02/10/01 INTRODUCTION GENERALE

Résumé du cours 2000-2001

Le cours de l'année 2000-2001 a poursuivi l'étude entreprise au cours des trois années antérieures de la condensation de Bose-Einstein des gaz atomiques ultrafroids. Il a porté plus particulièrement sur l'étude des réponses d'un condensat à divers types d'excitations permettant de sonder ses propriétés.

La première séance est consacrée à un rapide survol des propriétés de cohérence d'un condensat : définition des diverses fonctions de corrélation permettant de caractériser la cohérence spatiale et temporelle d'un condensat ; phase relative de deux condensats et description des expériences d'interférence entre deux condensats ; émergence d'une phase relative sous l'effet des processus de détection ; brouillage de la phase relative entre deux condensats sous l'effet des interactions ; description des diverses expériences ayant permis de montrer que la longueur de cohérence d'un condensat coïncide avec son extension spatiale.

Le thème choisi pour le cours 2000-2001 est également présenté. Certaines grandeurs physiques jouent un rôle fondamental dans l'étude de la réponse d'un condensat à divers types d'excitations. Ce sont les densités spatiales à un et deux corps. On rappelle leur expression en première seconde quantification et on montre comment elles apparaissent dans les hamiltoniens qui décrivent l'interaction du condensat avec une particule sonde, atome ou photon.

Facteurs de structure et polarisabilités d'un condensat – Propriétés générales

Le cours de l'année 2000-2001 commence par l'introduction d'un certain nombre de grandeurs physiques caractérisant la réponse linéaire d'un condensat à divers types d'excitations : facteurs de structure dynamique et statique, polarisabilités statiques et dynamiques. Les propriétés générales de ces grandeurs physiques sont étudiées de même que les relations qui existent entre elles. Les résultats ainsi obtenus seront appliqués dans les séances suivantes à des condensats homogènes et inhomogènes.

On commence par calculer l'amplitude de diffusion d'un atome ou d'un photon par un condensat. Cette amplitude apparaît comme le produit de deux termes. Le premier ne dépend que du potentiel d'interaction de la particule sonde avec un atome cible et serait donc le même pour la diffusion de la particule sonde par un seul atome cible. Le second terme dépend des états initial et final du système des N bosons formant le condensat et décrit l'effet des interférences entre les diffusions des différents atomes de la cible.

C'est à partir de ce second terme que s'introduit naturellement le facteur de structure dynamique $S(\vec{q},\omega)$ apparaissant dans la section efficace de diffusion du condensat, calculée à l'approximation de Born, pour un transfert d'impulsion $\hbar\vec{q}$ et un transfert d'énergie $\hbar\omega$ de la particule sonde au condensat. On montre que le facteur de structure dynamique $S(\vec{q},\omega)$ donne le spectre de la particule diffusée dans la direction du vecteur $\vec{q}$. Il peut aussi être interprété comme la transformée de Fourier spatio-temporelle d'une fonction de corrélation caractérisant les corrélations entre les fluctuations de densité du système de bosons en deux points différents et à deux instants différents. Un calcul explicite de $S(\vec{q},\omega)$ est présenté dans le cas simple de N bosons sans interactions et permet de séparer clairement les contributions des diffusions élastique et inélastique.

Le facteur de structure statique $S(\vec{q})$ est ensuite introduit comme l'intégrale de $S(\vec{q},\omega)$ sur ω

$$S(\vec{q}) = \frac{1}{N}\int d\omega\; S(\vec{q},\omega)$$

A la limite quasi-statique où l'impulsion $\hbar\vec{q}$ perdue par la particule sonde au cours de la diffusion est très faible devant son impulsion initiale, $S(\vec{q})$ n'est autre que l'intensité totale diffusée par atome cible dans la direction de $\vec{q}$. On montre également que $S(\vec{q})$ est simplement relié à la fonction de distribution à 2 corps caractérisant les corrélations existant, à un instant donné, entre les positions des divers atomes du condensat.

Il arrive souvent que le condensat soit soumis à une perturbation de fréquence ω couplée à une certaine observable A du condensat. La polarisabilité dynamique $\chi_{BA}(\omega)$ caractérise alors la réponse linéaire du condensat à une telle perturbation, réponse observée sur la valeur moyenne d'une autre grandeur B. On établit l'expression générale de $\chi_{BA}(\omega)$ et on applique les résultats obtenus au cas où A et B coïncident avec la densité spatiale du condensat (fonction de réponse densité-densité). La limite $\omega \to 0$ de $\chi_{BA}(\omega)$ permet d'obtenir la polarisabilité statique du condensat.

Les moments d'ordre k de $S(\vec{q},\omega)$ sont définis par

$$m_k(\vec{q}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\,k\; \omega^k\, S(\vec{q},\omega)$$

L'intérêt de ces moments est qu'ils satisfont à des règles de somme exactes, indépendantes de la connaissance exacte du spectre de l'hamiltonien $\hat{H}$ du condensat. Ces règles de somme permettent donc de tester la précision de modèles approchés utilisés pour évaluer les états excités de $\hat{H}$. Les plus simples d'entre elles sont établies et fournissent des informations intéressantes sur la forme du spectre $S(\vec{q},\omega)$

Facteurs de structure et polarisabilité d'un condensat homogène- Superfluidité

Les résultats généraux précédents sont appliqués à un condensat homogène contenu dans une boite cubique de côté L.

La polarisabilité statique est calculée à partir de l'équation de Gross-Pitaevskii. Le condensat est soumis à une perturbation statique $V_0 \cos qx$ de vecteur d'onde q. A la limite des faibles q, le terme d'énergie cinétique peut être négligé (approximation de Thomas-Fermi) et l'équation de Gross-Pitaevskii devient une équation algébrique donnant la réponse linéaire du condensat à la perturbation V_0.

La méthode varationnelle précédente ne donne que l'état fondamental du condensat et ses déformations sous l'effet d'une perturbation statique de grande longueur d'onde. Pour calculer les facteurs de structure et les polarisabilités dynamiques, il faut connaître les états excités du système et leurs énergies. On utilise pour cela la théorie de Bogobulov dont les résultats essentiels sont brièvement rappelés. Cette théorie prédit, en particulier, deux types d'excitations élémentaires suivant que le vecteur d'onde q de l'excitation est très petit ou très grand devant une valeur $q_0 = 1/\xi_0$ égale à l'inverse de la longueur de relaxation ξ_0 ("healing length") donnée par l'équation

$$\xi_0 = 1/\sqrt{8\pi a \rho_0}$$

où a est la longueur de diffusion et ρ_0 la densité spatiale de bosons. Pour $q \ll q_0$, la relation de dispersion des excitations élémentaires est linéaire en q et ces excitations sont de type phonon se propageant à une vitesse $c = \sqrt{\mu/m}$ où μ est le potentiel chimique. Pour $q \gg q_0$, ces excitations sont de type particule libre avec une énergie $\left(\hbar^2 q^2/2m\right) + \mu$ égale à l'énergie cinétique corrigée de μ.

Le facteur de structure dynamique $S(q,\omega)$, dans le cadre de la théorie de Bogobulov, est alors donné par

$$S(\vec{q},\omega) = N\, S(\vec{q})\, \delta\left(\omega - \omega_q^B\right)$$

ou $\hbar\omega_q^B$ est l'énergie de l'excitation élémentaire de vecteur d'onde q, donnée par la théorie de Bogobulov, et $S(\vec{q})$ le facteur de structure statique donnée par

$$S(\vec{q}) = \frac{\omega_q^0}{\omega_q^B}$$

avec $\hbar\omega_q^0 = \hbar^2 q^2 / 2m$. Le spectre $S(\vec{q},\omega)$ est donc constitué d'une seule fonction delta, centrée en ω_q^B et de poids $N\,S(\vec{q})$. Quant au facteur de structure statique $S(\vec{q})$, il est égal à 1 pour $q \gg q_0$ et à $\hbar q / 2mc$ pour $q \ll q_0$. L'annulation de $S(\vec{q})$ quand $q \to 0$ est une conséquence des interactions. Elle n'existe pas pour un gaz parfait. On interprète cette annulation en termes d'interférence destructive entre deux amplitudes d'excitation. La fonction de réponse dynamique densité-densité est enfin calculée en fonction de $N, S(\vec{q}), \omega_q^0, \omega_q^B$.

Toutes les grandeurs physiques ainsi calculées vérifient exactement les règles de somme établies plus haut, ce qui montre la qualité des approximations à la base de la théorie de Bogolubov.

La séance se termine par l'étude de la diffusion d'un atome sonde par le condensat. La section efficace de diffusion σ est calculée à l'approximation de Born. On trouve que σ s'annule exactement quand la vitesse de l'atome sonde est inférieure à une certaine valeur critique. L'atome sonde ne subit alors aucune friction de la part du condensat. C'est le phénomène de superfluidité (résultant de l'impossibilité de satisfaire à la fois la conservation de l'impulsion et de l'énergie lors de l'excitation du condensat par l'atome sonde). Le calcul présenté permet de distinguer, dans la décroissance de σ, la contribution du phénomène de superfluidité et celle de la réduction du facteur de structure statique $S(\vec{q})$ quand $q \to 0$.

Facteurs de structure d'un condensat inhomogène

La séance suivante est consacrée au calcul des facteurs de structure dynamique et statique pour un condensat inhomogène piégé dans un potentiel harmonique. Plusieurs différences apparaissent par rapport au condensat homogène étudié précédemment et sont liées à plusieurs facteurs : apparition d'une nouvelle longueur caractéristique dans le problème, le rayon R_0 du condensat ; inhomogénéité spatiale de la densité d'atomes ; distribution de vitesses de largeur finie.

On commence par rappeler l'expression des grandeurs physiques qui caractérisent le condensat inhomogène : expression du potentiel de piégeage anisotrope en fonction des fréquences de vibration $\omega_{ox}, \omega_{oy}, \omega_{oz}$; expression de la densité spatiale $\rho(\vec{r})$ à la limite de Thomas-Fermi ; rayon R_0 du condensat.

Quelques repères importants peuvent alors être introduits dans l'échelle des valeurs du vecteur d'onde q : l'inverse $1/R_0$ du rayon du condensat ; l'inverse $1/\xi_0$ de la longueur de relaxation ; une nouvelle valeur de q , $q_D = R_0 / \xi_0^2$, qui s'introduit naturellement quand on compare le déplacement Doppler $q\ \delta p / m$ (où $\delta p \simeq \hbar / R$ est la dispersion d'impulsion liée à l'extension spatiale R_0 du condensat) au déplacement dû aux interactions, de l'ordre du potentiel chimique μ. Pour $q \gg q_D$, le déplacement Doppler est beaucoup plus important que celui dû aux interactions, l'inverse étant réalisé par $q \ll q_D$. Pour la plupart des condensats $\xi_0 \ll R_0$, de sorte que

$$1/R_0 \ll 1/\xi_0 \ll q_D = R_0/\xi_0^2$$

Plusieurs approximations différentes peuvent alors être utilisées suivant la valeur du transfert d'impulsion q

Domaine $q \gg q_D$ - Approximation d'impulsion

L'excitation élémentaire créée par la diffusion de la particule sonde a alors une vitesse $\hbar q / m$ si élevée qu'on peut négliger le déphasage qu'elle subit sous l'effet des interactions. Cette excitation peut être considérée comme libre. Le calcul de la fonction de corrélation densité-densité apparaissant dans l'expression du facteur de structure statique est alors très simple et permet de montrer que le spectre $S(\vec{q},\omega)$ est un spectre Doppler permettant de déterminer la répartition de vitesses des atomes dans le condensat.

Domaine $1/R_0 \ll q \ll q_D$ - Approximation de densité locale

Le déplacement Doppler est dans ce cas négligeable devant le déplacement dû aux interactions. Il est alors légitime de négliger le mouvement des atomes dû à leur confinement spatial dans le volume de piégeage de rayon R_0. L'approximation adaptée à cette situation est l'approximation de densité locale consistant à considérer le condensat comme une juxtaposition de condensats localement homogènes et au repos. En chaque point $\vec{r}$, on peut introduire un condensat homogène de densité $\rho(\vec{r})$ dont les facteurs de structure dynamique et statique ont été précédemment calculés. L'intégration sur $\vec{r}$ de ces facteurs de structures locaux pondérés par $\rho(\vec{r})$ donne alors le facteur de structure $S_{LDA}(\vec{q},\omega)$ à l'approximation de densité locale. L'expression de $S_{LDA}(\vec{q},\omega)$ est obtenue et discutée en détail, de même que celle du facteur de structure $S_{LDA}(\vec{q})$.

Les résultats obtenus pour la forme du spectre de diffusion ont une interprétation physique très simple. Chaque zone du condensat est le siège d'excitations élémentaires dont la fréquence dépend de la densité spatiale au point considéré. L'inhomogénéité spatiale de la densité d'atomes entraîne une inhomogénéité spatiale des fréquences apparaissant dans le spectre. Le spectre global n'est donc plus infiniment étroit comme c'était le cas pour un condensat homogène. Son barycentre et sa largeur s'obtiennent aisément à partir de la valeur moyenne et de la variance des fréquences locales.

Domaine $q \simeq q_D$

La largeur Doppler et la largeur due aux interactions sont, dans cette zone, du même ordre de grandeur. Les approximations d'impulsion et de densité locale sont alors inapplicables car elles négligent l'un ou l'autre effet.

Pour analyser une telle situation, qui est rencontrée expérimentalement on étudie les moments d'ordre 1 et 2 du spectre de diffusion à partir d'un hamiltonien approché décrivant les excitations élémentaires. On démontre ainsi que, dans la zone $q \simeq q_D$, il est légitime d'ajouter les déplacements moyens du spectre et les carrés des largeurs spectrales dus séparément à chacun des 2 effets. En d'autres termes, la largeur Doppler et la largeur due aux interactions s'ajoutent quadratiquement.

Description de quelques expériences récentes sur la diffusion d'un photon ou d'un atome par un condensat

La séance suivante du cours est consacrée à la description de quelques expériences récentes réalisées au M.I.T. (dans l'équipe de W. Ketterle) sur la diffusion d'un photon ou d'un atome par un condensat. Les résultats obtenus sont décrits et comparés aux prévisions théoriques établies précédemment.

Diffusion d'un photon

Le processus de diffusion, appelé aussi diffusion de Bragg, consiste en un processus Raman stimulé où un atome du condensat absorbe un photon laser $\vec{k}_1, \omega_1$ puis émet de manière stimulée un photon laser $\vec{k}_2, \omega_2$ pour se retrouver sous forme d'une excitation élémentaire. Le transfert d'énergie est égal à $\hbar\omega = \hbar(\omega_1 - \omega_2)$, le transfert d'impulsion à $\hbar\vec{q} = \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$. Pour faire varier $\vec{q}$, on change l'angle entre $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$. Les deux faisceaux laser, issus de la même source, passent à travers deux modulateurs acousto-optiques qui permettent de faire varier ω_1 et ω_2, et donc $\omega = \omega_1 - \omega_2$. Pour mesurer le taux de diffusion, on s'arrange pour que les excitations créées au cours du processus de diffusion quittent le condensat et donnent une image bien distincte de celle du condensat après la phase d'expansion balistique nécessaire pour l'imagerie. Il est possible alors de mesurer le nombre d'atomes éjectés hors du condensat et d'étudier comment ce nombre d'atomes varie avec les divers paramètres.

Dans une première série d'expériences, les 2 faisceaux laser se propagent dans des directions opposées $\left(\vec{k}_2 \simeq -\vec{k}_1\right)$. L'impulsion transférée $\hbar\vec{q} \simeq 2\hbar\vec{k}_1$ est alors suffisamment grande pour que l'excitation créée soit de type particule libre $\left(q \gg q_0 = 1/\xi_0\right)$. Le barycentre et la largeur du spectre obtenu sont en bon accord avec les prédictions théoriques. Comme q est de l'ordre de q_D, l'effet Doppler est comparable à celui des interactions et on observe bien que le carré de la largeur mesurée est la somme des carrés de la largeur Doppler et de la largeur due aux interactions. Un résultat important de cette étude est que la dispersion d'impulsion dans le condensat, mesurée à partir de la largeur Doppler du spectre, coïncide avec la valeur $\hbar/R_0$ donnée par la relation de Heisenberg, R_0 étant le rayon du condensat. Ceci montre que la longueur de cohérence du condensat coïncide avec son extension spatiale.

Dans une deuxième série d'expériences, l'angle entre $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ est beaucoup plus petit. L'excitation créée est alors du type phonon $\left(q \ll q_0 = 1/\xi_0\right)$ et l'étude de la diffusion de Bragg permet de tester le comportement des facteurs de structure $S\left(\vec{q},\omega\right)$ et $S\left(\vec{q}\right)$ dans ce domaine. On vérifie bien en particulier que $S\left(\vec{q}\right)$ tend vers 0 linéairement en q quand $q \to 0$.

Diffusion d'un atome sonde

L'atome sonde est créé à partir du condensat grâce à une transition Raman stimulée à l'issue de laquelle l'atome change de sous niveau Zeeman et devient donc discernable des atomes du condensat . Il peut par suite être considéré comme un atome sonde. En faisant varier l'angle entre les deux faisceaux laser qui induisent la transition Raman stimulée, on peut faire varier la vitesse de l'atome sonde et étudier les produits de la diffusion de cet atome sonde par les atomes du condensat sur les images d'expansion balistique.

Une telle expérience permet d'étudier comment les collisions changent lorsque la vitesse de l'atome sonde varie d'une valeur très supérieure à la vitesse critique à une valeur inférieure. On vérifie bien en particulier que l'atome sonde ne subit plus aucune collision quand sa vitesse est inférieure à un certain seuil, ce qui correspond au phénomène de superfluidité.

Diffusion Rayleigh supperradiante par un condensat de Bose-Einstein

Dans les expériences précédentes, l'excitation est suffisamment faible pour que la réponse du condensat puisse être analysée perturbativement. Chaque processus de diffusion n'influence pas les suivants. Chaque nouvelle particule sonde (photon ou atome) va être diffusée par un condensat non perturbé. En fait, les excitations élémentaires créées dans le condensat par une particule sonde vivent assez longtemps pour influencer les diffusions suivantes (le temps de cohérence du condensat est long). Des corrélations peuvent donc apparaître entre les diffusions successives et ces corrélations peuvent, si l'excitation est suffisamment intense, donner naissance à des phénomènes collectifs. Les trois dernières séances du cours sont consacrée à la description d'expériences réalisées au M.I.T. par l'équipe de W. Ketterle, mettant en évidence des phénomènes de ce type.

La première série d'expériences porte sur la diffusion Rayleigh spontanée. Un seul faisceau laser $\vec{k}_0, \omega_0$ est utilisé. Un photon $\vec{k}_0, \omega_0$ disparaît et un photon diffusé $\vec{k}_i, \omega_i$ apparaît. Au cours de ce processus de diffusion, une excitation élémentaire de vecteur d'onde $\vec{K}_j = \vec{k}_0 - \vec{k}_i$ est créée dans le condensat. L'onde de matière correspondante interfère avec le condensat (qui est au repos) pour donner naissance à un réseau de densité de vecteur d'onde $\vec{K}_j$. Ce réseau de densité peut être considéré comme une "empreinte" laissée dans le condensat par la première diffusion d'un photon $\vec{k}_0, \omega_0$ et cette empreinte vit assez longtemps pour influencer les processus de diffusion suivants. En effet, le réseau de densité créé par la première diffusion va diffracter le faisceau incident dans la direction $\vec{k}_0 - \vec{K}_j = \vec{k}_i$. L'apparition d'un premier photon diffusé dans la direction $\vec{k}_i$ renforce donc la diffusion dans la même direction $\vec{k}_i$. L'onde de matière qui recule dans la direction $\vec{K}_j = \vec{k}_0 - \vec{k}_i$ se trouve alors augmentée, ce qui accroît d'autant la modulation du réseau de densité et par suite la diffraction du faisceau laser dans la direction $\vec{k}_i$, et ainsi de suite…

En fait, si le condensat est anisotrope, avec une forme de cigare allongé, le mécanisme de gain précédent peut être très anisotrope. Ce gain est maximal quand la direction de $\vec{k}_i$ coïncide avec le grand axe du condensat. Il se produit alors une émission amplifiée le long de ce grand axe, analogue à la superradiance d'un milieu allongé. Encore faut-il que la polarisation du faisceau laser ne soit pas parallèle à ce grand axe, auquel cas l'amplitude de diffusion Rayleigh serait nulle dans cette direction. C'est d'ailleurs un tel choix de polarisation qui est fait dans les expériences de diffusion de Bragg décrites plus haut, de manière à inhiber la diffusion Rayleigh superradiante décrite ici.

Après un calcul semiclassique du gain et de l'angle solide d'émission qui montre pourquoi la diffusion Rayleigh le long du grand axe est privilégiée, les résultats expérimentaux sont décrits et analysés. Les images de temps de vol montrent clairement l'existence de deux ondes de matière reculant dans les directions $\vec{k}_0 - \vec{k}_i$ et $\vec{k}_0 + \vec{k}_i$ (la diffusion Rayleigh superradiante peut en effet se faire dans deux directions $\vec{k}_i$ et $-\vec{k}_i$ le long du grand axe du condensat). A intensité plus élevée, des cascades de diffusions peuvent se produire à partir des deux ondes de matière ainsi créées. La lumière diffusée le long du grand axe du condensat a pu être aussi observée.

Notons enfin que la durée de vie du réseau de densité peut être estimée. Elle est de l'ordre du temps que l'onde de matière créée par la diffusion met pour quitter le condensat. La diffusion superradiante n'est possible que si l'intensité laser est suffisante pour que le terme de gain, proportionnel à cette intensité, soit supérieur au taux de pertes. Un tel raisonnement montre l'existence d'un seuil pour la diffusion Rayleigh superradiante, seuil qui a été observé expérimentalement.

Amplification cohérente d'ondes de matière

Dans l'expérience précédente, seul le faisceau laser incident $\vec{k}_0$ est appliqué. Au-dessus du seuil de superradiance apparaissent spontanément l'onde optique diffusée $\vec{k}_i$ et l'onde de matière $\vec{K}_j = \vec{k}_0 - \vec{k}_i$. La séance suivante du cours est consacrée à la description d'une autre série d'expériences, réalisées d'une part au M.IT. dans l'équipe de W.Ketterle, d'autre part à Tokyo dans l'équipe de M.Kozuma, où une onde de matière entrante $\vec{K}_j$ est envoyée sur le condensat en même temps que le faisceau laser incident $\vec{k}_0$. Le but de ces expériences est de montrer que le condensat peut amplifier de manière cohérente l'onde de matière entrante.

Une explication semiclassique simple peut être donnée du mécanisme d'amplification de l'onde de matière. L'onde de matière entrante $\vec{K}_j$ interfère avec le condensat pour donner un réseau de densité de vecteur d'onde $\vec{K}_j$. Le faisceau laser pompe est diffractée par ce réseau de densité dans la direction $\vec{k}_i = \vec{k}_0 - \vec{K}_j$. Cette diffusion de photons fait reculer les atomes du condensat avec un vecteur d'onde $\vec{k}_0 - \vec{k}_i = \vec{K}_j$, ce qui augmente le nombre d'atomes dans l'onde de matière à amplifier. Le renforcement correspondant du réseau de densité augmente la diffusion Rayleigh du faisceau pompe dans la direction $\vec{k}_i$ et conduit finalement à une croissance exponentielle de l'onde de matière, limitée cependant par le temps de vie fini du réseau.

Dans les deux expériences de M.I.T. et Tokyo, l'onde de matière entrante est créée par diffusion de Bragg : absorption d'un photon $\vec{k}_0$ du faisceau pompe et émission stimulée d'un photon $\vec{k}_i$ d'un second faisceau laser. Les deux lasers sont appliqués pendant une durée de quelques microsecondes, l'intensité du faisceau pompe étant suffisamment faible pour être en dessous du seuil de superradiance. Après coupure du faisceau $\vec{k}_i$, l'intensité du faisceau pompe $\vec{k}_0$ est augmentée et une phase d'amplification commence. Après un certain temps, le piège est coupé et une image de temps de vol est prise après une période d'expansion balistique, permettant de mesurer le gain de l'amplificateur d'ondes de matière. Des gains de l'ordre de 30 ont pu ainsi être observés.

Pour démontrer le caractère cohérent de l'amplification, la méthode suivie dans les 2 expériences consiste à faire battre l'onde de matière amplifiée avec une onde de matière de référence. L'onde de matière de référence est obtenue par diffusion de Bragg, comme l'onde de matière entrante. Les résultats obtenus montrent clairement des franges d'interférence, avec cependant un contraste inférieur à celui qui devrait être obtenu avec une amplification parfaitement cohérente. Une telle situation semble indiquer que l'onde incidente est distordue au cours du processus d'amplification.

Amplification d'ondes optiques par un condensat de Bose-Einstein

La dernière séance du cours 2000-2001 est consacrée à la description d'expériences réalisées au M.I.T. et montrant qu'un condensat de Bose-Einstein pompé par un faisceau laser incident $\vec{k}_0$ peut amplifier, non seulement une onde de matière incidente $\vec{K}_j$, mais aussi une onde optique incidente $\vec{k}_i$. Quand la différence entre la fréquence du faisceau pompe $\vec{k}_0$ et celle de l'onde incidente $\vec{k}_i$ est bien réglée, une onde de matière est créée par la diffusion de Bragg dans la direction $\vec{K}_j = \vec{k}_0 - \vec{k}_i$. Cette onde de matière interfère avec le condensat pour donner un réseau de densité de vecteur d'onde $\vec{K}_j$ qui diffracte le faisceau pompe $\vec{k}_0$ dans la direction $\vec{k}_i$, contribuant ainsi à amplifier l'onde optique incidente $\vec{k}_i$.

Un calcul simple est présenté à partir des équations de Bloch optiques décrivant l'évolution de la matrice densité pour les deux états couplés par la transition à deux photons. A cause de l'amplification de lumière, la fréquence de Rabi effective Ω n'est pas constante et il faut ajouter aux équations de Bloch optiques une équation décrivant l'évolution de Ω, sous l'effet des processus de gain et de perte. Comme les photons s'échappent très vite du condensat, les constantes de temps apparaissant dans l'équation d'évolution de Ω sont beaucoup plus courtes que celles apparaissant dans les équations de Bloch et des approximations adiabatiques peuvent être alors utilisées pour simplifier ces équations couplées. Plusieurs régimes sont alors étudiés : régime des faibles intensités du faisceau pompe, pour lequel on peut négliger la variation temporelle de Ω ; régime des fortes intensités où cette variation temporelle de Ω est importante et permet de distinguer une plage de gain linéaire et une plage où le gain diverge, correspondant à l'apparition de la superradiance.

Les résultats expérimentaux permettant de tester ces prédictions théoriques sont présentés et analysés. Une méthode de spectroscopie pompe-sonde est également décrite permettant de suivre en temps réel l'évolution du réseau de densité.