

# Faisons le point

## Mouvement de liquide sans frottement \*

par Peter McClintock

(Département de physique, Université de Lancaster)

*Les superfluides, au travers desquels des objets peuvent circuler sans frottement, sont beaucoup plus que des curiosités scientifiques. L'écoulement superfluide des électrons de conduction dans les métaux supraconducteurs, par exemple, est à la base d'un certain nombre de machines magnétiques et d'instruments de mesure très sensibles. L'auteur décrit quelques expériences récentes réalisées à l'Université de Lancaster, et qui sont destinées à nous apporter une meilleure compréhension fondamentale de la nature de l'état superfluide par la recherche de la manière dont la superfluidité disparaît lorsque des objets sont déplacés à grande vitesse au travers de l'hélium liquide.*

On peut placer les superfluides parmi les états connus les plus étranges de la matière. Comme leur nom l'indique, ce sont des fluides capables de circuler sans friction d'aucune sorte entre eux et les parois qui les contiennent. De même, un objet qui se déplace au travers d'un superfluide ne rencontre aucune résistance à son mouvement. En fait si l'objet est mis en mouvement, il devrait, en l'absence d'autres forces, continuer à se déplacer dans le superfluide, éternellement et à la même vitesse.

Jusqu'à présent seuls trois superfluides ont été découverts : les deux isotopes stables de l'hélium ( $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$ ) dans leurs formes liquides, et les électrons de conduction dans les métaux supraconducteurs. Dans chacun d'eux, les propriétés superfluides apparaissent seulement lorsque le matériau a été refroidi à une température extrêmement basse. Les températures de transition les plus élevées pour les supraconducteurs sont voisines de 20 K, soit 20 degrés au-dessus du zéro absolu à  $-273^\circ\text{C}$ . L'hélium  $^4\text{He}$  liquide acquiert ses propriétés superfluides au-dessous de 2 K environ, tandis que  $^3\text{He}$  liquide doit être refroidi à une température mille fois plus basse encore, vers 2 mK, avant que la transition superfluide puisse se produire.

La superfluidité des électrons dans les supraconducteurs prend de plus en plus d'importance car elle est la base d'une gamme variée d'instruments de mesure de précision et de machines importantes. Cependant certaines expériences fondamentales pour la compréhension de la superfluidité sont mieux réalisées dans l'hélium superfluide. C'est ainsi qu'avec  $^4\text{He}$  liquide il s'est avéré possible de déplacer physiquement des objets dans le superfluide et de mesurer ce qu'on appelle la vitesse critique à laquelle la superfluidité cesse et où les effets de frottement commencent à apparaître. Une expérience de ce type serait visiblement impossible dans un métal supraconducteur.

### L'hélium liquide

Pourquoi l'hélium liquide doit-il posséder les propriétés d'un superfluide? Nous sommes redevables au célèbre physicien théoricien russe L. D. Landau d'une explication liée à la nature inhabituelle de l'énergie thermique dans le liquide.

\* De *Spectrum* 128.

Pour tous les autres liquides, y compris l'hélium liquide normal au-dessus de sa température de transition superfluide, l'énergie thermique prend la forme d'un mouvement désordonné dans lequel atomes et molécules se heurtent mutuellement. Cependant, lorsqu'un liquide est refroidi, ces mouvements deviennent plus lents, si bien que ce qu'on appelle la longueur d'onde de Broglie pour chaque atome, inversement proportionnelle à sa quantité de mouvement, s'accroît de plus en plus jusqu'au moment où elle devient plus grande que la distance moyenne entre atome (bien qu'en pratique, tous les liquides autres que l'hélium se solidifient avant d'atteindre cette température). Parler de l'énergie d'un atome isolé n'a alors plus de sens, car le déplacement de chaque atome est fortement lié à celui de chacun de ses voisins, et on peut s'attendre à ce que l'énergie thermique du liquide apparaisse sous forme d'excitations collectives, chacune supposant le déplacement de nombreux atomes. En fait, Landau a représenté le liquide comme un fluide « de base » inerte, dans lequel il y a un gaz d'excitations se déplaçant essentiellement comme des particules indépendantes et transportant la totalité de l'énergie thermique (figure 1).

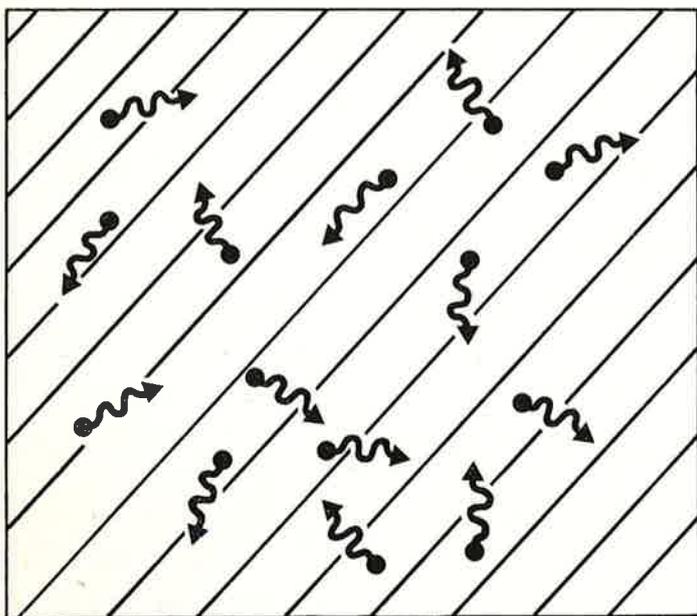


Figure 1.

Représentation de l'hélium liquide à très basse température : un fluide inerte de base supporté un gaz d'excitations semblables à des particules et qui transportent toute l'énergie thermique. La densité des excitations et leur énergie moyenne décroissent quand la température ( $T$ ) baisse jusqu'à  $T = 0$  où il n'y a plus d'excitations.

Pour comprendre comment ce modèle aide à rendre compte de la superfluidité il est nécessaire d'observer d'abord de plus près la nature des excitations elles-mêmes et, en particulier, la relation liant énergie et quantité de mouvement, ou spectre d'excitation. Heureusement il y a largement assez de faits expérimentaux pour montrer que le spectre a la forme indiquée sur la figure 2. Cette courbe plutôt curieuse, reliant l'énergie d'une excitation individuelle à sa quantité de mouvement, contient la clé de la compréhension du liquide. Les deux régions les plus importantes de cette courbe ont été tracées en trait plus épais sur la figure. A basse énergie les seules excitations sont des phonons, l'équivalent en mécanique quantique des ondes sonores ordinaires. On ne comprend pas encore la nature physique des excitations appelées rotons, dans la région de courbe à concavité tournée vers le haut, mais comme nous allons le voir, ceux-ci jouent un rôle primordial dans la cessation de la superfluidité.

Lorsqu'un objet se déplace dans un liquide ordinaire, il cède de l'énergie à des atomes séparés en les heurtant. Une telle description doit naturellement être modifiée pour l'hélium liquide. La dissipation d'énergie, si elle existe, doit s'effectuer par création d'excitations collectives, plutôt que par transfert d'énergie aux atomes individuels du liquide.

Les processus de dissipation doivent donc prendre la forme schématisée sur la figure 3, où l'on considère un objet pesant se déplaçant à l'origine à la vitesse  $V$  dans le superfluide. Par émission d'une excitation d'énergie  $\epsilon$  et de quantité de mouvement  $p$ , l'objet est légèrement ralenti jusqu'à une nouvelle vitesse  $V'$ . Par une application directe des principes de conservation de l'énergie et de la quantité

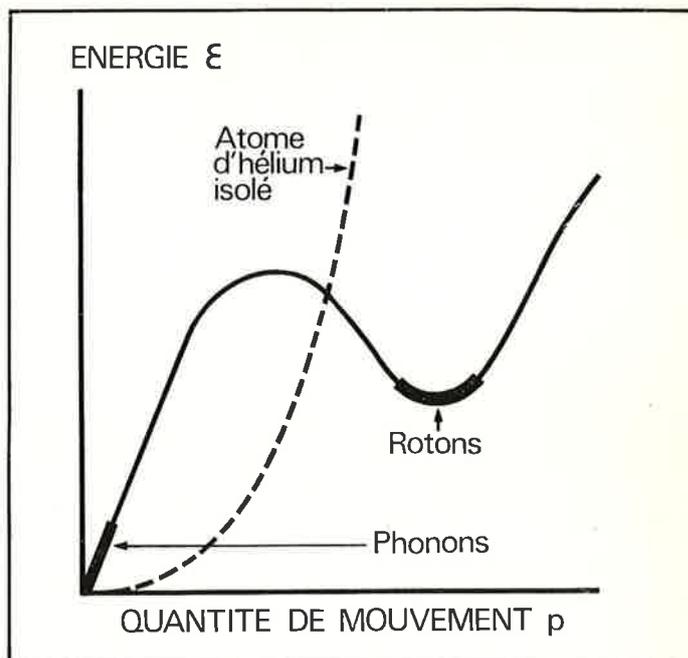


Figure 2.

Spectre d'excitation de l'hélium superfluide, liant l'énergie d'une excitation à sa quantité de mouvement  $p$  (courbe en trait plein). La partie de courbe en trait épais indique les excitations les plus importantes. La courbe en pointillé représente la relation énergie-quantité de mouvement pour des atomes individuels dans l'hélium liquide normal.

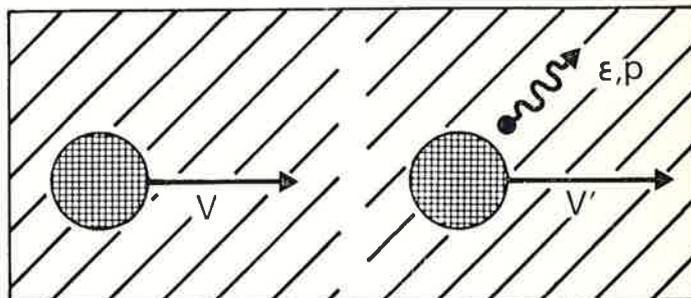


Figure 3.

Dissipation de l'énergie cinétique dans l'hélium superfluide. L'objet pesant se déplace d'abord à la vitesse  $V$  (à gauche) mais en créant une excitation d'énergie  $\epsilon$  et de quantité de mouvement  $p$ , il peut perdre une part de son énergie cinétique si bien qu'il se déplace alors à vitesse  $V'$  plus faible (à droite).

de mouvement Landau a pu démontrer qu'un tel processus de dissipation n'est possible que si  $V$  est plus grand que le rapport  $\epsilon/p$  pour l'excitation émise. Pour les vitesses plus basses, il n'est pas possible de satisfaire simultanément les deux lois de conservation, et le type de dissipation décrit ne peut se produire.

A partir de la figure 2 on peut voir que la plus petite valeur de  $\epsilon/p$  n'est pas zéro, mais est obtenue près du minimum roton, dans la partie inférieure incurvée de la courbe d'excitation. En fait, on peut montrer que la valeur minimale de  $\epsilon/p$  est donnée par le point d'où une droite passant par l'origine est tangente à la courbe, ce qui correspond à une vitesse d'environ  $50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Appelée vitesse critique de Landau,  $V_c$ , est la valeur de la vitesse au-dessous de laquelle aucune dissipation ne peut se produire, ce qui rend compte automatiquement des propriétés superfluides du liquide.

L'approche de Landau rend également compte de l'absence de superfluidité des autres liquides, dont les courbes d'excitation prennent la forme parabolique qui convient pour des atomes individuels excités, comme le montre la figure 2. La valeur minimale de  $\epsilon/p$  dans ce cas est évidemment zéro, si bien que la dissipation se produit pour toutes les valeurs de la vitesse de l'objet dans le liquide.

La théorie originale de Landau ne fait toutefois pas de prédictions détaillées de ce qui doit se produire si l'objet se déplace plus vite

que  $V_c$ , elle indique seulement qu'aucune dissipation ne peut avoir lieu à des vitesses inférieures.

Un objet convenable à faire passer à travers le superfluide dans les expériences est l'ion négatif formé lorsqu'un électron est inséré dans le liquide. C'est réellement un objet intéressant en lui-même, mais qui peut être considéré dans l'application actuelle, comme une simple sphère chargée négativement, d'un rayon égal à plusieurs fois la distance moyenne entre atomes, et d'une masse d'environ 60 fois celle d'un atome isolé d'hélium. La charge négative donne un moyen de « tenir » l'ion, en ce sens que l'application d'un champ électrique engendre une force qui tend à tirer l'ion à travers le liquide.

A quelle variation de la vitesse de l'ion peut-on s'attendre en fonction du champ électrique? Diverses possibilités sont schématisées sur la figure 4. En supposant pour l'instant une température égale à zéro, un champ électrique même infime suffira à accélérer l'ion régulièrement jusqu'à l'amener à la vitesse critique  $V_c$ . Le fait que l'ion soit capable ou non de dépasser cette vitesse dépendra de la valeur du champ et de l'efficacité du processus de création de rotons.

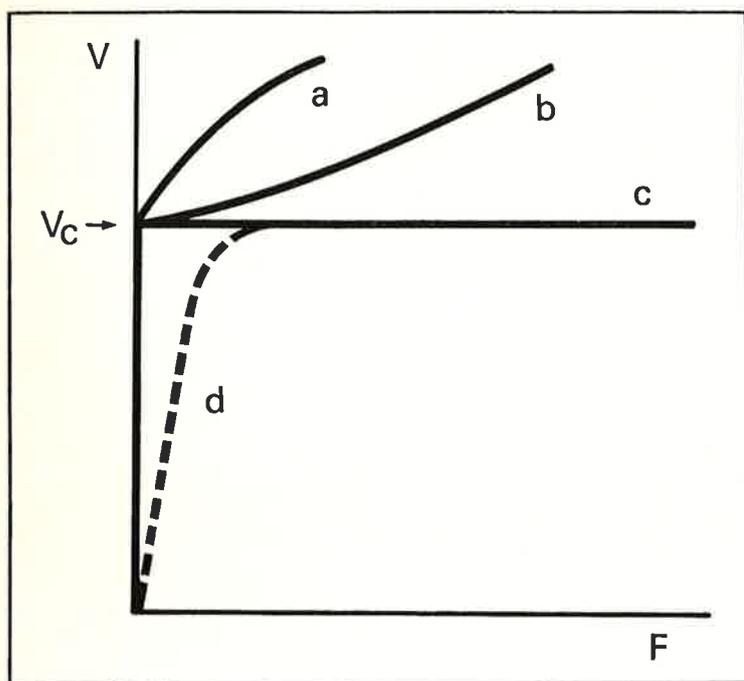


Figure 4.

Variation de la vitesse  $V$  des ions en fonction du champ électrique  $F$ . Les courbes  $a$ ,  $b$  et  $c$  (toutes à la température zéro) sont des possibilités théoriques variées compatibles avec l'explication de la superfluidité due à Landau. Takken a prédit que la courbe  $c$  correspond à la réalité physique. Le comportement théorique prédit à une température finie faible est représenté par la courbe  $d$ .

Le Dr Edward H. Takken de l'Université de l'État de l'Ohio a affirmé en 1970, en se basant sur un calcul détaillé, que le mécanisme dissipatif est tellement efficace qu'il devrait être presque impossible expérimentalement de faire que la vitesse d'un ion excède  $V_c$  d'une quantité mesurable, la courbe correcte d'un point de vue physique étant donc celle notée  $c$ . C'était là une suggestion remarquable. Pour un ion prenant de la vitesse, sa prédiction était que le liquide devrait d'abord apparaître infiniment mince, puis, lorsqu'il aurait atteint la vitesse  $V_c$ , il lui paraîtrait tout à coup infiniment épais, empêchant toute poursuite de l'accélération. Cette barrière interdisant efficacement tout mouvement plus rapide que  $V_c$  a été appelée la « barrière roton » sur la base de l'hypothèse de création de rotons en grand nombre.

Il n'est naturellement pas possible de faire des expériences à la température zéro. Cependant les choses ne sont pas très différentes à une petite température finie, et la courbe vitesse-champ aura tendance plutôt à s'écarter légèrement de la verticale pour de faibles valeurs du champ, ce qui correspond à la courbe de la figure 4.

Dans le cadre du programme de recherches sur les superfluides à Lancaster, nous avons monté une expérience pour vérifier la prédiction de Takken en étudiant finement la cessation de la superfluidité à la vitesse critique de Landau. L'élément fondamental de notre appareil est décrit dans la figure 5. En principe l'expérience est très simple.

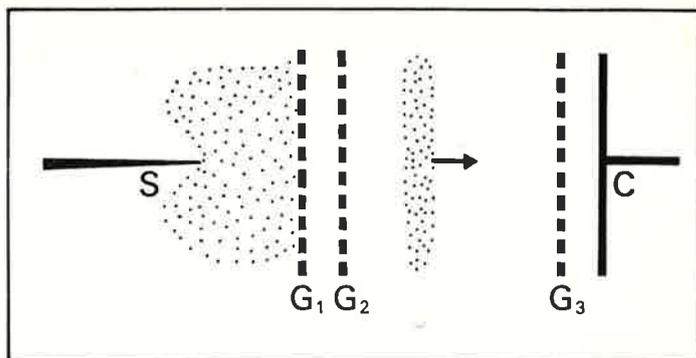


Figure 5.

Représentation schématique de l'expérience de Lancaster. Les ions négatifs issus de la source à émission de champ  $S$  tombent sur la « porte » formée par les grilles chargées électriquement  $G_1$  et  $G_2$ . La porte est normalement maintenue fermée par une polarisation inverse de quelques volts. Une impulsion négative appliquée à  $G_1$  ouvre temporairement la porte et admet un paquet d'ions à l'« espace de glissement » entre les grilles  $G_2$  et  $G_3$  où, comme indiqué, ils se propagent dans un fort champ électrique vers l'électrode collectrice  $C$ , où ils sont détectés.

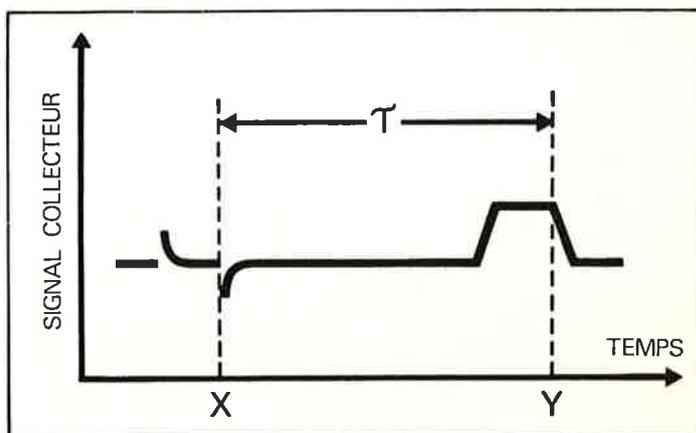


Figure 6.

Impulsion typique de courant arrivant au collecteur  $C$  de la figure 5.  $X$  repère le temps où la porte se ferme et  $Y$  le moment auquel le front arrière de l'impulsion atteint  $G_3$ . En divisant la distance connue entre  $G_2$  et  $G_3$  par le temps de transit mesuré on obtient la vitesse des ions.

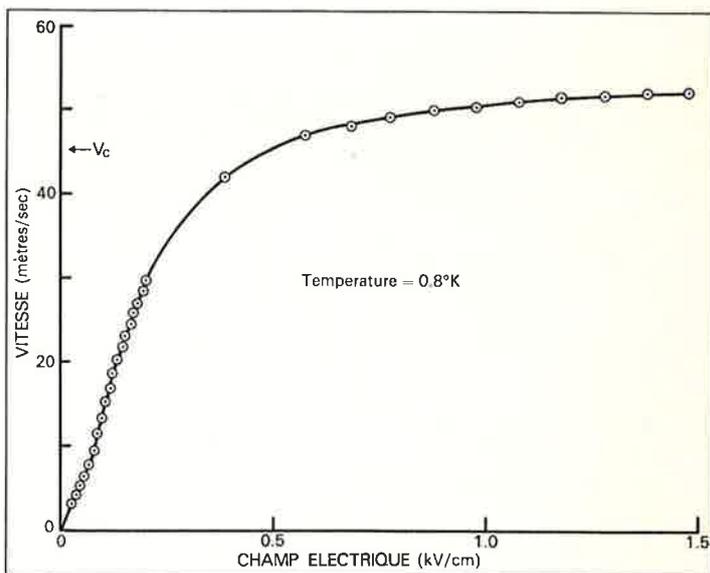


Figure 7.

Relevé expérimental de la vitesse des ions  $V$  en fonction du champ électrique  $F$ . Il convient de noter la similitude visible avec la courbe  $d$  de la figure 4.

Des électrons sont injectés dans le liquide en appliquant une tension élevée à la pointe de la source à émission de champ S, et ceux-ci forment des ions négatifs dans la région entre S et la grille  $G_1$ . Lorsqu'une impulsion de tension négative est appliquée à  $G_1$ , elle ouvre momentanément la porte fermée par les grilles  $G_1$  et  $G_3$  et admet un paquet d'ions à l'« espace de glissement », région où règne entre les grilles  $G_2$  et  $G_3$  un champ électrique uniforme élevé, et dans laquelle les ions se propagent. Ils arrivent finalement au collecteur C, où ils sont détectés. Une impulsion typique de courant au collecteur est donnée figure 6. Connaissant la distance séparant  $G_2$  et  $G_3$ , la vitesse des ions peut être aisément déterminée en mesurant le temps qu'ils mettent à parcourir cette distance.

Les mesures expérimentales ont été effectuées par deux étudiants diplômés, Alan Phillips et David Allum. Un résultat typique est présenté figure 7. La similitude avec la courbe  $d$  de la figure 4 est évidente : dans de forts champs électriques la vitesse des ions paraît tendre, à première vue, vers une valeur constante proche de  $V_c$ , comme l'avait prédit Takken. Un examen plus approfondi de leurs résultats montre toutefois une situation assez différente. Il est clair (figure 8), que la vitesse pour les champs élevés dépasse en fait  $V_c$  d'une quantité notable qui d'ailleurs s'accroît lorsque le champ augmente, d'une manière beaucoup plus rapide que Takken ne l'avait prédit. En fait, à droite du diagramme la vitesse des ions dépasse  $V_r$  d'une quantité environ 100 000 fois plus grande que la valeur calculée. On est obligé de conclure que la barrière roton est plutôt inefficace.

Cette découverte tout à fait inattendue a encore besoin d'être assimilée par les théoriciens, mais les discussions qui vont en résulter devraient conduire à une meilleure compréhension de la manière dont la superfluidité cesse dans l'hélium  $^4\text{He}$  liquide, et donc à une meilleure compréhension de l'état superfluide lui-même.

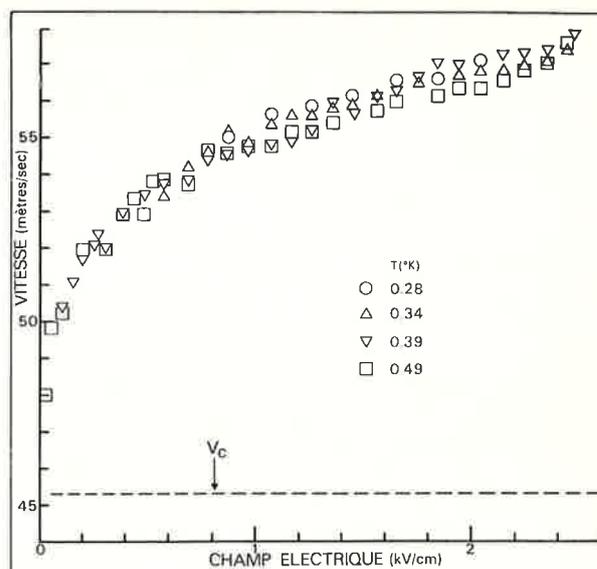


Figure 8.

Détail des relevés expérimentaux de la vitesse des ions en fonction du champ électrique  $F$ , montrant que  $V$  dépasse de manière certaine la vitesse critique de Landau dans les champs forts.