

Le prix Nobel de Physique 2016



"for theoretical discoveries of topological phase transitions and topological phases of matter"

Topologie et matière condensée

Gilles Montambaux, LPS, Orsay

- « Applications pratiques dans une ou deux décades ... »
- « Nouveaux matériaux moins consommateurs en énergie ... »
- « Ordinateurs du futur ... »
- « Transport de l'énergie et de l'information plus loin et plus vite... »

Topologie: « l'étude des déformations spatiales par des transformations continues »



Topologie = « robustesse » :

Un état « topologiquement » protégé ne peut pas être perturbé

SCIENCES

Comprendre les travaux des nouveaux Nobel de physique avec un bretzel et un bagel

Par Camille Gévaudan — 4 octobre 2016 à 14:28



Mardi à Stockholm, Thors Hans Hansson, membre du comité Nobel pour les sciences physiques, explique la topologie avec un bretzel. Photo Anders Wiklund. AFP



D. Thouless
(U. Washington)



M. Kosterlitz
(U. Brown)

"topological phase transitions and topological phases of matter"



D. Haldane
(U. Princeton)

La transition de Kosterlitz-Thouless (1973)

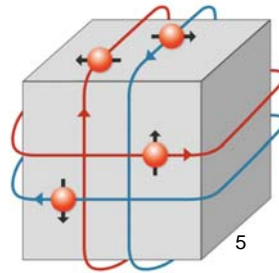
La chaîne de Haldane (1983)

L'effet Hall quantique TKNN (1982)

Le modèle de Haldane (1988)

Les isolants topologiques (2005)

graphène



"isolant topologique"

La transition de Kosterlitz-Thouless (1973)

Nouveau concept de transition de phase où les défauts topologiques jouent un rôle crucial

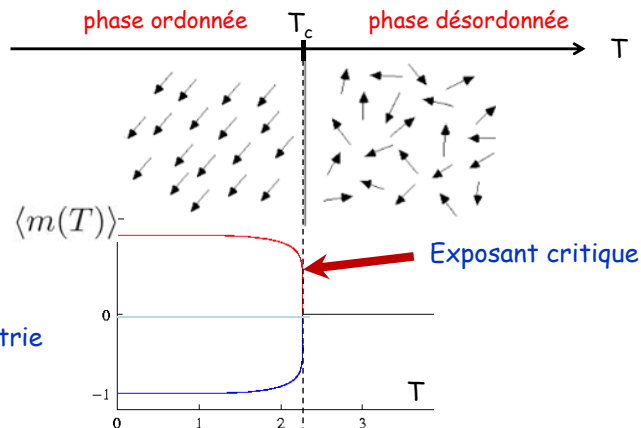
La transition de Kosterlitz-Thouless

Contexte : les transitions de phase

années 70 :

On comprend que les transitions de phase présentent des caractéristiques universelles

Exemple : magnétisme



Paramètre d'ordre

$T \searrow$
Brisure spontanée de symétrie

Fonction de corrélation

$$\langle m(\vec{r})m(\vec{0}) \rangle = Cte \quad \langle m(\vec{r})m(\vec{0}) \rangle = e^{-r/\xi(T)}$$

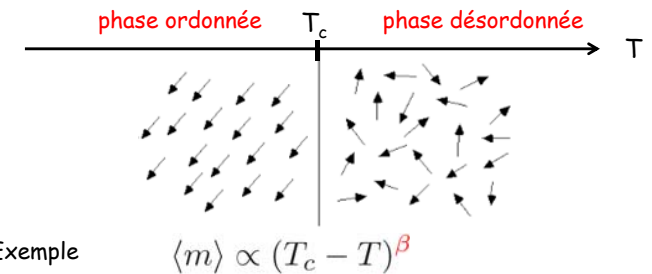
La transition de Kosterlitz-Thouless

Contexte : les transitions de phase

années 70 :

On comprend que les transitions de phase présentent des caractéristiques universelles

Exemple : magnétisme



Exposants critiques

Classes d'universalité : deux paramètres seulement
la dimension d'espace d
la dimensionnalité du paramètre d'ordre n

Théorie de Landau (champ moyen, néglige les fluctuations)
Très peu de solutions exactes (Onsager, 1944, d=2, n=1)

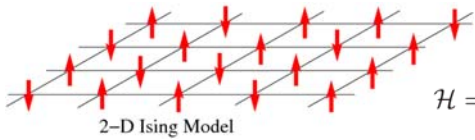
Modèle canonique : transition para-ferromagnétisme

$$Z(\beta) = \sum_{\{\vec{S}_i\}} e^{\beta J \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j}$$

Le modèle d'Heisenberg (spin classiques)

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

$J > 0$



2-D Ising Model

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} S_i^z \cdot S_j^z$$

Solution exacte, Onsager $d=2, n=1$ (Ising)

Théorie de Landau → exposants de champ moyen,

Importance des fluctuations

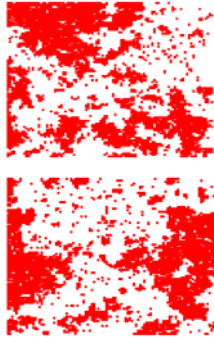
Groupe de renormalisation

1970's K. Wilson, L. Kadanoff, M.E. Fisher, E. Brézin, J.C. Le Guillou, J. Zinn-Justin, etc..



1982

Classes d'universalité

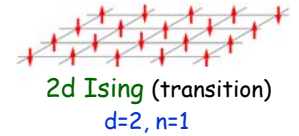


fluctuations

A basse dimension, les fluctuations thermiques et quantiques sont importantes
Pas d'ordre à longue distance

Mermin-Wagner (1966)

A $d \leq 2$ pas de transition de phase à température finie avec brisure spontanée de symétrie continue (Transition de phase à $T=0K$)



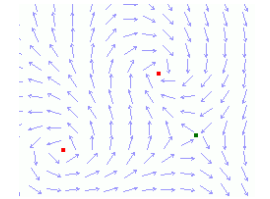
2d Ising (transition)
 $d=2, n=1$

$d=2, n=2$ aimants ou supraconducteurs, 4He superfluide

condensat supra : amplitude et phase $n=2$

Pas d'ordre à longue distance

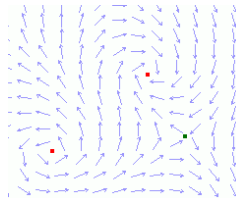
mais ordre algébrique : décroissance lente des corrélations



2d XY (pas de transition)
 $d=2, n=2$

Modèle X-Y

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \cos(\theta_i - \theta_j)$$

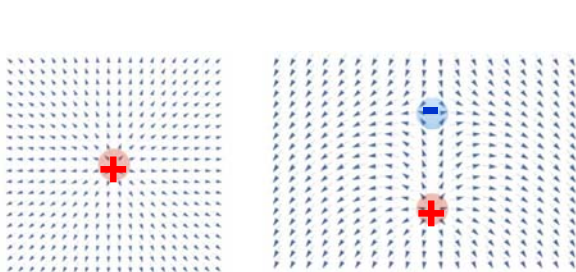


Ordre algébrique :

→ décroissance lente des corrélations

Kosterlitz-Thouless :

∃ des défauts topologiques, des vortex, enroulement de l'angle θ



Configurations topologiquement distinctes

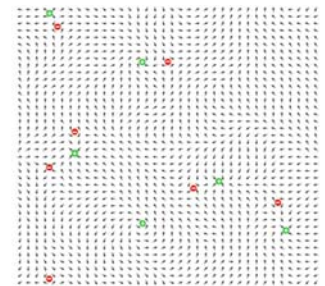
∃ des vortex + et des vortex -

La transition de Kosterlitz-Thouless...

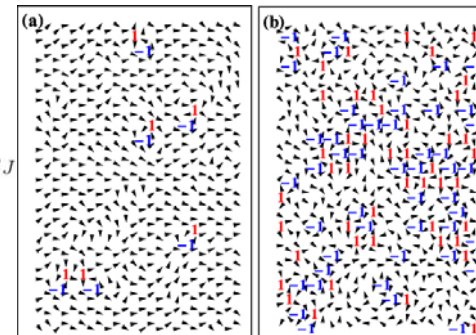
... est une transition de dissociation des vortex

A basse température, les vortex forment des paires liées et ne perturbent pas l'ordre algébrique à longue distance

A haute température, dissociation des paires de vortex → décroissance exponentielle des corrélations



$$\langle m(\vec{r})m(\vec{0}) \rangle \sim \left(\frac{a}{r}\right)^{T/J}$$



$$\langle m(\vec{r})m(\vec{0}) \rangle = e^{-r/\xi(T)}$$

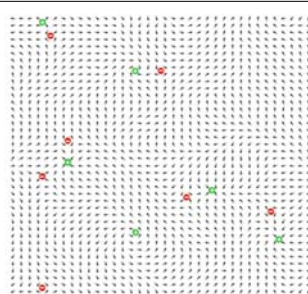
Nouveau type de transition de phase, induite par des défauts topologiques

Argument entropique

$$E \sim J \int (\nabla\theta)^2 2\pi r dr \sim J \ln \frac{R}{a}$$

$$S = k \ln W \sim k \ln \frac{R^2}{a^2}$$

$$\nabla\theta \propto \frac{1}{r}$$

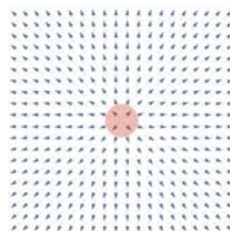


Énergie libre associée à un vortex

$$\Delta F = E - TS \sim (T_c - T) \ln R$$

$$T < T_c \rightarrow \Delta F > 0 \quad \text{Vortex liés}$$

$$T > T_c \rightarrow \Delta F < 0 \quad \text{Prolifération de vortex libres}$$



Nouveau type de transition de phase, induite par des défauts topologiques

13

La transition de Kosterlitz-Thouless

Observations expérimentales

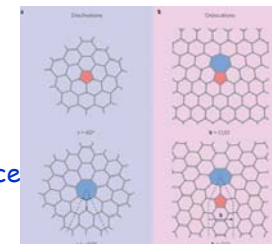
⁴He suprafluide
Films supraconducteurs
Systèmes magnétiques 2D

Atomes froids pas de condensation de Bose à 2D
observation de la transition de Kosterlitz-Thouless (J. Dalibard, ENS)

La transition solide-liquide à 2 dimensions

$T > T_{c1}$ Apparition de dislocations
→ brisure de l'ordre translationnel à longue distance

$T > T_{c2}$ Apparition de disinclinaisons
→ brisure de l'ordre orientationnel à longue distance



Kosterlitz, Nelson, Halperin

14

L'effet Hall quantique

“TKNN”

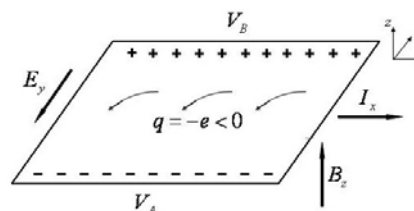
(1982)

Thouless, Kohmoto, Nightingale, den Nijs

L'effet Hall quantique : première réalisation d'un « isolant topologique »

15

L'effet Hall (1879)



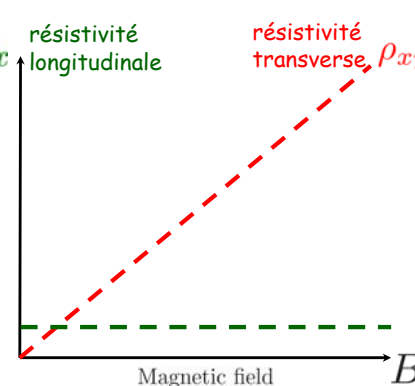
$$e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})_y = 0$$

$$j_x = n_{el} e v_x = n_{el} e \frac{E_y}{B}$$

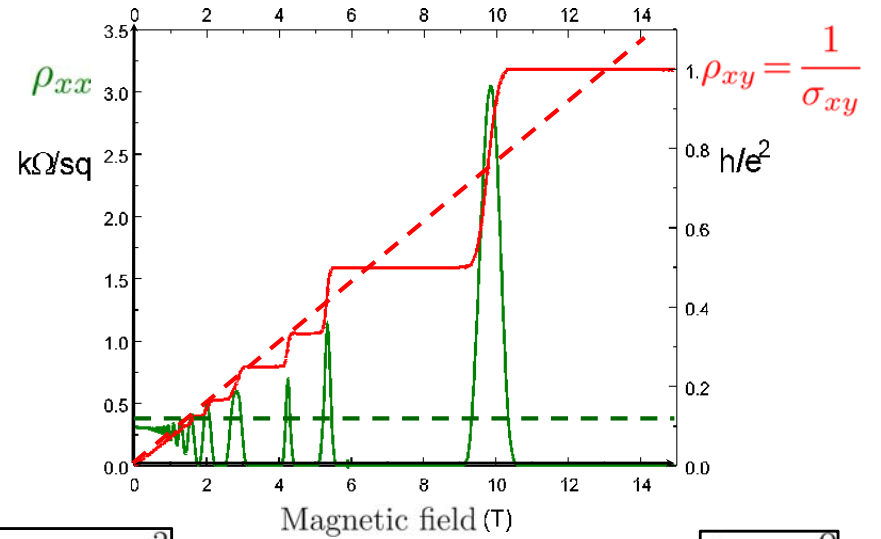
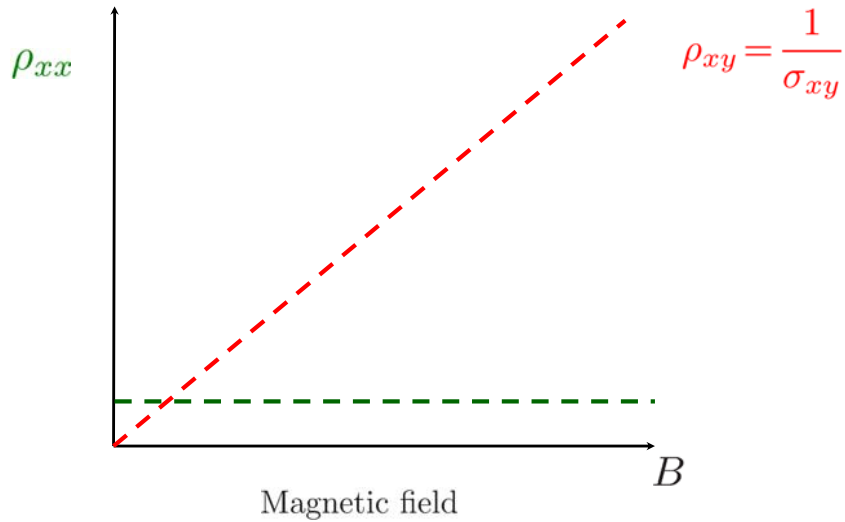
ρ_{xx} : résistivité longitudinale
 ρ_{xy} : résistivité transverse, $\rho_{xy} = \frac{1}{\sigma_{xy}}$

$$\sigma_{xy} = \frac{j_x}{E_y} = \frac{n_{el} e}{B}$$

Conductivité transverse ou de Hall



16



$$\sigma_{xy} = n_H \frac{e^2}{h} \quad n_H \in \mathbb{N}$$


$$\rho_{xx} = 0$$

New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance

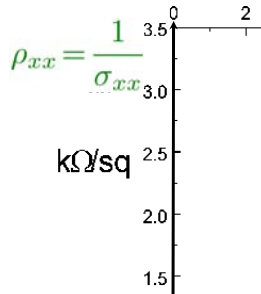
K. v. Klitzing
*Physikalisches Institut der Universität Würzburg, D-8700 Würzburg, Federal Republic of Germany, and
 Hochfeld-Magnetlabor des Max-Planck-Instituts für Festkörperforschung, F-38042 Grenoble, France*

and
 G. Dorda
Forschungslaboratorien der Siemens AG, D-8000 München, Federal Republic of Germany

and
 M. Pepper
Cavendish Laboratory, Cambridge CB3 0HE, United Kingdom
 (Received 30 May 1980)



1985



$$\alpha = \frac{\mu_0 c}{2} \frac{e^2}{h}$$

$$R_K = \frac{h}{e^2} = 25812.807557(18) \Omega$$

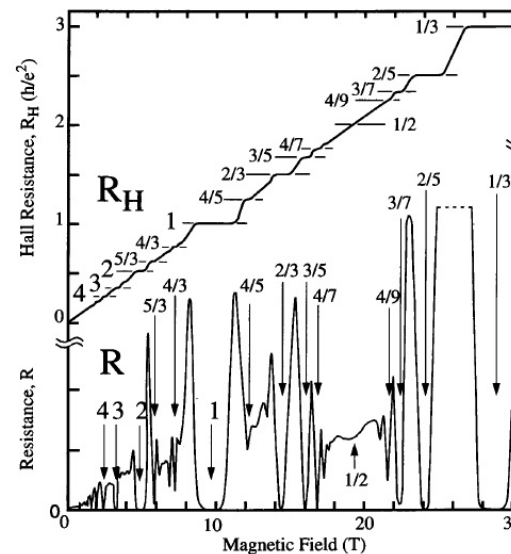
Magnetic field (T)

$$\rho_{xx} = 0$$

Stormer, Tsui, Laughlin



1998



$$R_H = \frac{q}{p} \frac{h}{e^2}$$

$$e^* = \frac{p}{q} e$$

Métrieologie

Interactions électroniques

Isolants topologiques

Effet Hall Quantique

Désordre et localisation

États de bords et physique 1D

Information quantique

Équation de Dirac et graphène

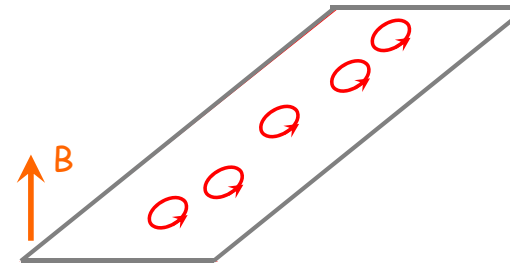
Géométrie non-commutative

Théorie des champs, cordes

Gravitation...

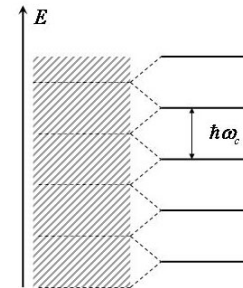
21

Sous fort champ magnétique, trajectoires fermées quantifiées



$$\omega_c = \frac{eB}{m}$$

pulsation cyclotron



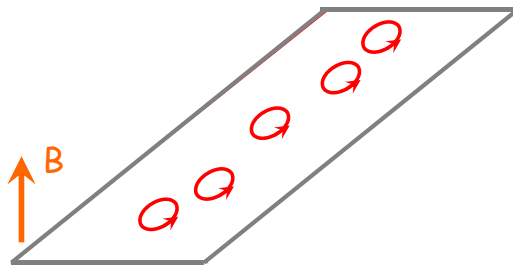
$$\epsilon_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c$$

Niveaux de Landau

Deux ingrédients importants, les bords et le désordre

22

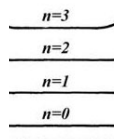
Sous fort champ magnétique, trajectoires fermées quantifiées



$$\omega_c = \frac{eB}{m}$$

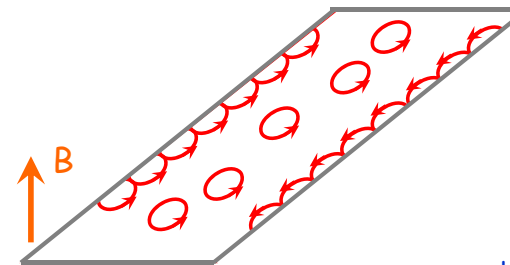
$$\epsilon_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c$$

Niveaux de Landau



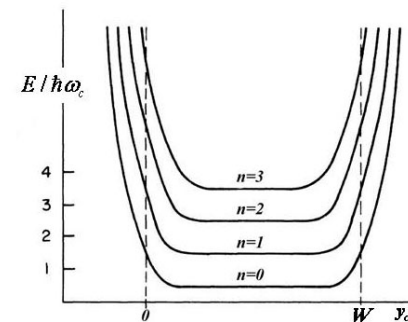
23

Les bords

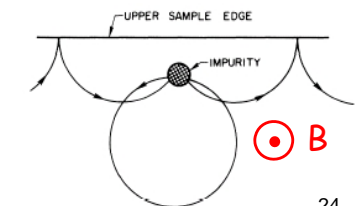


« skipping orbits »

Les trajectoires de bord, chirales, sont insensibles au désordre



B. Halperin



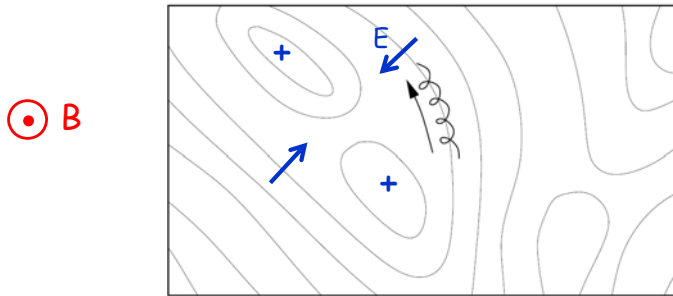
24

Le désordre

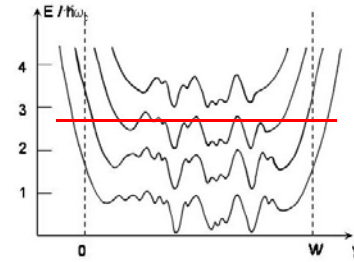
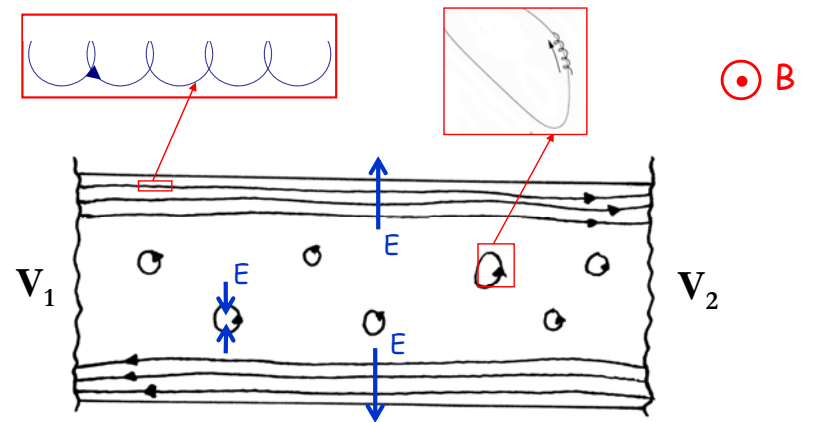
En présence de désordre $V(r)$ dans l'échantillon, les trajectoires cyclotron s'enroulent autour des équipotentielles, et sont localisées. Elles sont piégées par le désordre.

$$\vec{v}_d = \frac{\vec{\nabla} V \times \vec{B}}{e B^2}$$

$$\vec{v}_d \perp \vec{\nabla} V$$



25



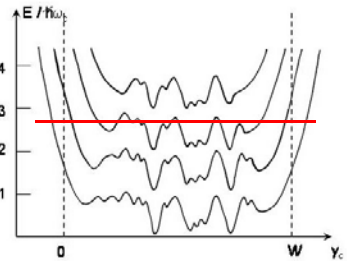
Isolant en volume
Conducteur « chiral » parfait sur les bords

Premier exemple d'«isolant topologique»

Pas de rétrodiffusion → robustesse des plateaux de Hall

L'effet Hall quantique

Protection topologique par rapport au désordre



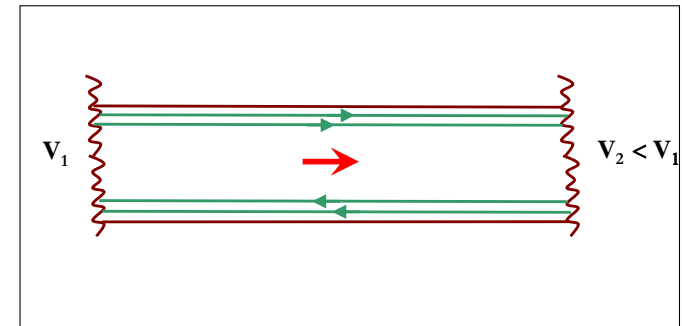
L'entier est aussi le nombre de canaux de bords

$$\sigma_{xy} = n_H \frac{e^2}{h}$$

$$\rho_{xx} = 0$$

27

L'effet Hall quantique



n_H canaux de conduction parfaite, localisés sur les bords

$$I = n_H \frac{e^2}{h} \Delta V$$

$$R_L = 0$$

quantum de conductance
R. Landauer (1957)

$$I = \frac{\text{charge}}{\text{time}} = e \frac{\text{energy}}{h} = e \frac{e\Delta V}{h}$$

Un peu de théorie des bandes

Électrons libres

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} \rightarrow \psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

Particules dans un potentiel périodique (a)

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V(\vec{r}) \rightarrow \psi_n(\vec{r}) = u_{n\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

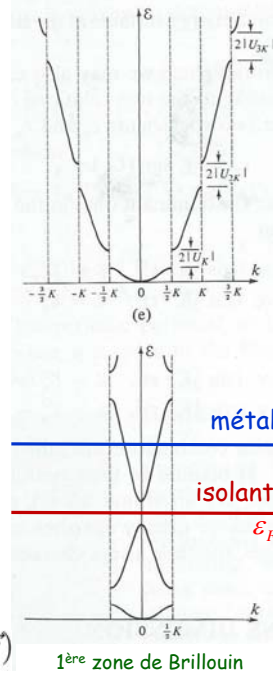
Fonction de Bloch

$$u_{n\vec{k}}(\vec{r} + \vec{a}) = u_{n\vec{k}}(\vec{r}) \quad \vec{k} \in 1^{\text{ère}} \text{ ZB } [\pm\pi/a]$$

Isolant ou métal selon la position du niveau de Fermi

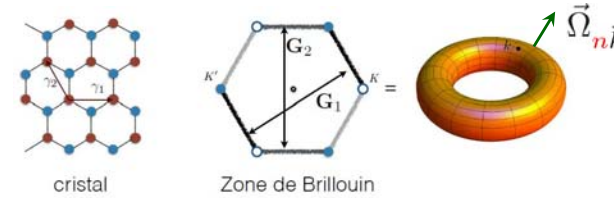
Q : tout est dans le spectre ? R : NON

Des propriétés intéressantes sont codées dans $u_{n\vec{k}}(\vec{r})$



Un peu de théorie des bandes

Des propriétés intéressantes sont codées dans $u_{n\vec{k}}(\vec{r})$



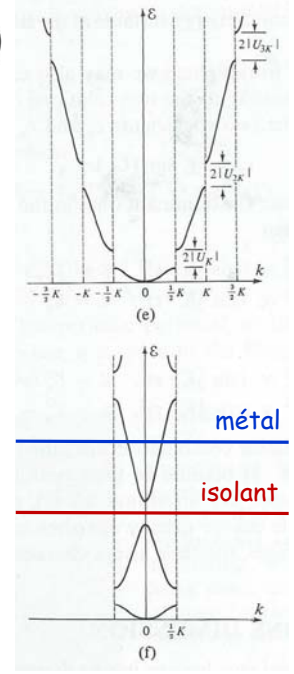
$u_{n\vec{k}}(\vec{r})$ définie sur un tore

$$\vec{\mathcal{A}}_{n\vec{k}} = i \langle u_{n\vec{k}} | \vec{\nabla} | u_{n\vec{k}} \rangle \quad \text{connection de Berry}$$

$$\vec{\Omega}_{n\vec{k}} = \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{A}}_{n\vec{k}} \quad \text{courbure de Berry}$$

$$\sigma_H = \frac{e^2}{h} \sum_n \int_{BZ} \frac{d^2k}{2\pi} \Omega_{n\vec{k}} \quad \text{TKNN}$$

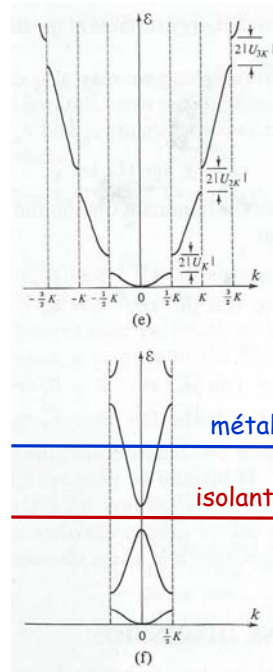
est un entier (nb de Chern)



Équations du mouvement semiclassiques

$$\hbar \dot{\vec{k}} = -e(\vec{E} + \dot{\vec{r}} \times \vec{B})$$

$$\dot{\vec{r}} = \frac{1}{\hbar} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \epsilon$$



Équations du mouvement semiclassiques

$$\hbar \dot{\vec{k}}_n = -e(\vec{E} + \dot{\vec{r}}_n \times \vec{B})$$

$$\dot{\vec{r}}_n = \frac{1}{\hbar} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \epsilon_n + \frac{e}{\hbar} \vec{E} \times \vec{\Omega}_{n\vec{k}}$$

Courant dans un gap

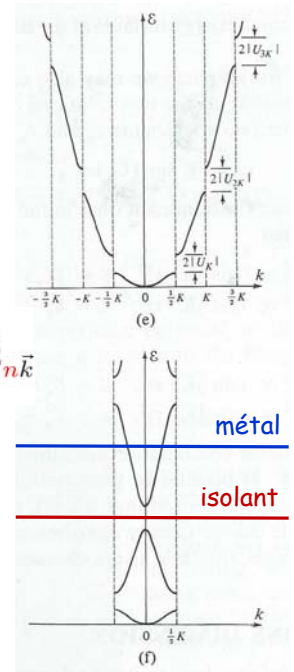
$$\vec{j} = -e \sum_n \int_{BZ} \frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^2} \vec{v}_{n\vec{k}} = -\frac{e}{h} \vec{E} \times \sum_n \int_{BZ} \frac{d^2\vec{k}}{2\pi} \vec{\Omega}_{n\vec{k}}$$

$$\sigma_H = \frac{e^2}{h} \sum_n \int_{BZ} \frac{d^2k}{2\pi} \Omega_{n\vec{k}}$$

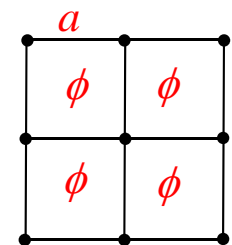
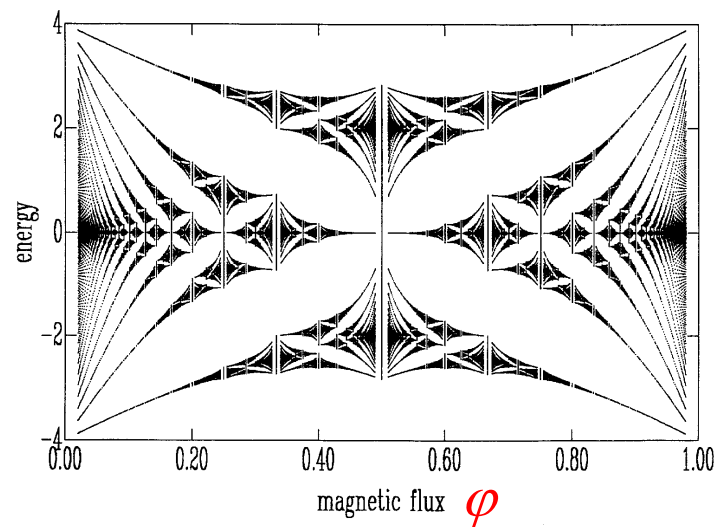
nombre de Chern

Nature topologique de l'effet Hall quantique

"TKNN"



Le papillon de Hofstadter



$$\varphi = \frac{\phi}{\phi_0} \quad \phi_0 = \frac{h}{e}$$

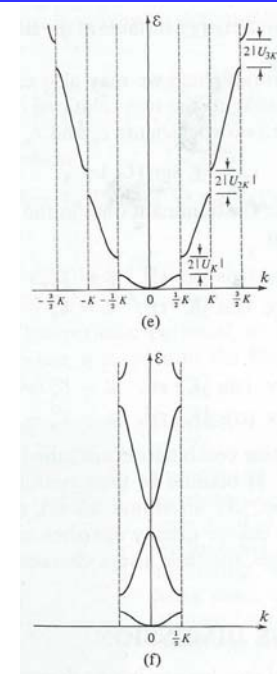
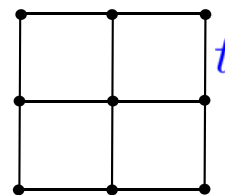
$$\phi = Ba^2$$



Energy levels and wave functions of Bloch electrons in rational and irrational magnetic fields, Douglas Hofstadter, *Phys. Rev. B* **14** (1976) 2239

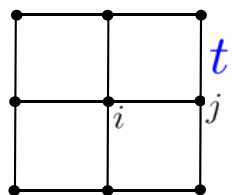
Les modèles sur réseau

Couplage entre états atomiques localisés

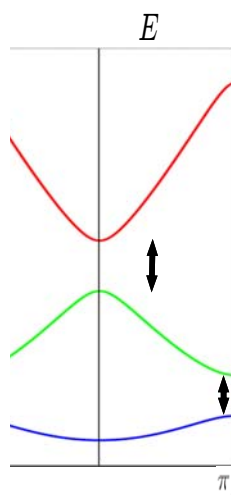


Les modèles sur réseau

Couplage entre états atomiques localisés

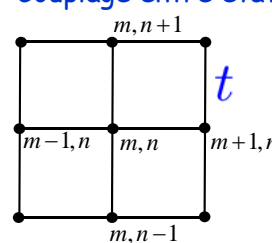


$$\hat{H}|i\rangle = -t \sum_{\langle j,i \rangle} |j\rangle$$

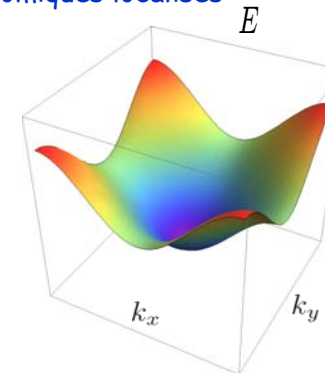


Les modèles sur réseau

Couplage entre états atomiques localisés



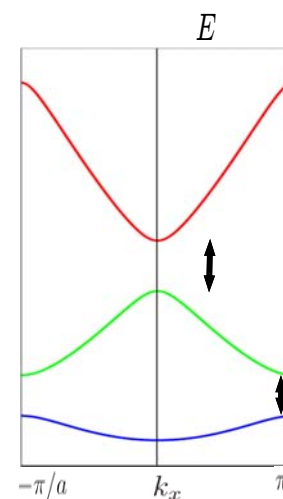
$$\hat{H}|i\rangle = -t \sum_{\langle j,i \rangle} |j\rangle$$



$$H|m,n\rangle = -t|m,n+1\rangle - t|m,n-1\rangle - t|m+1,n\rangle - t|m-1,n\rangle$$

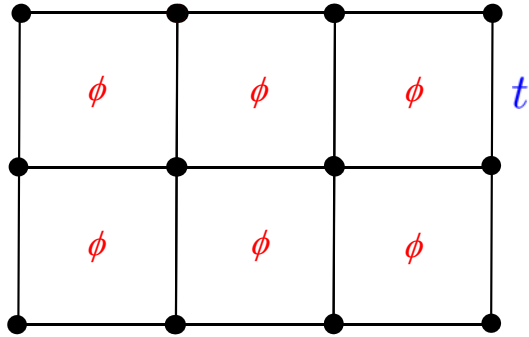
$$\langle m,n|\vec{k}\rangle = e^{i(k_x m + k_y n)}$$

$$\varepsilon_{\vec{k}} = -2t(\cos k_x a + \cos k_y a)$$



Les modèles sur réseau : avec un champ magnétique

$$\phi = Ba^2$$



$$\vec{p} \rightarrow \vec{p} + e\vec{A}$$

$$t \rightarrow t e^{i\varphi_{ij}}$$

$$\varphi_{ij} = \frac{e}{h} \int_i^j \vec{A} \cdot d\vec{l}$$

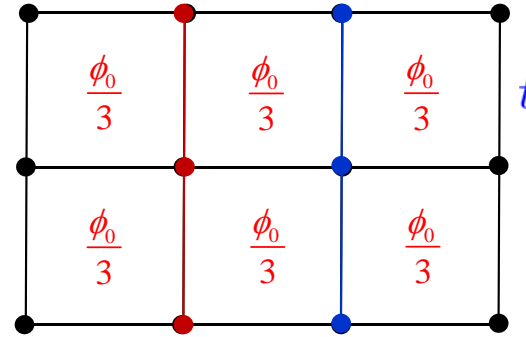
$$\sum_{\square} \varphi_{ij} = 2\pi \frac{\phi}{\phi_0}$$

$$\hat{H}|i\rangle = -t \sum_{\langle j,i \rangle} e^{i\varphi_{ij}} |j\rangle$$

37

Les modèles sur réseau : avec un champ magnétique

Exemple : $\phi = \frac{\phi_0}{3}$



$$\vec{p} \rightarrow \vec{p} + e\vec{A}$$

$$t \rightarrow t e^{i\varphi_{ij}}$$

$$\varphi_{ij} = \frac{e}{h} \int_i^j \vec{A} \cdot d\vec{l}$$

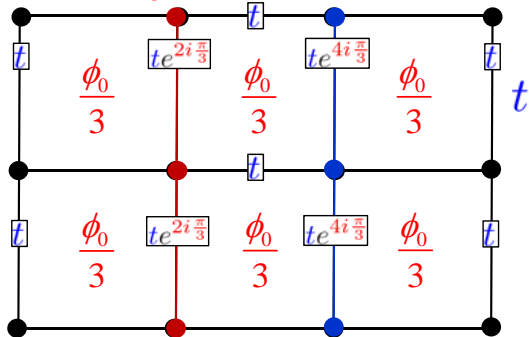
$$\sum_{\square} \varphi_{ij} = 2\pi \frac{\phi}{\phi_0}$$

$$\hat{H}|i\rangle = -t \sum_{\langle j,i \rangle} e^{i\varphi_{ij}} |j\rangle$$

38

Les modèles sur réseau : avec un champ magnétique

Exemple : $\phi = \frac{\phi_0}{3}$



$$\vec{p} \rightarrow \vec{p} + e\vec{A}$$

$$t \rightarrow t e^{i\varphi_{ij}}$$

$$\varphi_{ij} = \frac{e}{h} \int_i^j \vec{A} \cdot d\vec{l}$$

$$\sum_{\square} \varphi_{ij} = 2\pi \frac{\phi}{\phi_0}$$

Périodicité triplée \rightarrow 3 bandes

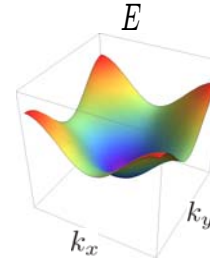
$\phi = \frac{p}{q}$ Périodicité selon x : qa q bandes

q sous-bandes $E(k_x, k_y)$

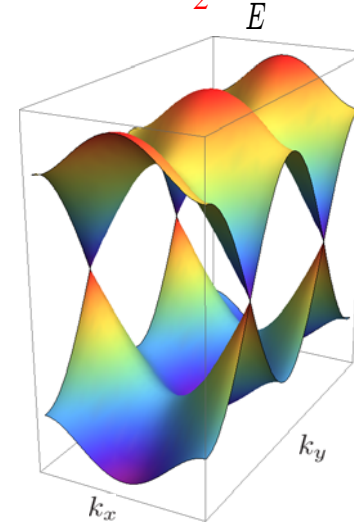
39

Les modèles sur réseau

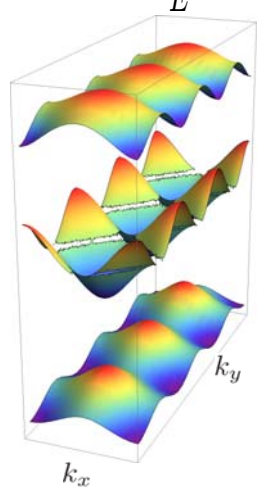
$\phi = 0$



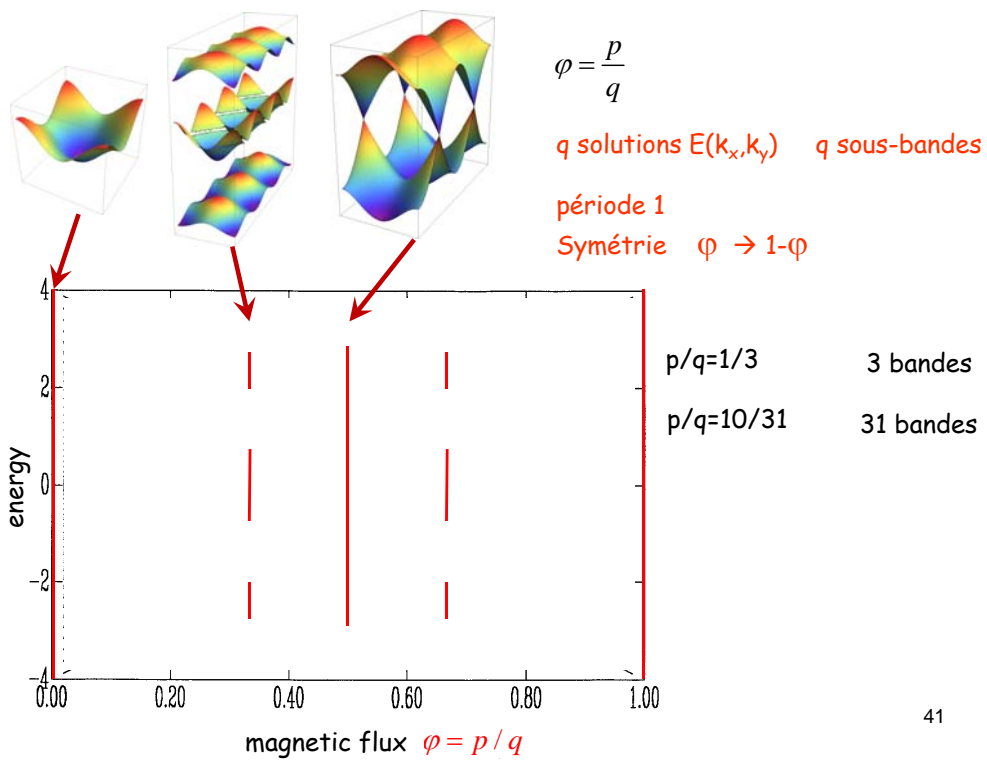
$\phi = \frac{\phi_0}{2}$



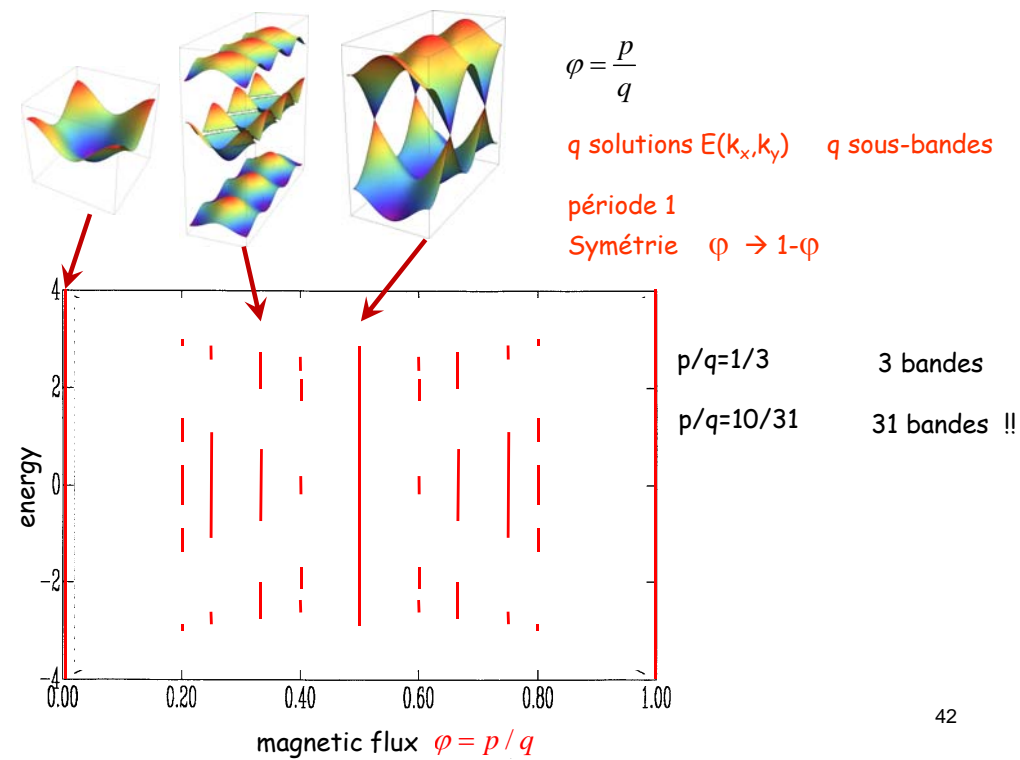
$\phi = \frac{\phi_0}{3}$



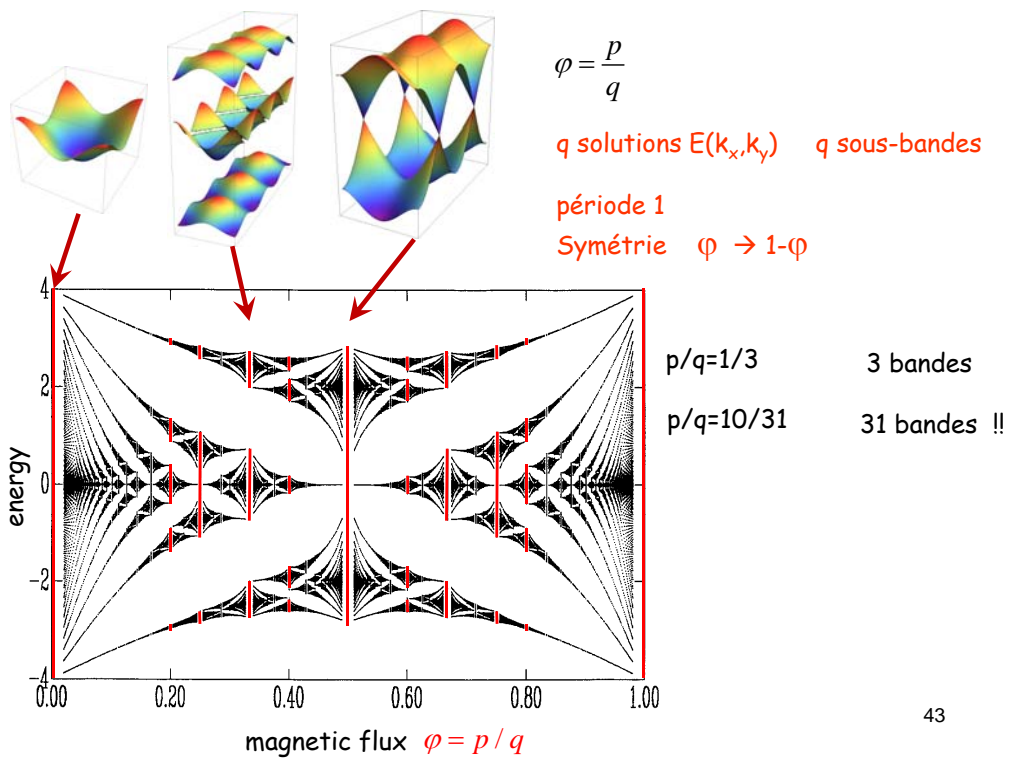
40



41

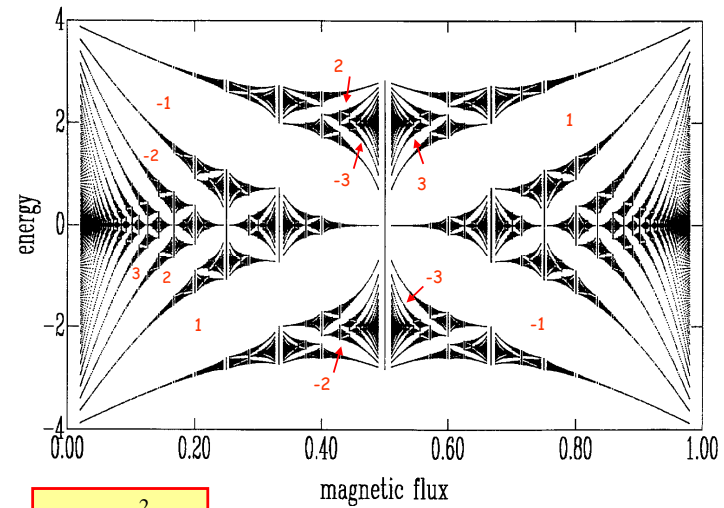


42



43

Gap structure and topology



$$\sigma_H = \frac{e^2}{h} n_H$$

$$n_H = \sum_i^{filled} C_i$$

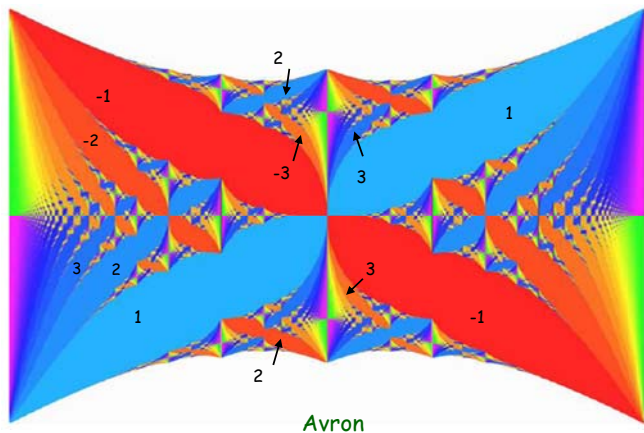
n_H est un nombre topologique

C_i nombre de Chern, caractérise chaque bande

Wannier, TKNN, Avron
Simon, Bellissard

44

Gap structure and topology



$$\sigma_H = \frac{e^2}{h} n_H$$

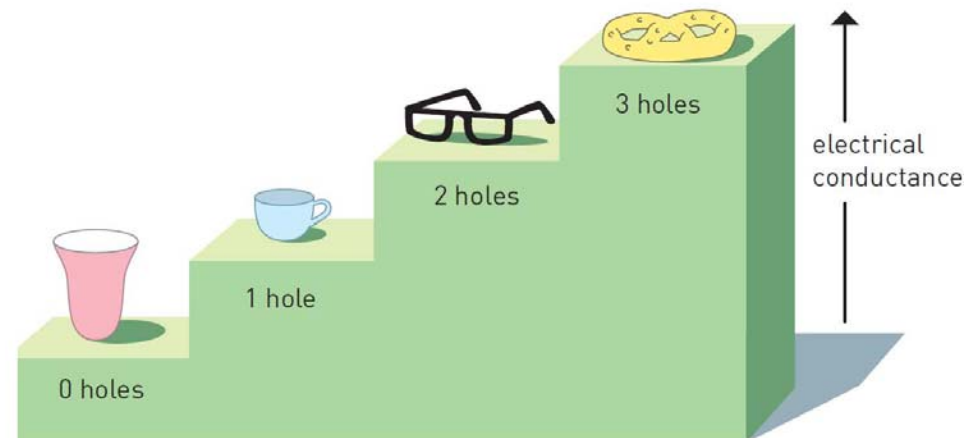
$$n_H = \sum_i^{filled} C_i$$

n_H est un nombre topologique

C_i nombre de Chern, caractérise chaque bande

Wannier, TKNN, Avron
Simon, Bellissard

45



<http://www.nobelprize.org/>

46

En résumé, dans le régime d'effet Hall quantique:

Isolant en volume à cause du désordre
Conducteur « chiral » parfait sur les bords

C'est un isolant non trivial :
Il est isolant en volume, mais conducteur parfait sur les bords
(protégé topologiquement)

Correspondance « bulk-edge »

C'est le premier exemple d'isolant topologique

Isolants topologiques 2007

Isolants en volume,
états conducteurs en surface topologiquement protégés

Pour l'EHQ, cet état nécessite la brisure de l'invariance par
renversement du temps induite par le champ magnétique

Même physique en l'absence de champ magnétique ?

47

Le modèle de Haldane

(1988)

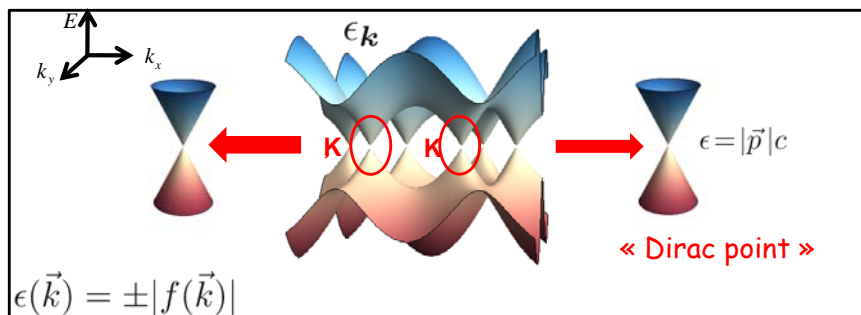
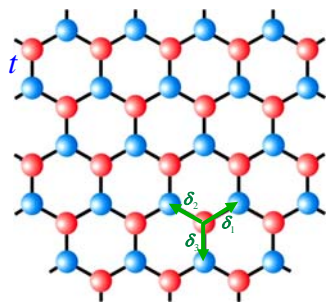
L'effet Hall quantique sans champ magnétique !

48

Le graphène

$$\hat{H}|i\rangle = -t \sum_{\langle j,i \rangle} |j\rangle \quad H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B \\ 0 & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & 0 \end{pmatrix}$$

$$f(\vec{k}) = t (e^{i\vec{k}\cdot\delta_1} + e^{i\vec{k}\cdot\delta_2} + e^{i\vec{k}\cdot\delta_3})$$



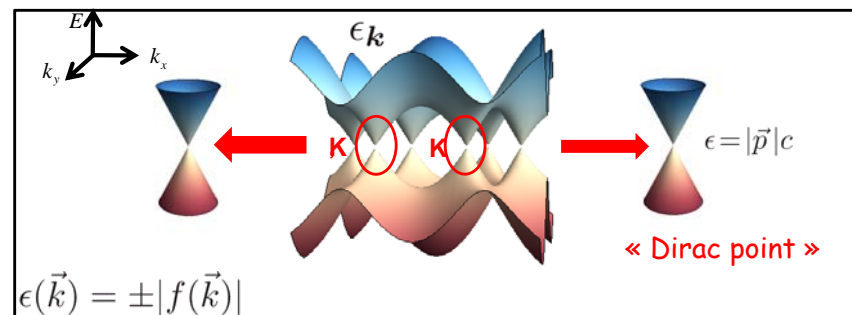
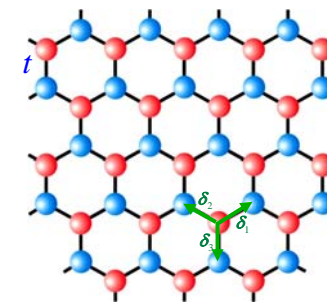
Équation de Dirac à 2d

$$H = c \begin{pmatrix} m_D c & \pm q_x - i q_y \\ \pm q_x + i q_y & -m_D c \end{pmatrix} = c \vec{q} \cdot \vec{\sigma} + m_D c^2 \sigma_z$$

Le graphène

$$\hat{H}|i\rangle = -t \sum_{\langle j,i \rangle} |j\rangle \quad H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B \\ 0 & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & 0 \end{pmatrix}$$

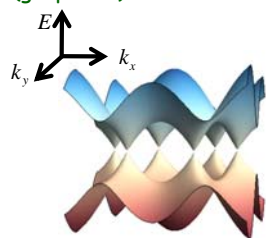
$$f(\vec{k}) = t (e^{i\vec{k}\cdot\delta_1} + e^{i\vec{k}\cdot\delta_2} + e^{i\vec{k}\cdot\delta_3})$$



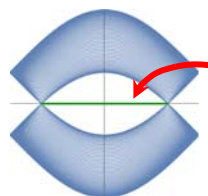
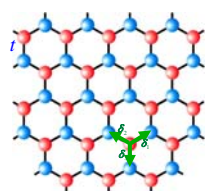
Relativistic quantum physics in a benchtop experiment (A. Geim)

QED in a pencil trace... (K. Novoselov)

Si les deux atomes sont identiques (graphène)



$$H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B \\ 0 & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & 0 \end{pmatrix}$$

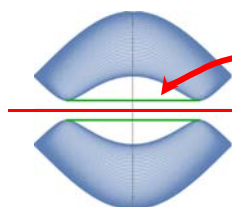


états de bord

Si les deux atomes sont différents Nitrure de Bore (BN)



$$H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B \\ \Delta & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & -\Delta \end{pmatrix}$$

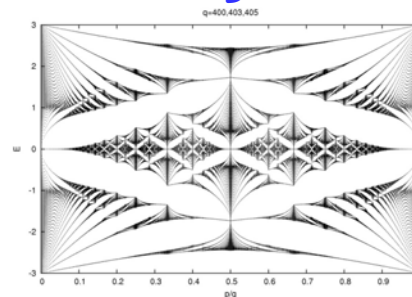
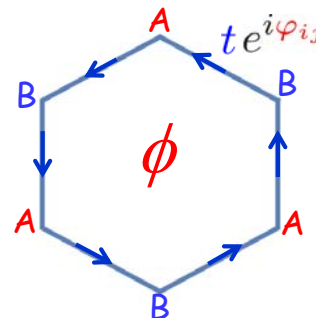


Isolant "trivial"

$$E_{\vec{k}} = \pm \sqrt{\Delta^2 + |f(\vec{k})|^2}$$

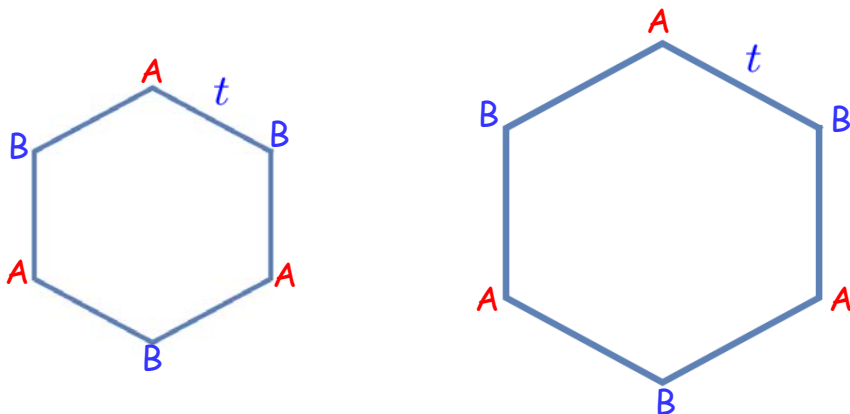
Modèle de Haldane (1988), variante du graphène
Effet Hall quantique sans champ magnétique

Champ magnétique



Rammal 1985

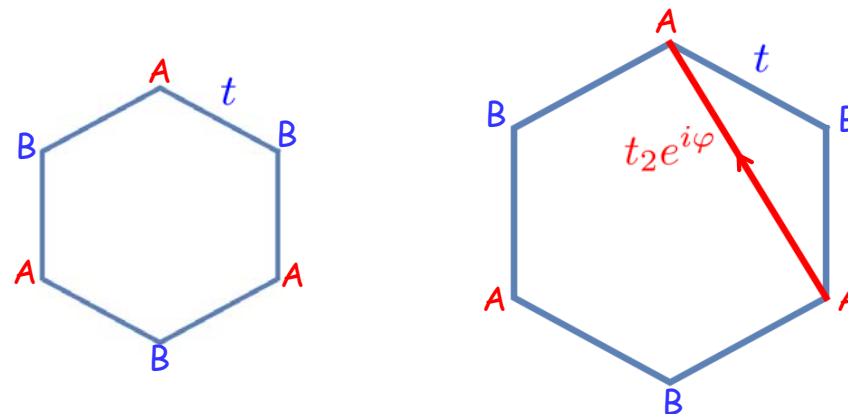
Modèle de Haldane (1988), variante du graphène
Effet Hall quantique sans champ magnétique



$$H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B_{\vec{k}} \\ \Delta & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & -\Delta \end{pmatrix}$$

53

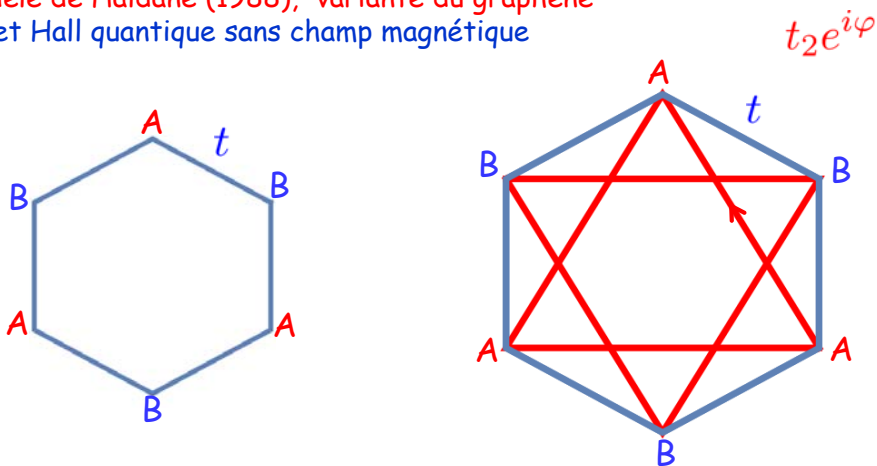
Modèle de Haldane (1988), variante du graphène
Effet Hall quantique sans champ magnétique



$$H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B_{\vec{k}} \\ \Delta & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & -\Delta \end{pmatrix}$$

54

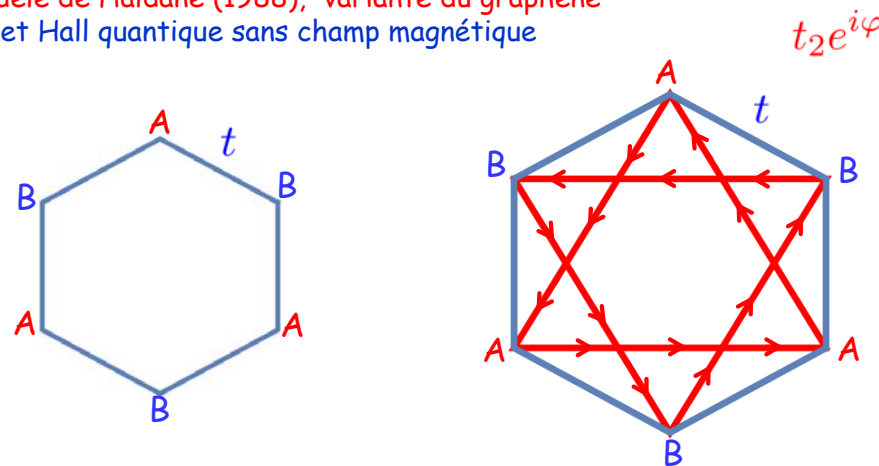
Modèle de Haldane (1988), variante du graphène
Effet Hall quantique sans champ magnétique



$$H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B_{\vec{k}} \\ \Delta & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & -\Delta \end{pmatrix}$$

55

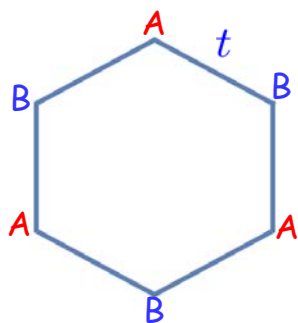
Modèle de Haldane (1988), variante du graphène
Effet Hall quantique sans champ magnétique



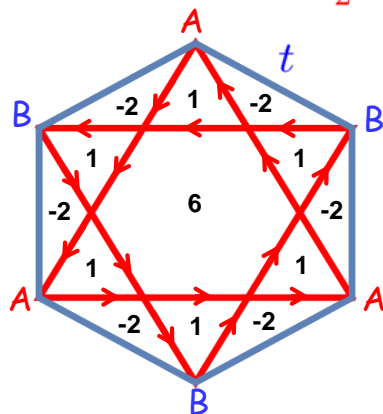
$$H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B_{\vec{k}} \\ \Delta & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & -\Delta \end{pmatrix}$$

56

Modèle de Haldane (1988), variante du graphène
Effet Hall quantique sans champ magnétique



$$t_2 e^{i\varphi}$$



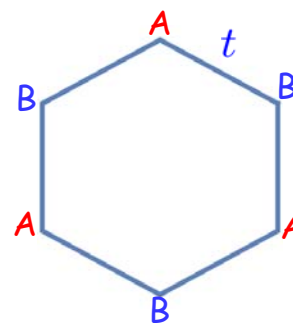
$$H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B \\ \Delta & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & -\Delta \end{pmatrix}$$

Pas de champ magnétique,
mais brisure d'invariance par
renversement du temps

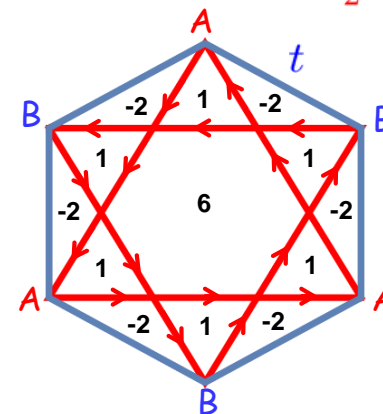
→ Effet Hall quantifié

57

Modèle de Haldane (1988), variante du graphène
Effet Hall quantique sans champ magnétique



$$t_2 e^{i\varphi}$$



$$H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B \\ \Delta & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & -\Delta \end{pmatrix}$$

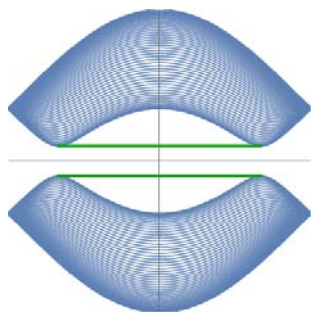
$$H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} A & B \\ m(\vec{k}) & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & -m(\vec{k}) \end{pmatrix}$$

Le gap change de signe entre les points K et K'

$$m(\vec{k}) = \Delta - 2a(\vec{k}) \sin \varphi$$

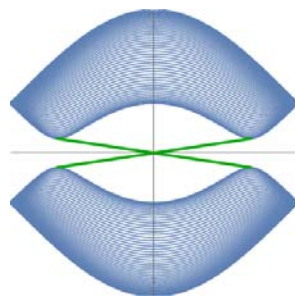
$$H_{\vec{k}} = - \begin{pmatrix} m(\vec{k}) & f(\vec{k}) \\ f^*(\vec{k}) & -m(\vec{k}) \end{pmatrix}$$

$$E_k = \pm \sqrt{|m(\vec{k})|^2 + |f(\vec{k})|^2}$$



$$m(-K) = m(K)$$

Isolant "trivial"

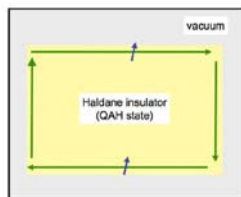


$$m(-K) = -m(K)$$

Isolant "topologique"

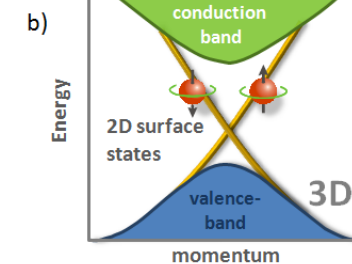
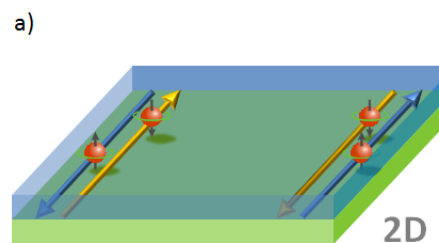
∃ un état de bord protégé topologiquement

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2}{h}$$



Les isolants topologiques

(2005)

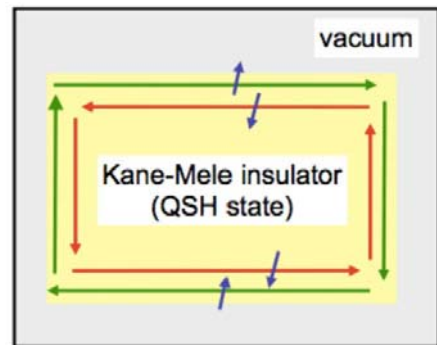


C. Kane and E.J. Mele, Quantum spin Hall effect in graphene (PRL 2005)

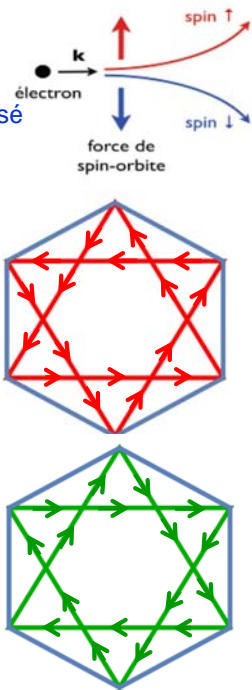
Nouvel ingrédient : le couplage spin-orbite

Les électrons de spin opposé « voient » un champ interne opposé

→ Deux copies du modèle de Haldane
Le couplage spin-orbite ne brise pas l'invariance par renversement du temps

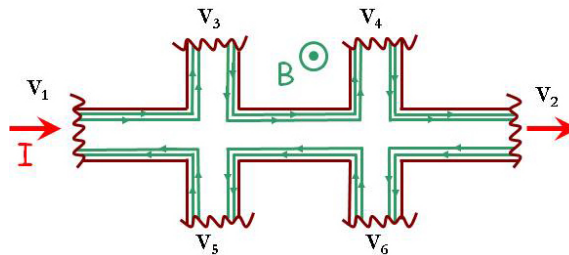


spin ↑
spin ↓



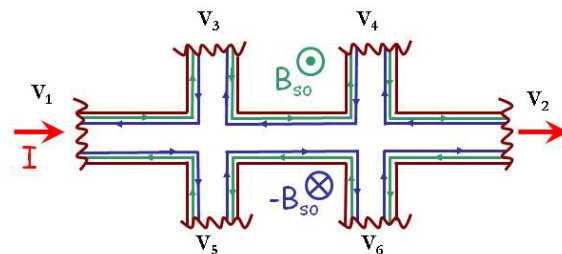
Effet Hall quantique

Les états de spin + ou - se déplacent dans la même direction



Effet Hall quantique de spin

Les états de spin + ou - se déplacent dans des directions opposées

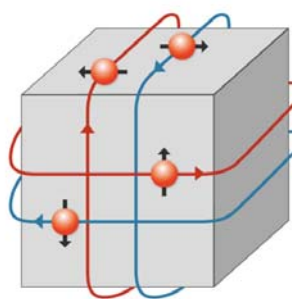
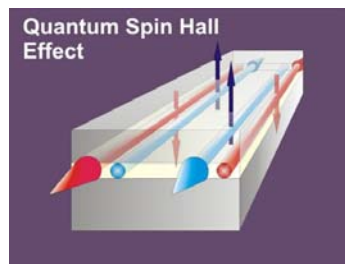
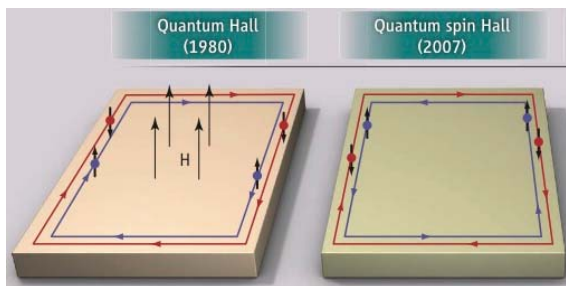


Science, 766, 318 (2007)

L'effet Hall quantique de spin 2006 - 2007

Pas de champ magnétique, mais couplage spin-orbite

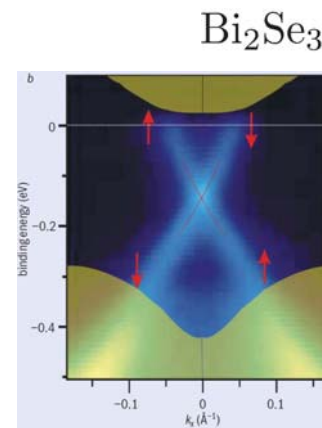
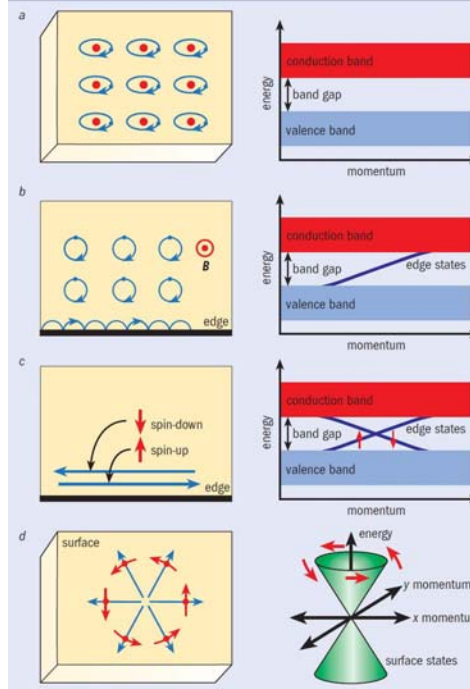
Les états de spin + ou - se déplacent dans des directions opposées



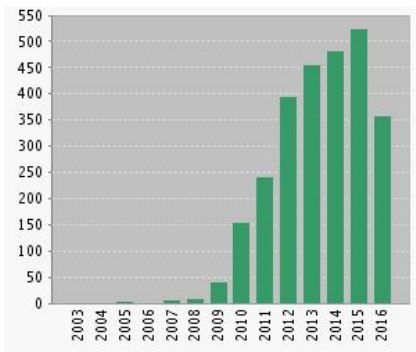
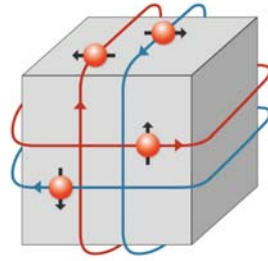
Isolants topologiques 3D 2007

Isolants en volume,
états conducteurs en surface topologiquement protégés

1 Electronic states of matter



« Topological insulator »



LAURENS MOLENKAMP

