

L'effet Hall quantique en métrologie

Autor(en): **Ilegems, M. / Schwitz, W.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens, de l'Association des Entreprises électriques suisses**

Band (Jahr): **77 (1986)**

Heft 3

PDF erstellt am: **11.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-904150>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

L'effet Hall quantique en métrologie

M. Ilegems, W. Schwitz

La résistance Hall de certaines structures semiconductrices à conduction bidimensionnelle est quantifiée sous des conditions de basse température et champ magnétique élevé. La découverte de cet effet, pour lequel le prix Nobel en physique 1985 a été décerné au professeur von Klitzing, ouvre de nouvelles possibilités de réaliser l'unité de résistance, l'ohm. Le présent article décrit les principes de base de cet effet et présente les travaux effectués à l'EPFL et à l'OFMET concernant la réalisation et la mesure des résistances étalon basés sur l'effet Hall quantique.

Bei gewissen Halbleiterstrukturen mit zweidimensionaler Stromführung wird der Hallwiderstand bei tiefen Temperaturen und starkem Magnetfeld quantisiert. Die Entdeckung dieses Effektes, für den Prof. Klaus von Klitzing den Nobelpreis für Physik 1985 erhalten hat, bietet neue Möglichkeiten, die Widerstandseinheit Ohm zu realisieren. Im nachfolgenden Aufsatz werden die Grundlagen des Effektes beschrieben und Arbeiten vorgestellt, die an der ETH Lausanne und im Eidg. Amt für Messwesen (Wabern) zur Realisierung und Messung der Normalwiderstände mittels quantisiertem Halleffekt durchgeführt worden sind.

La partie de ce travail effectuée à l'EPFL a été soutenue financièrement par le Fonds national suisse de la recherche scientifique.

Adresse des auteurs

M. Ilegems, Institut de microélectronique, EPFL, 1015 Lausanne, et
W. Schwitz, Office fédéral de métrologie (OFMET), 3084 Wabern.

1. Introduction

De tout temps, l'homme a eu recours à des étalons pour établir la mesure des choses. Si, au départ, la référence pouvait être l'être humain lui-même, par exemple pour la mesure des unités de longueur et de température, on a par la suite fait appel à des objets de référence définis internationalement tels que le mètre étalon et le kilogramme étalon et qui servent de base pour l'établissement des étalons nationaux.

L'augmentation constante de la précision des mesures dans tous les domaines de la science a rendu nécessaire l'établissement de nouvelles unités de référence, basées elles sur le résultat d'une mesure d'un phénomène physique qui peut être reproduit de manière indépendante dans différents laboratoires. Ainsi, l'unité de temps est définie en comptant le nombre d'oscillations de la radiation émise par un atome de césium 133 (1 seconde = $9.19263177 \cdot 10^9$ vibrations), et l'unité de longueur est définie par la longueur du trajet parcouru dans le vide par la lumière pendant une durée de $1/299\,792\,458$ de seconde. Dans le domaine de l'électricité, l'unité de différence de potentiel, maintenue jusqu'à peu par la mesure de la tension aux bornes d'une cellule électrochimique de type *Weston*, est actuellement établie à partir de la mesure de la fréquence d'oscillation d'une jonction supraconductrice de type *Josephson*, cette fréquence f étant liée à la tension V aux bornes de la jonction par la relation $f = 2eV/h$, où e désigne la charge de l'électron et h la constante de Planck.

Récemment, l'étude des propriétés de magnétoconductance dans un système à gaz bidimensionnel d'électrons tel que les transistors à effet de champ en silicium ou arséniure de gallium, a montré une nouvelle relation permettant de réaliser une deuxième unité électrique, l'unité de résistance, en fonction des mêmes grandeurs e et h . La combinaison, finalement, de l'étalon Josephson pour la réalisation du

volt, de l'étalon transistor pour la réalisation de l'ohm, et de l'étalon césium pour la mesure du temps, permettront de fixer les dernières grandeurs restantes, l'ampère et le coulomb, qui sont les unités de courant et de charge, en termes des constantes fondamentales e et h .

L'objet du texte qui suit est de décrire les travaux effectués à l'EPF-Lausanne et à l'OFMET-Wabern concernant la réalisation et la mesure des résistances étalon. Cette description comprend une partie théorique dans laquelle nous indiquons les mécanismes qui sont à la base de l'effet connu sous le nom d'effet *Hall quantique*, et une partie expérimentale décrivant la réalisation des structures et les techniques de mesure utilisées.

2. Structures à gaz bidimensionnel d'électrons

Dans les transistors à effet de champ de type n-MOS (fig. 1a) réalisés en matériau silicium ou de type TEGFET (fig. 1b) réalisés dans le système de matériaux GaAs/AlGaAs, le courant est transporté par des électrons répartis dans une couche très mince qui se trouve sous la grille entre l'électrode d'injection (la source) et l'électrode de collection (le drain).

La zone où se trouvent les électrons constitue un puits de potentiel de forme approximativement triangulaire (fig. 2). En agissant sur la tension de grille du transistor on modifie par l'effet du champ appliqué la profondeur du puits et par là, le nombre d'électrons dans la couche de conduction et les caractéristiques électriques de sortie du transistor.

La largeur du puits de potentiel dans la direction perpendiculaire à la grille (direction z) est normalement de quelques nanomètres seulement. Dans un tel puits de section comparable ou inférieure à la longueur d'onde de l'électron, le mouvement des électrons est restreint entièrement au plan x - y , d'où la nature bidimensionnelle du courant.

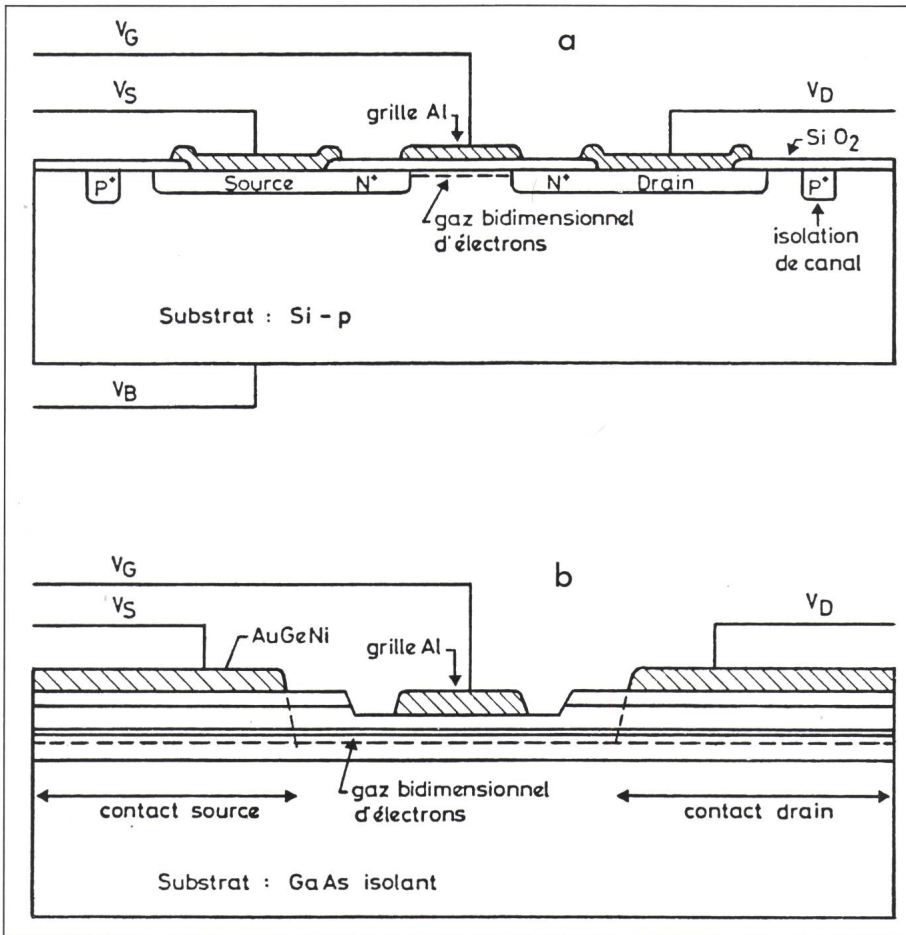


Fig. 1 Schéma d'un transistor MOSFET au silicium (a) et TEGFET en arséniure de gallium (b)
Le gaz bidimensionnel d'électrons se trouve en dessous de la grille et s'étend de la source au drain.

L'électron ne pouvant se déplacer selon z , ses états énergétiques selon cette direction sont quantifiés. L'énergie cinétique d'un tel électron bidimensionnel sera donc donnée par

$$E_{cin} = E_{nz} + (\hbar^2/2m)(k_x^2 + k_y^2) \quad (1)$$

où E_{nz} désigne le n^e niveau d'énergie selon z , k_x et k_y les vecteurs d'onde ou quantités de mouvement selon les directions libres x et y , et m la masse effective de l'électron dans le milieu considéré.

Le problème de l'électron dans un puits de potentiel rectangulaire est un des exemples classiques traités dans les cours d'introduction à la mécanique quantique. On y montre qu'un électron dans le puits peut prendre des énergies discrètes données par la formule (2) avec les fonctions d'onde associées illustrées à la figure 3.

$$E_{nz} = (\hbar^2/2m) \cdot (n\pi/L_z)^2 \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

Dans le cas du puits triangulaire, les énergies dépendent de la valeur du

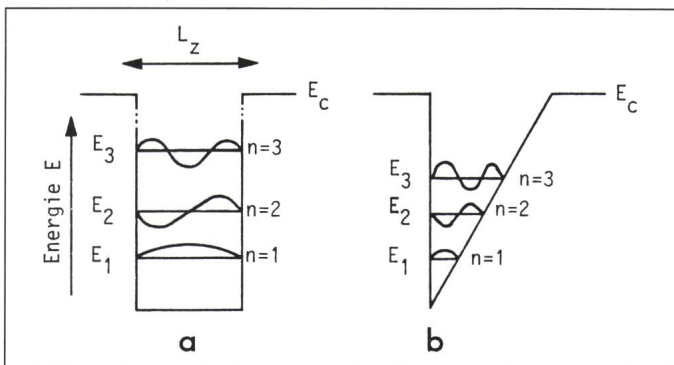


Fig. 3 Niveaux d'énergie et fonctions d'onde pour un électron dans un puits de potentiel rectangulaire (a) et triangulaire (b) de profondeur infinie

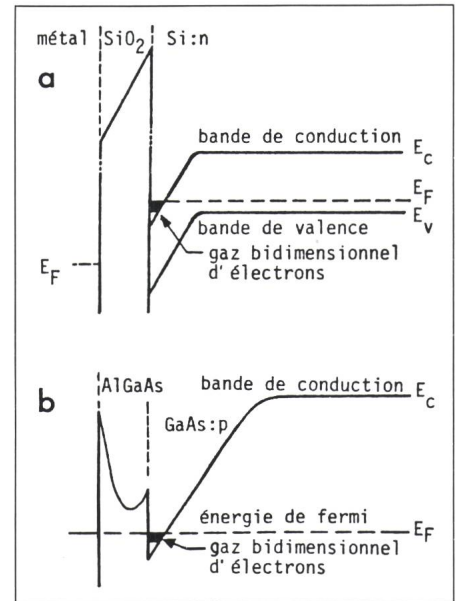


Fig. 2 Variation de l'énergie potentielle des électrons dans une direction perpendiculaire à l'interface
a MOSFET Silicium
b TEGFET GaAs

champ électrostatique E dans le puits et sont données approximativement par l'expression (3) en fonction du nombre quantique n .

$$E_{nz} = (\hbar^2/2m)^{1/3} (3\pi eE/2)^{2/3} (n-1/4)^{2/3} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

Les énergies et fonctions d'onde correspondantes sont illustrées également à la figure 3. En mettant des électrons dans le puits, ces électrons vont occuper les niveaux d'énergie disponibles en commençant par le niveau le plus bas. Le nombre de places disponibles par niveau et par unité d'intervalle d'énergie est appelé la densité d'états et est donnée, toujours dans le cas bidimensionnel par (fig. 4)

$$D(E) = m/(2\pi\hbar^2) \quad (4)$$

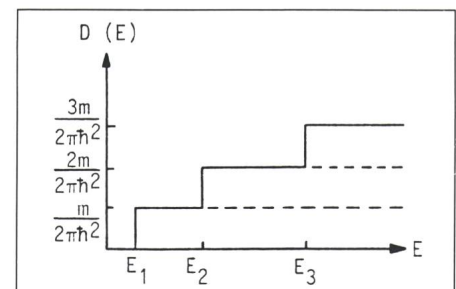


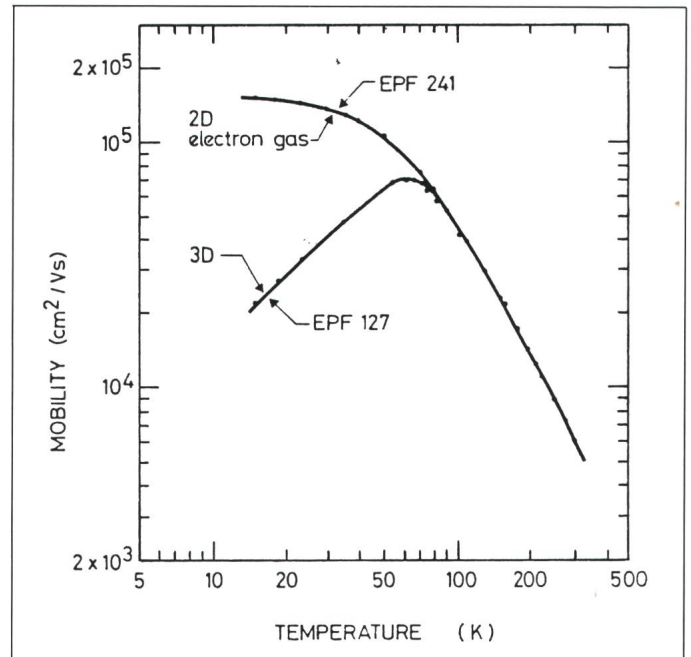
Fig. 4 Densité d'états (nombre de places disponibles pour les électrons) par unité d'intervalle d'énergie

La séparation entre le niveau d'énergie le plus bas ($n = 1$) et le premier niveau excité dans la direction z est de l'ordre de 20 à 100 meV en fonction de la largeur du puits. A température ambiante, à cause de la composante thermique de l'énergie des électrons qui est de l'ordre de $3kT/2$ ($k =$ constante de Boltzmann), les électrons peuvent diffuser par agitation thermique du niveau fondamental aux niveaux excités. Comme conséquence, les fonctions d'état se trouvent mélangées et les caractéristiques de transport du système bidimensionnel approchent celles d'un système tridimensionnel avec conduction en volume. D'autre part, comme la mobilité à 300 K est limitée principalement par les interactions des électrons avec le réseau, les mobilités maximales atteignables à 300 K à deux ou trois dimensions sont comparables. De ce fait, dans l'étude du transistor MOS en silicium, on fait habituellement abstraction de la nature bidimensionnelle du gaz d'électrons et on applique les équations normales pour la conduction en volume.

Dans le cas de la structure similaire fabriquée en GaAs, l'effet quantique à température ambiante est légèrement plus marqué à cause de la valeur plus faible de la masse effective dans ce matériau. D'autre part, dans ce type de structures, les impuretés dopantes sont introduites du côté AlGaAs de l'hétérojonction uniquement, avec le résultat que la diffusion par interaction avec les impuretés ionisées dans la zone de transport est diminuée, ce qui se traduit par une augmentation de la mobilité. Ainsi, la mobilité des électrons dans une structure TEGFET (pour two-dimensional electron gas field effect transistor) en GaAs atteint à température ambiante des valeurs de l'ordre de $8000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, tandis que dans une structure similaire en GaAs avec conduction en volume, la mobilité serait limitée à des valeurs de l'ordre de $4000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour un niveau de dopage semblable. Les transistors TEGFET sont pour cette raison également désignés sous le nom de HMET (pour High Mobility Electron Transistor).

C'est aux basses températures par contre que l'accroissement de la mobilité dans les systèmes bidimensionnels devient exceptionnellement importante. Ainsi, pour des structures GaAs réalisées dans notre laboratoire, les mobilités atteintes à des températures de 10 à 20 K sont de l'ordre de $150\,000$ à $200\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour les structures à gaz bidimensionnel, comparé à $10\,000$

Fig. 5
Comparaison des mobilités électroniques atteintes dans des couches bi- et tridimensionnelles en fonction de la température



à $20\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour les couches normales tridimensionnelles (fig. 5). Ces valeurs expérimentales restent encore nettement en dessous des prédictions théoriques et des meilleurs résultats reportés dans la littérature qui se situent autour de $2\,500\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 10 K. Les mobilités élevées dans ces couches sont dues principalement à la réduction de la diffusion par donneurs ionisés, les donneurs dans la couche AlGaAs étant spatialement séparés des électrons dans la couche bidimensionnelle. D'autres effets qui interviennent dans l'augmentation de la mobilité sont l'écrantage des impuretés résiduelles par la densité élevée des électrons libres, et le fait que les diffusions sont limitées à l'intérieur de la première sous-bande si celle-ci est la seule à être partiellement remplie.

3. Quantification des états électroniques dans un gaz bidimensionnel d'électrons à basse température et dans un champ magnétique intense

L'application d'un champ magnétique perpendiculaire au plan de mouvement des électrons ajoute une condition de quantification supplémentaire à celle déjà introduite par le confinement dans la direction z . En effet, dans le champ magnétique, sous l'effet de la force de Lorentz, les électrons vont décrire des orbites circulaires de rayon

$$r_c = [(2p+1) \cdot \hbar / eB]^{1/2} \quad p = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

à la fréquence angulaire

$$\omega_c = e \cdot B / m \quad (6)$$

où e désigne la charge de l'électron, B la grandeur du champ d'induction magnétique, et p un entier quelconque.

L'énergie d'un électron décrivant une orbite correspondant à une certaine valeur du nombre p est égale à

$$E_p = (p + 1/2) \cdot \hbar \omega_c \quad (7)$$

La présence du champ magnétique a donc pour effet de substituer, en place de la distribution uniforme des états électroniques correspondant au mouvement dans le plan $x-y$, une série de niveaux discrets fortement dégénérés appelés niveaux de Landau (fig. 6) qui sont séparés en énergie de la quantité $\hbar \omega_c$. La densité d'états dans une sous-bande n donnée n'est plus constante, mais est remplacée par une série de pics situés à des énergies

$$E = E_n + (p + 1/2) \cdot \hbar \omega_c \quad (8)$$

La figure 6 montre que le nombre d'états électroniques disponibles par niveau de Landau est égal à eB/h . Aux basses températures, les électrons rempliront les différents niveaux de Landau en partant par le niveau le plus bas jusqu'à ce que tous les électrons soient accommodés. Au moment où le nombre d'électrons disponibles corres-

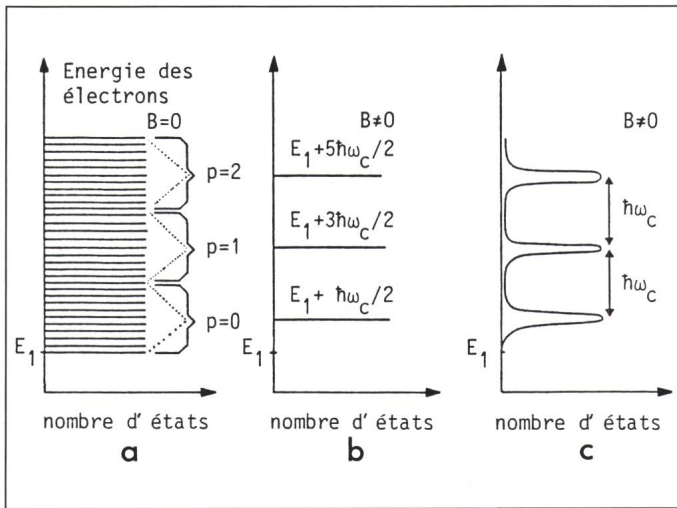


Fig. 6
Effet du champ magnétique sur la répartition des états dans la bande de conduction

Ce champ a pour effet de faire coalescer la distribution préalablement uniforme des états dans des niveaux fortement dégénérés, appelés niveaux de Landau.

- a sans champ appliqué
- b cristal parfait avec champ magnétique appliqué
- c cristal avec défauts dans le champ magnétique

pond exactement au nombre nécessaire pour remplir complètement un niveau de Landau, la conductivité de l'échantillon passe par un minimum puisqu'à ce moment il n'y a pas d'états de même énergie disponibles dans lesquels l'électron peut diffuser. Ce comportement oscillatoire de la conductivité est connu sous le nom d'effet *Shubnikov-de Haas*. On s'attendrait donc à ce que la conductivité de l'échantillon oscille entre une valeur nulle lorsque le niveau de *Fermi*, qui désigne simplement l'énergie où la probabilité d'occupation d'un niveau est égal à 1/2, se trouve entre deux niveaux de Landau, et une valeur maximale lorsque le niveau de *Fermi* coïncide avec un niveau de Landau. En pratique, à cause de la présence de défauts et d'inhomogénéités dans le cristal, les niveaux de Landau se trouvent élargis et la densité d'états ne suit pas exactement une variation en fonction delta. Cet élargissement des niveaux, tel que le montre schématiquement la figure 6c, a pour effet de permettre au niveau de *Fermi* de varier d'une manière continue dans l'intervalle entre les niveaux de Landau, plutôt que de varier d'une manière discontinue par sauts entre niveaux adjacents.

Pour observer ces effets d'oscillations dans la magnétoconductance, il faut arriver à modifier l'occupation des niveaux de Landau en faisant balayer le niveau de *Fermi* à travers les différents niveaux de Landau. Dans le cas des structures *Mosfet* au silicium, ce balayage s'accomplit en faisant varier la tension de grille appliquée, ce qui a pour effet de modifier la concentration des électrons dans le puits de potentiel. Dans le cas des structures *TEGFET* en arséniure de gallium, une

procédure identique peut être employée. Pour des raisons pratiques, on préfère cependant dans ce cas de travailler à densité électronique constante, et de varier la position et la densité d'états des niveaux de Landau en balayant le champ magnétique. La densité d'états dans un niveau donné étant proportionnelle au champ magnétique *B*, un accroissement du champ magnétique a pour effet d'augmenter la capacité de remplissage des différents niveaux et de faire descendre ainsi le niveau de *Fermi* vers des niveaux de Landau de plus en plus bas.

4. Effet Hall quantique

La quantification des électrons selon les niveaux de Landau a d'autres part des conséquences importantes sur le comportement de la conductivité du matériau dans une direction perpendiculaire à la direction du champ électrique appliqué. Cette conductivité transversale est généralement évaluée à l'aide de l'effet *Hall*, et se manifeste par l'apparition d'une tension transversale, dite tension de *Hall*, sur les bords d'un échantillon placé dans un champ magnétique. Le dispositif de mesure utilisé pour l'étude de l'effet *Hall* est montré à la figure 7. Il consiste

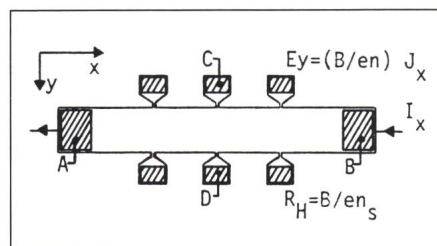


Fig. 7 Echantillon de mesure pour l'effet Hall

dans un conducteur plan muni de plages de contact latérales placées symétriquement. Une tension appliquée entre les bornes A et B provoque le passage d'un courant I_x dans la direction longitudinale. En l'absence de champ magnétique, et pour une structure parfaitement symétrique et homogène, les plages de contact C et D se trouveront au même potentiel et la tension mesurée entre C et D sera nulle.

En présence d'un champ magnétique normal au plan du conducteur, les trajectoires des électrons sont déviées sous l'effet de la force de Lorentz $F = e(v \times B)$ où v désigne le vecteur de vitesse des électrons. Pour contrecarrer cette tendance à la déflexion des électrons, un champ électrique interne s'établira dans la direction transversale y , la valeur de ce champ E_y étant donné par

$$E_y = (B/en)J_x \quad (9)$$

expression dans laquelle n désigne la densité d'électrons par unité de volume et J_x la densité de courant parcourant le conducteur dans la direction longitudinale. Entre les bornes C et D on mesurera par conséquent une tension V_y dite tension de *Hall*, dont la valeur vaut $V_y = (B/e \cdot n_s) \cdot I_x$, où n_s désigne la densité électronique par unité de surface. La résistance de *Hall*, définie comme le rapport entre la tension transversale V_y et le courant longitudinal I_x , sera donc égale pour ce cas classique à

$$R_H = B/(e \cdot n_s) \quad (10)$$

indépendante des dimensions géométriques de l'échantillon.

La figure 8a illustre le résultat prédit par la relation dérivée précédemment, et qui montre que la résistance R_H augmente linéairement avec le champ appliqué B . Lorsque le même type de mesures est effectué, à basse température et sous champ magnétique élevé, sur un échantillon bidimensionnel où les électrons sont quantifiés dans des niveaux de Landau, la mesure est caractérisée, par contre, par l'apparition de plateaux dans la résistivité transversale qui sont corrélés avec le passage par des minima de la conductivité longitudinale, comme illustré à la figure 8b. Les plateaux de la résistivité correspondent à des situations où le niveau de *Fermi* se trouve entre deux niveaux de Landau, les niveaux de Landau situés en dessous du niveau de *Fermi* étant entièrement remplis et les ni-

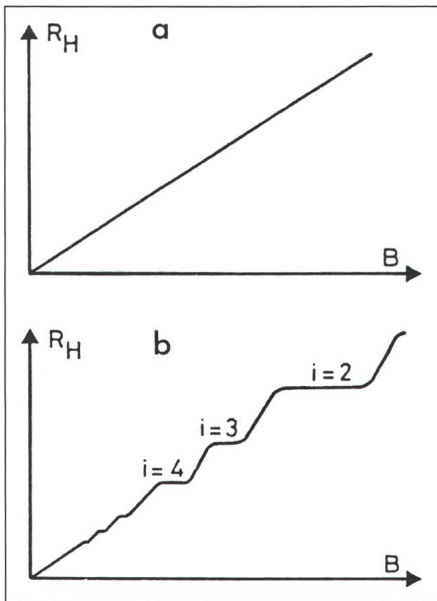


Fig. 8 Variation de la résistance transversale (résistance de Hall) pour un échantillon bidimensionnel en fonction du champ magnétique appliqué
 a Résultat classique obtenu à température élevée et/ou champ faible
 b Comportement dans la limite quantique

veaux supérieurs entièrement vides. La dégénérescence de chaque niveau de Landau est égal à $1/(2\pi r_c^2)$ par unité de surface, où r_c représente le rayon de l'orbite cyclotron fondamentale donné par l'équation (5). Le nombre maximum d'électrons qui peuvent être contenus dans un niveau de Landau donné est donc égal à eB/h , et le nombre total d'électrons de conduction dans la couche vaudra

$$n_s = i(eB/h) \quad (11)$$

i étant le nombre de niveaux de Landau entièrement remplis situés en dessous du niveau de Fermi. La signification essentielle de ce résultat est que la condition de quantification surfacique conduit à une densité d'états par niveau de Landau qui est proportionnelle au champ appliqué et indépendante de la masse effective de l'électron. En substituant n_s par cette valeur dans l'équation (10) on trouve pour la résistance Hall

$$R_H = h/(ie^2) \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

En substituant e et h par leurs valeurs numériques, on peut récrire ce résultat sous la forme

$$R_H = 25\,812,80... / i \, \Omega \quad (13)$$

i étant l'ordre d'apparition du niveau. Ce résultat, qui a été mis en évi-

dence expérimentale pour la première fois par *von Klitzing, Dorda et Pepper* en 1980, a été répété ensuite dans plusieurs laboratoires, ce qui permet d'établir non seulement la validité de l'interprétation théorique, mais également la précision et la reproductibilité de la mesure. Les travaux sur ce sujet en sont actuellement au point où la relation (12) peut être utilisée pour la réalisation d'un étalon de résistance quantique dépendant des constantes fondamentales e et h seulement, sous forme du rapport h/e^2 .

5. Réalisation des échantillons MOSFET et TEGFET

Les structures MOSFET Silicium réalisées sont du type illustré à la figure 1a. La fabrication est faite par voie photolithographique classique sur des substrats haute pureté de résistivité $100 \, \Omega \, \text{cm}$. La figure 9 montre une pho-

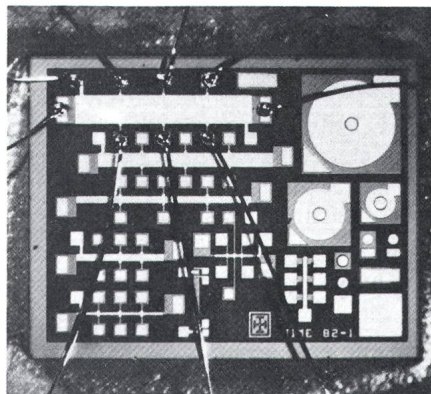


Fig. 9 Microphotographie des structures MOSFET Silicium réalisées

On y distingue des structures Hall standards, des structures Hall circulaires et des transistors MOSFET. Les dimensions du chip sont de $2,7 \times 2,1 \, \text{mm}^2$. Une des structures Hall a été contactée par fils d'or.

tomicrographie des structures réalisées au laboratoire de microélectronique de l'EPFL, après montage du chip sur support isolant et établissement des connexions par fils d'or. Les dimensions des différents transistors test varient entre $0,3$ et $1,2 \, \text{mm}$ en longueur et entre 20 et $200 \, \mu\text{m}$ en largeur. Les mobilités mesurés à température ambiante se situent autour de $1000 \, \text{cm}^2/\text{Vs}$.

Pour la fabrication de structures TEGFET en arséniure de gallium, on part d'un substrat isolant de GaAs sur lequel on dépose les couches actives par la méthode d'épitaxie par jets moléculaires et dans la séquence indiquée

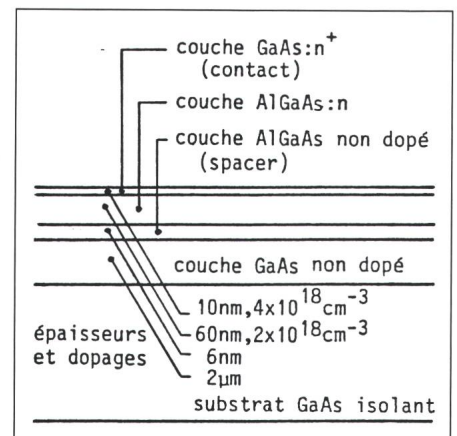


Fig. 10 Composition et épaisseurs typiques des couches épitaxiales MBE utilisées pour la réalisation des structures Tefget

à la figure 10. Pour ces échantillons, les paramètres critiques sont la pureté des couches déposées, la qualité des interfaces (spécialement celle qui est en contact avec la couche bidimensionnelle d'électrons) et l'uniformité des épaisseurs, les couches les plus minces ne dépassant pas $6 \, \text{nm}$. Avec l'équipement disponible dans notre laboratoire, il a été possible de réduire la concentration totale des impuretés résiduelles dans les couches en dessous de $2 \cdot 10^{15} \, \text{cm}^{-3}$ (correspondant à une teneur en impuretés résiduelles en dessous de 50 parts par billion), ce qui a permis d'atteindre des mobilités maximales de l'ordre de $100\,000 \, \text{cm}^2/\text{Vs}$ en volume et de l'ordre de $150\,000$ à $200\,000 \, \text{cm}^2/\text{Vs}$ dans les couches bidimensionnelles. Après le dépôt des couches, les contacts AuGeNi sont évaporés et définis par voie photolithographique et les géométries des structures test délimitées par un décapage chimique en mesa. La figure 11 montre une photomicrographie des structures test GaAs réalisées.

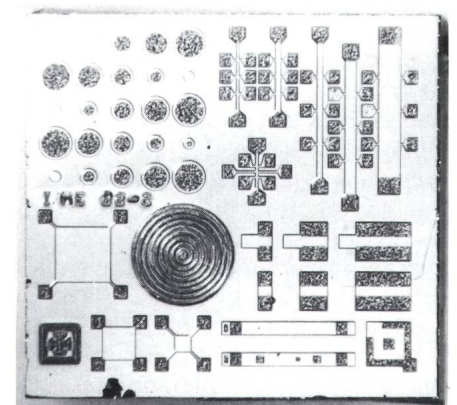


Fig. 11 Microphotographie des structures Hall en GaAs après décapage mesa et alliage des contacts. Les dimensions extérieures du chip sont de $2 \times 2 \, \text{mm}^2$.

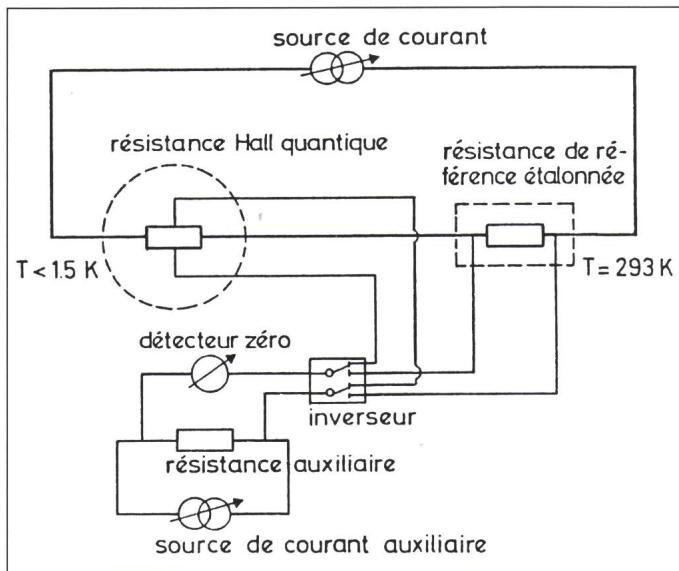


Fig. 12
Schéma du système de mesure de l'effet Hall quantique à l'Office fédéral de métrologie

Comme précautions spéciales nécessaires pour obtenir des mesures de haute précision, l'ensemble de l'installation de mesure est placé dans une cage Faraday stabilisée en température, et les différents commutateurs sont actionnés à distance par des relais hydrauliques afin d'éviter l'introduction d'impulsions électriques parasites, et d'éloigner l'opérateur de la zone de mesure.

Aux figures 13 et 14 on montre les résultats de mesures sur un échantillon silicium et arséniure de gallium, respectivement, tous deux réalisés à l'EPFL. Pour l'échantillon Si, la mesure de la tension de Hall s'effectue à champ magnétique constant, et les plateaux Hall quantiques apparaissent en

6. Mesures expérimentales

La mise en évidence de l'effet Hall quantique requiert des champs magnétiques relativement élevés - de l'ordre de 8 à 15 T - ainsi que des températures aussi basses que possible afin de réduire au maximum la composante thermique de l'énergie des électrons. D'autre part, une installation de mesure potentiométrique ou de pont est nécessaire pour comparer la résistance observée aux plateaux Hall avec des valeurs de résistances étalonnées. La figure 12 montre schématiquement une méthode de mesure appliquée à l'Office fédéral de métrologie pour ces essais. L'échantillon est placé dans un double cryostat dont l'enceinte extérieure contient la bobine dans un bain d'hélium liquide à la température de 4,2 K. Dans l'enceinte intérieure évacuée à basse pression se trouve le porteur d'échantillon à des températures inférieures à 2 K. Dans le circuit de mesure principal, la résistance de référence maintenue à 293 K dans une enceinte thermique est en série avec l'échantillon Hall. Les valeurs de la résistance de référence peuvent être choisies très proches de celles de l'effet Hall quantique, ce qui permet d'effectuer des mesures différentielles. Le potentiomètre de mesure consiste en un circuit auxiliaire produisant une tension constante très proche de la chute de tension sur la référence et d'un détecteur zéro. Ce détecteur prend les mesures en alternant entre la résistance de référence d'une part et celle de Hall d'autre part. Chaque mesure est prise avec les deux sens de courant dans le circuit principal.

Fig. 13
Effet Hall quantique transversal (V_h) et longitudinal (V_x) mesuré sur un échantillon Silicium MOSFET en fonction de la tension de grille (V_g) appliquée
Température de mesure 1,37 K, champ magnétique 14 T, courant 5 μ A

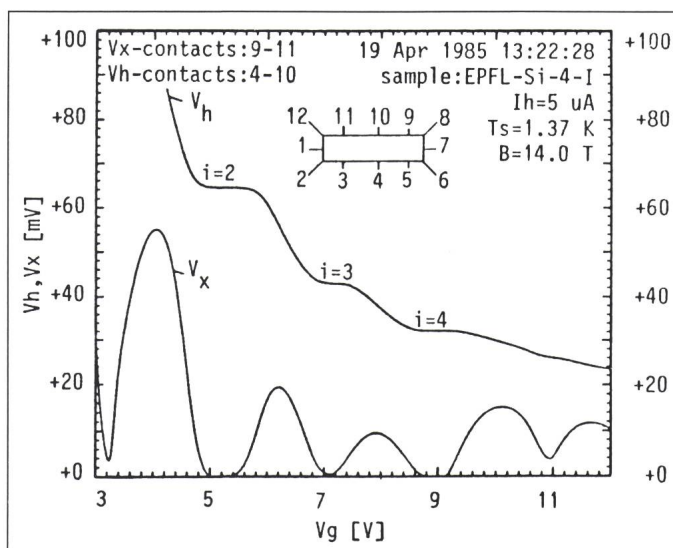
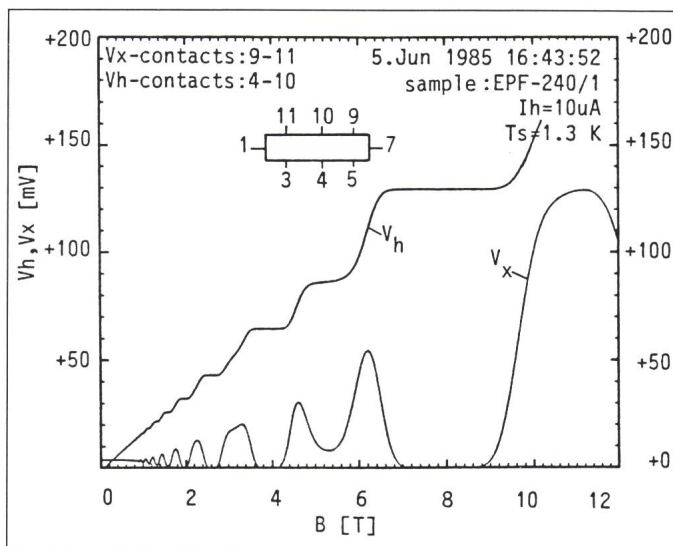


Fig. 14
Effet Hall quantique transversal (V_h) et longitudinal (V_x) mesuré sur un échantillon GaAs en fonction du champ magnétique appliqué
Température de mesure 1,3 K, courant 10 μ A



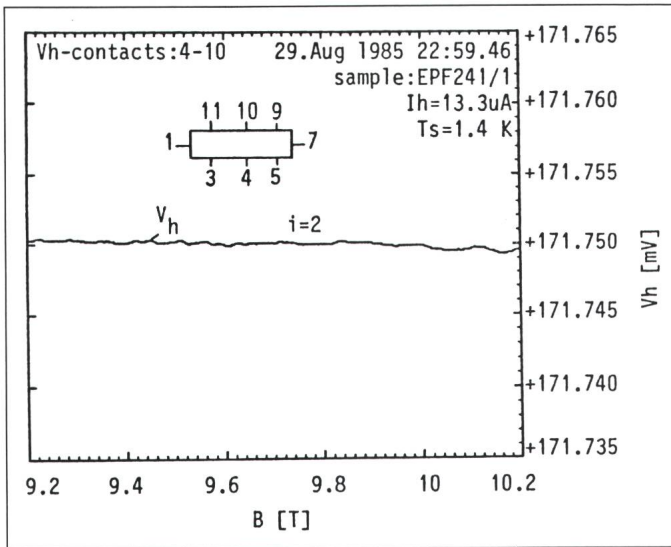


Fig. 15
Stabilité de la tension de Hall (V_h) au plateau $i = 2$ pour des champs magnétiques entre 9,2 et 10,2 T

Le changement de V_h est de l'ordre de 5 ppm seulement.

variant la densité d'électrons dans la couche bidimensionnelle en agissant sur la tension de grille. Pour l'échantillon GaAs, les plateaux Hall apparaissent suite au balayage du champ magnétique. On note, dans les deux échantillons la corrélation entre les minimas dans la résistivité longitudinale et les zones de résistivité transversale constante. Dans les zones des plateaux la résistance longitudinale est réduite à quelques dixièmes de m Ω . La figure 15 illustre la stabilité de la tension de Hall V_h le long du plateau $i = 2$.

Pour les applications métrologiques, l'intérêt se porte surtout sur le plateau $i = 2$ des échantillons GaAs. Des mesures de précision effectuées sur ce plateau ont donné une valeur de résistance de

$$R_H = 12\,906,4019\,\Omega \quad (15)$$

avec une incertitude relative liée à la mesure qui est actuellement de $\pm 0,3 \cdot 10^{-6}$ tandis que la répétabilité est de quelques 10^{-8} . Cette incertitude est

du même ordre que la dérive annuelle constatée dans les valeurs des résistances de référence conservées dans les laboratoires nationaux. Il est donc clair que l'étalonnage de résistance basée sur l'effet quantique permettra un gain en précision important.

7. Conclusions

L'observation de l'effet Hall quantique, à part ses applications évidentes en métrologie, a également jeté une nouvelle lumière sur la nature des états électroniques dans les solides semiconducteurs. Ainsi l'existence de nouveaux états physiques a été mise en évidence par l'apparition à très basse température dans des échantillons d'extrême pureté de plateaux Hall correspondant à des taux de remplissage fractionnels et impairs des niveaux de Landau égaux à $1/3$, $2/3$, $5/3$, $2/5$, $3/5$, $3/7$, etc. L'interprétation physique de ces effets que nous n'avons pas abordés ici, est encore controversée; il est probable que ces études

conduiront à une meilleure compréhension de la nature du transport électronique dans les systèmes hautement idéalisés.

Finalement, l'apparition des effets quantiques dans des structures transistor classiques met en évidence l'interdépendance étroite entre électronique et physique qui intervient dans l'interprétation du fonctionnement des dispositifs électroniques, et illustre le rôle croissant des dispositifs électroniques en tant qu'outils pour l'étude de la nature de la matière.

Remerciements

Ce travail a été possible grâce à la collaboration du Dr *M. Py* pour la croissance épitaxiale par jets moléculaires, de *M. H.J. Bühlmann* pour la réalisation des structures Si: MOSFET et GaAs: TEGFET et de *MM. U. Gennser* et *M.L. Bauder* pour les mesures électriques. Les auteurs tiennent à remercier également le Dr *G. Weimann* (Centre de recherche des PTT à Darmstadt) pour la mise à disposition de quelques échantillons préliminaires, ainsi que le Professeur *von Klitzing* pour des discussions fructueuses. Ils ont en outre pu bénéficier de nombreuses interactions avec le groupe de physique du solide de l'Université de Genève qui a participé aux premières mesures de l'effet Hall quantique, ainsi que d'une aide technique du Centre de recherche des PTT à Ostermundigen.

Bibliographie

- [1] *K. v. Klitzing, G. Dorda* and *M. Pepper*: New method for high accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance. *Physical Review Letters* 45(1980)6, p. 494...497.
- [2] *D.C. Tsui, H.L. Störmer* and *A.C. Gossard*: Two-dimensional magneto-transport in the extreme quantum limit. *Physical Review Letters* 48(1982)22, p. 1559...1562.
- [3] *T. Ando, A.B. Fowler* and *F. Stern*: Electronic properties of two-dimensional systems. *Reviews of Modern Physics* 54(1982)2, p. 437...672.
- [4] *O. Piller*: Realisierung des Ohm über den quantisierten Hallwiderstand. *Bull. SEV/VSE* 72(1981)9, S. 467...468.