C. R. Physique 16 (2015) 241–253

Contents lists available at ScienceDirect

Comptes Rendus Physique

www.sciencedirect.com

La vitesse critique de Landau d'une particule dans un superfluide de fermions

The Landau critical velocity for a particle in a Fermi superfluid

Yvan Castin *, Igor Ferrier-Barbut, Christophe Salomon

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 :
Disponible sur Internet le 29 janvier 2015

Mots-clés :
Gaz de fermions
Superfluidité
Vitesse critique
Critère de Landau
Atomes froids

Keywords:
Fermi gases
Superfluidity
Critical velocity
Landau criterion
Ultracold atoms

R É S U M É

Nous déterminons la vitesse critique v_c^L d'une impureté en mouvement dans un superfluide de fermions par un raisonnement à la Landau, c'est-à-dire en nous limitant aux processus d'excitation minimale du superfluide par la particule. v_c^L est alors la plus petite des vitesses auxquelles ces processus sont énergétiquement permis. Comme le superfluide de fermions possède deux branches d'excitation, l'une fermionique prédite par la théorie de BCS et consistant à briser des paires de fermions, l'autre bosonique prédite par la RPA d'Anderson et consistant à les mettre en mouvement, il y a une vitesse critique de Landau $v_{c,f}^L$ et $v_{c,b}^L$ associée à chaque branche et v_c^L est la plus petite des deux. Dans l'espace des paramètres (force des interactions dans le superfluide, masse relative fermion–impureté), nous trouvons deux lignes de transition, correspondant respectivement à la discontinuité des différentielles première et seconde de v_c^L. Ces deux lignes se rejoignent en un point triple et partitionnent le plan en trois domaines. Nous étendons succinctement cette analyse au cas, très récemment réalisé à l'ENS, où l'objet en mouvement dans le superfluide de fermions est un superfluide d'impuretés bosoniques en interaction faible, plutôt qu'une impureté seule. Lorsque le potentiel chimique des bosons reste petit devant l'énergie de Fermi des fermions, la topologie des lignes de transition sur v_c^L ne change pas ; un résultat marquant est alors qu'au domaine $v_c^L = c$, où c est la vitesse du son dans le superfluide de fermions, correspond maintenant un domaine $v_c^L = c + c_B$, où c_B est la vitesse du son dans le superfluide de bosons, avec des frontières légèrement déplacées.

A B S T R A C T

We determine à la Landau the critical velocity v_c^L of a moving impurity in a Fermi superfluid, that is by restricting it to the minimal excitation processes of the superfluid. v_c^L is then the minimal velocity at which these processes are energetically allowed. The Fermi superfluid actually exhibits two excitation branches: one is the fermionic pair-breaking excitation, as predicted by BCS theory; the other one is bosonic and sets pairs into motion, as predicted by Anderson's RPA. v_c^L is the smallest of the two corresponding critical velocities $v_{c,f}^L$ and $v_{c,b}^L$. In the parameter space (superfluid interaction strength, fermion-to-impurity mass ratio), we identify two transition lines, corresponding to a discontinuity of the first-order and second-order derivatives of v_c^L. These two lines meet in a triple

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

http://dx.doi.org/10.1016/j.crhy.2015.01.005

point and split the plane in three domains. We briefly extend this analysis to the very recently realized case at ENS, where the moving object in the Fermi superfluid is a weakly interacting Bose superfluid of impurities, rather than a single impurity. For a Bose chemical potential much smaller than the Fermi energy, the topology of the transition lines is unaffected; a key result is that the domain $v_c^L = c$, where c is the sound velocity in the Fermi superfluid, is turned into a domain $v_c^L = c + c_B$, where c_B is the sound velocity in the Bose superfluid, with slightly shifted boundaries.

1. Introduction, rappels et motivations

Les gaz dégénérés d'atomes neutres fermioniques de spin 1/2 en interaction, supposés ici non polarisés, c'est-à-dire avec des populations égales dans les deux états internes, sont réalisables en laboratoire depuis 2002 [1]. Ils présentent, en dessous d'une température critique, deux propriétés quantiques macroscopiques remarquables et bien distinctes. La première est la présence d'un condensat de paires, c'est-à-dire l'existence d'un mode macroscopiquement peuplé de l'opérateur densité à deux corps [2], qui se traduit physiquement par une longueur de cohérence macroscopique pour le champ de paires, limitée donc seulement par la taille du système. Cet « ordre à longue portée » est en principe mesurable directement par interférométrie [3], mais c'est pour l'instant la fraction de paires condensées f_c que l'on sait mesurer [4]. La seconde propriété, celle qui nous intéresse ici, est la superfluidité. Elle a la réputation d'être plus subtile, puisqu'elle met en jeu un ensemble de phénomènes complémentaires, dont certains reposent sur la métastabilité plutôt que sur des propriétés à l'équilibre. Nous en retiendrons ici deux aspects, en passant sous silence les réseaux de tourbillons quantiques [5] et les courants permanents.

Le premier aspect met en jeu la notion de fraction superfluide f_s : pour des conditions aux limites périodiques cubiques de période L, c'est la fraction du gaz qui n'est pas entraînée par un potentiel extérieur en mouvement, même au bout d'un temps arbitrairement long permettant au système d'atteindre l'équilibre thermique dans le repère en mouvement. Si le potentiel extérieur se déplace selon la direction Ox, à la vitesse v, la fraction normale $f_n = 1 - f_s$ du gaz est par définition entraînée à cette même vitesse, si bien que

$$1 - f_s = \lim_{N\to\infty,\ \rho=\mathrm{cte}} \lim_{v\to 0} \lim_{\eta\to 0} \frac{\langle P_x\rangle}{Nmv} \tag{1}$$

où le gaz, composé de N atomes de masse m et de densité $\rho = N/L^3$, possède à l'équilibre une impulsion moyenne totale $\langle P_x\rangle$ selon Ox en présence du potentiel extérieur. La triple limite doit être prise dans cet ordre, afin que la fraction normale soit une quantité intrinsèque. On fait d'abord tendre vers zéro l'amplitude η du potentiel extérieur, afin que f_n ne dépende pas de la forme du potentiel. Puis l'on fait tendre la vitesse d'entraînement vers zéro, *avant* de prendre la limite thermodynamique, de façon que l'on ait toujours :

$$v \ll \frac{2\pi\hbar}{mL} \tag{2}$$

En effet, prendre v égale au quantum de vitesse $2\pi\hbar/(mL)$ permettrait, par invariance galiléenne des conditions aux limites périodiques à cette vitesse, de conclure que le gaz est au repos dans le référentiel du potentiel extérieur, ce qui conduirait à $\langle P_x\rangle = Nmv$ dans le référentiel du laboratoire, et donc au résultat invariable (et non physique) $f_n = 1$ [6]. La fraction superfluide f_s du gaz de fermions de spin 1/2 non polarisé a été très récemment mesurée dans le régime d'interaction forte, en fonction de la température T [7], et a permis de vérifier que la transition de phase superfluide se produit à la même température que celle de la condensation de paires [4] et que celle déduite des singularités de grandeurs thermodynamiques [8]. Une propriété importante attendue, et confirmée expérimentalement sur d'autres systèmes, est que $f_s \to 1$ à température nulle.

Le deuxième aspect de la superfluidité, limité en toute rigueur au cas d'une température nulle, est l'existence d'une vitesse critique v_c en dessous de laquelle un objet traversant le gaz ne subit aucune force de friction et ne peut y déposer de l'énergie, donc y a un mouvement non amorti. Cet aspect a bien été observé dans les gaz d'atomes froids fermioniques pour un réseau optique unidimensionnel en mouvement [9]. Le calcul de la vitesse critique est souvent ardu, et le résultat dépend en général des caractéristiques de l'objet et de son couplage au gaz [10]. Cependant, pour un couplage arbitrairement *faible* à la densité du gaz,[1] dans l'esprit de la définition (1), on est conduit à se limiter, comme l'a fait Landau pour un gaz de bosons [11], à la première étape dans la dissipation de l'énergie cinétique de l'objet, à savoir la création du nombre minimal possible d'excitations élémentaires dans le gaz, une seule dans le cas de [11]. Formellement, ceci revient à calculer l'amplitude de diffusion de l'objet sur le gaz dans l'approximation de Born, au premier ordre en la constante de couplage

[1] Ce couplage peut être un couplage effectif : pour un objet quasi-ponctuel, il est proportionnel à sa longueur de diffusion dans l'onde s avec les atomes du gaz.