Caractérisation d'un substrat semiconducteur par technique micro-onde et injection photonique

M. Orgeret, J. Boucher

► To cite this version:

M. Orgeret, J. Boucher. Caractérisation d'un substrat semiconducteur par technique micro-onde et injection photonique. *Revue de Physique Appliquée*, 1978, 13 (1), pp.29-37. 10.1051/rphysap:0197800130102900 . jpa-00244418

HAL Id: jpa-00244418

<https://hal.science/jpa-00244418>

Submitted on 1 Jan 1978

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.

CARACTÉRISATION D'UN SUBSTRAT SEMICONDUCTEUR PAR TECHNIQUE MICRO-ONDE ET INJECTION PHOTONIQUE (*)

M. ORGERET

C. N. E. S., 18, avenue Edouard-Belin, 31055 Toulouse Cedex, France

et

J. BOUCHER

Laboratoire de Semi-conducteurs, E. N. S. E. E. I. H. T.
2, rue Charles-Camichel, 31071 Toulouse Cedex, France

(Reçu le 6 juillet 1976, révisé le 11 juillet 1977, accepté le 21 septembre 1977)

Résumé. — La méthode de caractérisation utilisée permet la détermination de la durée de vie, de la constante de diffusion des porteurs en volume et des vitesses de recombinaison en surface pour une plaquette semiconductrice standard, sans aucun traitement technologique préalable. Le principe de mesure est de faire l'étude de la variation de la transmission de la plaquette lorsque l'on soumet celle-ci à un flux de photons. Une analyse photofréquentielle associée à un modèle mathématique exact permet de réaliser par identification la détermination des paramètres recherchés. Des résultats ont été obtenus sur des échantillons de silicium de résistivité moyenne et élevée.

Abstract. — This paper describes a characterization technique which permits the determination of carrier lifetime, bulk diffusion constant and surface recombination velocity without any surface treatment. The measurement to be performed is the study of the microwave transmission in the wafer when it is irradiated by an infrared monochromatic source. A combined space and frequency analysis with a rigorous mathematic model allows by an elementary fitting method to determine directly the physical parameters. Results have been obtained on various resistivity silicon wafers.

1. Introduction. — L'absorption d'une onde par les porteurs libres dans un semiconducteur a fait déjà, depuis longtemps, l'objet d'études théoriques et expérimentales [1], [2], [3], [4]. Dans le domaine micro-onde, cette interaction a donné naissance soit à des applications [8], [9], soit à la caractérisation du matériau semiconducteur. La mesure de la résistivité notamment a fait l'objet d'un certain nombre de travaux [5], [6], [7] ; associée à une injection électrique ou photonique [10], [11], elle a été introduite comme une méthode de détermination de la durée de vie des porteurs en excès.

Le reproche principal que l'on peut faire aux méthodes de détermination de la résistivité est la grande difficulté théorique et expérimentale qui existe quand il s'agit de relier de façon exacte le paramètre résistivité interne et un paramètre quelconque (transmission ou réflexion) de l'onde hyperfréquence. Pour ce qui concerne la mesure de la durée de vie, faite en

transitoire, elle ne donne qu'un aspect approximatif de valeur moyenne, la forte injection et les conditions aux limites de l'échantillon, la non-homogénéité des porteurs en excès intervenant en toute rigueur.

La méthode que nous proposons s'affranchit de ces inconvénients tout en gardant la propriété essentielle des méthodes précédentes : il n'est pas nécessaire de réaliser des contacts pour effectuer la mesure.

Dans ce qui suit, nous montrons tout d'abord comment la variation de la transmission micro-onde d'une plaquette semiconductrice peut être reliée au nombre de porteurs et, par là, à la perturbation photonique. Ensuite, nous indiquons les principes et les propriétés de l'analyse photofréquentielle qui permet d'accéder de façon précise aux paramètres internes caractéristiques de la plaquette. Une description de moyens expérimentaux mis en œuvre et enfin des résultats expérimentaux montrent la validité de la méthode introduite.

2. Variation de la transmission micro-onde d'une plaquette semiconductrice sous éclairage. — L'absorption d'une onde par les porteurs libres peut

(*) Cette méthode de mesure a fait l'objet d'une communication aux Journées Nationales de Micro-ondes (Limoges 10-12 mars 1976).

se traduire par une relation entre le coefficient d'absorption α_H et la conductivité σ du matériau. Celle-ci est donnée par l'équation de dispersion qui peut se réduire [12], [13] lorsque l'on considère être à une pulsation ω_H petite vis-à-vis de la fréquence de *scattering*. (Ce qui est vérifié pour la majorité des semiconducteurs à température ordinaire et en bande X) :

$$\gamma^2 = \mu_0 i \omega_H (\sigma + i \omega_H \varepsilon) \quad (1)$$

ε et μ_0 étant respectivement la constante diélectrique et la perméabilité du semiconducteur, γ le facteur de propagation de l'onde ($\gamma = \alpha_H + i\beta_H$).

D'où :

$$\alpha_H = \omega_H (\mu_0 \varepsilon)^{1/2} \cdot \left[1 + \left(\frac{\sigma}{\omega_H \varepsilon} \right)^2 \right]^{1/4} \sin \frac{1}{2} \operatorname{Arctg} \frac{\sigma}{\omega_H \varepsilon}. \quad (2)$$

Suivant les valeurs de pulsation ω_H de l'onde hyperfréquence, de la conductivité σ du matériau semiconducteur, on peut tendre vers deux valeurs asymptotiques :

— Comportement diélectrique, en ce cas :

$$\alpha_H = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}}. \quad (3)$$

Cette relation a été notamment vérifiée expérimentalement pour le germanium de haute résistivité [14].

— Comportement métallique, en ce cas :

$$\alpha_H = \sqrt{\frac{\mu_0 \omega_H \sigma}{2}}. \quad (4)$$

Cette relation classique permet d'apprécier l'épaisseur de *peau* équivalente de pénétration au niveau d'un conducteur.

Le cas limite intermédiaire correspond aux valeurs de σ et ω_H telles que :

$$\sigma = \omega_H \cdot \varepsilon. \quad (5)$$

Dans le cas des semiconducteurs classiques, ceci correspond en bande X à une résistivité de l'ordre de quelque $10 \Omega \times \text{cm}$. Il faudra donc, dans le cas le plus général, prendre en compte la relation (2).

Si on considère maintenant une plaquette semiconductrice d'épaisseur W , soumise à une onde hyperfréquence normale à sa surface, le coefficient de transmission ou de réflexion de la plaquette pourra être déterminé de façon plus ou moins complexe [7], [6], [5] compte tenu de la valeur $\alpha_H(\sigma)$ précédente et des conditions aux limites.

Par contre, si on perturbe le nombre de porteurs par une injection électrique ou photonique, de façon faible vis-à-vis de la densité des porteurs à l'équilibre, on pourra relier, de façon assez simple, les variations de conductivité résultantes et celles des paramètres associés à l'onde.

Considérons notamment le coefficient de transmission T de la plaquette.

Si la plaquette est homogène, le champ électrique valant ε_0 au plan origine (Fig. 1) devient $\varepsilon_0 \cdot \exp(-\alpha_H W)$ au niveau du plan de sortie ; on peut donc admettre que :

$$T \propto \frac{\varepsilon_W}{\varepsilon_0} = \exp(-\alpha_H W). \quad (6)$$

FIG. 1. — Répartition du champ micro-onde dans le semiconducteur.

[Distribution of the microwave field in the semiconductor.]

Cette relation demeure valable au deuxième ordre près si on perturbe la densité des porteurs ; il s'ensuit que l'on peut poser, à faible niveau :

$$\alpha_H(x) = \bar{\alpha}_H + \hat{\alpha}_H(x) \quad \text{avec} \quad \hat{\alpha}_H(x) \ll \bar{\alpha}_H. \quad (7)$$

$\bar{\alpha}_H$ représente la valeur moyenne d'équilibre indépendante de x (semiconducteur homogène).

$\hat{\alpha}_H(x)$ la valeur liée aux porteurs en excès *a priori* non homogène.

Ecrivant le champ électrique sous forme différentielle :

$$d\varepsilon = -\alpha_H(x) \cdot \varepsilon(x) dx = -\bar{\alpha}_H \cdot \varepsilon(x) dx - \hat{\alpha}_H(x) \cdot \varepsilon(x) dx \quad (8)$$

on trouve par intégration :

$$\begin{aligned} \varepsilon(x) &= \varepsilon_0 \exp - \left(\bar{\alpha}_H x + \int_0^x \hat{\alpha}_H \cdot dx \right) \simeq \\ &\simeq \varepsilon_0 [\exp(-\bar{\alpha}_H \cdot x)] \left[1 + \frac{\int_0^x \hat{\alpha}_H \cdot dx}{\bar{\alpha}_H x} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Il existe donc une modulation de transmission telle que :

$$\frac{\hat{T}}{T} = \frac{\int_0^W \hat{\alpha}_H \cdot dx}{\bar{\alpha}_H \cdot W}. \quad (10)$$

Il existe donc, en résumé, avec certaines hypothèses de faible niveau, une loi de proportionnalité entre la valeur *moyenne ou intégrée* de la perturbation et la modulation de l'onde hyperfréquence.

Deux expériences ont justifié ce raisonnement :

— Si on éclaire un échantillon en lumière blanche ou monochromatique et que l'on trace la variation du signal micro-onde reçu en transmission en fonction du niveau d'éclairement, on constate une pente à 3 dB/octave, ce qui signifie bien une loi de proportionnalité même jusqu'à des niveaux élevés d'éclairement (Fig. 2).

FIG. 2. — Variation de la transmission micro-onde en fonction du niveau d'éclairement (unités arbitraires).

[Variation of the microwave transmission versus the level of the light power (arbitrary unit).]

— En étudiant la sensibilité spectrale de la manipulation précédente, pour un niveau donné d'éclairement, on trouve la courbe représentée à la figure 3. Or, il est possible, en lumière monochromatique, d'évaluer le nombre total de porteurs générés dans la plaquette compte tenu des conditions précises aux limites et de la connaissance du coefficient d'absorption optique du matériau à la longueur d'onde considérée (voir annexe I).

Si nous tenons compte des valeurs habituelles de données dans la littérature [15], [16] sur un échantillon déjà caractérisé, on trouve une très bonne concordance entre la courbe expérimentale et les valeurs calculées.

FIG. 3. — Sensibilité spectrale du dispositif (unités arbitraires).

[Spectral sensibility of the device (arbitrary unit).]

3. Méthode d'analyse photofréquentielle. — Mise au point par l'un des auteurs [17] dans une étude plus générale intitulée méthode spatiofréquentielle, elle permet la caractérisation de matériaux massifs et de certains photorécepteurs [18], [19].

Cette méthode utilise l'injection faible niveau de lumière monochromatique modulée sinusoïdalement à

fréquence variable. Par rapport aux moyens habituels, elle présente les avantages suivants :

— la mesure est faite de façon *relative*, ce qui évite un étalonnage préalable et permet de s'affranchir de la connaissance de paramètres secondaires,

— l'injection est faite à très *faible niveau*, ce qui permet de valider un modèle précis directement lié au comportement dynamique des porteurs injectés,

— l'étude en fréquence et pour différentes longueurs d'onde est de type *variationnelle*, ce qui permet d'obtenir une grande sensibilité aux paramètres dans certaines zones particulières.

Toutes ces propriétés conduisent finalement à obtenir une *précision* très grande dans la détermination des paramètres électriques et géométriques du matériau ou du composant étudié.

Considérons donc un semiconducteur soumis à un rayonnement de lumière modulée sinusoïdalement à la pulsation ω , il s'ensuit en régime permanent :

— une génération équivalente au niveau de la surface de la forme :

$$g_0 = \hat{g}_0 + \tilde{g}_0 \exp(i\omega t) \quad (11)$$

$\hat{g}_0$ et $\tilde{g}_0$ représentant respectivement la composante de génération continue et la composante alternative.

On pourra admettre $\tilde{g}_0 < \hat{g}_0$ (taux de modulation inférieur à 100 %) ;

— de la même façon, une génération en volume fonction de la pulsation ω mais aussi de la distance x à la surface :

$$g(x, \omega) = \hat{g}(x) + \tilde{g}(x) \cdot \exp(i\omega t) \quad (12)$$

Pour une lumière monochromatique, on vérifiera que :

$$\frac{\hat{g}(x)}{\hat{g}_0} = \frac{\tilde{g}(x)}{\tilde{g}_0} = \exp(-\alpha x) \quad \forall x \quad (13)$$

α étant le coefficient d'absorption optique du matériau à la longueur d'onde considérée.

Considérons maintenant l'équation de conservation relative aux porteurs en excès. On écrira, pour un modèle unidimensionnel :

$$D \frac{\partial^2 \hat{p}}{\partial x^2} = \frac{\hat{p}}{\tau} + \frac{\partial \hat{p}}{\partial t} - g(x) \quad (14)$$

Cette équation suppose :

— que le semiconducteur est homogène : la densité de porteurs est uniforme à l'équilibre et le champ électrique interne est donc supposé négligeable,

— que le déséquilibre demeure à faible niveau : le taux de recombinaison demeure proportionnel aux porteurs en excès, le champ interne demeure négligeable au deuxième ordre. Cependant, vers un semiconducteur intrinsèque, D et τ pourront éventuelle-

ment représenter la constante de diffusion et la durée de vie ambipolaires,

— qu'enfin le nombre de porteurs sur les centres pièges reste faible vis-à-vis de celui au niveau des bandes : le taux de recombinaison de type Hall, Schockley-Read demeure alors du premier ordre [17], [20], [21], même si on considère des transitoires rapides ou des fréquences de modulation élevées.

L'équation (14) étant linéaire, on admettra qu'il y a possibilité de superposition des états continu et alternatif.

Soit une solution à variables séparées de la forme :

$$\hat{p}(x, t) = \hat{p}(x) + \tilde{p}(x, \omega) \cdot \exp(i\omega t). \quad (15)$$

Il est à noter cependant que la superposition pourrait également s'appliquer à fort niveau d'injection continu superposé à une modulation sinusoïdale, mais en considérant cette fois-ci que D et τ peuvent être éventuellement fonction du niveau continu, et faire aussi apparaître un terme de *drift* lié à une répartition non uniforme de porteurs en excès en continu $\hat{p}(x)$.

Portant l'expression de $\hat{p}(x, t)$ dans la relation (14) et écrivant que cette dernière est vérifiée quels que soient x et t , on déduit :

$$D \frac{\partial^2 \hat{p}(x)}{\partial x^2} = \frac{\hat{p}(x)}{\tau} - \hat{g}(x) \quad (16)$$

$$D \frac{\partial^2 \tilde{p}(x, \omega)}{\partial x^2} = \frac{\tilde{p}(x, \omega)}{\tau} - \tilde{g}(x) + i\omega \tilde{p}(x, \omega). \quad (17)$$

L'équation (16) redonne l'expression du régime continu établi. Sa solution compte tenu des conditions aux limites peut donner la répartition des porteurs en excès et de même que leur nombre total (annexe I). De façon duale, la relation (17) permet d'accéder aux densités alternatives des porteurs ; on peut montrer [17], qu'il suffit en ce cas de faire les transpositions en notation complexe :

$$\hat{p}(x) \rightarrow \tilde{p}(x, \omega) \quad (18)$$

$$D \rightarrow D \quad (19)$$

$$\tau \rightarrow \tilde{\tau} = \frac{\tau}{1 + i\omega\tau} \quad (20)$$

$$L \rightarrow \tilde{L} = \frac{L}{(1 + i\omega\tau)^{1/2}} \quad (21)$$

$\tilde{L}$ et $\tilde{\tau}$ étant respectivement longueur de diffusion et durée de vie complexes.

Appliquons ce résultat à la modulation $\hat{T}$ du coefficient de transmission. D'après le paragraphe précédent, en régime d'éclairement, continu on peut écrire :

$$\hat{T} \propto \int_0^W \hat{p}(x) dx. \quad (22)$$

En régime de lumière modulée, il y a superposition d'une composante alternative $\tilde{T}(\omega)$:

$$\hat{T} = \hat{T} + \tilde{T}(\omega) \cdot \exp(i\omega t) \quad (23)$$

avec :

$$\tilde{T}(\omega) \propto \int_0^W \tilde{p}(x, \omega) dx = \langle \tilde{p}(x, \omega) \rangle. \quad (24)$$

On pourra donc écrire :

$$\tilde{T}(\omega) = \tilde{T}(0) \frac{\langle \tilde{p}(x, \omega) \rangle}{\langle \tilde{p}(x, 0) \rangle}. \quad (25)$$

L'étude fréquentielle de la modulation de transmission sinusoïdale permet donc d'étudier la valeur intégrée $\langle \tilde{p}(x, \omega) \rangle$ qui est directement fonction (voir annexe II) des propriétés internes de la plaquette notamment de la durée de vie τ , de la longueur de diffusion L des porteurs en excès, des vitesses de recombinaison en surface s_0 et s_W , de l'épaisseur W de l'échantillon et aussi de la longueur d'onde incidente par l'intermédiaire du coefficient d'absorption α .

4. Dispositifs et résultats expérimentaux [12]. — L'ensemble expérimental est représenté figure 4. L'échantillon semiconducteur est placé dans un banc micro-onde en bande X, près de l'iris d'une cavité utilisée en transmission afin d'augmenter la sensibilité, le champ électrique micro-onde étant maximal à ce niveau

FIG. 4. — Ensemble expérimental de mesure.

[Diagram of the experimental set up.]

La place respective de l'iris et de la plaquette de même que la position de la face éclairée n'ont aucune influence sur les courbes expérimentales obtenues, ce qui prouve la bonne validité des hypothèses formulées et du modèle correspondant.

La source de lumière utilisée est une diode électroluminescente excitée par un courant alternatif, superposée à une composante continue. Par un choix approprié de cette diode, on peut obtenir différentes longueurs d'onde. Le fait que la lumière correspondante ne soit pas parfaitement monochromatique peut être pris en compte comme on le verra plus loin.

Cette source éclaire successivement un élément photorécepteur servant de référence et l'échantillon à étudier. Le photorécepteur (photomultiplicateur ou photodiode rapide) délivre un signal pré-étalonné ou apériodique dans le domaine des fréquences de modulation étudié. Ce système de référence et la détection micro-onde sont placés en parallèle sur le système de détection. On peut ainsi observer avec le même dispositif électronique de mesure, successivement, les deux signaux. C'est la méthode dite de comparaison [17], [22] qui permet une grande précision de mesure car elle s'affranchit des termes parasites et des instabilités possibles des systèmes de détection.

La détection choisie est du type synchrone car elle permet de travailler à très faible niveau en raison du bon rapport signal sur bruit d'un tel dispositif (bande passante équivalente très étroite). On choisira de suivre les variations de phase plutôt que celles d'amplitude car elles sont plus sensibles (en basse fréquence on démarre d'une phase nulle) et moins sujettes aux fluctuations possibles des gains des amplificateurs ou des sources. La différence de phase entre le signal reçu, lorsque l'on éclaire l'échantillon puis la référence, permet d'accéder directement au déphasage φ qui existe entre la modulation de la valeur intégrée des porteurs $\langle \tilde{p}(x, \omega) \rangle$ et la génération incidente $\tilde{g}_0$ (annexe II).

De façon générale, on pourra écrire :

$$\varphi = F[s_0, s_W, D, \tau, \alpha, W]. \quad (26)$$

Sur ces six paramètres :

- deux sont connus : l'épaisseur W de l'échantillon et le coefficient α d'absorption du matériau à la longueur d'onde considérée. Il est à noter cependant que la source lumineuse n'étant pas parfaitement monochromatique, on peut opérer une intégration sur le spectre résultant ; néanmoins, on a pu montrer expérimentalement que l'on pouvait admettre aussi une valeur efficace moyenne $\langle \alpha \rangle$ ne correspondant pas nécessairement exactement au pic d'émission de la diode électroluminescente ; en ce dernier cas, la valeur efficace peut être considérée comme une inconnue supplémentaire ;

- quatre sont inconnus : constante de diffusion D , durée de vie τ des porteurs, vitesses de recombinaison en surface s_0 et s_W .

Les moyens de détermination des paramètres sont les suivants : le modèle mathématique de φ en fonction de la fréquence ω et des paramètres élémentaires est rentré sur un calculateur.

Deux méthodes de détermination pratique ont été utilisées :

- méthode par tâtonnement ou *fitting* en comparant les points expérimentaux et les courbes théoriques obtenues à partir d'une table traçante, pilotée par calculateur sur lequel on rentre les valeurs des paramètres inconnus ;

- méthode systématique numérique de convergence associée à la méthode des moindres carrés.

L'expérience a montré que, traitées séparément, les deux méthodes donnaient des résultats convergents avec sensiblement les mêmes fourchettes de sensibilité aux paramètres.

FIG. 5. — Courbes théoriques et points expérimentaux du déphasage en fonction de la fréquence pour des échantillons silicium de différentes résistivités.

[Theoretical and experimental curves of the phase shift versus frequency for the various resistivities silicon wafers.]

La figure 5 donne, à titre d'exemple, les points expérimentaux et les courbes théoriques se rapprochant au mieux de ces derniers pour des échantillons au silicium de différentes résistivités.

FIG. 6. — Courbes théoriques et points expérimentaux du déphasage en fonction de la fréquence pour un même substrat silicium 40 kΩ × cm pour différentes épaisseurs et traitements technologiques.

[Theoretical and experimental curves of the phase shift versus frequency for the same silicon 40 kΩ cm wafer and for different values of the thickness and the technological treatments.]

La figure 6 montre les courbes analogues pour un même matériau de base de résistivité 40 kΩ × cm, pour deux épaisseurs de plaquette et pour deux traitements technologiques de la surface. Les courbes théoriques ont été obtenues en changeant uniquement soit l'épaisseur W , soit les vitesses de recombinaison en surface.

La figure 7 représente, pour un même échantillon et pour différentes sources, les points expérimentaux et les courbes théoriques qui sont obtenues successivement qu'en ne changeant que la valeur efficace $\langle \alpha \rangle$ correspondante à la diode électroluminescente utilisée

FIG. 7. — Courbes théoriques et points expérimentaux du déphasage en fonction de la fréquence pour un même échantillon silicium type N, de résistivité 10 kΩ × cm avec différentes sources de lumière à longueur d'onde différente.

[Theoretical and experimental curves of the phase shift versus frequency. For the same N type silicon wafer of 10 kΩ cm resistivity and for different radiation sources.]

Le tableau I donne les valeurs des différents paramètres ainsi déterminés sur différents échantillons. On a ajouté, pour deux échantillons, la valeur de mobilité ainsi déduite et celle mesurée par une technique de Hall [23] et qui sont en assez bonne concordance.

La précision de la phase a pu être évaluée à quelque 1/10^e de degrés par sa fidélité en changeant certaines conditions ou dispositifs expérimentaux : situation de l'échantillon et de la lumière par rapport à la cavité, changement des circuits électroniques de mesure, en particulier de détecteur synchrone, manipulations répétitives au cours du temps... De plus, les variations du niveau micro-onde ou de la lumière injectée ont montré une insensibilité des courbes obtenues, ce qui démontre bien que nous sommes dans des conditions de faible niveau et qui justifie pleinement les hypothèses faites aux paragraphes 2 et 3.

Il est à noter que les vitesses de recombinaison s_0 et s_w sont en général différentes en raison des différences de traitement technologiques et également de l'influence de la composante continue d'éclairement sur les états de surface [12], [26], [27], [28].

La précision résultante des fourchettes sur la détermination des paramètres peut être considérée comme de l'ordre du 1 % pour la constante de diffusion D ;

quant à la précision sur τ et s , elle dépend de l'influence respective de ces deux paramètres (cas de l'échantillon dit épais ou mince suivant la valeur du rapport W/L) ; le paramètre principal reste dans la même précision que D , le second paramètre garde nécessairement une certaine imprécision.

5. Conclusion. — La méthode de caractérisation ainsi mise en œuvre présente l'avantage principal d'une *grande précision* par rapport aux dispositifs habituels. Résumons-en ici les raisons principales :

— le modèle mathématique est gardé dans son intégralité et représente au mieux la réalité ; de même, les dispositifs expérimentaux donnent les conditions de précision voulues ;

— la technique photofréquentielle est de type variationnel : les courbes de déphasage peuvent être tracées pour un très grand nombre de points expérimentaux, c'est-à-dire pour un grand nombre de fréquences et aussi de longueurs d'onde (il suffit de changer de source). Les méthodes de *fitting* systématiques au calculateur permettent donc de caractériser au mieux un nombre limité de paramètres ;

— la forme même des courbes, notamment le changement de courbure suivant le domaine de fréquence, laisse présumer d'un ordre élevé de la fonction $\varphi(\omega)$, ce qui permet suivant les zones de montrer une influence *pointue* de tel ou tel paramètre (analogie électrique avec un filtre ou un circuit d'ordre n).

Cette méthode permet donc avec un appareillage peu important d'étudier des matériaux semiconducteurs massifs sans prise de contact. Elle peut servir notamment [24], [25] au contrôle des paramètres physiques dans les processus d'élaboration d'un composant.

Pour la poursuite de l'évolution d'un paramètre particulier, il n'est pas nécessaire de faire une excursion complète en fréquence ou de travailler à différentes longueurs d'onde ; quelques points de mesure convenablement choisis suffisent, ce qui peut suggérer un accès direct et automatique à tel ou tel paramètre.

L'étude, pour des fréquences de modulation plus élevées et en fonction de la température, peut également amener à une modélisation plus poussée des mécanismes de recombinaison.

TABEAU I

Valeurs des paramètres déterminés sur différents échantillons
[Values of the parameters measured on various samples.]

Résistivité	W μm	s_0 s_w		L μm	D cm ² /s	τ μs	μ cm ² /V.S	Effet Hall μ cm ² /V.S	Après traitement en surface	
		10 ³ cm/s	10 ³ cm/s						s_0 10 ³ cm/s	s_w 10 ³ cm/s
10 N.Ω.cm	400	2,5	3	180	12	27	460	500		
12 P.Ω.cm	485	2	10	130	34	5	1 310	1 450		
10 kΩ.cm.N	1 600	2	600	$L > W$	17		650			
40 kΩ.cm	1 000	5,6	23	$L > W$	34		1 310		1	0,5
	500	7	150		34		1 310		3,5	2,4

On peut envisager la généralisation de la méthode à d'autres matériaux que le silicium ; des études sont en cours sur des composés III-V. Des aménagements de cette méthode sont envisagés par l'étude cette fois en réflexion de matériaux de plus faible résistivité ou non homogènes (couches épitaxiées, structures déjà élaborées).

Annexe I. — DENSITÉ DES PORTEURS EN RÉGIME CONTINU [12]. — La densité $\hat{p}(x)$ des porteurs en excès

FIG. 1. — Répartition de la génération photonique et conditions aux limites pour un modèle unidimensionnel.

[Distribution of the optical carrier generation and limits conditions for an unidimensional model.]

en régime continu établi est régie, à faible niveau, dans un semiconducteur homogène, par l'équation de diffusion en présence d'une génération volumique, Soit, pour un modèle unidimensionnel (Fig. 1) :

$$L^2 \frac{d^2 \hat{p}(x)}{dx^2} - \hat{p}(x) = -g_0 \tau \cdot \exp(-\alpha x). \quad (1)$$

On tient compte des conditions aux limites de la plaquette en introduisant les vitesses de recombinaison au niveau de la face éclairée s_0 et de celle de sortie s_W :

$$D \left(\frac{d\hat{p}}{dx} \right)_{x=0} = s_0 \cdot \hat{p}(0) \quad (2)$$

$$D \left(\frac{d\hat{p}}{dx} \right)_{x=W} = -s_W \hat{p}(W). \quad (3)$$

La solution générale de l'équation (1) est de la forme :

$$\hat{p}(x) = A_0 \exp(-x/L) + B_0 \exp(+x/L) + K \exp(-\alpha x)$$

A_0, B_0, K étant des constantes.

K est obtenue par recherche d'une solution particulière :

$$K = \frac{g_0 L^2}{(1 - \alpha^2 L^2) D} \quad (4)$$

A_0, B_0 sont déterminées par les conditions aux limites (2) et (3).

$$A_0 = \frac{-K \exp(W/L) [Ls_0 s_W + s_0 D + Ls_W \alpha D + \alpha D^2] + K \exp(-\alpha W) [\alpha D^2 - \alpha D Ls_0 - Ds_W + Ls_0 s_W]}{2 \left[(D^2/L + Ls_0 s_W) \sinh \frac{W}{L} + D(s_0 + s_W) \cosh \frac{W}{L} \right]} \quad (5)$$

$$B_0 = \frac{K \exp(-W/L) [Ls_0 s_W - Ds_0 - \alpha D^2 + D\alpha Ls_W] + K \exp(-\alpha W) [\alpha D^2 + \alpha D Ls_0 - Ds_W - Ls_0 s_W]}{2 \left[(D^2/L + Ls_0 s_W) \sinh \frac{W}{L} + D(s_0 + s_W) \cosh \frac{W}{L} \right]} \quad (6)$$

D'où la détermination spatiale $\hat{p}(x)$ en régime établi de la densité des porteurs en excès. Un exemple d'une telle répartition est donné figure 2.

FIG. 2. — Répartition spatiale théorique de la densité des porteurs en excès pour l'échantillon type N, de $10 \text{ k}\Omega \times \text{cm}$.

[Theoretical spatial distribution of the excess carriers density for a N type sample of $10 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ resistivity.]

La modulation en transmission est proportionnelle au nombre total de porteurs créés en excès et l'on doit donc calculer :

$$\langle \hat{p}(x) \rangle = \int_0^W \hat{p}(x) dx. \quad (7)$$

Soit :

$$\langle \hat{p}(x) \rangle = A_0 L [1 - \exp(-W/L)] + B_0 L [\exp(W/L) - 1] + K\alpha [1 - \exp(-\alpha W)]. \quad (8)$$

Expression ne faisant intervenir que les paramètres :

$$s_0, s_W, D, L, W, \alpha, g_0.$$

Ou encore, en tenant compte de la relation de définition $L^2 = D\tau$:

$$s_0, s_W, D, \tau, W, \alpha, g_0.$$

Annexe II. — EXPRESSION DU DÉPHASAGE EN RÉGIME SINUSOÏDAL [12]. — Il est possible de réécrire (1) l'expression de $\langle \hat{p}(x) \rangle$ sous la forme réduite suivante :

$$\frac{\langle \hat{p} \rangle}{\phi} = \frac{\tau}{1 - \alpha^2 L^2} \left[1 - \exp(-\alpha W) + \frac{(Z_2^* - Z_1^*) \left(\cosh \frac{W}{L} - 1 \right) + (Z_2^* Z_1 - Z_2 Z_1^*) \sinh \frac{W}{L}}{(Z_1 Z_2 + 1) \sinh \frac{W}{L} + (Z_1 + Z_2) \cosh \frac{W}{L}} \right]. \quad (1)$$

En posant :

$$\phi = g_0/\alpha = \text{flux de photons incident} \quad (2)$$

$$Z_1 = D/(Ls_0) \quad (3)$$

$$Z_2 = D/(Ls_W) \quad (4)$$

$$Z_1^* = \alpha L(\alpha L Z_1 - 1) \quad (5)$$

$$Z_2^* = \alpha L(\alpha L Z_2 - 1) \cdot \exp(-\alpha W). \quad (6)$$

Le passage au régime sinusoïdal établi revient à faire les transpositions (18), (19), (20), (21) indiquées au paragraphe 3.

On pourra poser :

$$\frac{1}{\tilde{L}} = \frac{1}{L} (1 + i\omega\tau)^{1/2} = A + iB \quad (7)$$

$$\frac{W}{\tilde{L}} = \frac{W}{L} (1 + i\omega\tau)^{1/2} = a + ib. \quad (8)$$

On déduit de la relation (1) écrite en régime continu la relation (8) écrite en régime sinusoïdal :

$$\frac{\langle \tilde{p} \rangle}{\tilde{\phi}} = \frac{\tau}{(1 - \alpha^2 L^2 + i\omega\tau)} \left[1 - \exp(-\alpha W) + \frac{A_1 + iB_1}{A_2 + iB_2} \right]. \quad (9)$$

Avec :

$$A_1 = \frac{(Z_2^* - Z_1^*)}{A^2 + B^2} [A(\cosh a \cos b - 1) + B \sinh a \sin b + (Z_1 Z_2^* - Z_1^* Z_2) \sinh a \cos b] \quad (10)$$

$$B_1 = \frac{(Z_2^* - Z_1^*)}{A^2 + B^2} [A(\sinh a \sin b) - B(\cosh a \cos b - 1) + (Z_1 Z_2^* - Z_1^* Z_2) \cosh a \sin b] \quad (11)$$

$$A_2 = (1 + Z_1 Z_2) \sinh a \cos b - \omega\tau Z_1 Z_2 \cosh a \sin b + A(Z_1 + Z_2) \cosh a \cos b - B(Z_1 + Z_2) \sinh a \sin b \quad (12)$$

$$B_2 = (1 + Z_1 Z_2) \cosh a \sin b + \omega\tau Z_1 Z_2 \sinh a \cos b + A(Z_1 + Z_2) \sinh a \sin b + B(Z_1 + Z_2) \cosh a \cos b. \quad (13)$$

D'où l'expression du déphasage en fonction de la pulsation ω de modulation :

$$\varphi = \text{Arg} (\langle \tilde{p} \rangle / \tilde{\phi}). \quad (14)$$

Soit :

$$\varphi = \text{Arctg} \frac{(1 - \alpha^2 L^2) (A_2 B_1 - B_2 A_1) - \omega\tau [(1 - \exp(-\alpha W)) (A_2^2 + B_2^2) + A_1 A_2 + B_1 B_2]}{(1 - \alpha^2 L^2) [(1 - \exp(-\alpha W)) (A_2^2 + B_2^2) + A_1 A_2 + B_1 B_2] + \omega\tau (A_2 B_1 - B_2 A_1)}. \quad (15)$$

On pourra donc écrire finalement que :

$$\varphi = F[s_0, s_W, D, \tau, W, \omega]. \quad (16)$$

(1) Boucher, J : Communication privée, 1973.

Bibliographie

- [1] FAN, H. Y., SPITZER, W. and COLLINS, R., *Phys. Rev.* **101** (1956) 566.
 - [2] SCHUMANN, P. A. and PHILIPPS, R. P., *Solid-State Electron.* **10** (1967) 943.
 - [3] VISVANATHAN, S., *Phys. Rev.* (1960) 376.
 - [4] SPITZER, W. G., TRUMBORE, F. A. and LOGAN, R. C., *J. Appl. Phys.* **32** (1961) 1822.
 - [5] BICHARA, M. R. and POITEVIN, J. P., *IEEE Trans. Instrum. Meas.* (1964) 323.
 - [6] CHAMPLIN, S. G., LOVER, H. and HOLM, D., *IEEE Trans. Instr. Meas.* (1969) 105.
 - [7] DIXON, S., GIORDANO, R. F. and JOCOBS, H., *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 2570.
 - [8] SHEPPARD, P., *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **15** (1966) 44.
 - [9] BOUCHER, J., CACHEUX, M., DAURIE, S., LEFEUVRE, M., ORGERET, M., Brevet CNES n° 73 41070 (1973).
 - [10] RAMSA, A. P., JOCOBS, H. and BRAND, F., *J. Appl. Phys.* **30** (1959) 1054.
 - [11] NABER, J. A. and SNOWDEN, D. P., *Rev. Sci. Instrum.* **40** (1969) 1137.
 - [12] ORGERET, M., Thèse de Docteur Ingénieur n° 436, Toulouse (1974).
 - [13] WHARTON, H., *Plasma diagnostics with microwaves* (Wiley) 1965.
 - [14] GIBSON, A. F., *Proc. Phys. Soc. London* **69** (1956) 488.
 - [15] DASH, W. C. and NEWMAN, R., *Phys. Rev.* **99** (1955) 1151.
 - [16] PHILIPP, H. R. and TAFT, E. A., *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962) 13.
 - [17] BOUCHER, J., Thèse d'Etat n° 492, Toulouse (1972).
 - [18] LESCURE, M., BOUCHER, J., VIALAS, J., Communication au Colloque International CNES, CNRS sur l'Energie Solaire, Toulouse 1^{er}-5 mars 1976.
 - [19] GAY, H. C. et BOUCHER, J., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **278** (1974).
 - [20] WERTHEIM, *Phys. Rev.* **109** (1958).
 - [21] BAIKER, *Phys. Rev.* **129** (1963).
 - [22] BOUCHER, J., C. R. A. S. t. 275, Paris. 16 août 1972.
 - [23] ROIZES, A., ROUX, J. F. 35 SCHUTTLER, R., *Solid-State Electron.* **14** (1971) 563.
 - [24] ORGERET, M., CACHEUX, J., BOUCHER, J., DAURIE, M., Communication au Colloque International CNES-ONERA-Toulouse 17/21 juin 1974.
 - [25] ORGERET, M., CACHEUX, J., BOUCHER, J., DAURIE, M., Communication au Colloque 12th *IEEE Photovoltaic Specialist conference*. Phoenix mai 1975.
 - [26] GROVE, A. S. *Physique et technologie des dispositifs à semi-conducteurs* (Dunod) 1971.
 - [27] MANY, A., GOLDSTEIN, Y., GROVER, N. B., *Semiconductor surfaces* (Wiley), 1965.
 - [28] ESTEVE, D., Thèse de doctorat d'Etat n° 339. Toulouse (1969).
-