

Der Verstärkungsfaktor der Photoleitung bei diskretem Haftstellenniveau und nachlieferndem Kontakt

W. HARTH und W. DOMMASCHK

Institut für Technische Elektronik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. 20 a, 1313—1316 [1965]; eingegangen am 14. Juli 1965)

Für Photoleiter mit tiefliegenden Rekombinationszentren, einem einzelnen Haftstellenniveau und nachlieferndem Kontakt wird der Verstärkungsfaktor unter Vernachlässigung der Löcherleitung untersucht. Die Spannungscharakteristik des Verstärkungsfaktors und ihre Abhängigkeit von den verschiedenen Parametern, insbesondere von der Lage des Haftstellenniveaus, werden numerisch ermittelt. Für das in der Spannungscharakteristik meist auftretende scharfe Maximum wird ein Ausdruck angegeben, der zwei bereits bekannte Grenzfälle einschließt. Es zeigt sich, daß der maximale Verstärkungsfaktor besonders bei hoher Haftstellenkonzentration, tiefer Temperatur und geringer Einstrahlung den Sättigungswert um mehrere Größenordnungen überschreiten kann. Seinen größten Wert erreicht er jeweils dann, wenn das Haftstellenniveau in der Nähe des FERMI-Niveaus liegt.

Der Verstärkungsfaktor der Photoleitung ist im allgemeinen bei sehr hohen Spannungen auf das Verhältnis von Abklingzeit des Photostromes zu dielektrischer Relaxationszeit beschränkt^{1, 2}. ROSE und LAMPERT³ hatten jedoch gezeigt, daß für bestimmte Störstellenverteilungen im Photoleiter dieses Verhältnis um Größenordnungen überschritten werden kann. Dies erfolgt dann, wenn Zentren vorhanden sind, die im wesentlichen durch Trägerinjektion aus dem Kontakt, jedoch nur zum geringen Teil mit Elektronen aus der Photoanregung aufgefüllt werden. Experimentelle Untersuchungen an CdS-Einkristallen⁴ und an gesinterten CdSe-Schichten⁵ bestätigten diese Vorstellungen.

Man kann zwar die Spannungsabhängigkeit des Verstärkungsfaktors aus den Besetzungswahrscheinlichkeiten der Störstellen und aus der Kenntnis des Einsatzpunktes der raumladungsbegrenzten Dunkelströme abschätzen, jedoch ergeben sich beim Auftreten eines scharfen Maximums des Verstärkungsfaktors zwangsweise ungenaue Ergebnisse. In der vorliegenden Arbeit wird deshalb die Spannungscharakteristik des Verstärkungsfaktors numerisch bestimmt. Außerdem wird ein verallgemeinerter Ausdruck für den maximalen Verstärkungsfaktor angegeben.

Die folgenden Untersuchungen beziehen sich auf einen homogen bestrahlten Photoleiter der Dicke d mit räumlich konstanter Verteilung von Rekombinationszentren (RZ) und Haftstellen (HS) für Elek-

tronen (vgl. Abb. 1). Während in einer vorausgegangenen Arbeit⁶ der Verstärkungsfaktor bereits für zwei Grenzfälle, nämlich für flache bzw. tiefe Haftstellen, ermittelt wurde, wird hier wiederum ein diskretes, aber beliebiges Haftstellenniveau vorausgesetzt. Es werden nur Elektronen als beweglich betrachtet. Für die Defektelektronen hingegen wird angenommen, daß sie unmittelbar nach ihrer Erzeugung von den Rekombinationszentren eingefangen und lokalisiert werden. Eine thermische Wiederabspaltung aus den tief liegenden Rekombinationszentren wird nicht berücksichtigt.

Für die Raumladungsdichte q im Photoleiter ergibt sich dann folgender Ausdruck:

$$q = e \left\{ \frac{S}{rn} - (n - n_0) - H \left(\frac{n}{n+K} - \frac{n_0}{n_0+K} \right) \right\}, \quad (1)$$

darin bedeuten e die Elementarladung, S die Anzahl der pro cm^3 und sec durch Band – Band-Übergänge erzeugten Ladungsträger, r den Rekombinationskoeffizient, n die Konzentration der freien Elektronen, H die Konzentration der Haftstellen, $K = N_L e^{-E/(kT)}$ die Massenwirkungskonstante [$N_L = 2,5 \cdot 10^{19} (T/300)^{3/2}$; E ist der Energieabstand der Haftstellen vom Leitungsband; k ist die BOLTZMANN-Konstante] und $n_0 = N_L e^{-E_F/(kT)}$ die Gleichgewichtskonzentration der freien Elektronen (E_F ist das FERMI-Niveau im Gleichgewichtszustand).

Für das Folgende wird der Diffusionsstrom vernachlässigt. Ferner soll die im Photoleiter herr-

¹ R. W. REDDINGTON, J. Appl. Phys. **29**, 1082 [1958].

² A. ROSE, Helv. Phys. Acta **30**, 30 [1957].

³ A. ROSE u. M. A. LAMPERT, Phys. Rev. **113**, 1227 [1959].

⁴ R. W. SMITH, RCA Rev. **20**, 69 [1959].

⁵ H. B. DE VORE, RCA Rev. **20**, 79 [1959].

⁶ W. HARTH, Z. Phys. **184**, 198 [1965].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

schende Feldstärke auf solche Werte beschränkt sein, die Ionisationseffekte ausschließen. Dann kann mit Gl. (1), der Poisson-Gleichung

$$d\mathcal{E}/dx = -\varrho/\varepsilon\varepsilon_0$$

(\mathcal{E} ist die elektrische Feldstärke, ε_0 die Vakuum-Dielektrizitätskonstante und ε die relative DK) und dem OHMSchen Gesetz $i = e\mu n\mathcal{E}$ (i ist die Stromdichte und μ die Beweglichkeit der Elektronen) die Spannungsabhängigkeit des Stromes in Parameterform⁶ dargestellt werden:

$$\frac{1}{w} = \int_{t_K}^{t_A} \frac{t(1+\beta t) dt}{1+(\alpha+\beta-1)t - (s+\beta)t^2 - s\beta t^3}, \quad (2a)$$

$$\frac{u}{w^2} = \int_{t_A}^{t_K} \frac{t^2(1+\beta t) dt}{1+(\alpha+\beta-1)t - (s+\beta)t^2 - s\beta t^3}. \quad (2b)$$

Von den in Gl. (2) eingeführten dimensionslosen Größen entspricht⁷

$$w = i\varepsilon\varepsilon_0(n_0 + K)^2/(e^2\mu n_0^2 H^2 d)$$

der Stromdichte i ,

$$u = U_A \varepsilon\varepsilon_0(n_0 + K)/(en_0 H d^2)$$

der Spannung U_A an der Anode des Photoleiters,

$$s = S(n_0 + K)^2/(r n_0^2 H^2)$$

der Anzahl S pro Zeit- und Volumeneinheit erzeugter Ladungsträger und

$$t = n_0 H/[n(n_0 + K)]$$

der Feldstärke im Photoleiter. Ferner ist

$$\alpha = (n_0 + K)/n_0 \quad \text{und} \quad \beta = K(n_0 + K)/(n_0 H).$$

Die Größen t_A bzw. t_K entsprechen den Feldstärken an der Anode bzw. an der geerdeten Kathode des Photoleiters. Dabei ist t_K eine vorgegebene, die Art des Kontaktes charakterisierende Größe. Da in dieser Arbeit der Kontakt an der Kathode ausschließlich injizierend wirken soll, muß t_K stets kleiner als dasjenige t sein, das aus der Neutralitätsbedingung im bestrahlten Zustand für $\varrho = 0$ aus Gl. (1) folgt. Wie in anderen Arbeiten^{3, 8}, so wird auch hier vorwiegend das Verhalten für $t_K = 0$ (unendlich große Elektronenkonzentration an der Kathode) untersucht. Die Größe t_A in Gl. (2) bedeutet den freien

Parameter, dessen Elimination den Zusammenhang zwischen i und U_A liefert.

Es wird nun nicht wie in einer früheren Arbeit⁶ aus der Strom-Spannungscharakteristik $w(u)$ der Verlauf des Photostromes explizit ermittelt [aus $\Delta w = w - w_0$, wobei w_0 dem Dunkelstrom für $s = 0$ in Gl. (2) entspricht], sondern unmittelbar der Spannungsverlauf des Verstärkungsfaktors angegeben, dessen Definition

$$G = 2 \Delta i/(e S d)$$

lautet (Δi ist die Photostromdichte). Da die Photostromdichte bei sehr großen Spannungen stets den spannungsunabhängigen Wert

$$\Delta i_{\text{Sätt}} = e d S \tau_0/(2 \tau_R)$$

annimmt [τ_0 ist die Abklingzeit des Photostromes, τ_R die dielektrische Relaxationszeit im Betriebszustand des Photoleiters; bei sehr großen Spannungen ist das Verhältnis $\tau_0/\tau_R = e\mu/(\varepsilon\varepsilon_0 r)$], erweist es sich als zweckmäßig, den Spannungsverlauf des Verhältnisses

$$g = G/G_{\text{Sätt}} = 2 \Delta w/s \quad (3)$$

anzugeben. Dieser reduzierte Verstärkungsfaktor g , der mit dem von ROSE und LAMPERT³ eingeführten M -Faktor identisch ist, entspricht dann einem auf den Sättigungswert $G_{\text{Sätt}} = \tau_0/\tau_R$ bezogenen Verstärkungsfaktor⁶, dessen Spannungsabhängigkeit proportional der des Photostromes ist. Der Verlauf von g gibt somit ein Maß für die relative Abweichung des Verstärkungsfaktors vom Sättigungswert τ_0/τ_R .

Abb. 1 zeigt die aus Gl. (2) ermittelte⁹ Spannungsabhängigkeit von g mit dem Haftstellenniveau E als Parameter für

$$S/r = 10^{20} \text{ cm}^{-6}, \quad H = 10^{14} \text{ cm}^{-3},$$

$$E_F = 0,75 \text{ eV}, \quad t_K = 0 \quad \text{und} \quad T = 300^\circ \text{K}.$$

Die Spannung auf der Abszisse ist in Einheiten von $U_A \varepsilon/d^2$ aufgetragen. Bei kleinen Spannungen verläuft g für beliebiges E zunächst proportional zur Spannung, nämlich

$$g = 2 \Delta w/s = 2 r \varepsilon \varepsilon_0 (\bar{n} - n_0) U_A/(S e d^2),$$

wobei \bar{n} die aus Gl. (1) für $\varrho = 0$ zu bestimmende Gleichgewichtskonzentration bei Bestrahlung bedeu-

⁷ Es wird vorausgesetzt, daß H stets groß gegen n_0 und K ist.

⁸ M. A. LAMPERT, Phys. Rev. **103**, 1648 [1956].

⁹ Die numerische Auswertung wurde an der Rechenanlage PERM der Technischen Hochschule München durchgeführt.

tet. Aus Abb. 1 ist ersichtlich, daß der Proportionalitätsfaktor ein Minimum durchläuft, wenn das Haftstellenniveau E mit dem FERMI-Niveau E_F zusammenfällt. Dies folgt auch allgemein aus der E -Abhängigkeit von \bar{n} . Für $S \rightarrow 0$ ergibt sich für $(\bar{n} - n_0)$ der Ausdruck $S(n_0 + K)^2 / [n_0 r (n_0^2 + H K)]$ und damit folgt

$$g = 2 \varepsilon \varepsilon_0 (n_0 + K)^2 U_A / [n_0 e d^2 (n_0^2 + H K)] .$$

Mit zunehmender Bestrahlung nimmt der Proportionalitätsfaktor ab (Rechtsverschiebung der Geraden in der logarithmischen Darstellung von Abb. 1). Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Linie $g = 1$ ergibt (für $S = 0$) den bekannten⁸ Einsatzpunkt

$$U_A = U_0 = e d^2 n_0 (n_0^2 + H K) / [2 \varepsilon \varepsilon_0 (n_0 + K)^2]$$

für den raumladungsbegrenzten Dunkelstrom (vgl. Kurve $E = 0,5$ eV in Abb. 1).

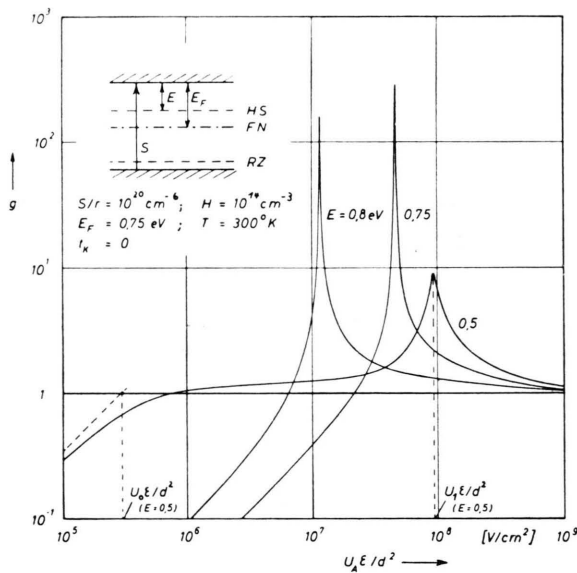


Abb. 1. Numerisch ermittelte Spannungsabhängigkeit des reduzierten Verstärkungsfaktors g (ε =relative DK; d =Dicke des Photoleiters).

Sind keine oder nur sehr flache Haftstellen im Photoleiter enthalten, so bleibt für alle Spannungen $U_A > U_0$ der reduzierte Verstärkungsfaktor konstant auf dem Wert $g = 1$ (d. h. $G = G_{\text{Sätt}} = \tau_0 / \tau_R$). Bei Anwesenheit von tiefer liegenden Haftstellen werden diese jedoch mit zunehmender Spannung $U_A > U_0$ in zunehmendem Maße mit Elektronen aus dem Kontakt an der Kathode aufgefüllt. Die sich aufbauende Raumladung im Photoleiter verhindert die weitere

Nachlieferung von Elektronen aus dem Kontakt. Erst bei der Spannung⁸

$$U_A = U_1 = e d^2 H K / [2 \varepsilon \varepsilon_0 (n_0 + K)]$$

(vgl. Kurve $E = 0,5$ eV in Abb. 1) wird diese Ladungsabstoßung überwunden und der Dunkelstrom steigt durchbruchartig an. An dieser Stelle durchläuft der reduzierte Verstärkungsfaktor ein scharfes Maximum, das in Abb. 1 seinen größten Wert von etwa 300 annimmt, wenn das Haftstellenniveau E in der Nähe des FERMI-Niveaus E_F liegt (vgl. Kurve für $E = E_F = 0,75$ eV). Bei weiterer Erhöhung der Spannung, nämlich für $U_A > U_1$, fällt g rasch wieder auf den Sättigungswert $g = 1$ zurück.

Aus Abb. 1 ist weiter zu entnehmen, daß mit zunehmender Tiefe des Haftstellenniveaus E der Ort U_1 des Maximums nach links verschoben wird. Das $g = 1$ -Plateau zwischen U_0 und U_1 wird dabei gleichzeitig schmaler und verschwindet schließlich für $E \geq E_F$ vollständig. Dann geht der lineare Verlauf von g bei kleinen Spannungen unmittelbar in den steilen Anstieg bei $U_A \approx U_1$ über. Es ist also grundsätzlich möglich, bei endlichen Spannungen Verstärkungsfaktoren zu erzielen, die um ein Vielfaches größer sind als der Sättigungswert τ_0 / τ_R . Jedoch ist damit im Falle der vorliegenden Störstellenverteilung unvermeidlich eine äußerst starke Spannungsabhängigkeit des Photostromes verbunden.

Bei der Auswertung von Gl. (2) wurden außer dem Haftstellenniveau noch folgende Größen variiert: Die Konzentration H der Haftstellen, die Erzeugungsrate S , die dimensionslose Feldstärke t_K an der Kathode, sowie die Temperatur T . Dabei wurde, ausgehend vom „Normalfall“ ($S/r = 10^{20} \text{ cm}^{-6}$, $H = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $E = 0,7$ eV, $E_F = 0,75$ eV, $t_K = 0$, $T = 300^\circ \text{K}$) jeweils nur eine der aufgeführten Größen abgeändert. Bei sämtlichen Änderungen blieb dabei der prinzipielle Verlauf von g (wie dieser in Abb. 1 vorliegt) erhalten. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird daher nur mehr das Verhalten des Maximums g_{max} des reduzierten Verstärkungsfaktors untersucht. Bei einer Variation von H zwischen 10^{10} und 10^{18} cm^{-3} ergab sich sehr genau ein Verlauf von $g_{\text{max}} \sim H^{1/2}$. Bei einer Änderung der auf den Rekombinationskoeffizienten r bezogenen Erzeugungsrate S/r blieb g_{max} für $S/r < 10^{22} \text{ cm}^{-6}$ praktisch unverändert; erst für $S/r > 10^{22}$ machte sich eine allmähliche Abnahme von g_{max} bemerkbar (z. B. $g_{\text{max}} = 250$ für $S/r = 10^{22} \text{ cm}^{-6}$; $g_{\text{max}} = 2$ für $S/r = 10^{27} \text{ cm}^{-6}$). Eine Änderung von $t_K = 0$ auf

$t_K = 10^{-8}$ blieb ohne Einfluß auf g_{\max} ; jedoch ergab eine Erhöhung auf $t_K = 10^{-4}$ eine Verminderung von g_{\max} um etwa den Faktor 10. Der Einfluß einer Temperaturänderung in dem Bereich zwischen 250 und 350 °K äußerte sich in einer starken Zunahme des Maximums bei abnehmender Temperatur.

Abschließend soll noch ein einfacher Ausdruck für g_{\max} angegeben werden. Nach Gl. (3) gilt für den reduzierten Verstärkungsfaktor

$$g = 2 \Delta w / s = 2(w - w_0) / s.$$

Während es aussichtslos erscheint, das Maximum von $\Delta w / s$ aus einer einfachen Entwicklung der Integrale in Gl. (2) zu finden, zeigt sich, daß dies für die differentielle Änderung des Photostromes mit der Erzeugungsrate (bei konstanter Spannung U_A und für $t_K = 0$), d. h. für $\partial w / \partial s$, relativ leicht möglich ist. Aus dem an der Stelle des Maximums von $\partial w / \partial s$ gebildeten Integral¹⁰

$$g = (2/s) \int_0^s (\partial w / \partial s) ds$$

¹⁰ Dies ist zulässig, da der Ort (U_1) des Maximums in erster Näherung von S unabhängig ist.

erhält man schließlich für g_{\max} die Näherung:

$$g_{\max} = \frac{2\sqrt{HK} \cdot F}{(n_0 + K)(\sqrt{1 + S/(rHK)} + 1)}. \quad (4)$$

Der in Gl. (4) auftretende Zahlenfaktor F ist eine langsam veränderliche Funktion von

$$m = HK / [(n_0 + K)^2 (1 + S/(2rHK))],$$

die für $m = 10^5$; 10^{10} bzw. 10^{15} die Werte $F = 0,17$; $0,12$; bzw. $0,10$ annimmt. Der Gültigkeitsbereich von Gl. (4) ist auf Werte von $m > 10^5$ beschränkt. Für $S \rightarrow 0$ und $n_0 \ll K$ (bzw. $E < E_F$) folgt aus (4) bis auf den Zahlenfaktor F der bereits von ROSE und LAMPERT³ für g_{\max} angegebene Ausdruck $(H/K)^{1/2}$. Ferner geht Gl. (4) für $n_0 \rightarrow 0$ und $K \rightarrow 0$ (z. B. bei tiefen Temperaturen) in die von einem der Verfasser⁶ für sehr tiefe Haftstellen gefundene Näherung $g_{\max} \approx H(r/S)^{1/2}$ über.

Herrn Professor Dr. M. KNOLL danken wir für fördernde Unterstützung und dem Rechenzentrum der Technischen Hochschule München für die großzügige Gewährung von Rechenzeit an der PERM.