



Contents lists available at ScienceDirect

Comptes Rendus Physique

www.sciencedirect.com



Brouillage thermique d'un gaz cohérent de fermions

Thermal blurring of a coherent Fermi gas

Hadrien Kurkjian, Yvan Castin*, Alice Sinatra

Laboratoire Kastler-Brossel, ENS-PSL, CNRS, UPMC–Sorbonne Universités et Collège de France, Paris, France

I N F O A R T I C L E

Historique de l'article :

Reçu le 29 septembre 2015

Accepté le 17 février 2016

Disponible sur Internet le xxxx

Mots-clés :

Gaz de fermions

Fluides quantiques

Cohérence quantique

Atomes froids

Keywords:

Fermi gases

Quantum fluids

Quantum coherence

Ultracold atoms

R É S U M É

On considère généralement que la fonction d'onde macroscopique décrivant un condensat de paires de fermions possède une phase parfaitement définie et immuable. En réalité, il n'existe que des systèmes de taille finie, préparés, qui plus est, à température non nulle; le condensat possède alors un temps de cohérence fini, même lorsque le système demeure isolé tout au long de son évolution et que le nombre de particules N est fixé. La mémoire de la phase initiale se perd à mesure que le condensat interagit avec les modes excités, qui agissent comme un environnement déphasant. Cet effet fondamental, crucial pour les applications qui exploitent la cohérence macroscopique du condensat de paires, reste très peu étudié. Dans cet article, nous relierons le temps de cohérence à la dynamique de phase du condensat, et nous montrons, par une approche microscopique, que la dérivée de l'opérateur phase du condensat $\hat{\theta}_0$ par rapport au temps est proportionnelle à un opérateur potentiel chimique que nous construisons, et qui inclut les deux branches d'excitations du gaz, tant par brisure des paires que par mise en mouvement de leur centre de masse. Pour une réalisation donnée d'énergie E , $\hat{\theta}_0$ évolue aux temps longs comme $-2\mu_{mc}(E)t/\hbar$, où $\mu_{mc}(E)$ est le potentiel chimique microcanonique; les fluctuations de l'énergie d'une réalisation à l'autre conduisent alors à un brouillage balistique de la phase, et à une décroissance gaussienne de la fonction de cohérence temporelle avec un temps caractéristique $\propto N^{1/2}$. En revanche, en l'absence de fluctuations d'énergie, le temps de cohérence diverge linéairement en N à cause du mouvement diffusif de $\hat{\theta}_0$. Enfin, nous proposons une méthode permettant de mesurer avec un gaz d'atomes froids ce temps de cohérence, que nous prédisons être de l'ordre de la dizaine de millisecondes pour un gaz de fermions préparé dans l'ensemble canonique à la limite unitaire.

© 2016 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Cet article est publié en Open Access sous licence CC BY-NC-ND

(<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

A B S T R A C T

It is generally assumed that a condensate of paired fermions at equilibrium is characterized by a macroscopic wavefunction with a well-defined, immutable phase. In reality, all systems have a finite size and are prepared at non-zero temperature; the condensate has then a finite coherence time, even when the system is isolated in its evolution and the particle number N is fixed. The loss of phase memory is due to interactions of the condensate with the excited modes that constitute a dephasing environment. This fundamental effect, crucial for applications using the condensate of pairs' macroscopic

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : yvan.castin@lkb.ens.fr (Y. Castin).

<http://dx.doi.org/10.1016/j.crhy.2016.02.005>

1631-0705/© 2016 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Cet article est publié en Open Access sous licence CC BY-NC-ND (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

coherence, was scarcely studied. We link the coherence time to the condensate phase dynamics, and we show with a microscopic theory that the time derivative of the condensate phase operator $\hat{\theta}_0$ is proportional to a chemical potential operator that we construct including both the pair-breaking and pair-motion excitation branches. In a single realization of energy E , $\hat{\theta}_0$ evolves at long times as $-2\mu_{\text{mc}}(E)t/\hbar$, where $\mu_{\text{mc}}(E)$ is the microcanonical chemical potential; energy fluctuations from one realization to the other then lead to a ballistic spreading of the phase and to a Gaussian decay of the temporal coherence function with a characteristic time $\propto N^{1/2}$. In the absence of energy fluctuations, the coherence time scales as N due to the diffusive motion of $\hat{\theta}_0$. We propose a method to measure the coherence time with ultracold atoms, which we predict to be tens of milliseconds for the canonical ensemble unitary Fermi gas.

© 2016 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Cet article est publié en Open Access sous licence CC BY-NC-ND

(<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Position du problème

Les gaz cohérents d'atomes froids dans des pièges immatériels non dissipatifs sont des exemples uniques de systèmes quantiques macroscopiques isolés. Se pose alors le problème de leur temps de cohérence intrinsèque. Cette question fondamentale présente également un intérêt pratique, pour toutes les applications qui mettent à profit la cohérence macroscopique, par exemple en interférométrie ou en ingénierie quantique où l'on crée des états intriqués non triviaux par évolution cohérente [1–3]. Des mesures de temps de cohérence sont déjà accessibles avec des gaz de bosons [4–6]. Les expériences sur les gaz de fermions, qui se sont pour l'instant concentrées sur les propriétés thermodynamiques [7,8], donc sur les aspects traditionnels du problème à N corps, commencent à s'intéresser aux mesures de corrélations et de cohérence [9], ce qui ouvrira un nouveau domaine de recherche, y compris dans le régime d'interaction forte : l'optique quantique fermionique [10]. Cependant, il n'y a à ce jour aucune prédiction sur le temps de cohérence d'un condensat de paires de fermions, sauf à température nulle [11]. Dans cet article nous présentons la première théorie microscopique permettant de combler ce vide théorique en toute généralité. Notre analyse vaut pour d'autres systèmes physiques, tels que les jonctions de Josephson mésoscopiques, pourvu qu'on arrive à réduire suffisamment la décohérence due à l'environnement.

Pour un gaz de bosons condensé, le temps de cohérence est déterminé par l'étalement de la distribution de probabilité du changement de phase du condensat pendant t . À température nulle et en présence d'interactions, cet étalement, balistique, est dû aux fluctuations du nombre de particules. Cet effet a été observé par interférence de deux condensats initialement cohérents, dont le nombre de particules fluctue du fait du bruit de partition [4,6]. Contrairement au cas du laser, qui est un système quantique ouvert, et de façon inattendue, un étalement balistique de la phase subsiste dans ces systèmes isolés pour un nombre de particules fixé si le gaz est à température non nulle [12,13], les fluctuations de cette autre quantité conservée qu'est l'énergie remplaçant celles du nombre de particules.

Dans le cas d'un gaz non polarisé de fermions condensés par paires, l'étude du temps de cohérence présuppose une définition claire de la phase du condensat, et une construction explicite de l'opérateur $\hat{\theta}_0$ correspondant [11]. À température non nulle elle requiert en outre de pouvoir inclure dans la vitesse de variation de la phase la contribution des deux branches d'excitation, celle fermionique (par brisure des paires) et celle bosonique (par excitation du centre de masse des paires). Pour la branche fermionique, la RPA d'Anderson [14] suffit. Pour la branche bosonique en revanche, nous avons besoin d'un équivalent pour les fermions de la méthode de Bogolioubov permettant de construire les opérateurs de création $\hat{b}_\alpha^\dagger$ et d'annihilation $\hat{b}_\alpha$ de quasi-particules et d'exprimer $d\hat{\theta}_0/dt$ en termes de ces opérateurs. Qui plus est, il faut prendre en compte les interactions entre les quasi-particules dans l'évolution des $\hat{b}_\alpha$. Ceci est une conséquence non évidente du fait que la fonction d'onde du condensat de paires dépend du nombre total de particules N , même dans un système spatialement homogène, et va au-delà du programme de la RPA.

2. Décroissance de la fonction de cohérence

Aux températures inférieures à la température critique, la fonction de cohérence temporelle du champ de paires $\hat{\psi}_\downarrow(\mathbf{r})\hat{\psi}_\uparrow(\mathbf{r}')$, où $\hat{\psi}_\sigma(\mathbf{r})$ est l'opérateur champ fermionique pour la composante de spin σ , est dominée aux temps longs par celle du condensat :

$$g_1(t) = \langle \hat{a}_0^\dagger(t) \hat{a}_0(0) \rangle \quad (1)$$

où $\hat{a}_0 = \int d^3r d^3r' \varphi_0^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \hat{\psi}_\downarrow(\mathbf{r}) \hat{\psi}_\uparrow(\mathbf{r}')$ est la composante du champ de paires sur la fonction d'onde du condensat [11]. Comme le système à l'équilibre est dans un mélange statistique d'états propres à N corps $|\psi_\lambda\rangle$, avec des poids Π_λ , nous sommes ramenés à l'étude de la fonction de cohérence $g_1^\lambda(t)$ dans l'état propre $|\psi_\lambda\rangle$, d'énergie E_λ et de nombre de particules N_λ . Pour tirer parti des faibles fluctuations relatives du nombre de paires condensées pour un grand système, on utilise la décomposition [11] en les opérateurs hermitiens phase et module

Download English Version:

<https://daneshyari.com/en/article/10726712>

Download Persian Version:

<https://daneshyari.com/article/10726712>

[Daneshyari.com](https://daneshyari.com)