponses linéaires

On quitte momentanément l'approche phénoménologique précédente pour une approche perturbative.

Principe du calcul

- On part d'un système initialement en équilibre thermodynamique, décrit par l'opérateur densité $\rho_{eq} = Z^{-1} e^{-H/KT}$ ($Z = \text{Tr} e^{-H/KT}$)
 - On le soumet à une perturbation faible, dépendant du temps, et proportionnelle à l'observable A : $H = H_0 - a(t)A$
 $a(t)$: fonction classique de t .
 - On calcule le nouvel état ainsi obtenu, au 1^{er} ordre en a , par la théorie des perturbations dépendant du temps, et on s'intéresse à la valeur moyenne de B dans l'état hors d'équilibre ainsi obtenu. On trouve ainsi
- $$\langle B(t) \rangle_{n.eq} = \int_{-\infty}^t dt' \tilde{\chi}_{BA}(t-t') a(t') \quad (I-8)$$
- $\tilde{\chi}_{BA}$: fonction de réponse linéaire sur B du système "attaqué" sur A .

Quelques résultats importants

- (i) On trouve pour $\tilde{\chi}_{BA}$
$$\tilde{\chi}_{BA}(t-t') = \frac{i}{\hbar} \langle [B(t), A(t')] \rangle_{eq} \theta(t-t') \quad (I-9)$$

La réponse linéaire $\tilde{\chi}$ s'exprime en fonction de fonctions de corrélations d'observables du système évaluées dans l'état d'équilibre

- (ii) Autre forme intéressante du résultat précédent

Soit $\chi_{BA}(\omega)$ la T.F. de $\tilde{\chi}_{BA}(t)$. $\chi_{BA}(\omega)$ est la susceptibilité du système. Si $A = B$ et si $A = A^\dagger$, la partie imaginaire $\xi_{AA}(\omega) = \text{Im} \chi_{AA}(\omega)$ décrit la dépendance en fréquence de la dissipation du système. On démontre alors aisément que

$$S_{AA}(\omega) = \hbar \coth \frac{\beta \hbar \omega}{2} \xi_{AA}(\omega) \quad (I-10)$$

où $\beta = 1/KT$ et $S_{AA}(\omega)$ est la T.F. de la f. de corrélation symétrisée

$$\tilde{S}_{AA}(t) = \frac{1}{2} \langle A(0)A(t) + A(t)A(0) \rangle_{eq} \quad (I-11)$$

C'est le 1^{er} théorème fluctuation-dissipation

- (iii) Établissement de règles de somme permettant de préciser le comportement de $\chi_{BA}(\omega)$ pour ω grand.

Ces règles de somme ne sont pas satisfaites par l'expression phénoménologique de $\chi(\omega)$ déduite de (I-1), ce qui montre les défauts d'une telle équation aux temps courts (effets de retard négligés)

Equations de Langevin généralisée.

I-5

On revient à l'équation phénoménologique (I-1) et on essaie de l'améliorer en tenant compte des résultats obtenus à partir de l'étude des réponses linéaires.

Nouvelles hypothèses

On remplace (I-1) par

$$\frac{d}{dt} v(t) = - \int_{-\infty}^t \tilde{\gamma}(t-t') v(t') dt' + \frac{1}{M} R(t) \quad (I-12)$$

où $\tilde{\gamma}(t)$ décrit la friction retardée et où $R(t)$ est la force de Langevin pour laquelle on suppose seulement

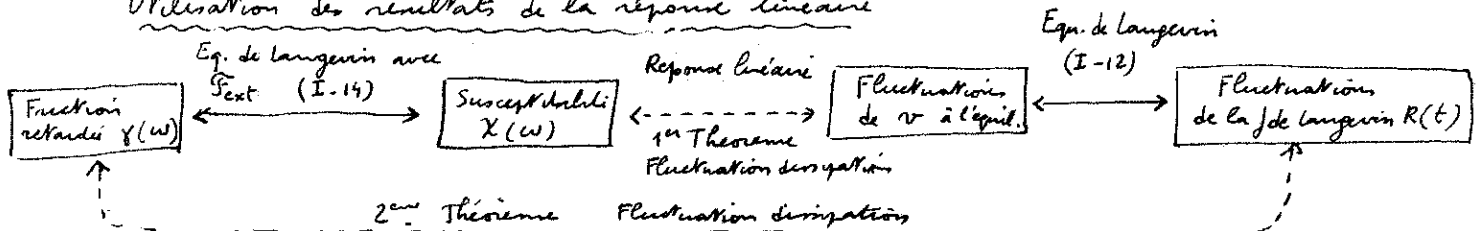
$$\overline{R(t)} = 0 \quad (I-13)$$

En présence d'une force extérieure faible, on suppose, comme pour (I-6), qu'il suffit de rajouter $\frac{1}{M} F_{ext}(t)$ à (I-12), les propriétés de $R(t)$ restant les mêmes qu'à l'équilibre. On obtient ainsi pour les valeurs moyennes

$$\frac{d}{dt} \overline{v(t)} = - \int_{-\infty}^t \tilde{\gamma}(t-t') \overline{v(t')} dt' + \frac{1}{M} F_{ext}(t) \quad (I-14)$$

équation qui permet de relier la susceptibilité $\chi(\omega)$ du système à la transformée de Fourier $\gamma(\omega)$ de $\tilde{\gamma}(\tau) \theta(\tau)$ [transformée de Fourier Laplace de $\tilde{\gamma}(\tau)$]

Utilisation des résultats de la réponse linéaire



- L'équation de Langevin (I-12) permet de relier les fluctuations de v dans l'équilibre à celles de la force de Langevin (partie droite de la figure)
- L'équation de Langevin avec $F_{ext}(t)$ (I-14) permet par ailleurs de relier la susceptibilité $\chi(\omega)$ à la fonction retardée $\gamma(\omega)$ (partie gauche)
- Or, la théorie de la réponse linéaire relie la susceptibilité $\chi(\omega)$ aux fluctuations de v dans l'équilibre (1^{er} théorème fluctuation-dissipation). Elle fournit donc le maillon qui permet de relier les fluctuations de R à $\gamma(\omega)$. En d'autres termes, si les équations (I-12) et (I-14) sont exactes, la fonction de corrélation de la force de Langevin ne peut être quelconque et est nécessairement reliée à la fonction $\gamma(\tau)$. Un tel résultat est appelé 2^{ème} théorème fluctuation-dissipation

De manière plus précise, si l'on réécrit (I-12) sous la forme

$$\frac{d}{dt} v(t) = - \int_0^t \tilde{\gamma}(t-t') v(t') dt' + \frac{1}{M} F(t) \quad (I-15)$$

$$\text{en posant} \quad F(t) = R(t) - M \int_{-\infty}^0 \tilde{\gamma}(t-t') v(t') dt' \quad (I-16)$$

on démontre que

$$\begin{cases} \overline{F(t)} = 0 \end{cases} \quad (I-17-a)$$

$$\begin{cases} \overline{F(0) F(\tau)} = \tilde{\gamma}(\tau) M kT \text{ (pour } \tau > 0) \end{cases} \quad (I-17-b)$$

$$\overline{v(0) F(t)} = 0 \quad \text{pour } t > 0$$

- Reste bien sûr à montrer l'existence d'équations du type de (I-12) ou (I-14).

Espace de Liouville E_L

- Espace vectoriel formé par l'ensemble des opérateurs d'un système quantique
Notation $A \rightarrow |A\rangle$ ou $|A\rangle$ ket de E_L
 - Opérateur de Liouville $\mathcal{L}$ défini à partir de l'hamiltonien H
 $\mathcal{L}|A\rangle = |[H, A]\rangle = |HA - AH\rangle$ (I-18)
- Avec cette définition, les équations de Heisenberg s'écrivent
- $$\frac{d}{dt}|A(t)\rangle = i\mathcal{L}|A(t)\rangle \quad (t=1) \quad (I-19)$$
- Introduction d'un produit scalaire $\langle B|A\rangle$ dans E_L , satisfaisant aux propriétés habituelles du produit scalaire (Exemple $\langle B|A\rangle = \text{Tr } B^\dagger A$)
D'où la possibilité de définir l'adjoint d'un opérateur de E_L .
Suivant le produit scalaire choisi $\mathcal{L} = \mathcal{L}^\dagger$ ou $\mathcal{L} \neq \mathcal{L}^\dagger$.

Idee générale du calcul

- En général, 2 échelles de temps dans le problème. Par exemple 1 variable "lente" A (possibilité de plusieurs variables lentes), les autres sont "rapides".
- L'introduction d'un produit scalaire permet de définir le projecteur $P = |A\rangle\langle A|$ sur l'axe lent et le projecteur $Q = 1 - P$ sur le "sous-espace rapide".
- Dans l'équation de Heisenberg (I-19), $i\mathcal{L}|A(t)\rangle$ apparaît comme la force totale agissant sur A à l'instant t .
L'idée générale du calcul consiste à "réduire" algébriquement cette équation au moyen des projecteurs P et Q , de manière à isoler la composante purement rapide dans la force agissant sur A .

Résultats

De manière purement algébrique, et sans aucune approximation, on établit ainsi que

$$\frac{d}{dt}|A(t)\rangle = i\Omega|A(t)\rangle - \int_0^t d\tau \tilde{\gamma}(\tau)|A(t-\tau)\rangle + |F(t)\rangle \quad (I-20)$$

avec

$$\begin{cases} \Omega = \langle A|\mathcal{L}|A\rangle & (I-21-a) \\ F(t) = e^{iQ\mathcal{L}Qt} iQ\mathcal{L}A & (I-21-b) \\ \tilde{\gamma}(\tau) = -\langle A|i\mathcal{L}F(\tau)\rangle & (I-21-c) \end{cases}$$

Le 1^{er} terme de (I-20) décrit l'évolution propre de $A(t)$ en l'absence de tout couplage entre variables lentes et rapides.

A cause de la présence du projecteur Q dans $F(t)$, on a

$$\langle A|F(t)\rangle = 0 \quad (I-22)$$

$F(t)$ évolue donc en restant constamment dans le sous-espace rapide. $F(t)$ est donc une force purement rapide, appelée "force de Langevin".

Finalement, le 2^{ème} terme de (I-20) représente une force retardée qui, lorsqu'on l'analyse plus en détail, a la signification d'une "self-reaction" de la variable lente sur elle-même via les variables rapides (A à $t=0$, la variable lente perturbe les variables rapides lesquelles, après avoir évolué librement pendant un temps τ , réagissent sur les variables lentes).

Il est donc bien possible en conclusion d'établir, à partir des équations exactes du mouvement, une équation ayant la structure et le sens d'une équation de Langevin généralisée.

Signalons enfin 2 autres résultats importants.

(i) Quel que soit le produit scalaire choisi, on obtient à partir de (I-20) et (I-22) l'équation exacte (I-7)

$$\frac{d}{dt} \langle A | A(t) \rangle = i\Omega \langle A | A(t) \rangle - \int_0^t d\tau \tilde{\gamma}(\tau) \langle A | A(t-\tau) \rangle \quad (I-23)$$

(ii) Si le produit scalaire choisi est tel que $\mathcal{L} = \mathcal{L}^+$

$$\tilde{\gamma}(\tau) = \langle F(0) | F(\tau) \rangle \quad (I-24)$$

expression rappelant beaucoup le 2^{ème} théorème fluctuation-dissipation (voir formule I-17-b)

Problèmes en suspens

(i) Comment choisir le produit scalaire ? Quel sens physique lui donner ?

(ii) Comment choisir le sous-espace d'observables intéressantes, c-à-d le projecteur P ?

En toute rigueur, les équations précédentes demeurent valables quel que soit P et $\phi = 1 - P$. Elles ne se prêtent cependant à des approximations intéressantes que si P projette sur toutes les variables lentes ? Comment alors trouver toutes les variables lentes ?

Un premier exemple d'application des équations de Mori : Etude de l'équilibre thermodynamique.

2 choix intéressants pour le produit scalaire (suggérés par l'étude de la réponse linéaire)

(i) $\langle A | B \rangle = \frac{1}{\beta} \int_0^\beta d\lambda \langle e^{\lambda H} A^\dagger e^{-\lambda H} B \rangle_{eq}$
avec $\beta = 1/kT$

Dans ce cas, $\langle A | B(t) \rangle$ représente la valeur moyenne à l'instant $t \geq 0$ de l'observable B , le système ayant été faiblement perturbé par un potentiel proportionnel à A , introduit adiabatiquement de $t = -\infty$ à $t = 0$ puis coupé à $t = 0$

L'équation (I-23) décrit donc la relaxation ^{(de $\langle A(t) \rangle$)} à partir d'un état très légèrement hors d'équilibre

(ii) $\langle A | B \rangle = \frac{1}{2} \langle A^\dagger B + B A^\dagger \rangle_{eq}$

Dans ce cas $\langle A | B(t) \rangle$ représente physiquement une fonction de corrélation symétrisée et (I-23) est une équation intégrodifférentielle exacte satisfaite par cette fonction de corrélation.

Le noyau $\tilde{\gamma}(\tau)$ de cette équation est appelé fonction de mémoire

Pour les 2 produits scalaires précédents, $\mathcal{L} = \mathcal{L}^+$ et la relation (I-24) est valable.

Applications des équations précédentes et diverses approximations

Voir résumé de cours.

1 - Etudier les équations de Langevin - Mori pour des systèmes loins de l'équilibre.

Le problème ne sera pas abordé dans toute sa généralité. On considérera essentiellement le cas, très important, d'un "petit" système S faiblement couplé à un "grand" réservoir R . S est initialement dans un état nettement hors d'équilibre et relaxe ensuite vers un état d'équilibre sous l'effet du couplage avec R . Très nombreux exemples de telles situations en physique atomique et moléculaire et en optique quantique : émission spontanée, collisions, pompage optique, masers, lasers (qui font nécessairement intervenir des situations hors d'équilibre)

Exemples de problèmes abordés

- Comment ^{obtenir} des équations de Langevin - Mori pour les observables de S ? Quel produit scalaire ou quel projecteur choisir?
- Les propriétés de la force de Langevin dépendent-elles de l'écart à l'équilibre? A-t-elle toujours une valeur moyenne nulle? Comment calculer les divers moments de cette force?
- Y a-t-il équivalence entre le contenu physique des équations de Langevin et celui de l'équation pilote étudiée dans le cours 1975-76?
- Comment calculer les fonctions de corrélation des diverses observables de S à partir des équations de Langevin?

2 - Les résultats généraux ainsi obtenus seront ensuite illustrés sur un certain nombre d'exemples concrets.

Description du bruit dans les masers et lasers : origine de la largeur de raie dans un oscillateur atomique, fluctuations d'amplitude, de phase, d'intensité ...

Corrélations de photons