

Le *spin* des électrons se transporte-t-il comme leur charge ?

Fabian Cadiz, Alistair C.H. Rowe et Daniel Paget (daniel.paget@polytechnique.edu)

Physique de la matière condensée (École polytechnique, CNRS, Université Paris-Saclay), École polytechnique, 91128 Palaiseau

Pour répondre aux besoins croissants de la microélectronique, il a été proposé de transmettre l'information par le *spin* de l'électron, cette variable quantique dont l'analogie classique est la rotation sur lui-même.

Il serait naturel de penser que la charge de l'électron et son *spin* se transportent de manière identique, si l'on excepte la tendance de toute orientation de *spin* à disparaître par relaxation. Et pourtant, plusieurs études fondamentales montrent que le *spin* peut se transporter de façon indépendante de l'électron qui le porte, et donc « vivre sa vie » comme une particule autonome.

Cet article est consacré à ces résultats fortement contre-intuitifs.

Les propriétés de *spin* des électrons dans les semi-conducteurs sont étudiées de manière fondamentale depuis plusieurs dizaines d'années. Ces études ont trouvé un regain d'intérêt lorsque l'on a imaginé des circuits « spintroniques », dans lesquels l'information qui se transmet n'est plus portée par l'électron lui-même mais par son *spin*.

D'un point de vue fondamental, on a cherché à générer des courants électroniques polarisés de *spin*, c'est-à-dire pour lesquels les électrons de *spin* \uparrow et \downarrow sont en concentrations différentes, n_{\uparrow} et n_{\downarrow} respectivement (encadré 1). Ceci se réalise soit par injection d'électrons polarisés de *spin* à partir de métaux ferromagnétiques, soit par une excitation lumineuse polarisée circulairement qui, dans certaines conditions, permet de transférer aux photoélectrons le moment angulaire du photon (c'est le pompage optique). On a mesuré le temps caractéristique de la disparition de cette polarisation, appelé le temps de relaxation de *spin*, ainsi que la distance caractéristique de cette disparition au cours de processus de transport diffusifs ou de dérive dans un champ électrique.

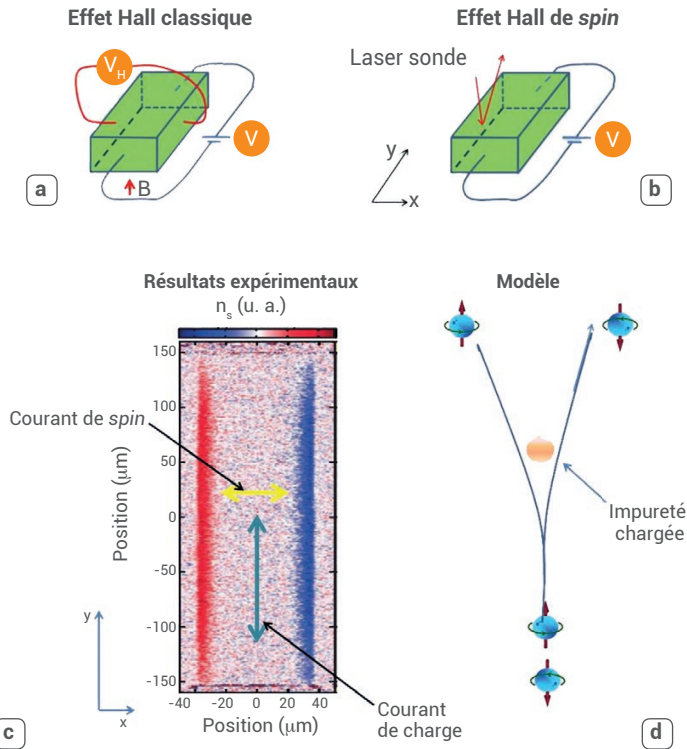
Dans cet article, nous mettons en lumière trois effets originaux qui ont été révélés par ces études : l'effet Hall de *spin*, la dépendance de la diffusion des électrons avec le *spin* et la diffusion ambipolaire de *spin*.

Courant de *spin* perpendiculaire au courant de charge

Nous considérons dans un premier temps les courants de charge et de *spin*, tels que définis dans l'encadré 1, et montrons qu'ils peuvent être différents et même avoir des directions perpendiculaires l'une à l'autre. L'une des premières démonstrations expérimentales de cette séparation des courants nous a été donnée il y a plus de dix ans par les travaux d'une équipe de l'université de Santa Barbara, en Californie [1]. Suivant les prédictions d'un article théorique de M. I. Dyakonov et V. I. Perel paru trente ans plus tôt, ces chercheurs ont simplement fait passer un courant électronique dans un film semi-conducteur d'arséniure de gallium, le long d'une direction y . Comme les électrons ne sont pas polarisés, le courant de *spin* le long de y est nul. En utilisant une technique basée sur le changement de l'orientation de la polarisation linéaire d'un faisceau laser sonde (effet Kerr), ils ont mesuré la composante de la polarisation de *spin* des électrons (\uparrow ou \downarrow) dans la direction perpendiculaire au plan de l'échantillon. Comme le montre la figure 1c, on observe une accumulation de *spin* \uparrow sur la gauche de l'échantillon et une accumulation de *spin* \downarrow sur la droite. Ainsi, tandis que le courant électrique circule le long de y , il s'établit un courant de *spin* dans la direction perpendiculaire x , qui est responsable de

cette accumulation. Cet effet est l'analogue de *spin* de l'effet Hall classique, bien qu'ici aucun champ magnétique ne soit appliqué (voir les schémas a et b de la figure 1), et donc a été appelé effet Hall de *spin*. Il est dû à l'existence d'un couplage entre l'impulsion de l'électron (son vecteur d'onde \mathbf{k}) et son *spin* : l'interaction *spin*-orbite, qui a pour origine la précession de *spin* électronique dans le champ magnétique créé par le mouvement de l'électron. En raison de ce couplage, comme l'illustre le schéma d de la figure 1, dans le cas d'une collision avec une impureté chargée, les électrons de *spin* \uparrow ont une probabilité légèrement plus forte de diffuser vers la gauche, tandis que c'est l'inverse pour les électrons de *spin* \downarrow . On voit qu'après de multiples collisions de ce type, il apparaît bien une séparation des électrons entre la gauche et la droite en fonction de leur *spin* \uparrow ou \downarrow perpendiculaire à la surface.

De nombreuses études ont mis en évidence cet effet dans différents matériaux, ainsi que l'effet réciproque, pour lequel un courant de *spin* génère un courant de charge. Cet effet réciproque, l'effet Hall de *spin* inverse, a été envisagé comme un moyen de détection électrique du *spin* électronique.



1. Effet Hall de spin.

- (a) L'effet Hall classique consiste en l'apparition d'une tension latérale V_H , lors du passage d'un courant dans un champ magnétique B .
- (b) En revanche, pour l'effet Hall de *spin*, il n'y a pas de champ magnétique appliqué et on sonde par réflexion d'un laser polarisé (effet Kerr) la répartition spatiale des orientations de *spin* \uparrow ou \downarrow perpendiculaires à la surface de l'échantillon.
- (c) On observe alors une accumulation de *spins* \uparrow à gauche (en rouge) et une accumulation de *spins* \downarrow à droite (en bleu). Ce résultat montre qu'il apparaît un courant de *spin* le long de x .
- (d) Ceci est dû aux collisions dépendant du *spin* avec les impuretés chargées. Au moment des collisions, les électrons sont déviés préférentiellement vers la gauche ou la droite, en fonction de leur *spin* (\uparrow ou \downarrow).

Le spin : une particule indépendante de l'électron ?

Encadré 1

Pour des électrons polarisés de *spin*, et une fois choisi l'axe de quantification du *spin*, la population d'électrons ($n = n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$) se sépare en une sous-population de *spin* \uparrow et de concentration n_{\uparrow} , et une sous-population de *spin* \downarrow et de concentration n_{\downarrow} , avec une densité de *spin* $s = n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$, et une polarisation de *spin* s/n .

Le transport de *spin* (s) et celui de la charge (n) sont définis par des grandeurs spécifiques bien distinctes. Sous champ électrique, alors que le courant électronique est relié à la vitesse v_{\uparrow} (v_{\downarrow}) des *spins* \uparrow (\downarrow) par $J = n_{\uparrow} ev_{\uparrow} + n_{\downarrow} ev_{\downarrow}$ (où e est la charge de l'électron), le courant de *spin* est donné par $J_s = n_{\uparrow} ev_{\uparrow} - n_{\downarrow} ev_{\downarrow}$. Si τ est le temps de vie de l'électron, dû principalement à la recombinaison avec un trou, le temps de vie de *spin* τ_s est en général plus court que τ , en raison des transitions (de type $\uparrow \leftrightarrow \downarrow$) entre les deux types de *spin* qui sont responsables de la relaxation de *spin*.

Pour un transport diffusif, c'est-à-dire à champ électrique nul, la loi de Fick relie le courant au gradient spatial de concentration. On écrit cette loi séparément pour les deux *spins* :

$$J_{\uparrow} = eD_{\uparrow}\nabla n_{\uparrow} \text{ et } J_{\downarrow} = eD_{\downarrow}\nabla n_{\downarrow} ,$$

où $D_{\uparrow(\downarrow)}$ est la constante de diffusion. Par différence, compte tenu de $\nabla n = \nabla n_{\uparrow} + \nabla n_{\downarrow}$ et $\nabla s = \nabla n_{\uparrow} - \nabla n_{\downarrow}$, on obtient :

$$J_s = J_{\uparrow} - J_{\downarrow} = e [(D_{\uparrow} + D_{\downarrow})/2 + (D_{\uparrow} - D_{\downarrow})\nabla n / 2\nabla s] \nabla s ,$$

ce qui permet de définir une constante de diffusion de *spin* effective :

$$D_s = (D_{\uparrow} + D_{\downarrow})/2 + (D_{\uparrow} - D_{\downarrow})\nabla n / 2\nabla s .$$

Si $D_{\uparrow} = D_{\downarrow}$, on a $D_s = D$ (la constante de diffusion de la charge électronique). Dans le cas inverse, la diffusion de *spin* dépend du gradient spatial de charge et on a $D_s \neq D$: il apparaît alors un couplage charge-*spin*.

Comment étudier séparément les diffusions de charge et de *spin* ?

Pour étudier la diffusion de *spin*, nous utilisons une expérience de **microluminescence polarisée** (fig. 2a). Nous générons de façon très localisée dans un échantillon semi-conducteur des photoélectrons polarisés de *spin* par une excitation laser polarisée circulairement. Nous analysons sur le détecteur CCD le profil spatial de la luminescence, proportionnelle à la somme des concentrations des électrons de *spin* \uparrow (majoritaires) et des électrons de *spin* \downarrow (minoritaires). Comme le montre la figure 2b, on observe un profil dont l'extension spatiale est plus grande que la tache du faisceau laser, en raison de la diffusion des photoélectrons après leur création. Pour étudier la diffusion du *spin* électronique, on analyse la différence $I(\sigma^+) - I(\sigma^-)$ des composantes de la luminescence d'hélicités σ^+ et σ^- . Cette grandeur est directement liée à l'orientation de *spin* $s = n_\uparrow - n_\downarrow$. Les distances caractéristiques sur lesquelles on peut conserver la charge et le *spin* dans un mouvement diffusif sont définies par les longueurs de diffusion de charge $L = (D\tau)^{1/2}$ et de *spin* $L_s = (D_s\tau_s)^{1/2}$. Leur mesure, couplée à celles des temps de vie de charge τ et de *spin* τ_s par luminescence résolue en temps, permet de remonter aux

constantes de diffusion D et D_s de charge et de *spin*. Une illustration de cette technique est donnée dans la figure 2c, qui montre le profil de charge en champ électrique nul et pour un champ électrique de 400 V/cm. Tandis que, dans le premier cas, le profil est spatialement isotrope, l'application du champ électrique montre la dérive des électrons dans ce champ [2].

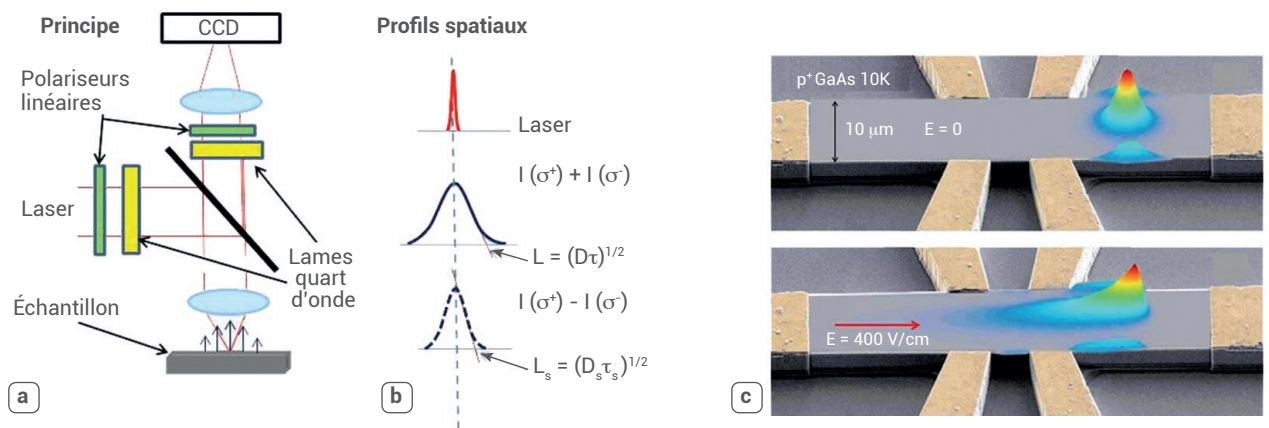
L'une des techniques les plus directes, bien que relativement moins sensible que la technique de microluminescence polarisée, pour mesurer la constante de diffusion de *spin* D_s est celle du **réseau de *spin***. Elle consiste à faire interférer à la surface de l'échantillon des impulsions laser polarisées linéairement à 90° l'une de l'autre (fig. 3a). Cette technique élégante permet de créer un profil de franges d'interférences, non pas de l'intensité mais de l'hélicité de la lumière. Ainsi, on génère un profil d'interférence de la densité de *spin* s (fig. 3b), tandis que la concentration de charge $n_\uparrow + n_\downarrow$ est homogène dans l'espace. Il n'y a donc pas de courants de charge, et l'étude de la diffraction d'un faisceau sonde permet de détecter uniquement la dynamique des courants de *spin* (fig. 3c). Cette technique a été utilisée par une collaboration de laboratoires californiens pour montrer que l'on peut avoir $D_s < D$ (fig. 3d) [3].

En effet, il existe des collisions qui affectent le courant de *spin* sans affecter le courant de charge, comme celle qui est représentée en haut à droite de la figure 3d, et qui consiste en un retournement simultané des *spins* de deux électrons, conséquence de leur interaction d'échange.

Pourquoi la diffusion de l'orientation de *spin* peut-elle différer de celle des électrons eux-mêmes ?

L'encadré 1 (p. 7) montre que la diffusion de l'orientation de *spin* peut différer de celle de la charge. L'hypothèse principale est que les processus de transition entre les deux états de *spin* ne sont pas très rapides, sinon, au moins à champ magnétique nul, on ne pourrait pas établir de polarisation de *spin*. On peut donc considérer séparément les électrons de *spin* \uparrow et ceux de *spin* \downarrow comme deux populations distinctes obéissant chacune à sa propre statistique, et donc ayant chacune sa propre constante de diffusion, que nous appellerons D_\uparrow (D_\downarrow). Dans ce cas, on peut avoir $D_s \neq D$, pourvu que l'on ait $D_\uparrow \neq D_\downarrow$.

Nous allons présenter deux phénomènes physiques distincts qui entraînent $D_\uparrow \neq D_\downarrow$. Ils surviennent tous deux à forte concentration électronique.



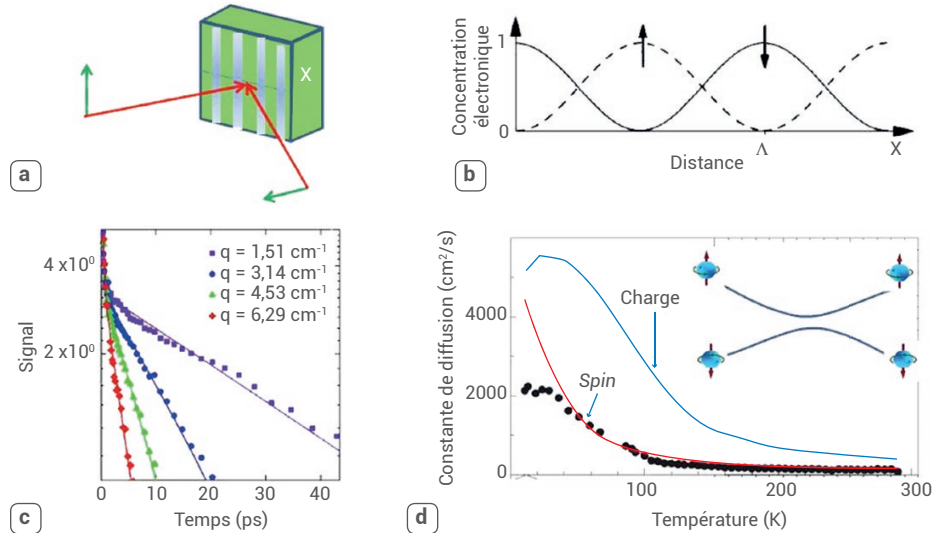
2. Microluminescence polarisée.

- (a) On focalise le laser sur l'échantillon à la limite de diffraction. À l'aide de lames quart d'onde placées sur le faisceau laser et sur le faisceau de luminescence, on polarise circulairement le laser et on mesure sur le détecteur CCD les deux composantes de la luminescence, d'hélicités σ^+ et σ^- .
 (b) Le profil spatial de leur somme, proportionnelle à la concentration de photoélectrons, s'étend au-delà de celui du laser. La dépendance spatiale de ce profil donne la longueur de diffusion de charge L , qui dépend de la constante de diffusion D et du temps de vie de charge τ . Le profil spatial de leur différence, qui est proportionnelle à l'orientation de *spin* $s = n_\uparrow - n_\downarrow$, donne la longueur de diffusion de *spin* L_s , qui dépend de la constante de diffusion de *spin* D_s et du temps de vie de *spin* τ_s .
 (c) Profils de concentration des photoélectrons dans le cas d'un barreau de GaAs, avec des contacts électriques sans (image du haut) et avec (image du bas) champ électrique appliqué. Si l'on applique un champ électrique, il apparaît une queue liée à la dérive des photoélectrons dans ce champ.

La diffusion des électrons dépend de leur *spin* : une conséquence du principe de Pauli

Si l'on applique les deux techniques de microluminescence polarisée et de réseau de *spin* décrites ci-dessus à un film de GaAs à basse température, on observe à basse puissance lumineuse que la polarisation s/n décroît lorsque l'on s'éloigne de la position du faisceau laser (fig. 4a). Cette décroissance reflète la disparition du *spin* par relaxation (encadré 1) pendant la diffusion. En revanche, à forte puissance lumineuse, on observe un profil spatial en forme de volcan (fig. 4b).

Ce profil de type volcan s'interprète par une constante de diffusion des *spins* majoritaires (\uparrow) supérieure d'environ 50% à celle des *spins* minoritaires (\downarrow). En effet, la diffusion centrifuge dépendant du *spin* cause un appauvrissement sélectif en électrons majoritaires à l'emplacement de la tache du laser et donc une diminution de la polarisation de *spin* à cet endroit (fig. 4c). Ce résultat est une conséquence directe du principe de Pauli (voir l'encadré 2).



3. Mesure de la constante de diffusion de *spin* par la technique de réseau de *spin*.

- (a) À l'aide de deux faisceaux laser en impulsion (en rouge), polarisés linéairement, on génère dans l'échantillon un système de franges d'interférences, dont le pas est $\Lambda = 1/q$.
- (b) Dépendance spatiale des concentrations n_{\uparrow} et n_{\downarrow} dans l'échantillon : on a créé de manière transitoire un réseau de *spin*, dont le pas Λ est déterminé par l'angle d'incidence des faisceaux.
- (c) Un faisceau sonde, diffracté par l'échantillon, permet de détecter ce réseau de *spin*. La mesure au cours du temps de l'intensité du signal réfléchi pour plusieurs valeurs de q (le module du vecteur de diffusion du réseau de *spin*) permet de remonter à la constante de diffusion de *spin* D_s .
- (d) Les points noirs montrent la dépendance en température de la constante de diffusion de *spin* mesurée expérimentalement, tandis que les courbes indiquent les prédictions théoriques. On voit que la constante de diffusion de *spin* est inférieure à celle de la charge (courbe bleue).

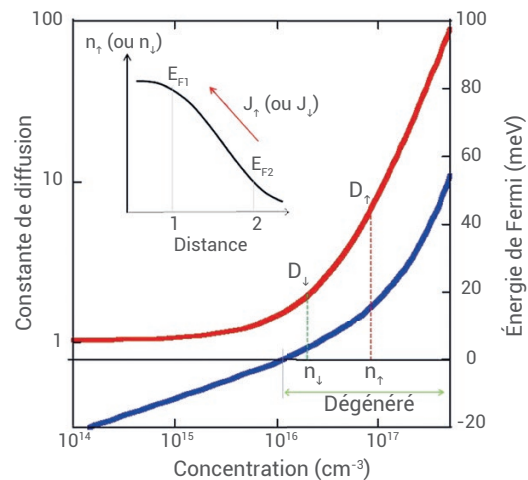
Pourquoi la diffusion des électrons peut dépendre de leur *spin* à forte concentration ?

Encadré 2

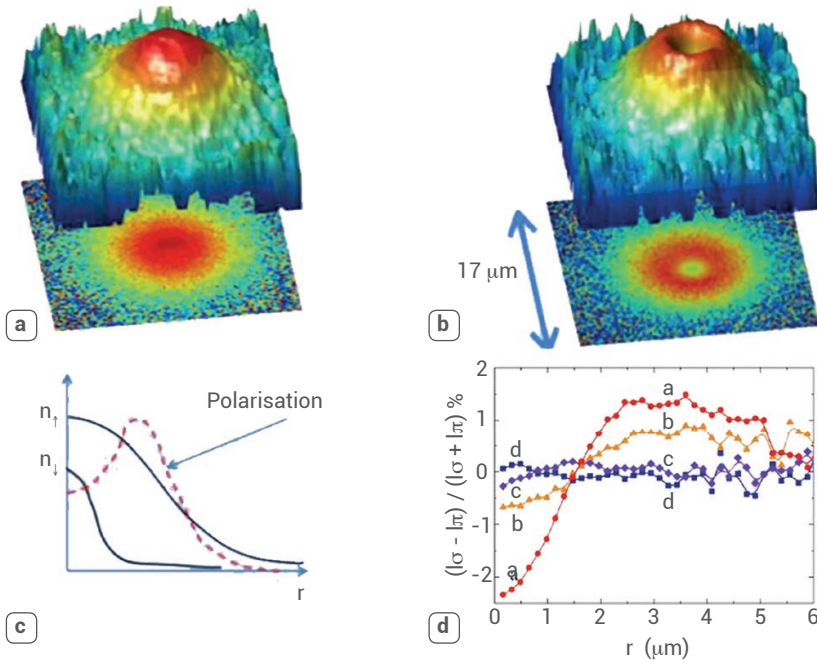
Pour exprimer la valeur de la constante de diffusion, on utilise une approche thermodynamique qui définit pour une concentration électronique donnée l'énergie de Fermi (ou potentiel chimique) E_F , qui est, au moins à température nulle, l'énergie jusqu'où les niveaux électroniques sont remplis. La diffusion survient lorsque la concentration électronique n_{\uparrow} ou n_{\downarrow} dépend de la position, et est par exemple plus grande à la position 1 qu'à la position 2, proche de la première (voir l'encart de la figure E1). Dans ces conditions, l'énergie de Fermi en position 1, E_{F1} , est supérieure à celle de la position 2, E_{F2} . Le courant de diffusion J_{\uparrow} (ou J_{\downarrow}) est alors proportionnel à $E_{F1} - E_{F2}$ et va, en raison du signe négatif de la charge électronique, de la position 2 à la position 1. On montre alors, en faisant tendre vers zéro la distance entre ces deux positions, que le courant et donc la constante de diffusion D sont proportionnels à la dérivée de l'énergie de Fermi par rapport à la concentration électronique, $\partial E_F / \partial n$.

Sur la figure E1, la courbe bleue décrit la dépendance en concentration de E_F tandis que la courbe rouge montre celle de la constante de diffusion D dans GaAs à 50 K. Tant que la concentration électronique est inférieure à 10^{16} cm^{-3} , le niveau de Fermi est plus bas que le bas de la bande de conduction ($E_F < 0$), avec $\partial E_F / \partial n$ et donc D indépendants de n (nous prendrons $D = 1$). Pour des concentrations supérieures à 10^{16} cm^{-3} , on a $E_F > 0$: on dit que le gaz d'électrons est dégénéré. $\partial E_F / \partial n$ et donc D augmentent alors fortement avec n .

Ce raisonnement peut s'appliquer séparément aux électrons majoritaires ($n_{\uparrow} \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) et aux électrons minoritaires ($n_{\downarrow} \approx 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). On voit que, dans le régime dégénéré, les constantes de diffusion des *spins* majoritaires et minoritaires peuvent être significativement plus grandes que leurs valeurs à basse concentration, tout en étant très différentes entre elles, avec $D_{\uparrow} > D_{\downarrow}$.

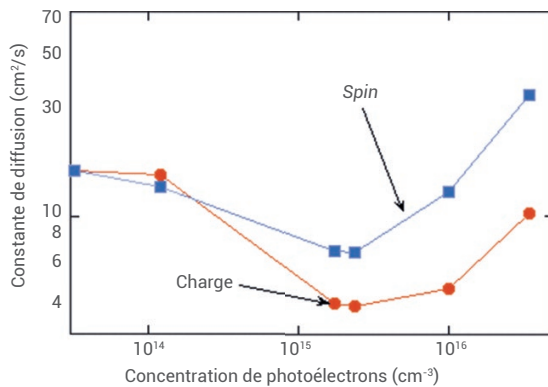


E1. Variations de l'énergie de Fermi (en bleu) et de la constante de diffusion D (en rouge) avec la concentration électronique.



4. Diffusion dépendant du *spin* dans un gaz de photoélectrons dégénérés.

- (a) Profil spatial de la polarisation des photoélectrons à faible puissance lumineuse. Sa décroissance avec la distance reflète la perte de polarisation par relaxation de *spin* lors de la diffusion.
- (b) Profil spatial à forte puissance lumineuse. L'apparition d'un creux au centre du profil montre que la diffusion dépend du *spin*, et est plus rapide pour les électrons majoritaires (\uparrow) que pour les minoritaires (\downarrow).
- (c) Il se produit alors au centre un effet de filtre à *spin*, qui évacue prioritairement les électrons majoritaires, et donc diminue la polarisation de *spin* à cet endroit.
- (d) Différence relative entre les profils de l'intensité de luminescence, qui reflètent ceux de la concentration électronique $n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$, pour une excitation polarisée circulairement (σ , électrons polarisés de *spin*), et pour une excitation polarisée linéairement (π , électrons non polarisés). On observe, à forte puissance lumineuse (courbe a), un signal de luminescence plus faible au centre en excitation σ , compensé par un excès de signal à une certaine distance ($r \approx 2$ à $5 \mu\text{m}$). Ceci signifie que la diffusion des électrons, moyennée sur le *spin*, est légèrement plus rapide lorsqu'ils sont polarisés de *spin* que dans le cas contraire. Cet effet de la polarisation de la lumière disparaît lorsque l'on diminue la puissance lumineuse (courbes successives b, c, et d).



- #### 5. Valeurs des constantes de diffusion de charge et de *spin* dans GaAs à 15 K, en fonction de la concentration de photoélectrons.
- Pour une concentration supérieure à 10^{16}cm^{-3} , ces résultats ont été obtenus par réseau de *spin* (fig. 3). Pour des concentrations plus faibles, cette dernière technique n'étant pas utilisable pour des raisons de sensibilité, nous avons mesuré l'extension caractéristique des profils spatiaux de charge et de polarisation et obtenu D et D_s à partir des longueurs de diffusion de charge et de *spin* (fig. 2). Le ralentissement de la diffusion de charge quand n augmente de 10^{14} à 10^{15}cm^{-3} est dû aux effets électrostatiques liés aux trous (diffusion ambipolaire, voir encadré 3), et affecte plus la charge que le *spin*. En conséquence, la constante de diffusion de *spin* est supérieure à celle de la charge dans toute la gamme de concentrations électroniques. Pour $n > 10^{16} \text{cm}^{-3}$, on observe une augmentation des deux constantes de diffusion, liée au principe de Pauli (encadré 2).

Dans ces conditions, on peut montrer que la constante de diffusion $\langle D \rangle$ de la charge électronique, c'est-à-dire la moyenne pondérée des constantes de diffusion des deux espèces de *spin*, est plus élevée lorsque les électrons sont polarisés de *spin* que lorsque la polarisation de *spin* est nulle, ce qui se réalise par une excitation lumineuse de même puissance, mais polarisée linéairement. Comme le montre la figure 4d, on observe à forte puissance lumineuse une différence relative, de l'ordre de quelques pour cents, entre les deux profils de l'intensité de luminescence. Cet effet, du deuxième ordre en fonction de la polarisation de *spin*, est apparenté à la pression de dégénérescence quantique, qui empêche par ailleurs les étoiles de s'effondrer sur elles-mêmes sous l'effet de la seule gravitation (un tel effondrement impliquerait que des électrons occupent le même état quantique, ce qui est contraire au principe de Pauli). Cette observation indique que, conformément à la théorie, la pression de dégénérescence dépend du *spin* et chasse plus facilement les électrons du centre lorsqu'ils sont polarisés de *spin* que dans le cas inverse.

L'orientation de *spin* ne diffuse pas comme la charge

Nous avons combiné les techniques de réseau de *spin* et de microluminescence polarisée décrites plus haut pour mesurer D_s , dans une vaste gamme de concentrations électroniques. Comme le montre la figure 5, outre l'augmentation des constantes de diffusion qui survient à très forte concentration en raison du principe de Pauli (encadré 2), on obtient des rapports D_s/D supérieurs à 2 dans une vaste plage de concentrations [4]. Ceci signifie que l'orientation de *spin* décroît moins vite avec la distance que la concentration. Il faut bien sûr pour cela que la distance à la tache laser ne soit pas trop grande pour qu'il reste des électrons.

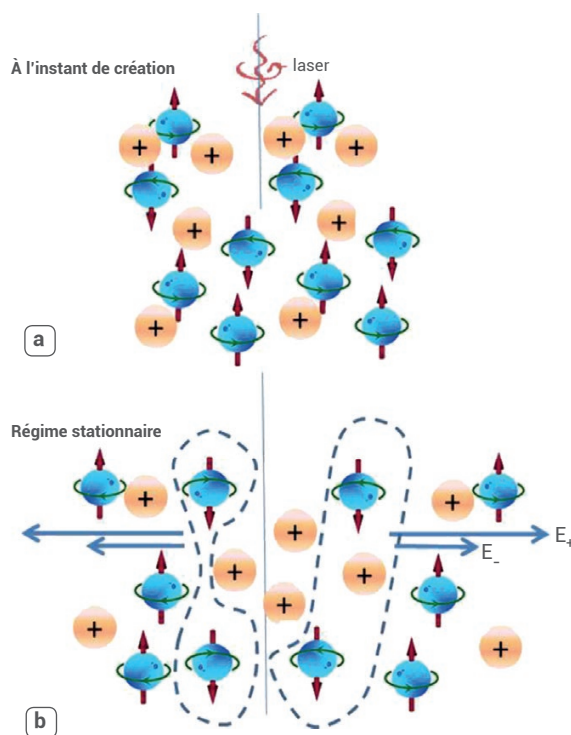
Il s'agit là d'un effet électrostatique dans un système à trois composants (diffusion ambipolaire de *spin*) : les électrons des deux *spins*, et les trous qui diffusent plus lentement [5]. Comme l'illustre l'encadré 3, l'interaction électrostatique entre trous et électrons de *spin* \uparrow d'une part et électrons de *spin* \downarrow d'autre part, permet d'établir un couplage *spin-spin* entre les deux types d'électrons. L'encadré 1 montre que, dans

Pourquoi le *spin* peut-il diffuser plus vite que la charge ?

Encadré 3

La figure E2a représente la répartition spatiale des deux types de *spins* électroniques (en bleu) et des trous (en orange) à l'instant de leur création par la lumière. Tous ces porteurs se trouvent dans la zone de focalisation du laser, dont le centre est indiqué par la ligne verticale. Le régime stationnaire s'établit en tenant compte de ce que les trous, de charge électrique $+$, diffusent moins que les électrons, et du fait que les *spins* électroniques \uparrow sont plus nombreux que les \downarrow .

La diffusion des *spins* \uparrow crée un champ électrique interne E_+ , qui ramène les électrons au centre et tend à rétablir en tout point la neutralité électrique, tandis que la diffusion des *spins* \downarrow crée un champ électrique interne plus faible E_- . Or chaque espèce de *spin* « ressent » le champ électrique somme $E_+ + E_-$. Ainsi les *spins* \downarrow sont ramenés au centre par un champ électrique bien plus fort que le seul champ E_- qu'ils ont créé. On peut comprendre ainsi qu'en régime stationnaire, après diffusion (fig. E2b), les électrons de *spin* minoritaire ont moins diffusé que les majoritaires (dans cette illustration, ils sont confinés à l'intérieur des courbes pointillées), c'est-à-dire que l'orientation de *spin* s'a diffusé plus loin que la charge n.



E2. Répartition spatiale des *spins* électroniques \uparrow et \downarrow et des trous créés par un faisceau laser dans un semi-conducteur.

ce cas, il apparaît une différence entre D et D_s , avec de façon plus précise $D_s > D$. Ainsi, le ralentissement de la diffusion des électrons à cause des trous affecte moins le *spin* que la charge.

Conclusion

Cet article donne plusieurs illustrations de l'interdépendance des propriétés de transport de charge et de *spin* dans les semi-conducteurs. Dans la quasi-totalité des exemples, cette interdépendance tire son origine de l'existence de couplages, charge-*spin* (effet du principe de Pauli), *spin-spin* (diffusion ambipolaire), ou *spin-orbite* (effet Hall de *spin*). Bien que chaque électron porte effectivement son *spin* et se transporte avec lui, ce sont dans les propriétés moyennes sur un grand nombre d'électrons qu'apparaissent ces effets, à condition de séparer les électrons en deux espèces indépendantes, chacune caractérisée par son état de *spin*.

Ce domaine reste très actif, car d'autres effets ont été prédits et restent à observer. Par exemple, il est connu que la bande interdite d'un semi-conducteur dépend des charges libres qui s'y trouvent. En raison de ce mécanisme, l'énergie de chaque type d'électron, et donc la constante de diffusion, peut dépendre de la concentration de l'autre type, ce qui génère un mécanisme original de couplage charge-*spin* et *spin-spin*. De plus, les effets attendus pourraient être très différents pour des systèmes semi-conducteurs de dimensionnalité réduite comme les puits quantiques, les nanofils ou les matériaux bidimensionnels tels que les dichalcogénures de métaux de transition... ■

Références

- 1• Y. K. Kato et al., "Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors", *Science* **306** (2004) 1910-1913.
- 2• F. Cadiz et al., "Absence of carrier separation in ambipolar charge and spin drift in p^+ -GaAs", *Appl. Phys. Lett.* **107** (2015) 162101.
- 3• C. P. Weber et al., "Observation of spin Coulomb drag in a two-dimensional electron gas", *Nature* **437** (2005) 1330.
- 4• F. Cadiz et al., "Ambipolar spin diffusion in p-type GaAs: a case where spin diffuses more than charge", *J. Appl. Phys.* **122** (2017) 095703.
- 5• F. Cadiz et al., "Ambipolar spin-spin coupling in p^+ GaAs", *Phys. Rev. B* **92** (2015) 121203 (R).