Appareillage pour l'étude expérimentale de l'ionisation par choc et de la lumière de recombinaison associée dans les semiconducteurs

René Granger

► To cite this version:

René Granger. Appareillage pour l'étude expérimentale de l'ionisation par choc et de la lumière de recombinaison associée dans les semiconducteurs. *Revue de Physique Appliquée*, 1967, 2 (1), pp.23-28. 10.1051/rphysap:019670020102300 . jpa-00242760

HAL Id: jpa-00242760

<https://hal.science/jpa-00242760>

Submitted on 1 Jan 1967

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

APPAREILLAGE POUR L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'IONISATION PAR CHOC ET DE LA LUMIÈRE DE RECOMBINAISON ASSOCIÉE DANS LES SEMICONDUCTEURS

Par RENÉ GRANGER,

Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, C.N.R.S., 92-Bellevue.

Résumé. — Nous décrivons l'appareillage expérimental destiné au relevé de la caractéristique électrique des semiconducteurs jusqu'à l'ionisation intrinsèque et à l'étude du rayonnement de recombinaison du plasma hors d'équilibre.

Abstract. — We describe the experimental set up used to record the electrical characteristics of semiconductors up to intrinsic breakdown and to study the recombination radiation of the plasma out of equilibrium.

1. Introduction. Objectifs de l'étude expérimentale.

— Les phénomènes de conduction dans les semiconducteurs, aux champs électriques faibles, sont dus (dans le cas d'un matériau de type n) au gaz d'électrons de la bande de conduction, qui possède une distribution maxwellienne à la température T_0 du réseau (loi d'Ohm). Cependant, la relation linéaire entre la densité de courant J et le champ électrique E n'est plus suivie pour des valeurs élevées de ce dernier; dans certains matériaux, un phénomène de croissance très brutale de J (appelé claquage ou avalanche) apparaît au-delà d'un seuil E_c de champ électrique.

Cette croissance anormale de J , mise en évidence pour la première fois dans InSb à 77 °K [1], s'explique par l'augmentation du nombre de porteurs de charge. En effet, dans un champ intense, une partie de la distribution des porteurs majoritaires possède une énergie suffisante pour transférer, par choc, des électrons de la bande de valence dans la bande de conduction. Nous avons montré [2] qu'il était possible d'analyser ce phénomène d'avalanche en séparant les électrons de la bande de conduction en deux parties : les électrons de faible énergie, ayant une distribution maxwellienne avec une température électronique voisine de T_0 , et un petit nombre d'électrons, appelés balistiques, accélérés dans la direction de E . Ces derniers peuvent acquérir une énergie suffisante pour induire l'ionisation d'un électron de valence.

Le but de notre étude expérimentale est de vérifier que le modèle d'ionisation par choc proposé [2] permet une bonne description macroscopique du phénomène. Nous nous sommes attaché, d'une part à déterminer le seuil d'avalanche et sa variation en fonction des paramètres principaux tels que la température ou la concentration en porteurs, et d'autre part

à étudier le rayonnement de recombinaison des porteurs hors d'équilibre qui doit être associé à l'ionisation par choc mais n'a fait l'objet d'aucune étude approfondie (ce rayonnement a été signalé dans le cas de InSb [3]).

2. Description de l'appareillage. — 2.1. LIAISON ÉLECTRIQUE DU GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS À L'ÉCHANTILLON. — Nous ne reviendrons sur la description du générateur d'impulsions [4] que pour le situer dans notre montage. Il est constitué d'une commande de déclenchement (appelée C.D. sur la *fig.* 5) délivrant une impulsion à front raide (< 20 ns), de durée 1 ms et de fréquence de répétition 50 à 0,05 Hz, et du générateur G.I. dont les impulsions de durée variable entre 50 ns et 2 μ s ont une puissante crête allant jusqu'à 1,5 MW sur une impédance de sortie de 10 Ω .

Les échantillons ayant généralement une résistance inférieure à 10 Ω , un transformateur d'impulsion de grande puissance nous permet d'adapter au générateur une impédance de 1 Ω . L'échantillon est préparé de façon à avoir cette impédance. Les liaisons électriques entre points à la température ambiante sont effectuées par des strip-lines. Il est en effet aisé de réaliser, par attaque chimique de structures « sandwich » cuivre-mylar-cuivre, des lignes à basse impédance : par exemple, à une épaisseur de mylar de 0,12 mm et une largeur de la bande de cuivre de 26 mm, correspond une impédance caractéristique de 1 Ω , la tension de claquage étant de 30 kV avec une garde isolante suffisante.

La nécessité de plonger l'échantillon dans le liquide de refroidissement (azote, hydrogène ou hélium liquide) nous a conduit à l'élaboration d'une ligne de transport de l'énergie électrique à faibles pertes ther-

FIG. 1.

miques et gardant l'impédance caractéristique de 1Ω . Cette ligne est constituée (fig. 1) d'un tube central en acier inox de 10 mm de diamètre extérieur et 0,5 mm d'épaisseur, sur lequel est enfilé un tube de téflon aminci à une épaisseur de 0,15 mm. Le conducteur extérieur peut être un clinquant de cuivre de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur, enroulé autour du téflon et soudé. Constituée de cette manière, la canne présente une impédance thermique trop faible pour permettre de longues expériences à la température de l'hélium liquide. Le remplacement du clinquant par une tresse constituée de trente fils de cuivre de $50 \mu\text{m}$ de diamètre augmente considérablement la résistance thermique tout en gardant de bonnes caractéristiques électriques (la partie réactive de l'impédance caractéristique reste inférieure au vingtième de la partie réelle dans la gamme des fréquences utilisées).

2.2. MONTAGE DE L'ÉCHANTILLON. MESURE DES VARIABLES ÉLECTRIQUES. — La figure 2 montre différents montages des échantillons. Le montage sur plaquette de molybdène a été rapidement abandonné à cause des claquages électriques entre l'échantillon et le métal du support. Les meilleurs résultats sont obtenus en soudant l'échantillon sur un « circuit imprimé » constitué d'une plaquette d'oxyde de béryllium ou d'alumine sur laquelle des aires de contact en argent ont été déposées; l'échantillon est alors refroidi par le bain réfrigérant qui est un excellent diélectrique. Les deux contacts d'injection d'éner-

FIG. 2.

gie électrique sont reliés par de courts fils de cuivre au bas de la canne d'impédance 1Ω et les points de mesure de tension à des fils de $50 \mu\text{m}$ de diamètre tendus entre le bas de la canne et des prises fixées sur

FIG. 3.

la platine supérieure du cryostat à la température ambiante (fig. 3).

Les lignes constituées par ces fils de cuivre et le conducteur extérieur de la canne de $1\ \Omega$ ont une impédance caractéristique de $400\ \Omega$, elles sont adaptées par une résistance de même valeur sur la platine au sommet du cryostat. Des diviseurs de tension à large bande de rapport 1 000/1 ramènent les tensions à des valeurs admissibles par les entrées d'oscilloscopes et la mesure du courant se fait par celle de la tension aux bornes de la résistance R.C. de $0,001\ \Omega$ (fig. 3).

2.3. MONTAGE OPTIQUE POUR L'ÉTUDE SPECTRALE DU RAYONNEMENT DE RECOMBINAISON. — Un disque de silicium est scellé par un joint d'indium sur le fond

FIG. 4.

de l'enceinte à hélium (fig. 1) et constitue une fenêtre transmettant à peu près 50 % de la lumière dans l'infrarouge proche qui est le domaine de longueurs d'onde correspondant aux lumières de recombinaison de InAs et InSb. Le faisceau émis par l'échantillon est dévié par

les miroirs M_1 et M_2 (fig. 4), puis focalisé sur la fente d'entrée d'un monochromateur par le miroir M_3 . Nous avons choisi un monochromateur Jarrell-Ash de 1 m de focale pour sa grande luminosité. La fente d'entrée, étroite sur l'appareil original, a été remplacée par une fente plus large. A la sortie, la focalisation se fait sur la cellule détectrice. Différents détecteurs sont utilisés, couvrant le domaine spectral de 2 à 9 microns. Pour l'étude dynamique de l'émission, un détecteur rapide est nécessaire, nous utilisons alors l'effet photovoltaïque d'une jonction de faible surface d'antimoine d'indium à $77\ ^\circ\text{K}$, dont le temps de montée est inférieur à 50 ns; dans les autres cas, des jonctions du même type d'aire plus grande ou des photoconducteurs au germanium dopé à l'or fonctionnant à $77\ ^\circ\text{K}$ sont suffisants. La cellule détectrice peut être utilisée sans le monochromateur, mais avec le système de focalisation à grande ouverture, pour étudier le rayonnement de recombinaison global.

2.4. ÉLECTRONIQUE D'AMPLIFICATION ET D'ENREGISTREMENT SPECTRAL DE LA LUMIÈRE DE RECOMBINAISON. — Le choix d'une période de répétition longue (de 1 à 4 s), afin d'éliminer les phénomènes parasites dus à l'élévation de la température de l'échantillon, exclut

l'usage d'un enregistreur classique; la faible amplitude des impulsions lumineuses détectées nécessite d'autre part une amplification soignée et l'élimination la plus complète possible du bruit. Le signal utile a une durée de l'ordre de la microseconde, alors que le bruit est présent durant toute la période de répétition, c'est-à-dire pendant un temps 10^6 fois plus long. Ceci montre l'intérêt de bloquer le système d'amplification pendant tout le temps où les signaux de bruit s'accumulent dans le système d'enregistrement. Le blocage de l'amplification est réalisé dans un amplificateur à portes A.P. (fig. 5);

FIG. 5.

ce dernier est précédé d'un amplificateur à très faible bruit adapté à la cellule détectrice.

Les caractéristiques principales de l'amplificateur à portes sont :

- commandes d'ouverture et fermeture sur deux voies séparées « O » et « F », par des impulsions à faible niveau de durée minimum 20 ns;
- temps d'ouverture et fermeture 20 ns;
- largeur de bande en amplification : 30 Mc/s pour un gain de 100.

La figure 6 donne un organigramme temporel du fonctionnement du système : le front de l'impulsion délivrée par C.D. commande le déclenchement du générateur d'impulsions G.D.; celui-ci envoie une première impulsion (commande O, fig. 6) d'ouverture

FIG. 6.

de l'amplificateur à portes précédant l'impulsion dans l'échantillon de 50 ns (le retard de l'impulsion dans l'échantillon est dû principalement au câble 10 Ω) et une deuxième impulsion (commande F, fig. 6), de même forme que la première, mais retardée du temps désiré. Les deux derniers diagrammes de la figure 6 en E et S montrent l'action des portes; le bruit en amplificateur bloqué est 100 fois plus faible qu'en porte ouverte. Le signal ainsi obtenu est envoyé sur

l'amplificateur vertical d'un oscilloscope dont la brillance du spot est commandée par le bruit de la chaîne amplificatrice porte ouverte. L'impulsion lumineuse apparaît sur l'écran comme un trait vertical dont la base (correspondant au bruit) est d'autant plus épaisse que la durée d'ouverture est longue. L'amplificateur horizontal de l'oscilloscope est commandé par une tension lentement variable correspondant au déroulement en longueurs d'onde du monochromateur. Une pellicule sensible (10 000 A.S.A.) enregistre toutes les impulsions apparues sur l'écran, le spectre est l'enveloppe supérieure de l'ensemble des impulsions. La figure 7 représente un enregistrement typique du spectre obtenu pour InSb à 77 °K.

FIG. 7.

3. Possibilités d'emploi de l'appareillage. — L'ensemble que nous venons de décrire a permis une étude détaillée du phénomène d'avalanche quand un état d'équilibre est atteint. Ceci implique que les temps d'étude sont supérieurs aux durées des régimes transitoires dus au remplissage de pièges ou aux phénomènes de turbulence du plasma créé au moment de l'avalanche; les expériences de Ancker-Johnson [5] ont mis en évidence ces phénomènes, et notre étude de la lumière de recombinaison a confirmé l'existence de certaines instabilités.

Les courbes densité de courant-champ électrique, correspondant à un échantillon pur d'antimoine d'indium ($n = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) à différentes températures, sont tracées sur la figure 8; nous avons pu, de cette façon, définir les seuils d'avalanche et étudier leur variation en fonction de la température, de la concentration électronique et de la mobilité à bas champ électrique, pour InSb et InAs.

L'étude du temps de décroissance de l'impulsion lumineuse (fig. 9) nous donne la valeur de la durée de vie correspondant à la recombinaison radiative des

FIG. 8.

électrons hors de l'équilibre thermodynamique dans la bande de conduction.

Les enregistrements photographiques du spectre de la lumière émise (fig. 7) permettent de se rendre compte que la température électronique du gaz d'électrons de la bande de conduction reste faible; la largeur des spectres obtenus est comparable à celle correspondant à d'autres types d'excitation. La figure 10 montre les spectres obtenus pour deux durées

FIG. 10.

1 trace

5 traces

10 traces

FIG. 9.

d'impulsion, toutes choses égales par ailleurs; dans le spectre correspondant aux excitations longues manquent les radiations de grande énergie. Ceci peut s'expliquer en supposant que le plasma est uniforme en cas d'excitations courtes, alors qu'il est confiné dans des régions intérieures à l'échantillon pour des excitations plus longues. Cette expérience met donc

en évidence les phénomènes de turbulence intervenant dans les plasmas, le temps de pincement du plasma semble de l'ordre de 100 ns.

Les résultats de ces expériences pourront être confrontés à la théorie développée dans la référence [2].

La détermination de la valeur exacte de la température électronique à partir de la largeur du spectre d'émission est délicate, de même que l'étude du pin-

cement du plasma. Nous pouvons cependant, d'ores et déjà, constater un bon accord entre les seuils d'avalanche expérimentaux et ceux prévus par le modèle [2] et pensons déduire, par ce moyen, une évaluation de la section efficace d'ionisation moyenne d'un atome.

Manuscrit reçu le 6 décembre 1966.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BRAY (R.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1955, **30**, 35.
 - [2] GRANGER (R.), *Phys. Stat. Sol.*, 1966, **16**, 559.
 - [3] MARÉCHAL (Y.), *J. Phys. Chem. Solids*, 1964, **25**, 401.
 - [4] GRANGER (R.), *Journal de Physique*, 1965, **26**, 213 A.
 - [5] ANCKER-JOHNSON (B.), I 2. Proc. Intern. Conf. Phys. Semi conductors, Kyoto, septembre 1966; *J. Phys. Soc. Japan*, 1966, Sup. 21, 694.
-