MAGNÉTORÉSISTANCE ANORMALE PAR EFFET DE SURFACE DANS LES SEMICONDUCTEURS. RÉPONSE EN FRÉQUENCE ET DURÉE DE VIE EFFECTIVE DES PORTEURS

A. CHOVET et G. KAMARINOS

Laboratoire d'Electronique de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electronique et de Radioélectricité de Grenoble, 23, rue des Martyrs, 38, Grenoble, France

(Reçu le 4 janvier 1971, révisé le 24 mars 1971)

Résumé. — En développant la théorie du phénomène de magnétoconcentration nous prévoyons qu'un barreau semiconducteur en régime continu présente, par effet de surface, une magnéto-résistance anormale aussi bien négative que positive. Nous mettons en évidence expérimentalement cette propriété.

La perturbation de la conduction due à cet effet peut s'avérer tellement forte qu'elle provoque plusieurs phénomènes inhabituels (retards, comportements réactifs, etc.).

L'analyse expérimentale et théorique en régime harmonique des effets de relaxation, nous a permis de détailler l'origine physique et la grandeur de comportements selfiques ou capacitifs, directement liés à la durée de vie effective des porteurs ; nous avons ainsi été amenés à dissocier les effets de surface et de volume dans le processus de recombinaison englobant l'ensemble des porteurs. Nous indiquons une méthode de mesure des paramètres caractéristiques (τ , τ_v , $s...$).

Abstract. — We specify the theory of the magnetoconcentration effect and we prove that a semiconductor slab under direct voltage excitation must show an abnormal magnetoresistance (positive or negative) due to surfaces. We experimentally point out this property.

Conduction perturbation may be so important that it causes some unusual phenomena (delays, reactive behaviours, etc.).

Experimental investigation combined with theoretical analysis on relaxation effects enables us to detail, under harmonic excitation, the physical origin and the importance of reactive behaviours, either self-inductive or capacitive ; this analysis closely connected with the carriers effective lifetime, has led us to separate bulk and surface effects with regard to the whole recombination process. We indicate a method for the measurement of characteristic parameters (τ , τ_v , $s...$).

1. Introduction. — Un barreau de semiconducteur intrinsèque parcouru par un courant électrique de densité i ($A.m^{-2}$) perd son isotropie en conduction électrique s'il subit une contrainte mécanique selon i (effet de pincement électrique [1]) ou s'il est placé dans un champ magnétique B perpendiculaire à i (Fig. 1) (effet de magnétoconcentration ou de barrière magnétique [2]).

FIG. 1.

L'anisotropie se manifeste selon le plan xy de façon à avoir $\sigma_{xy} \neq 0$ et $\mu_{xy} \neq 0$ pour les tenseurs de conductivité et de mobilité.

Par suite de l'anisotropie, une répartition non uniforme de la densité des porteurs s'établit selon la direction Oy . Il en résulte que la densité du courant devient fonction de y .

Le fait le plus frappant du point de vue expérimental est que le barreau présente une conductivité σ globale qui dépend fortement du champ électrique appliqué E_x , même si son intensité est nettement inférieure à celle requise pour détruire l'équilibre thermodynamique. Des écarts relatifs

$$\frac{|\sigma_0 - \sigma|}{\sigma_0} = \frac{|\Delta\sigma|}{\sigma_0}$$

de l'ordre de 10 sont faciles à atteindre dans ces conditions.

L'expression mathématique de la caractéristique courant-tension (I, V) du barreau découle de la solution d'un système de Sturm-Liouville, qui comporte

l'équation généralisée de la diffusion ambipolaire complétée de deux conditions aux limites ($y = \pm b/2$).

$$\frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = D \frac{\partial^2(\delta n)}{\partial y^2} + \frac{D}{L_c} \frac{\partial(\delta n)}{\partial y} - R_v. \quad (1)$$

$\delta n = n - n_i$; n_i est la densité d'électrons dans le barreau non perturbé

$$(n_i = p_i, \quad \delta p = \delta n \text{ [m}^{-3}\text{]});$$

R_v : taux de recombinaison volumique [$\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$];

$$D = \frac{2 kT}{e} \frac{\mu_{nyy} \mu_{pyy}}{\mu_{nyy} + \mu_{pyy}};$$

coefficient de diffusion ambipolaire [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$];

L_c [m]: grandeur dont l'expression dépend du phénomène qu'on étudie; en présence d'une contrainte X , on a [1]:

$$L_c^{-1} = \frac{e}{2 kT} \left[\frac{\mu_{nyx}}{\mu_{nyy}} - \frac{\mu_{pyx}}{\mu_{pyy}} \right] E_x = \text{Cte} \frac{e}{kT} (E_x X);$$

en présence d'un champ magnétique B , on écrira [3], [4]

$$L_c^{-1} = \frac{e}{2 kT} (\mu_{nH} + \mu_{pH}) (B E_x);$$

μ_{nH} et μ_{pH} sont les mobilités scalaires Hall.

L'analogie entre les deux phénomènes est évidente. On peut donc tirer des conclusions concernant les deux effets à partir de l'étude d'un seul.

On pourrait étendre l'analogie au cas de « l'effet de taille » (« size effect » [5], [6], [7]) signalé récemment en tant que résultat de calculs théoriques. Nous devons cependant constater le manque de résultats expérimentaux et remarquer que le phénomène, lié à l'échauffement des porteurs (champs électriques élevés), doit se manifester même dans un milieu où un seul type de porteurs prédomine.

L'étude qui suit concerne l'effet de magnétoconcentration car soumettre l'échantillon à un champ magnétique s'avère la méthode la plus simple pour produire l'effet d'anisotropie (il nous faudrait environ $2 \times 10^8 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ pour obtenir des résultats analogues à ceux qui apparaissent sous un champ de 1 Tesla, dans les mêmes conditions expérimentales).

L'effet de magnétoconcentration a été entrevu, il y a quelques années, et déjà explicité [3]; un bref rappel de la théorie antérieure nous permettra de la compléter par quelques développements originaux, vérifiés par nos résultats expérimentaux inédits. Ces compléments présentent un réel intérêt car certaines questions très intéressantes, surtout sur le plan des applications, ne semblent pas avoir été élucidées: il s'agit des effets propres aux magnétodiodes [8], [9] à l'estimation de vitesses de recombinaison en surface ou des durées de vie en volume, ou tout simplement l'interprétation de l'effet Hall dans le milieu intrinsèque.

D'autre part il n'existe que peu de résultats expérimentaux corrects et complets (par suite de l'utilisation d'échantillons munis de contacts visiblement injectants, ou dont le traitement des surfaces ne permet que l'étude de cas très particuliers [10], [11]). Récemment un travail s'est amorcé sur l'InSb [12], [13]: les résultats qui concernent l'effet continu stationnaire ont été obtenus sur des échantillons minces (de 1 μm à 100 μm) et pour lesquels les conditions expérimentales et le dopage n'assurent pas, en toute rigueur, l'application sans gêne de la théorie utilisée.

Toutes nos expériences portent sur le germanium, seul matériau semiconducteur que l'on trouve assez facilement dans un état très proche de l'intrinsèque (le matériau que nous avons utilisé présente une concentration d'impuretés $|N_D - N_A| < 10^{18} \text{ m}^{-3}$).

2. L'effet de magnétoconcentration (ou barrière magnétique).

2.1 EQUATION DE BASE ET HYPOTHÈSES. — Considérons un barreau semiconducteur, intrinsèque ($n_0 \simeq n_i \simeq p_0$), homogène et isotrope en conduction au départ. On lui applique extérieurement un champ électrique E_x suivant la direction Ox et un champ magnétique B_z suivant Oz (Fig. 1).

Il apparaît alors un champ électrique transversal E_y (dont l'intensité est telle que la densité de courant transversal $i_y = i_{ny} + i_{py}$ soit nulle).

Si l'on suppose l'échantillon de dimensions infinies selon les directions Ox et Oz , il est évident que n , p , E_x et i_x dépendent seulement de y (et du temps t).

Partant de l'équation de continuité du courant et tenant compte de la déviation Hall, de la diffusion et de la recombinaison en volume, on obtient une équation du même type que (1), c'est-à-dire traduisant la présence d'une anisotropie:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{D}{L_c} \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{\delta n}{\tau} \\ n = p \end{cases} \quad (2)$$

où D est défini par

$$\frac{2}{D} = \frac{2e}{\mu kT} = \frac{1}{D_n} + \frac{1}{D_p}$$

avec:

$D_{n,p}$ = coefficient de diffusion des porteurs n , p ;

$$\frac{1}{L_c} = \frac{1}{2} \frac{e}{kT} (\mu_{nH} + \mu_{pH}) E_x B_z;$$

$\delta n/\tau = R_v$ (la loi de recombinaison des porteurs en excès, $\delta n = \delta p$, est supposée linéaire).

2.2 RÉGIME CONTINU; INFLUENCE SUR LA CONDUCTIVITÉ MOYENNE. — Lorsque $\delta n/\delta t = 0$, la distribution spatiale des porteurs [$n(y) \equiv p(y)$] s'obtient facilement [3], [14], à partir des équations (2) complétées par les conditions aux limites (recombinaisons en surface), en $y = \pm b/2$, pour lesquelles on supposera

une loi linéaire, c'est-à-dire que le taux de recombinaison en surface $[m^{-2} s^{-1}]$:

$$R_s = s\delta n = \pm \frac{i_{ny}}{e} = \mp \frac{i_{py}}{e},$$

où s $[m.s^{-1}]$ est la « vitesse effective de recombinaison en surface ».

Tenant compte par ailleurs de la condition $i_y \equiv 0$, on obtient alors, en supposant que le champ magnétique appliqué B_z vérifie $\mu^2 B_z^2 \ll 1$:

$$\begin{aligned} \frac{\langle i_x(y) \rangle}{e} &= \frac{\sigma_B E_x}{e} = \langle n(y) \rangle (\mu_n + \mu_p) E_x - \\ &- \frac{D}{b} (\mu_{nH} + \mu_{pH}) B_z \left[n\left(\frac{b}{2}\right) - n\left(-\frac{b}{2}\right) \right] \end{aligned}$$

$$\langle n(y) \rangle = \frac{1}{b} \int_{-b/2}^{b/2} n(y) dy$$

si la condition :

$$\left| n\left(\frac{b}{2}\right) - n\left(-\frac{b}{2}\right) \right| \ll \frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_{nH} + \mu_{pH}} \cdot \frac{E_x b}{DB_z} \langle n(y) \rangle \quad (3)$$

est vérifiée, ce qui est le cas le plus fréquent (par exemple tant que $10^{-2} < s_1/s_2 < 100$), on peut alors écrire que :

$$\sigma_B \simeq e(\mu_n + \mu_p) \langle n(y) \rangle,$$

et l'on obtient, en accord avec [3] :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} &= \frac{\sigma_0 - \sigma_B}{\sigma_0} = 1 - \frac{\sigma_B}{\sigma_0} \\ &= \left(\frac{2u}{a}\right) \frac{\sqrt{1+u^2}((1-r) \operatorname{ch}(a\sqrt{1+u^2}) - e^{au} + re^{-au}) + u(1+r) \operatorname{sh}(a\sqrt{1+u^2})}{\sqrt{1+u^2}(1+r) \operatorname{ch}(a\sqrt{1+u^2}) + \left(u(1-r) + \frac{1}{s_2} \sqrt{\frac{D}{\tau}} + s_1 \sqrt{\frac{\tau}{D}}\right) \operatorname{sh}(a\sqrt{1+u^2})} \quad (4) \end{aligned}$$

où :

$$a = \frac{b}{L} = \frac{b}{\sqrt{D\tau}}$$

$$u = \frac{L}{2L_c} = \frac{1}{4} \frac{e}{kT} (\mu_{nH} + \mu_{pH}) \sqrt{D\tau} E_x \cdot B_z$$

$$r = \frac{s_1}{s_2};$$

$\sigma_0 = e(\mu_n + \mu_p) n_i$ étant la conductivité en l'absence de champ magnétique.

Remarque. — En développant l'expression (4) pour u tendant vers zéro (cas où $E_x \cdot B_z$ faible), on obtient :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{2u((1-r) \operatorname{ch} a - 1) + u(1+r) \operatorname{ch} a - a)}{a \left[(1+r) \operatorname{ch} a + \left(\frac{1}{s_2} \sqrt{\frac{D}{\tau}} + s_1 \sqrt{\frac{\tau}{D}} \right) \operatorname{sh} a \right]} \quad (5a)$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \simeq A_1(1-r)u + A_2(1+r)u^2 + \dots \quad (5b)$$

et, en négligeant le terme en u^2 :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \simeq A'_1(1-r) E_x \cdot B_z$$

où $A_1, A_2, A'_1 > 0$. Et avec l'hypothèse supplémentaire $a \ll 1$ ($\Leftrightarrow b \ll L$), on trouve :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \simeq \frac{1}{4} \frac{e}{kT} (\mu_{nH} + \mu_{pH}) b \cdot E_x \cdot B_z \frac{s_2 - s_1}{s_1 + s_2 + b/\tau} \quad (6)$$

c'est-à-dire un résultat identique à celui obtenu par Pikus [14] selon une démarche différente de la nôtre.

L'expression (4) traduit l'apparition d'importantes non-linéarités des courbes courant-tension (I, V) relatives à l'échantillon (cf. Fig. 2).

FIG. 2. — Caractéristiques, courant (I)-tension (V) non linéaires d'un barreau de germanium intrinsèque (résistivité $55 \Omega \text{cm}$) $0,9 \times 3 \times 14 \text{ mm}^3$, soumis à des champs électrique et magnétique croisés ($s_1 \simeq 2 \text{ ms}^{-1}$; $s_2 \simeq 5 \text{ ms}^{-1}$; $\tau_v \simeq 400 \mu\text{s}$; $\tau \simeq 330 \mu\text{s}$). Lorsqu'on applique une impulsion de tension rectangulaire, on remarque l'existence d'un régime transitoire pour l'établissement du courant.

Nous avons démontré en analysant l'équation (4), et vérifié expérimentalement [4] que l'on a $\sigma_0 = \sigma_B$ pour deux valeurs, en général distinctes, de la variable u :

- $u = 0$ (c'est-à-dire $B_z = 0$) ;
- $u = u_0$, dépendant uniquement de l'état de l'échantillon pour des conditions expérimentales données ; u_0 varie de $-\infty$ à $+\infty$ lorsque $r = s_1/s_2$ croît de 0 à $+\infty$, et $u_0 = 0$ pour $r = 1$.

D'où une « magnétorésistance négative »

$$(\Delta\sigma/\sigma_0 < 0 : \sigma_B > \sigma_0)$$

pour toutes valeurs du produit $E_x \cdot B_z$ correspondant à des valeurs de u comprises entre 0 et u_0 .

Nos mesures expérimentales constituent une excellente confirmation de cette analyse théorique. Nous avons aussi montré que l'on peut utiliser ces résultats pour calculer les vitesses effectives de recombinaison en surface [4] lorsque la condition (3) est vérifiée.

C'est par cette méthode que nous déterminons les s_1 et s_2 des échantillons qui feront l'objet des études ultérieures.

On verra que les valeurs de s_1 et s_2 obtenues par cette méthode sont voisines de celles déduites des mesures sur l'effet photomagnétoélectrique.

Nos études expérimentales en régime continu nous ont aussi montré que l'effet de magnétorésistance anormale :

- est plus important pour les barreaux épais (Fig. 3) ;
- s'accroît à basses températures, tant que le matériau demeure sensiblement intrinsèque

$$(|N_D - N_A| < n_i) ;$$

FIG. 3. — Courbes théoriques (à comparer aux résultats expérimentaux de la figure 2), représentant les variations de la conductivité réduite σ_B/σ_0 en fonction de la variable u ($\propto \sqrt{\tau E_x B_z}$), et calculées pour le germanium avec $D = 63 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$; $s = 4,7 \text{ ms}^{-1}$; $r = 0,4$; $\tau = 400 \text{ } \mu\text{s}$; paramètre : épaisseur b . Signalons que $u \simeq 2$ pour $\tau = 400 \text{ } \mu\text{s}$, $E_x = 10 \text{ V.cm}^{-1}$ et $B_z = 0,2 \text{ T}$.

● est maximal pour les échantillons intrinsèques, et pratiquement négligeable lorsque la résistivité est inférieure à $10 \text{ } \Omega\text{cm}$ (Fig. 4) (les écarts relatifs de densité $\delta n(y)/n_i$ deviennent en effet rapidement moins importants dès qu'un type de porteurs est nettement majoritaire).

FIG. 4. — Variation relative de conductivité, due au seul phénomène de magnétoconcentration (sous $E_x \simeq 14 \text{ V.cm}^{-1}$; $B_z \simeq 1 \text{ T}$; $s_1 \simeq s_2 \simeq$ quelques ms^{-1}) en fonction de la résistivité de départ de l'échantillon.

De plus nous avons vérifié que la zone de « magnétorésistance anormale négative » ($0 \leq |u| < |u_0|$) s'étend ($|u_0|$ croît) quand on utilise des échantillons caractérisés par une durée de vie τ plus grande.

Ces constatations sont en parfait accord avec l'analyse théorique (voir Fig. 3).

Notons que le paramètre τ , dont nous indiquerons une méthode de mesure dépend simultanément, comme nous le montrerons, des propriétés de volume et de surface du barreau et non pas seulement des propriétés de volume comme l'ont considéré les précédents auteurs.

3. Relaxation de la barrière magnétique. Durée de vie effective des porteurs. — 3.1 COMPORTEMENT AVEC LA FRÉQUENCE. — Pour obtenir des renseignements sur la relaxation de la barrière magnétique, nous appliquons un champ électrique E_x sinusoïdal de grande amplitude (15 V.cm^{-1}), le champ magnétique B_z étant constant. En visualisant sur oscilloscope les courbes (I, V) d'un barreau (Ge quasi intrinsèque, de dimensions $1 \times 3 \times 20 \text{ mm}^3$), nous constatons que :

- Pour des fréquences très basses (quelques dizaines de Hz) on décrit la caractéristique courant-tension non linéaire conformément aux équations (4), (5) et (6) : en accord avec la théorie, les courbes (I, V) sont symétriques par rapport à l'origine seulement si $r = s_1/s_2 = 1$; elles ressemblent à une caractéristique de diode lorsque les surfaces sont très différentes.

- Pour des fréquences de l'ordre du kHz, les courbes (I, V) traduisent un effet de retard assez logique puisqu'il y a un phénomène de transport de charges associé à des processus de recombinaison sur les deux surfaces.

● Pour des fréquences supérieures (quelques dizaines de kHz), la barrière magnétique n'a pas le temps de s'établir et on retrouve la caractéristique ohmique de l'échantillon (identique à celle obtenue pour $B_z = 0$) (*).

La figure 5 illustre ces constatations.

● Il y a donc une fréquence critique pour l'existence de la magnétoconcentration, qui dépend d'ailleurs fortement des conditions expérimentales sur l'échantillon (en particulier des surfaces).

FIG. 5. — Oscillogramme courant-tension.

$B_z = \text{Cte}$; $E_x = E_0 \cos(2\pi ft)$.

a) $f \sim 100$ Hz; b) $f \sim 5$ kHz; c) $f \sim 30$ kHz.

3.2 MODULATION ÉTROITE DE LA BARRIÈRE MAGNÉTIQUE. — Pour obtenir des résultats plus facilement interprétables, nous avons perturbé la barrière magnétique autour d'une valeur préétablie (I_c, V_c).

Le champ électrique sera de la forme

$$E_x = E_c + e_1 \cos \omega t \quad \text{où} \quad e_1 \ll E_c.$$

En pratique, pour éviter tout échauffement de l'échantillon, on applique périodiquement ce champ électrique, E_x ; B_z restant permanent. Tension et courant sont alors de la forme :

$$V = V_c + v \quad \text{et} \quad I = I_c + i;$$

$$v = v_0 \cos \omega t, \quad i \simeq i_0 \cos(\omega t + \Phi), \quad \sigma_B \propto I_c/V_c$$

(cf. Fig. 6).

FIG. 6. — Modulation étroite de la barrière magnétique : la conductivité dynamique σ^* du barreau évolue entre σ_{BF}^* et $\sigma_{HF}^* = \sigma_B$.

(*) Nous avons vérifié expérimentalement en appliquant instantanément le champ électrique (B_z étant permanent) que la barrière magnétique exige un temps pour s'établir (voir Fig. 2).

On étudie la conductivité dynamique $\sigma^* \propto i_0/v_0$ et le déphasage $\Phi_{i/v}$ en analysant les courbes (i, v) [ellipses], observées sur oscilloscope.

On remarque que les courbes (phase $\Phi_{i/v}$, fréquence) passent par un maximum. Ce déphasage traduit en fait une variation de σ^* avec la fréquence (Fig. 7) : lorsque la fréquence est basse $\sigma^* = \sigma_{BF}^*$ est proportionnelle à la pente de la tangente à la courbe (I, V) au point (I_c, V_c). Mais lorsque la fréquence augmente, la barrière magnétique ne pouvant suivre indéfiniment le rythme des perturbations, deviendra insensible à celles-ci, et on obtient

$$\sigma^* = \sigma_{HF}^* \equiv \sigma_B \propto I_c/V_c$$

(voir Fig. 6). On remarque que le déphasage maximum est d'autant plus grand que la variation de conductivité entre les deux valeurs extrêmes σ_{BF}^* et σ_{HF}^* est importante, d'autre part si $\sigma_{HF}^* > \sigma_{BF}^*$, $\Phi_{i/v}$ est positif : on peut donc évoquer un comportement capacitif dans la zone de fréquence considérée puisque la conductance augmente avec la fréquence et que le courant est en avance sur la tension.

Si $\sigma_{HF}^* < \sigma_{BF}^*$, $\Phi_{i/v}$ est négatif et l'on vérifie très bien expérimentalement ce comportement selfique.

FIG. 7. — Exemples de l'évolution du déphasage courant-tension $\Phi_{i/v}$ et de la conductivité dynamique σ^* en fonction de la fréquence. Courbes (1) : $E_{c1} \simeq 8,5$ V.cm⁻¹; $B_z \simeq 0,3$ T. Courbes (2) : $E_{c2} \simeq 5$ V.cm⁻¹; $B_z \simeq 0,3$ T.

Fig. 8a. — $s_1 \approx 3 \text{ ms}^{-1}$; $s_2 \approx 2 \text{ ms}^{-1}$;

Fig. 8b. — $s_1 \approx 100 \text{ ms}^{-1}$; $s_2 \approx 2 \text{ ms}^{-1}$; on remarque ici le comportement selfique, avec $\phi_{i/v} < 0$, lorsque les porteurs sont déviés vers s_2 (il y a aussi accroissement de conductivité) pour $V_c \cdot B_z > 0$ puisque $r = s_1/s_2 > 1$;
 Paramètres : $B_{z1} = 0,2 \text{ T}$; $B_{z2} = 0,5 \text{ T}$; $V_{c1} = 7 \text{ V}$; $V_{c2} = 10 \text{ V}$; $V_{c3} = 12 \text{ V}$; $V_{c4} = 17 \text{ V}$; $V_{c5} = 20 \text{ V}$.

FIG. 8. — Réseau de variation du déphasage $\phi_{i/v}$ en fonction de la fréquence pour un même échantillon de germanium quasi intrinsèque ($47 \text{ } \Omega\text{cm}$), $1 \times 3 \times 20 \text{ mm}^3$, avec différents traitements de surface.

Nous donnons (Fig. 8) quelques variations du déphasage $\phi_{i/v}$ en fonction de la fréquence, lorsque les surfaces de l'échantillon étudié sont d'une part

peu différentes et à faible vitesse de recombinaison ($s \sim 2 \text{ m.s}^{-1}$), d'autre part très différentes ($s_1 \sim 100 \text{ m.s}^{-1}$; $s_2 \sim 2 \text{ m.s}^{-1}$).

3.3 APPROCHE THÉORIQUE. — Lorsqu'on considère l'équation (2) dans le cas de la modulation étroite, on est amené à chercher la solution de :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial n_1}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_1}{\partial y^2} + 2 \frac{D}{L} \left[u_1 \frac{\partial n_c}{\partial y} + u_c \frac{\partial n_1}{\partial y} \right] - \frac{n_1}{\tau} \quad (7)$$

avec les conditions aux limites convenables, et :

$$\begin{aligned} u(t) &= u_c + u_1(t) = u_c + u_1 \cos \omega t \\ n(y, t) &= n_1 + \delta n_c(y) + n_1(y, t) = n_1 + \delta n(y, t) \\ &= n_c + n_1(y, t). \end{aligned}$$

On aura alors :

$$\sigma(t) = \sigma_B + \delta \sigma(t),$$

σ_B étant la conductivité statique pour $u = u_c$.

En prenant les transformées de Laplace par rapport au temps t , et en intégrant l'équation correspondant à (7) entre les limites $y_1 = +b/2$ et $y_2 = -b/2$, on aboutit à :

$$\delta \sigma(p) = - \frac{\sigma_0 \tau}{b n_i} \frac{s_1 n_1 \left(p, \frac{b}{2} \right) + s_2 n_1 \left(p, -\frac{b}{2} \right)}{\tau p + 1}. \quad (8)$$

Nous considérerons désormais que $p = j\omega$, où $j = \sqrt{-1}$, pour notre étude en régime harmonique.

La conductivité dynamique s'écrit :

$$\frac{i(p)}{v(p)} \propto \sigma^*(p) = \sigma_B + \frac{u_c}{u_1} \delta \sigma(p). \quad (9)$$

3.3.1 Cas particuliers. — a) $s_1 = 0$, $s_2 = 0$: on obtient $\delta \sigma(p) \equiv 0$. Ce résultat n'est pas surprenant puisque l'équation (4) montre que dans ce cas, on a toujours $\Delta \sigma = \sigma_0 - \sigma_B = 0$; en effet une vitesse de recombinaison nulle signifie que la surface n'engendre ni ne recombine aucun porteur ; on a toujours une concentration moyenne de porteurs égale à n_i .

b) $s_1 \rightarrow \infty$, $s_2 \rightarrow \infty$: on vérifie facilement qu'en régime stationnaire, la solution de l'équation (2) est $n(y) \equiv n_i$; donc $\Delta \sigma = 0$. On aura aussi dans ce cas

$$\delta \sigma(t) \equiv 0.$$

c) $s_1 \rightarrow \infty$, $s_2 = 0$: dans ce cas (8) devient :

$$\delta \sigma(p) = - \frac{\tau \sigma_0}{b n_i} \frac{s_1 n_1(p, b/2)}{\tau p + 1}. \quad (10)$$

D'autre part, on trouve à partir de la solution de (2) :

$$\lim_{s_1 \rightarrow \infty} \left[s_1 \delta n_c \left(\frac{b}{2} \right) \right] = \frac{2 D n_i}{L} u_c h(u_c, L, b)$$

d'où l'on tire (puisque l'on est en droit de supposer que $s_1 \cdot |n_1(j\omega, b/2)|$ est une constante quand $s_1 \rightarrow \infty$) :

$$\begin{aligned} \lim_{s_1 \rightarrow \infty} s_1 n_1 \left(p, \frac{b}{2} \right) &= \frac{2 D n_i}{L} u_1 (h(u_c) + u_c h'(u_c)) \\ &= - \frac{2 D n_i}{L} u_1 g(u_c). \end{aligned}$$

Il vient alors :

$$\sigma^*(p) = \frac{\sigma_B}{\lambda_\infty} \frac{\lambda_\infty \tau p + 1}{\tau p + 1} \quad (11)$$

où :

$$\lambda_\infty = \frac{\sigma_B}{\sigma_B + \frac{2}{a} \sigma_0 u_c g(u_c)}.$$

En utilisant (11) pour l'étude harmonique, on constate que :

● pour $\omega \rightarrow 0$

$$\sigma^* \rightarrow \sigma_{BF}^* = \frac{\sigma_B}{\lambda_\infty},$$

● pour $\omega \rightarrow \infty$

$$\sigma^* \rightarrow \sigma_{HF}^* = \sigma_B,$$

et on en déduit les variations de $|\sigma^*|(\omega)$ et de la phase $\Phi_{i/v}$ (voir Fig. 9) ; pour l'ordre de grandeur de nos constantes géométriques relatives aux barreaux de Ge utilisés, on montre que :

$$\forall u_c, g(u_c) \geq 0 ; (u_c \propto E_c B_z).$$

Alors, on déduit de (11) que :

● pour $u_c > 0$, $\lambda_\infty < 1$, d'où l'analogie selfique, confirmée physiquement par le fait que l'on accumule des porteurs vers la surface : $s_2 = 0$ (et alors $\sigma_B > \sigma_0$) ;

● pour $u_c < 0$, $\lambda_\infty > 1$, d'où comportement capacitif. Ces résultats sont en parfait accord avec l'expérience (Fig. 8b) qui approche ce cas limite.

FIG. 9. — Variations théoriques de $\Phi_{i/v}$ et $|\sigma^*(j\omega)|$ en fonction de la fréquence, correspondant à l'équation (11) (où $s_1 \rightarrow \infty$, $s_2 = 0$).

3.3.2 *Cas général* (s_1 et s_2 quelconques). — On peut démontrer que l'équation (7) avec ses conditions aux limites n'admet pas de solution par séparation des variables et la résolution théorique devient très lourde.

Néanmoins, le résultat théorique obtenu pour les cas particuliers, et nos expériences (Fig. 6 et 8) où $|\sigma^*|(\omega)$ évolue entre deux valeurs extrêmes σ_{BF}^* et σ_{HF}^* nous incitent à admettre, vu l'équation (8), qu'en régime harmonique, la solution $n_1(p, y)$ est telle que l'on obtient aussi, pour σ^* une expression de la forme :

$$\sigma^*(p) = \frac{\sigma_B}{\lambda} \frac{\lambda \tau p + 1}{\tau p + 1}. \quad (12)$$

On peut même calculer λ ; en effet, on sait que :

$$\begin{aligned} \bullet \quad \sigma_{BF}^* &= \lim_{\omega \rightarrow 0^+} |\sigma^*|(\omega) = \left. \frac{\partial \langle i \rangle}{\partial E_x} \right|_{E_x = E_c} \\ &= \frac{i_0}{\sigma_0} \left. \frac{\partial(\sigma_B u)}{\partial E_x} \right|_{E_x = E_c} \end{aligned}$$

car

$$\langle i \rangle = \sigma_B E_x = \frac{\sigma_B}{\sigma_0} \cdot \sigma_0 E_x = i_0 \frac{\sigma_B u}{\sigma_0}.$$

$$\bullet \quad \sigma_{HF}^* = \lim_{\omega \rightarrow \infty} |\sigma^*|(\omega) = \sigma_B.$$

Or,

$$\lambda = \frac{\sigma_{HF}^*}{\sigma_{BF}^*}.$$

On peut effectuer ce calcul mathématique en utilisant l'équation (4) qui donne $(\sigma_0 - \sigma_B)/\sigma_0$.

Nous avons obtenu l'expression de λ partir de (4) simplifiée, lorsque u tend vers 0, sous la forme (5b). On trouve :

$$\begin{aligned} \lambda &= 1 + A_1(1 - r)u_c + \\ &\quad + 2(A_1^2(1 - r)^2 + A_2(1 + r))u_c^2. \end{aligned}$$

Il apparaît clairement que selon les valeurs de u_c , λ est supérieur, égal ou inférieur à 1 (ce qui implique les analogies capacitive, ohmique ou selfique, sauf bien sûr pour $r = 1$, auquel cas le comportement est toujours capacitif). Ces remarques sont en très bon accord avec nos résultats expérimentaux (voir Fig. 10) et les explications physiques.

Si par exemple $r > 1$:

$$\forall u_c \in]0, u'_0[, \quad \lambda < 1;$$

$\lambda = 1$ pour $u_c = 0$ et $u_c = u'_0$ [et on peut vérifier facilement que $|u'_0| < |u_0|$ où u_0 , défini au § 2.2, est tel que $\sigma_B(u_0) = \sigma_0$].

Ainsi nous montrons que tout échantillon présente dans une partie de sa « zone » de magnétorésistance négative anormale, un comportement selfique vis-à-vis des perturbations de la barrière magnétique (cf. Fig. 11).

FIG. 10. — Courbes λ ($u_c \propto \sqrt{\tau E_x \cdot B_z}$) ; conditions expérimentales identiques à celles des figures 8b. $\lambda = \sigma_{HF}^*/\sigma_{BF}^*$, paramètre dans l'équation (12) est déduit des relevés expérimentaux de $\sigma^*(j\omega)$.

FIG. 11. — Tout barreau semiconducteur présente par effet de surface une magnétorésistance anormale négative (lorsque $E_x \cdot B_z > 0$ si $r > 1$, et ici pour une tension comprise entre 0 et V_0), positive ailleurs. En régime harmonique (modulation étroite), on aura un comportement selfique entre 0 et $V_0' < V_0$ V, capacitif partout ailleurs.

3.4 SIGNIFICATION DU PARAMÈTRE τ ; DURÉE DE VIE EFFECTIVE DES PORTEURS. — De l'équation (12), on déduit que $\omega_c = 1/\tau$ représente la coupure « basse » lorsque $\lambda < 1$, et la coupure « haute » pour $\lambda > 1$. Rappelons que nous avons pris le paramètre τ pour exprimer la recombinaison en volume *en présence des surfaces limites* (sous-entendant que pour un barreau suffisamment épais, ce devait être un terme caractéristique du matériau employé).

Or à partir des relevés expérimentaux $\Phi_{i/o}(\omega)$ et $|\sigma^*|(\omega)$ (Fig. 8), nous obtenons des courbes $\tau(E_x \cdot B_z)$ [Fig. 12], montrant que τ varie peu avec $E_x \cdot B_z$ mais que, contrairement à ce qu'on aurait pu supposer, il dépend fortement des dimensions du barreau et du traitement de ses surfaces. On s'assure d'autre part facilement que l'utilisation de lois de recombinaison

naison plus élaborées (Shockley-Read [16]) ne suffit pas à expliquer de tels résultats.

FIG. 12. — Variation de la durée de vie effective des porteurs pour le même barreau de germanium quasi intrinsèque (d'épaisseur $b = 1$ mm). a) $\tau_1(E_x.B_z)$ déduite des figures 8a : surfaces découpées à faible vitesse de recombinaison : $s_1 \simeq 3 \text{ ms}^{-1}$; $s_2 \simeq 2 \text{ ms}^{-1}$. b) $\tau_2(E_x.B_z)$ déduite des figures 8b : $s_1 \simeq 100 \text{ ms}^{-1}$ (surface détériorée); $s_2 \simeq 2 \text{ ms}^{-1}$.

Cette constatation n'a rien de surprenant si l'on compare les hypothèses mathématiques utilisées pour l'interprétation théorique du phénomène, au comportement réel des porteurs dans le barreau : en effet le calcul a été établi sur l'hypothèse d'un milieu parfaitement homogène (durée de vie τ) limité par des surfaces sans épaisseur (recombinaisons s_1 et s_2). Or pour les porteurs, il est difficile de localiser les milieux où interviennent τ d'une part, s_1 et s_2 d'autre part, en particulier lorsque, sous l'action du champ magnétique, il se produit une redistribution des porteurs ; cette répartition des porteurs et de leurs lieux de recombinaison exigerait en fait d'introduire dans les équations un gradient de durée de vie pour le volume, des gradients de recombinaison pour des surfaces « épaisses ».

Par contre, en gardant la formulation mathématique du départ, il faut associer τ à l'état des surfaces et l'interpréter, non comme une caractéristique du monocristal d'où provient le barreau, mais comme une durée de vie effective (apparente) des porteurs, résultant simultanément des processus de recombinaison en surface et en volume, que nous supposons additifs sous la forme :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_v} + \omega_s(\tau_v, s_1, s_2, u). \quad (13)$$

Dans cette relation, τ_v est la durée de vie volumique des porteurs ; elle caractérise le matériau non limité par des surfaces ; ainsi τ_v doit être indépendant des champs E_x et B_z . Par contre ω_s traduit l'influence des

surfaces et peut, dans certains cas, devenir prépondérant.

En l'absence de champ magnétique ($u = 0$), ω_s tend vers zéro si s_1 et s_2 tendent vers zéro ; dans ce cas, τ tend vers τ_v . En se reportant à la courbe $\tau_1(E_x.B_z)$ (Fig. 12), qui concerne l'échantillon avec s_1 et s_2 faibles ($\omega_{1s} \rightarrow 0$), on obtient pour $B_z = 0$: $\tau_1(0) = 320 \mu\text{s}$; en estimant approximativement $\omega_{1s}(0)$ (cf. Shockley [15]), on obtient $\tau_v \simeq 400 \mu\text{s}$. Par contre si au moins une des deux surfaces de l'échantillon est caractérisée par une vitesse de recombinaison très grande ($s \rightarrow \infty$), ω_s peut atteindre des valeurs nettement supérieures à $1/\tau_v$ pour des barreaux d'épaisseur inférieure à quelques millimètres. Vues les dimensions de notre échantillon, on peut donc prévoir $1/\tau \simeq \omega_s$; en effet à partir de la courbe $\tau_2(E_x.B_z)$ relative au même échantillon dont on a maintenant fortement disloqué une surface (s_1 élevée, s_2 faible), on obtient :

$$\tau_2(0) \simeq \frac{1}{\omega_{2s}(0)} = 30 \mu\text{s}.$$

Ces valeurs de $\tau_{1,2}(0)$ tirées de nos courbes expérimentales sont très proches des résultats obtenus en appliquant à notre cas les formules théoriques limites proposées par Shockley [15], valables seulement en absence de champ magnétique, et du point de vue expérimental, ces valeurs sont en bon accord avec les durées de vie effectives mesurées par la décroissance de la photoconductivité de l'échantillon.

Quand B_z est différent de zéro et augmente, l'influence des surfaces s'accroît puisque les porteurs sont déviés vers l'une d'entre elles. Pour avoir une idée du type de relation $\omega_s(s_1, s_2, u)$, on se reportera à l'exemple de l'effet Suhl [15], qui par certains aspects rappelle d'ailleurs l'effet de magnétoconcentration puisqu'il traite de la déviation par champ magnétique de porteurs injectés dans un barreau de très grande épaisseur, on obtient pour $\omega_s(E_x.B_z)$ l'expression suivante, applicable dans notre cas si l'on ne tenait compte que d'une seule surface :

$$\omega_s = s \left(\frac{1}{L_c} - \frac{s}{D} \right) = s \left(\frac{2u}{L} - \frac{s}{D} \right).$$

Comme par définition τ_v est indépendant de $E_x.B_z$, les courbes expérimentales $\tau(E_x.B_z)$ [Fig. 12] traduisent pratiquement la variation de $\omega_s^{-1}(E_x.B_z)$, terme qui caractérise uniquement les deux surfaces.

Nous pensons ainsi être parvenus à dissocier les effets de surface et de volume lors du processus global de recombinaison des porteurs dans un barreau semi-conducteur.

4. Conclusion. — Nous avons démontré et vérifié expérimentalement que la formulation mathématique classique du problème de la magnétoconcentration permet d'expliquer les phénomènes décrits, à condition d'interpréter correctement les termes de recombinaison des charges en excès : en particulier, la durée de vie τ provenant de l'hypothèse d'une loi de recombinaison

volumique linéaire du type $R_v = \delta n / \tau$, doit être prise pour un barreau de semiconducteur en présence des surfaces, comme la durée de vie effective des porteurs dans ce barreau (cf. § 3.4).

Réciproquement nous avons montré qu'on peut utiliser le phénomène de magnétoconcentration pour déduire expérimentalement les paramètres caractéristiques d'un barreau (τ , τ_v , ω_s , s_1 , s_2) en ce qui concerne la durée de vie de ses porteurs, en présence ou en l'absence de champ magnétique. Nous avons vérifié que les valeurs ainsi obtenues sont voisines de celles données par d'autres méthodes (photoconduction, effet PME...) : à titre d'exemple, pour l'échantillon relatif aux figures 8 et 12 (et pour lequel nous avons obtenu $\tau_v = 400 \mu s$) après avoir réduit ses dimensions à $0,4 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$ et détérioré une surface, nous avons mesuré :

Durée de vie τ :

Photoconductivité
 $\tau = 14 \mu s$

d'après courbes $\tau(E_x B_z)$
 $\tau(0) = 13 \mu s$

Recombinaison en surface :

Effet PME	Magnétoconcentration
	(cf. ch 2)
$s_1 = 150 \text{ ms}^{-1}$	120 ms^{-1}
$s_2 = 4,5 \text{ ms}^{-1}$	$3,8 \text{ ms}^{-1}$

Les auteurs tiennent à remercier Monsieur le Professeur M. Buyle-Bodin, Directeur du laboratoire, pour sa contribution à ce travail au cours de nombreuses discussions ; ils lui doivent de les avoir guidés régulièrement durant cette recherche vers les conclusions qu'on vient de voir.

Bibliographie

- [1] RASHBA (E. I.), ROMANOV (V. A.), BOIKO (I. I.), ZHADKO (I. P.), *Phys. stat. sol.*, 1966, **16**, 43.
- [2] POLTINNIKOV (S. A.), STIL'BANS (L. S.), *Sov. Phys. Techn. Phys.*, 1957, **2**, 23.
- [3] MADELUNG (O.), TEWORDT (L.), WELKER (H.), *Z. Naturforschg*, 1955, **10a**, 476.
- [4] KAMARINOS (G.), CHOVET (A.), *C. R. Acad. Sci.*, Paris, 1970, **270B**, 1163.
- [5] GRIBNIKOV (Z. S.), MEL'NIKOV (V. I.), *Sov. Phys. JETP*, 1967, **24**, 1282.
- [6] BOCHKOV (V. S.), GUREVITCH (Yu. G.), *Sov. Phys. Sol. St.*, 1969, **11**, 570.
- [7] VIL'MS (P. P.), SARDARYAN (V. S.), DOBROVOL'SKII (P. P.), KAPYLOVA (S. V.), *JETP Letters*, 1969, **10**, 240.
- [8] KARAKUSHAN (E. I.), STAFEEV (V. I.), *Sov. Phys. Sol. St.*, 1962, **3**, 1476.
- [9] MERINSKY (E.), BETKO (J.), MORVIC (M.), KORDOS (P.), *Sol. St. Electronics*, 1968, **11**, 187.
- [10] WEISSHAAR (E.), *Z. Naturforschg*, 1955, **10a**, 488.
- [11] ZHUZE (V. P.), PIKUS (G. E.), SOROKIN (O. V.), *Sov. Phys. Techn. Phys.*, 1956, **2**, 1061.
- [12] PREUSS (E.), *Sol. St. Electronics*, 1970, **13**, 173.
- [13] LILE (D. L.), *J. Appl. Phys.*, 1970, **41**, 3480.
- [14] PIKUS (G. E.), *Sov. Phys. Techn. Phys.*, 1956, **1**, 17.
- [15] SHOCKLEY (W.), *Electrons and holes in semiconductors*, 1950, Van Nostrand, 318-328.
- [16] SHOCKLEY (W.), READ (W. T.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 839.