

---

# Bulletin de l'Union des Physiciens

Association de professeurs de Physique et de Chimie

---

## **La quantification de Wannier dans les superréseaux semiconducteurs : quand le champ électrique empêche les électrons de bouger...**

par Paul VOISIN

Département de Physique de l'École Normale Supérieure

---

Les semiconducteurs, matériaux de base de l'électronique moderne, sont aussi les matériaux de base de l'optoélectronique, technologie qui envahit notre vie quotidienne avec les télécommunications par fibres optiques, les disques laser, les télécommandes optiques... La physique fondamentale comme la technologie s'intéressent aujourd'hui aux hétérostructures de semiconducteurs : quinze ans après avoir valu le prix Nobel à leur inventeur, Léo Esaki des laboratoires de recherche d'IBM à Yorktown Heights, USA, ces empilements de matériaux différents continuent à stimuler l'imagination des physiciens. Tout récemment, avec Gérard Bastard et Joël Bleuse, nous avons montré que l'on peut observer dans les superréseaux semiconducteurs un effet tout à fait remarquable, imaginé il y déjà longtemps, mais fort contesté et resté inobservé dans les matériaux naturels : un champ électrique extérieur tend à localiser les états électroniques ! Nous exposons ici

comment les propriétés électro-optiques des superréseaux permettent la mise en évidence de cet effet d'aspect paradoxal.

## **LES SEMICONDUCTEURS, MATÉRIAUX POUR L'OPTO-ÉLECTRONIQUE**

Dans les cristaux semiconducteurs parfaits, les électrons associés aux liaisons chimiques occupent des états quantiques remplissant complètement un intervalle continu d'énergie permises appelé bande de valence, tandis que les premiers états permis disponibles forment un intervalle d'énergie appelé bande de conduction : ces bandes d'énergies sont séparées par la bande interdite, aussi appelée «gap», dans laquelle aucun état électronique ne peut se propager. L'absorption d'un photon d'énergie supérieure ou égale au gap peut «exciter» le cristal en promouvant un électron de la bande de valence vers la bande de conduction : il y a alors un état occupé (un «électron») dans la bande de conduction et un état inoccupé (un «trou») dans la bande de valence. Une conséquence fondamentale de la périodicité de l'arrangement des atomes dans un cristal est constituée par le théorème de Bloch : les fonctions d'onde qui, en mécanique quantique, décrivent ces états de conduction et de valence sont étendues à travers tout le cristal, ou en d'autres termes, les probabilités de présence d'un électron ou d'un trou sont équiréparties dans tout le volume du cristal. Par ailleurs, «électron» et «trou» sont des quasi-particules de charges opposées  $\pm e$ , qui s'attirent et peuvent former un état lié appelé exciton, un peu comme l'électron et le proton dans un atome d'hydrogène. Mais une paire électron-trou photo-crée est métastable et peut disparaître en se recombinant, par exemple en émettant un photon : c'est la luminescence. Absorption et luminescence sont les propriétés optiques fondamentales qui font des semiconducteurs les matériaux de base pour les composants nécessaires aux systèmes de télécommunication par fibres optiques : lasers à semiconducteurs, photo-détecteurs, modulateurs électro-optiques.

## **DES SEMICONDUCTEURS NATURELS AUX HÉTÉROSTRUCTURES ARTIFICIELLES...**

Aux semiconducteurs existant dans la nature, très étudiés au cours des années 50 à 80, comme le Germanium, le Silicium ou les composés

d'éléments III et V comme GaAs ou encore d'éléments II et VI comme HgCdTe, les physiciens ont depuis une quinzaine d'année, suite à la proposition formulée par Esaki et Tsu [1] en 1970, ajouté des semi-conducteurs totalement artificiels : les hétérostructures [2]. Il s'agit par exemple d'empilement de couches minces alternées de deux semi-conducteurs différents, A et B. Ces matériaux A et B sont déposés alternativement sur un substrat par une méthode de croissance cristalline sophistiquée telle que l'épitaxie en ultra-vide par jets moléculaires (MBE) ou l'épitaxie en phase vapeur par décomposition de composés organo-métalliques (MOCVD). Ces techniques permettent de contrôler l'épaisseur à une fraction de mono-couche atomique près : on construit ainsi, plan atomique par plan atomique, un cristal dont la composition est modulée abruptement sur une échelle de distance intermédiaire entre le microscopique (la distance interatomique, soit typiquement  $3\text{\AA}$ ) et le macroscopique (la distance au-delà de laquelle la nature quantique des particules n'est plus perceptible, soit typiquement  $1\ \mu\text{m}$ ). Cette situation se prête idéalement à l'observation de nombreux «effets quantiques macroscopiques», et la fabrication, l'étude et l'utilisation des hétérostructures de semiconducteurs forment aujourd'hui un domaine foisonnant, fébrile et très concurrentiel.

### LES SUPERRÉSEAUX, DES CRISTAUX AUX PROPRIÉTÉS ÉLECTRONIQUES «SUR MESURE»

Nous nous intéressons ici aux superréseaux, qui sont des empilements périodiques de couches très fines des matériaux A (épaisseur  $LA$ ) et B (épaisseur  $LB$ ), comme illustré sur la figure 1a. Un superréseau est donc un cristal dans lequel coexistent deux périodes, la maille cristalline  $a$  des matériaux A et B, et la «superpériode»  $d = LA + LB$ . Les matériaux A et B ayant des gaps différents, les extrema des bandes permises ne sont pas à la même énergie dans les matériaux A et B : les énergies de ces extrema sont donc modulées le long de l'axe de croissance, avec la période  $d$ . La figure 1b illustre le cas des superréseaux «de type I», dans lesquels le minimum de la bande de conduction est à plus basse énergie dans «A» que dans «B», tandis que le maximum de la bande de valence est à plus haute énergie dans «A» que dans «B». Les couches du matériau A forment dans ce cas des puits de potentiel (et les couches de «B» des barrières de potentiel) pour les électrons dans la bande de conduction. Il en est de même pour les trous dans la bande de valence, ce qui mérite qu'on s'y arrête : l'énergie d'un trou est minimum lorsqu'il est créé par un photon d'énergie exactement

égale à la largeur de la bande interdite, donc lorsque le trou occupe l'état situé au maximum de la bande de valence ; l'axe des énergies de trous est donc orienté vers le bas... pour les états de la bande de valence, les parties basses du potentiel crénelé de la figure 1b sont les barrières de potentiel, et les parties hautes, les puits.

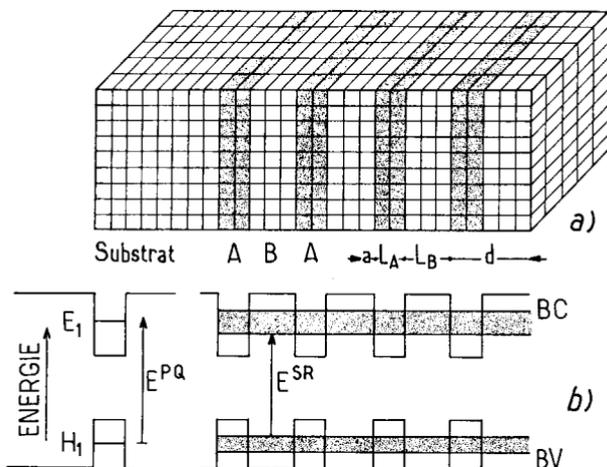
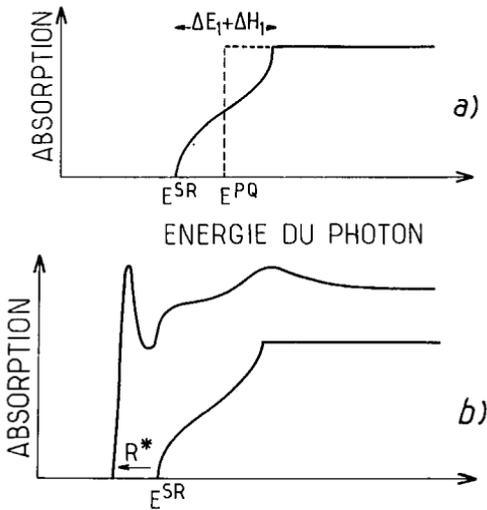


Figure 1a et 1b : Schéma d'un superréseau (1a) et diagramme des bandes d'énergies permises pour un puits quantique isolé et pour un superréseau (1b).

En mécanique quantique, les états disponibles dans un puits de potentiel présentent un spectre d'énergie discret, soit  $E_1, E_2, \dots$  pour les électrons et  $H_1, H_2, \dots$  pour les trous. On appelle «énergie de confinement» la distance entre un niveau d'énergie et le fond du puits de potentiel correspondant. Cette énergie augmente rapidement lorsque l'épaisseur du puits diminue : par exemple, l'énergie de confinement du premier niveau de conduction dans un puits quantique de GaAs entre des couches barrières de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  avec  $x = 30\%$  est environ 50 milli-électron-Volt (meV) pour une épaisseur  $L_A = 100 \text{ \AA}$ . On sait aussi qu'en mécanique quantique, les barrières de potentiel ne sont pas complètement opaques : la fonction d'onde d'une particule est évanescente mais non nulle dans cette barrière, de sorte qu'il existe une certaine probabilité de passer d'un puits à l'autre : c'est l'effet tunnel. Un superréseau comme celui de la figure 1 est donc un ensemble de puits quantiques couplés entre eux par l'effet tunnel. Le couplage transforme la collection d'états discrets correspondant aux puits quantiques « isolés » en un spectre continu formant une bande d'états permis. La largeur de cette bande varie considérablement avec les

paramètres du superréseau ; en particulier, elle diminue très rapidement lorsque l'épaisseur de la barrière augmente. A titre d'exemples, la largeur  $\Delta E_1$  de la première bande de conduction d'un superréseau GaAs ( $LA = 35\text{\AA}$ ) -  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  ( $LB = 35\text{\AA}$ ) vaut 40 milli-électron-Volt (meV), et elle n'est plus que 13 meV si  $LB = 55\text{\AA}$ . Ces chiffres sont à comparer avec les largeurs des bandes de conduction ou de valence des matériaux massifs, qui sont de l'ordre de 1,5 électron-Volt, d'où le nom de «mini-bandes» souvent donné aux bandes d'énergies permises d'un superréseau.

La mini-bande est à peu près centrée sur le niveau d'énergie correspondant du puits quantique isolé. Il s'ensuit que le gap du superréseau ESR est plus petit que celui du puits quantique isolé EPQ de la demi-somme des largeurs des minibandes de conduction et de valence. Ainsi, la superpériode  $d$  et le rapport  $LA/LB$  sont deux paramètres que l'on peut choisir indépendamment, de façon à réaliser un superréseau ayant un gap et une largeur de mini-bande donnés.



Figures 2a et 2b : Coefficient d'absorption bande-à-bande théorique pour un superréseau et pour un puits quantique (2a), et allure d'un spectre observé dans la réalité (2b).

Le spectre d'absorption optique d'un tel superréseau est montré sur la figure 2a : ce spectre reproduit fidèlement une courbe en arccosinus représentant la densité des états des mini-bandes de conduction et de valence. L'absorption démarre au gap du superréseau et augmente jusqu'à un régime de saturation atteint pour une énergie de photon égale

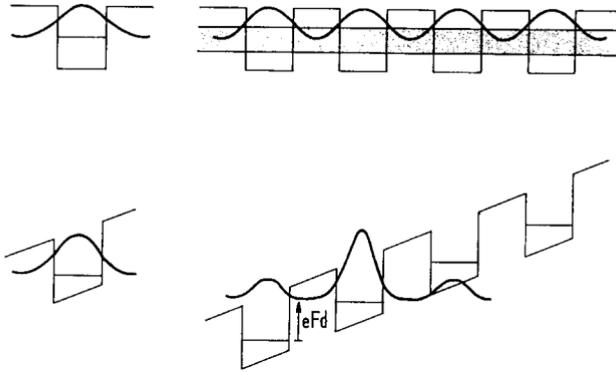
à ce gap augmenté de la somme des largeurs des mini-bandes de conduction et de valence. Si l'on considère un système avec des barrières plus épaisses, les mini-bandes sont beaucoup plus étroites, et le spectre d'absorption se réduit à une simple marche d'escalier à l'énergie  $E^{PQ}$  : c'est l'absorption caractéristique de la bidimensionnalité d'un système de puits quantiques non-couplés. En fait, les spectres d'absorption observés expérimentalement ne ressemblent guère à ceux de la figure 2a : c'est la faute de l'interaction électrostatique qui crée une corrélation importante entre électrons et trous. Comme on le voit sur la figure 2b, l'interaction de Coulomb se manifeste par l'apparition d'un pic d'absorption sous le gap du superréseau, correspondant à l'état lié appelé exciton, et par un renforcement de l'absorption au dessus du gap. L'énergie de liaison de l'exciton, ainsi que la force du pic d'absorption correspondant, sont d'ailleurs sensiblement plus grandes dans un puits quantique isolé que dans un superréseau car, dans le puits quantique, le confinement rapproche l'électron et le trou, d'où un gain d'énergie potentielle : dans la limite strictement bi-dimensionnelle, on trouve analytiquement que l'énergie de liaison de l'atome hydrogénoïde est multipliée par quatre.

### LES EFFETS INATTENDUS D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE...

Comme nous l'avons mentionné, c'est le passage par effet tunnel à travers les barrières de potentiel qui transforme les états discrets d'un puits quantique isolé en mini-bandes d'un superréseau. Un aspect essentiel de ce couplage est qu'il est résonnant : on entend par là que les niveaux disponibles dans les différents puits sont tous à la même énergie, de sorte que, schématiquement, un électron peut sans subir de collision «visiter» alternativement tous les sites du superréseau. Dans le langage de la mécanique quantique, on dira de façon plus appropriée que l'on construit la fonction d'onde d'un état étendu du superréseau en faisant une combinaison linéaire des fonctions d'ondes des états des différents puits quantiques : la figure 3a illustre l'allure des modules de la fonction d'onde associée à l'état fondamental ( $E_1$ ) d'un puits quantique, et de la combinaison de telles fonctions formant un état de la minibande de conduction du superréseau.

Lorsque l'on superpose au potentiel du superréseau le potentiel linéaire  $eFz$  associé à un champ électrique constant  $F$  appliqué le long de l'axe  $z$ , on obtient le diagramme de la figure 3b qui met en évidence deux effets distincts : le premier est la déformation du puits quantique,

qui va entraîner une variation de l'énergie de confinement, en fait négligeable dans le cas de puits étroits ; le deuxième est le décalage en énergie  $eFd$  entre deux puits adjacents, qui provoque une modification spectaculaire des propriétés électroniques du superréseau. Du fait de ce décalage, l'effet tunnel n'est plus résonnant, ce qui diminue dramatiquement son efficacité : en s'éloignant d'un puits donné, l'électron explore des sites de plus en plus «inconfortables» car son énergie est



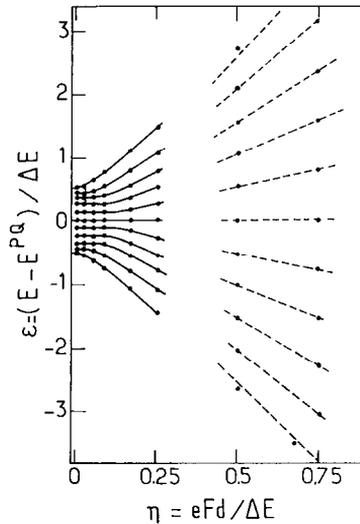
**Figure 3 :** Effets d'un champ électrique sur les niveaux d'énergie et sur les fonctions d'onde pour un puits quantique et pour un superréseau.

de plus en plus éloignée de l'énergie permise sur ces sites. Il se produit alors un effet de localisation des fonctions d'ondes [3], illustré sur la figure 3b, et qui est d'autant plus marqué que le champ est plus intense. Il existe un paramètre d'échelle naturel dans ce problème, qui est le rapport  $\eta = eFd/\Delta E$  entre la différence d'énergie potentielle appliquée sur une période du superréseau,  $eFd$  et la largeur  $\Delta E$  de la minibande considérée. Ainsi trouve-t-on par exemple que l'extension spatiale d'une fonction d'onde est  $d/\eta$  : dans la limite des champs forts définie par  $\eta \geq 1$ , les états propres du superréseau sont complètement localisés dans les différents puits quantiques, alors qu'à champ faible ces états sont étendus sur une vaste partie du superréseau. La considération du paramètre d'échelle  $\eta$  permet de mieux comprendre l'intérêt et l'originalité des superréseaux : les champs électriques que l'on sait appliquer sur un semiconducteur sont limités par des phénomènes de claquage à des valeurs inférieures à quelques centaines de kilo-Volt par centimètre. Dans les matériaux massifs pour lesquels la période est environ  $6\text{\AA}$  et la largeur de bande environ  $1,5\text{eV}$ ,  $\eta$  est toujours inférieur à  $10^{-2}$  : le régime des champs forts ne peut pas être atteint. Dans les

superréseaux, au contraire, les périodes sont typiquement dix fois plus grandes et les largeurs de bandes quarante fois plus petites, et le régime de forte localisation peut être obtenu avec des champs électriques modestes.

### DES FONCTIONS D'ONDES LOCALISÉES ET DES ÉNERGIES QUANTIFIÉES...

A la localisation des fonctions d'onde correspond une profonde modification du spectre des énergies permises, illustrée sur la figure 4 où l'on voit les énergies permises calculées pour les états de conduction



**Figure 4 :** Spectre des niveaux calculés en fonction du champ électrique pour un superréseau comportant 11 périodes.

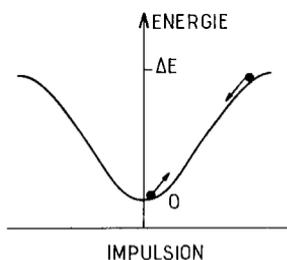
d'un superréseau comportant onze périodes. Les onze états forment à champ nul la mini-bande de conduction, de largeur  $\Delta E$ . Lorsque le champ électrique augmente, cette bande s'élargit et se transforme progressivement en une série de niveaux équidistants de la quantité  $eFd$ , qui prévaut à champ fort, et que l'on appelle une échelle de Wannier-Stark. On peut comprendre intuitivement cette quantification du spectre en examinant la figure 3b : appelons  $E_n$  l'énergie de l'état représenté, qui est localisé autour du puits quantique de numéro  $n$  ; les symétries

de translation évidentes sur la figure permettent de prévoir qu'une fonction d'onde identique centrée dans le puits  $n + 1$  situé immédiatement à gauche sera aussi la fonction d'onde d'un état permis du superréseau, avec l'énergie  $E_n + eFd$ , et ainsi de suite tant que la fonction d'onde est suffisamment localisée pour ne pas toucher le bord du cristal. On peut ainsi construire une série de niveaux formant autant d'échelons de l'échelle de Wannier-Stark, et qui approximent le spectre réel d'autant mieux que le champ est fort, donc la localisation marquée. On retrouve ici la supériorité des superréseaux sur les cristaux massifs pour la mise en évidence de tels effets : à un champ électrique donné, la séparation de deux niveaux de l'échelle de Wannier-Stark est environ dix fois plus grande dans le premier cas que dans le second.

### **DES PRÉDICTIONS POURTANT ANCIENNES, MAIS JAMAIS OBSERVÉES...**

En fait la prédiction d'un mouvement d'extension fini pour un électron dans un cristal soumis à un champ électrique est fort ancienne, puisque l'idée fut proposée par le grand physicien allemand F. Bloch dès 1928, suivant une analyse «semi-classique» : dans cette approche, l'énergie et l'impulsion de l'électron se déplaçant dans une bande d'états permis d'un cristal sont reliées par une «relation de dispersion» comme celle indiquée sur la figure 5. Un électron astreint à se déplacer sur cette courbe de dispersion et soumis à la force électrostatique est d'abord accéléré par le champ ; au fur à mesure que son énergie croît, sa «masse» (on entend par là l'inverse de la dérivée seconde de la courbe de dispersion  $\bar{E}(p)$ ) augmente, pour devenir infinie en même temps qu'elle change de signe au point d'inflexion de la courbe. L'électron est alors freiné par le champ, et sa vitesse s'annule et change de signe quand son énergie est égale à la largeur de la bande : il va alors parcourir en sens inverse la courbe de dispersion... Cette superbe idée de l'«oscillateur de Bloch» est erronée en ce sens que, comme nous venons de le voir, le spectre des états permis est profondément affecté par le champ électrique, de sorte que le raisonnement semi-classique consistant à analyser le mouvement de l'électron dans la bande d'états permis à champ nul est incorrect. Pourtant, bien curieusement, on trouve en détaillant cette analyse que l'amplitude du mouvement est  $\Delta E/eF = d/\eta$ , ce qui est bien l'extension de la fonction d'onde quantique, et que sa fréquence est  $eFd/h$  ( $h$  est la constante de Planck), ce qui fait apparaître naturellement la séparation énergétique des niveaux de l'échelle de Wannier-Stark. L'idée de la quantification par

le champ électrique du spectre des énergies permises est elle aussi assez ancienne, puisqu'elle fut développée par Grégory Wannier au début des années soixante, sur la base d'un raisonnement de mécanique quantique analogue à celui que nous avons esquissé en évoquant la double invariance par translation dans l'espace réel et le long de l'axe des énergies.



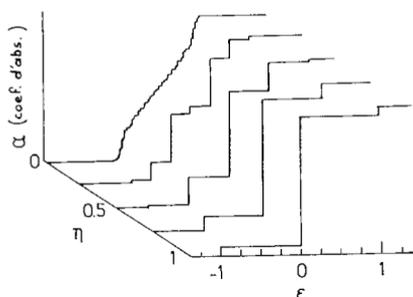
**Figure 5 :** Schéma de la relation de dispersion d'une bande dans un cristal, illustrant le raisonnement semi-classique de Bloch.

Ces prédictions fondamentales et spectaculaires n'ont pas pu être vérifiées expérimentalement à l'époque : nous avons vu que les matériaux naturels ont des paramètres qui se prêtent mal à cette observation. En fait, la validité même qualitative de ces résultats a été fortement contestée sur le plan théorique, contestation alimentée par la très grande difficulté mathématique du problème autant que par la répugnance de l'intuition à accepter que le champ électrique puisse localiser un électron : s'il est une idée communément admise, c'est bien que l'effet d'un champ électrique est de faire circuler du courant, et donc de déplacer des charges électriques ! S'il n'y a, fort heureusement, pas de contradiction absolue entre conduction et localisation, il reste vrai que c'est dans l'influence de la localisation sur les propriétés optiques du cristal et non dans la direction des effets de transport qu'il fallait chercher une démonstration expérimentale convaincante.

### **DES PROPRIÉTÉS ÉLECTRO-OPTIQUES ORIGINALES... ET PEUT-ÊTRE UTILES !**

Plus précisément, le coefficient d'absorption optique associé à une transition entre un état de la bande de valence d'énergie  $\epsilon_v$  et un état de la bande de conduction d'énergie  $\epsilon_c$  donnés apparaît comme une marche d'escalier à l'énergie  $\epsilon_c - \epsilon_v$ , dont la hauteur est proportionnelle

au module carré du recouvrement des fonctions d'onde correspondantes. On devine ici l'importance que vont avoir la quantification du spectre des énergies permises et la localisation des fonctions d'onde : clairement, on vérifie sur la figure 6 que le spectre résultant de l'absorption entre deux échelles de Stark est formé de marches d'escalier équidistantes de la quantité  $eFd$ . On peut distinguer au centre du spectre une marche, à l'énergie du gap du puits quantique isolé, qui correspond à l'ensemble des transitions entre états de conduction et valence localisés autour du même puits quantique, et qu'on appellera «transitions verticales». Les autres marches, situées de part et d'autre,



**Figure 6** : Spectres d'absorption optique calculés pour différentes valeurs du champ électrique réduit  $\eta = eFd/\Delta E$ .

correspondent aux transitions «obliques» qui interviennent entre états centrés dans des puits premiers voisins, deuxième voisins, etc... Dans la limite des champs forts, les fonctions d'ondes sont pratiquement concentrées dans un seul puits, de sorte que les transitions obliques sont très peu intenses : le spectre se réduit pratiquement à une seule marche d'escalier à l'énergie  $E^{PQ}$ , et est donc identique à celui d'une série de puits quantiques non-couplés : on peut dire en ce sens que l'effet du champ électrique est une destruction du couplage par effet tunnel. Lorsqu'on diminue le champ électrique, les fonctions d'onde s'étendent progressivement, et à mesure apparaissent les transitions «obliques» : celles-ci se renforcent et se rapprochent, jusqu'à redonner à très faible champ un spectre qui ressemble beaucoup au spectre d'absorption de mini-bande de la figure 2a. Notons que si l'on se place à une énergie de photon donnée et que l'on fait varier le champ électrique appliqué, alors les transitions obliques vont défiler devant cette énergie, ce qui donne un comportement oscillant au coefficient d'absorption. Ces oscillations ont la particularité d'être périodiques par rapport à l'inverse  $1/F$  du champ électrique. De telles oscillations sont la «signature» de la quantification du spectre en niveaux équidistants, et ne sont pas sans

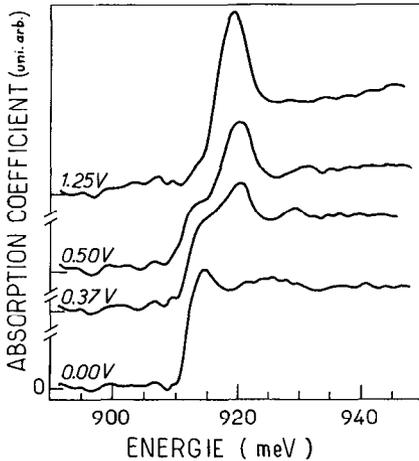
rappeler les oscillations magnéto-optiques qui résultent de la quantification en niveaux de Landau causée par un champ magnétique extérieur.

Si l'on compare maintenant les limites faible et fort champ, on constate que le seuil d'absorption effectif s'est déplacé vers les hautes énergies («vers le bleu») d'une quantité égale à la demi-somme des largeurs des mini-bandes de conduction et valence, dégageant ainsi une zone de transparence au voisinage du gap du superréseau. On peut imaginer un modulateur électro-optique exploitant cet effet : outre l'utilisation de matériaux dont les paramètres peuvent être prédéterminés pour un usage donné, un tel modulateur est original par le signe de l'effet utilisé : on aurait un composant normalement opaque pouvant être rendu transparent à la longueur d'onde de travail par application de la tension, ce qui est particulièrement favorable pour les applications aux circuits logiques. En même temps, le temps de réponse d'un tel composant serait a-priori extrêmement court. Un autre aspect digne d'intérêt du point de vue des applications est que les «morphologies» d'un laser à semiconducteur ou d'un photo-détecteur sont très voisines de celle du modulateur que nous proposons, de sorte qu'on a là un bon candidat pour la réalisation de composants opto-électroniques intégrant des fonctions complexes.

### **UNE RÉSERVE DE PARADOXES...**

En attendant un avenir prometteur d'applications industrielles qui restent à démontrer et à développer, les propriétés électro-optiques des superréseaux nous réservent encore quelques surprises. Telle que le comportement des excitons...

Nous avons mentionné que l'attraction électrostatique entre électron et trou conduit à la formation d'un état lié analogue à un atome hydrogénoïde, qu'on appelle exciton. L'application d'un champ électrique tend à séparer spatialement l'électron et le trou puisque ceux-ci ont des charges opposées : on s'attendrait donc à une diminution de l'énergie de liaison de l'exciton, puis à sa destruction par ionisation dans la limite des champs forts ; c'est d'ailleurs ce qui est observé expérimentalement dans les matériaux massifs. C'est le contraire que l'on observe dans les superréseaux !



**Figure 7 :** Spectres d'absorption sous champ électrique observés dans un superréseau GaInAs-AlGaInAs [4], montrant le renforcement spectaculaire des transitions excitoniques et le décalage vers le bleu du seuil d'absorption.

La figure 7 montre les spectres d'absorption optique sous champ électrique que nous avons obtenus récemment [4] avec J. Bleuse à l'École Normale Supérieure dans le cas d'un superréseau formé de couches très fines alternées du composé ternaire InGaAs (matériau «puits») et de l'alliage quaternaire AlGaInAs (matériau «barrière»). Ce superréseau, fabriqué par M. Allovon au Centre National d'Étude des Télécommunications à Bagneux, est essentiellement isolant à basse température, et la structure comporte à chaque extrémité une couche épaisse conductrice jouant le rôle d'armatures d'un condensateur et permettant d'appliquer la tension sur le superréseau. A champ électrique nul, le seuil d'absorption est souligné par un pic d'amplitude modeste correspondant à un exciton tridimensionnel dont l'énergie de liaison est 2,5 meV environ. Lorsque le champ augmente, on voit ce pic excitonique se déplacer vers les hautes énergies (vers le «bleu») et se renforcer tandis que d'autres structures, correspondant aux transitions «obliques» entre états centrés dans des puits adjacents, apparaissent de part et d'autre, puis s'affaiblissent à mesure qu'elles s'écartent de la transition centrale. Dans la limite des champs les plus forts, le seuil d'absorption excitonique beaucoup plus marqué qu'à champ nul. L'accroissement spectaculaire de la force de la transition excitonique traduit l'augmentation de l'énergie de liaison de l'exciton, qui se manifeste aussi par un léger décalage vers le rouge de la transition principale, visible aux plus forts champs. Cet effet, à première vue

paradoxal, n'est en fait qu'une conséquence de la localisation des fonctions d'onde par le champ électrique : à fort champ, électron et trou sont concentrés dans un même puits quantique, et l'exciton devient quasiment bi-dimensionnel... d'où l'augmentation de son énergie de liaison.

Ces résultats expérimentaux tout récents illustrent particulièrement bien les tendances actuelles de la physique des hétérostructures de semiconducteurs : conception et fabrication de structures adaptées à la mise en évidence d'effets physiques fondamentaux, étude de ces effets le plus souvent inobservables dans les matériaux naturels, et en même temps, recherche d'applications de ces effets nouveaux pour la création ou pour l'optimisation de composants électroniques. Ainsi parle-t-on maintenant couramment d'«ingénierie des propriétés électroniques»...

## RÉFÉRENCES

- [1] Léo Esaki and Ray Tsu, IBM Journal of Research and development **14**, 61 (1970).
- [2] On trouvera une revue détaillée de la physique des hétérostructures dans le livre de G. Bastard, «Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures», publié aux éditions de Physique (1988).
- [3] J. Bleuse, G. Bastard and P. Voisin, Physical Review Letters **60**, 220 (1988)
- [4] J. Bleuse, P. Voisin, M. Allovon and M. Quillec, Applied Physics Letters **53**, 2632 (1988).