

Présentation du prix Nobel de Physique 2016



Julien Quéva
10/10/2015

Le prix Nobel 2016 est attribué à ...



David J.
Thouless
(b.1934)

Université de
Washington

USA



F. Duncan
Haldane
(b.1951)

Université de
Princeton

USA



J. Michael
Kosterlitz
(b.1942)

Université de Brown

USA

« la découverte théorique des transitions de phases topologiques et des phases topologiques de la matière »

« la découverte théorique des
transitions de phases topologiques et
des *phases topologiques* de la
matière »

Les phases de la matière

Communément on distingue les états :

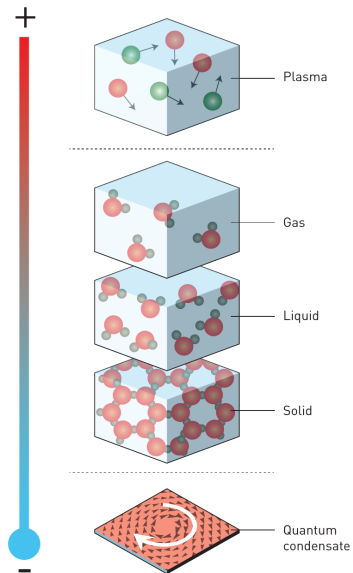
- solide,
- liquide,
- gazeux.

À haute température la matière est ionisée et forme un *plasma*.

Mais c'est beaucoup plus riche que cela à basse température (e.g., condensat de Bose-Einstein) ou a haute énergie (e.g., matière dégénérée [dans une étoile à neutrons]).

Ce Nobel porte sur des états très exotiques de la matière à basse température.

Les phases de la matière

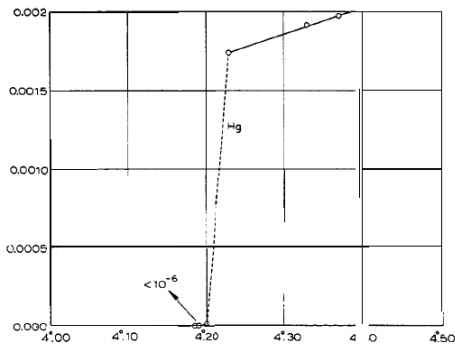


1911 : Découverte de la supraconductivité



Heike Kamerlingh
Onnes
1853–1926
U. Leiden
(Nobel 1913,
« propriétés de la
matière à basse
température »)

Liquéfaction de l'hélium à 1,5 K ($-271,6^{\circ}\text{C}$).
Étude systématique de la matière à basse
température, avec le mercure (1911) :



À 4,2 K le mercure perd sa résistivité → il devient supraconducteur

1938 : Hélium superfluide



Pyotr Leonidovich
Kapitsa
1894–1984
U. Moscou
(Nobel 1978,
« physique basse
température »)

c.a. 20' on sait qu'à 2,17 K (point λ) l' ^4He passe d'une phase liquide (Hélium I) à une autre phase liquide (Hélium II).

Il mesure que la viscosité de l'Hélium II est négligeable ($< 10^{-9}$ c.g.s).

Il indique qu'un tel état pourrait nommé **superfluide**.

Il s'agit d'un état quantique macroscopique (visible à l'œil nu).

“Viscosity of Liquid Helium below the λ -point”, P. Kapitza, Nature **141**, 74 (1938)

1938 : Hélium superfluide

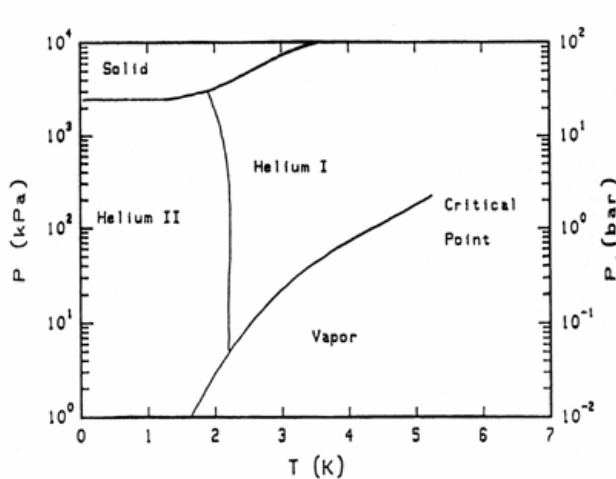
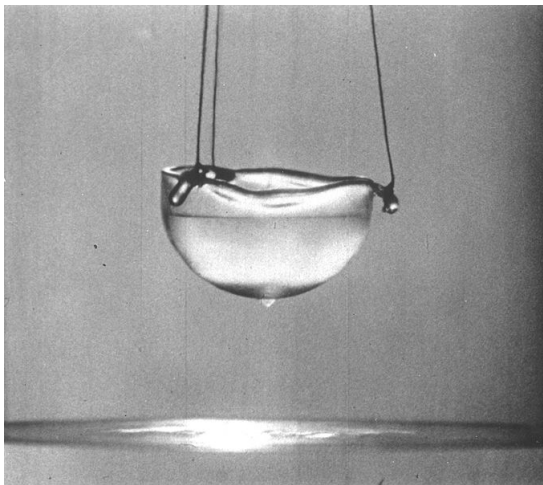


Diagramme des phases de l' ^4He

1938 : Hélium superfluide



Sans viscosité les forces de capillarité dominent celles de gravité.

Quantification des vortex de l'hélium superfluide



Lars Onsager



Richard Feynman

- 1947 : L.O. prédit la quantification des vortex dans l'hélium II
- 1955 : R.F. reprend (?) et développe les résultats de L.O.
- 1956 : H.E. Hall et W.F. Vinen mettent au point la théorie qui permettra la mesure de cette quantification
- 1961 : La quantification de la vorticité est observée dans W.F. Vinen *"The detection of Single Quanta of Circulation in Liquid Helium II"*, Proc. Roy. Soc. (London) **260** (1961).
- 1964 : G.W. Rayfield et F. Reif observent la quantification des anneaux de vortex dans *"Quantized Vortex Rings in Superfluid Helium"*, Phys. Rev. **136**, A1194 (1964)

Vortex quantifiés de l'hélium superfluide

La circulation autour d'un vortex est :

$$\Gamma = \oint_{\gamma} \vec{v} \cdot d\vec{l} = \frac{2\pi\hbar}{m} n$$

où γ est un cycle (fermé) encerclant un « trou », \vec{v} est le champ de vitesse du fluide, m est la masse de la particule superfluide (L3 : descr. lagrangienne), \hbar est la constante de Planck réduite et $n \in \mathbb{N}$.

Rmk. (L2-L3) la circulation est l'intégrale curviligne d'une forme différentielle,

$$\vec{v} \cdot d\vec{l} = v_x(x, y, z) dx + v_y(x, y, z) dy + v_z(x, y, z) dz,$$

qui peut être fermée mais est non-exacte ($n \geq 1$).

Vortex quantifiés de l'hélium superfluide

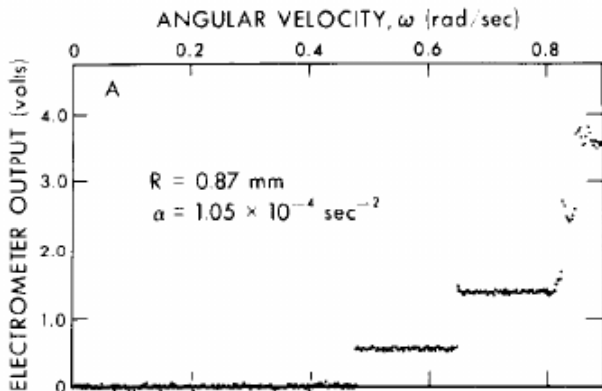
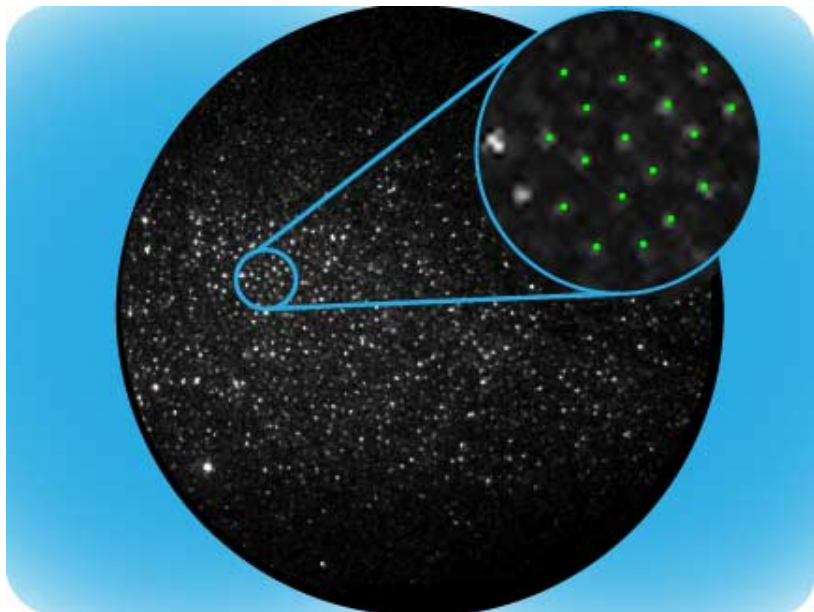


Fig. 1. A plot of charge trapped on vortices vs. angular velocity of the rotating vessel. The step-wise transitions signal the appearance of an additional vortex line.

Vortex quantifiés de l'hélium superfluide



1972 : Transition BKT

Dans les années 70 Kosterlitz et Thouless étudient les transitions de phases de système bidimensionnels (films fin d'hélium liquide).

La théorie d'alors montre qu'il ne peut y avoir de transitions en basse dimensions : le coût (énergétique) de la création de vortex est trop élevé pour être excité par fluctuations thermiques.

1972 : Transition BKT

KT comprennent que les fluctuations peuvent créer des paires vortex-anti-vortex et qu'à basse températures il y a un « gaz » de telles paires (\approx gaz de Coulomb $\propto 1/r$)

KT démontrent qu'il existe une température critique T_{KT} telle que les paires de vortex se libèrent entraînant une décroissance exponentielle de la corrélation du système \rightarrow transition de phase topologique.

Transition KT : sans absorption de chaleur latente et sans briser les symétries du système (transition d'ordre infini).

En 71 Vadim Berezinskii identifie l'importance des vortex sans conclure à l'existence de la transition à température finie.

1972 : Transition BKT

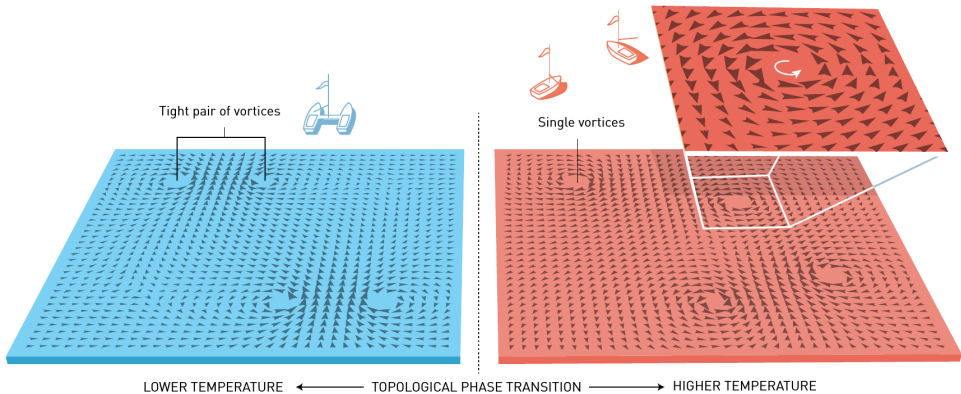


Illustration: ©Johan Jarnestad/The Royal Swedish Academy of Sciences

1972 : Transition BKT

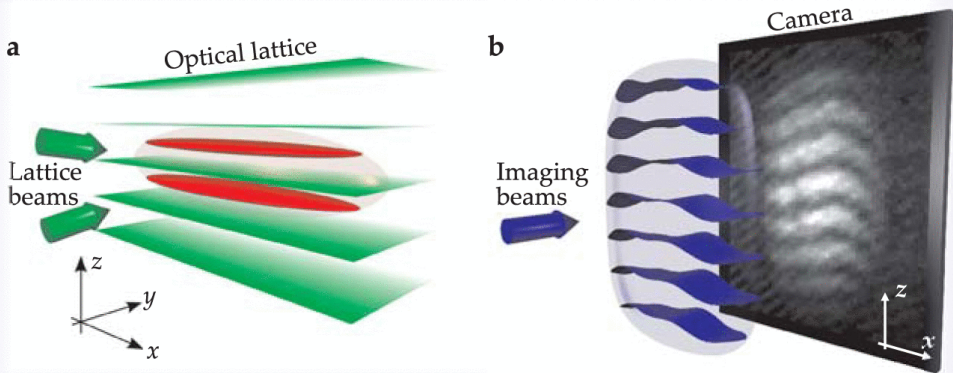
La transition BKT est observée :

1978 : par David Bishop et John Reppy dans des films fins d' ^4He superfluide

... : dans une flopée de systèmes ...

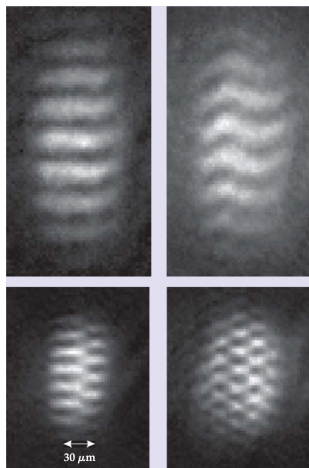
2004 : dans des nuages ultra-froids de Rubidium-87 (condensat de Bose-Einstein superfluide) au Laboratoire Kastler-Brossel à Paris

1972 : Transition BKT : l'expérience de Paris (2004)



30 nuages parallèles d'extension $120 \times 10 \times 0,2 \mu\text{m}^3$.

1972 : Transition BKT : l'expérience de Paris (2004)



Perte de cohérence avec $T \approx 200$ nK, $T \approx 300$ nK, ...
Apparition de franges d'interférences, atténuation des franges
brillantes suivant L_x

1972 : Transition BKT : l'expérience de Paris (2004)

Reste à relier les observations au modèle théorique.

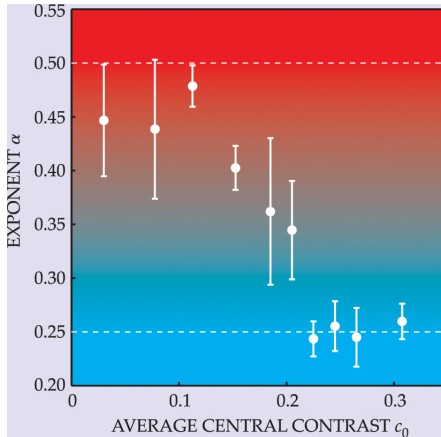
En 2006 Polkovnikov (Boston U.), E. Altman (Weizmann Inst. Rehovot) et E. Demler (Harvard U.) montrent que l'intensité des franges brillantes doit décroître comme

$$(L_x)^{-\alpha},$$

où L_x est l'extension suivant x .

Cette formule est valable des deux « côtés » de la transition.

1972 : Transition BKT : l'expérience de Paris (2004)

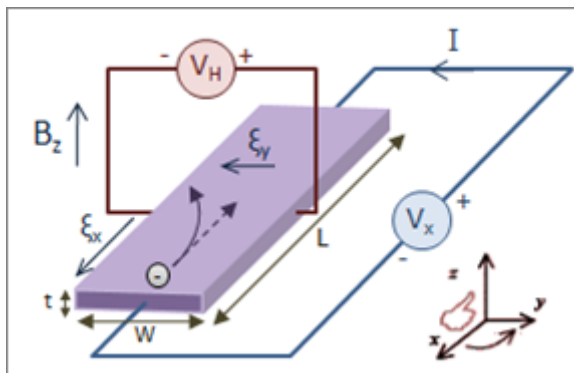


$\alpha \approx 0.25$ sous la transition ; $\alpha \approx 0.5$ au-dessus.

c inversement proportionnel à T .

L'effet Hall classique

Un grand classique en électromagnétisme ...



Dans cette configuration en régime permanent :

$$R_H = \frac{E_y}{j_x B} = \frac{V_H t}{IB}$$

1980 : Effet Hall quantique



Klaus von Klitzing

1943–

MPI Stuttgart

(Nobel 1985,
« Effet Hall
quantique »)

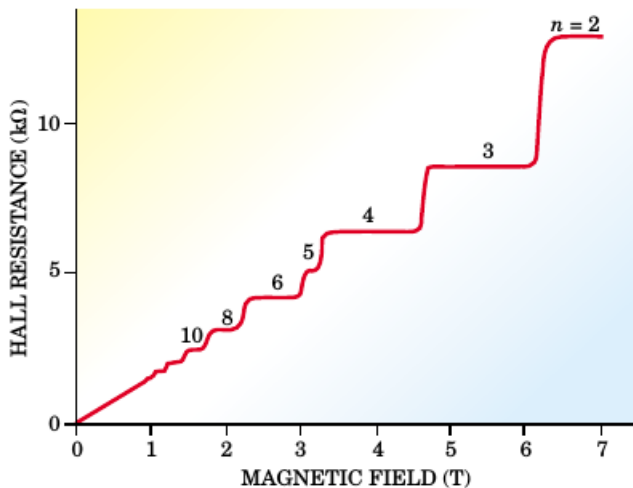
L'effet Hall Quantique « naît » dans la nuit du 4 au 5 février 1980 à 2 heures (du matin) au laboratoire des hauts champs magnétiques à Grenoble.

Le système : un gaz d'électrons bidimensionnel ($400 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$) avec

- $T = 1,5 \text{ K}$,
- $B = 18 \text{ T} (!!!)$,
- $I = 1 \mu\text{A}$.

“New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance”, Phys. Rev. Lett. **45**, 494-497 (1980)

1980 : Effet Hall quantique



$$R_H = \frac{1}{n} \frac{h}{e^2}, \quad \sigma_H = n \frac{e^2}{h}, \quad n \in \mathbb{N}$$

1983 : L'explication de Thouless

Thouless comprend la nature topologique de cette quantification.

Précisément il montre le lien entre la conductance σ et un invariant topologique : le nombre de Chern ($\in \mathbb{N}$).

Thouless montre qu'un tel effet se produit aussi dans des conditions moins extrêmes (B!)

En 88 Haldane propose une manière pour que les électrons forment un fluide topologique en l'absence de champ magnétique. En 2014 cet « effet Hall quantique anormal est observé ».

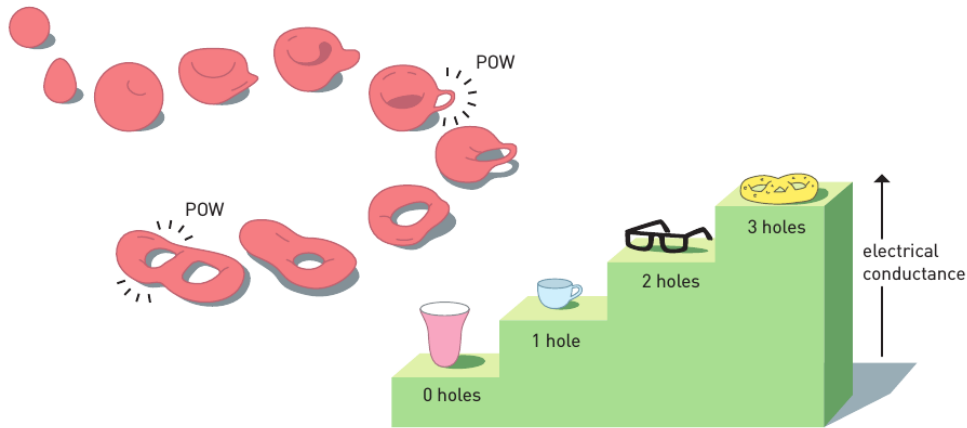


Illustration: ©Johan Jarnestad/The Royal Swedish Academy of Sciences

Invariant topologique : ppte invariante sous les transf. continues (homéomorphismes).

Applications et champs de recherche actuels

- « isolants topologiques » : matériaux isolants en leur cœur mais conducteurs sur leurs bords. La conductance dépend alors uniquement de la présence du bord, indépendamment de sa forme.
- Les semi-métaux de Weyl découvert en 2015
- Supra-conducteurs à haute-température
- États topologiquement protégés (i.e. robustes)