

Zur Theorie des p-n-Übergangs bei verschwindender Lebensdauer der Ladungsträger

VON OTFRIED MADELUNG

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG.,
Erlangen

(Z. Naturforschg. 12 a, 1020—1021 [1957]; eingeg. am 9. November 1957)

In seiner Arbeit¹ über die Theorie des p-n-Übergangs beweist SHOCKLEY, daß der Widerstand eines p-n-Übergangs nie kleiner werden kann, als das Integral über seinen lokalen Widerstand erstreckt über den ganzen Übergang. Dieser letztere Widerstand wird dann erreicht, wenn die Lebensdauer der Elektron-Loch-Paare verschwindet. Er bestimmt also die Grenzkennlinie, die ein p-n-Gleichrichter mit kleiner werdender Lebensdauer τ erreichen kann. Wir geben im folgenden einige Überlegungen zur Theorie dieses Gleichrichtertyps. Dabei beschränken wir uns auf den symmetrischen Übergang mit gleichen Parameterwerten der Majoritäts- und Minoritätsträger in beiden Homogengebieten.

Wegen der Forderung $\tau=0$ gilt überall $n p = n_i^2$, also speziell in der Mitte des Übergangsgebietes $n=p=n_i$ unabhängig von der angelegten Spannung U . Auf jede Hälfte des Übergangsgebietes entfällt die halbe Spannung. Man erkennt sofort, daß diese Anordnung zwei hintereinandergeschalteten Metall-Halbleiter-Kontakten gleicher Polarität mit Randdichten n_i und jeweils angelegter Spannung $U/2$ äquivalent ist. Die Theorie dieser Metall-Halbleiter-Kontakte unterscheidet sich von der bekannten SCHOTTKYSCHEN Randschichttheorie² nur dadurch, daß hier wegen der kleinen „Randdichte“ der Einfluß der Minoritätsträger nicht vernachlässigt werden darf. Die durch diesen Einfluß hervorgerufenen Korrekturen an der Kennlinie und der Dichteverteilung in der Randschicht lassen sich aber leicht übersehen.

Dazu betrachten wir das kontaktnahe Gebiet der Randschicht, in welchem in Sperrichtung der Strom praktisch ein reiner Feldstrom, in Flußrichtung jedoch ein reiner Diffusionsstrom ist. Im restlichen Teil der Randschicht (BOLTZMANN-Gebiet²) wird das Verhalten der Majoritätsträger von den Minoritätsträgern nicht beeinflußt. Es stellt sich dort jeweils der durch das „Nicht-BOLTZMANN-Gebiet“ bestimmte Strom ein. Wir können weiter annehmen, daß die Feldverteilung in der Randschicht durch die Minoritätsträger nicht beeinflußt wird. Dann ist in Sperrichtung der Feldstrom proportional der Ladungsträgerdichte. Diese ist aber bei Berücksichtigung der Minoritätsträger unmittelbar am Kontakt gleich $2 n_i$, ohne deren Berücksichtigung gleich n_i . Der Sperrstrom ist also im ersten Fall doppelt so groß wie im zweiten Fall. Um diesen Strom weiterzuführen, muß überall im Nicht-BOLTZMANN-Gebiet $n_{\text{maj}} + n_{\text{min}}$ gleich dem doppelten Wert der Dichte n des zweiten Falles sein, d. h. unmittelbar am Kontakt ist $n_{\text{maj}} = n$, mit wachsendem Abstand vom Kontakt nähert sich wegen $n_{\text{maj}} \gg n_{\text{min}}$ die Dichte dem Wert

$n_{\text{maj}} \approx 2 n$ und erst beim Eintritt in das BOLTZMANN-Gebiet wird wieder $n_{\text{maj}} \approx n$. In Flußrichtung wird der Strom nicht durch die Dichten, sondern durch die Dichtegradienten bestimmt. Außer unmittelbar am Kontakt ist aber der Dichtegradient der Majoritätsträger wesentlich größer als der der Minoritätsträger, also auch $i_{\text{maj}} \gg i_{\text{min}}$ ($i_{\text{maj}}/i_{\text{min}} = n_{\text{maj}}/n_{\text{min}}$). Strom und Dichteverteilung der Majoritätsträger werden somit durch die Minoritätsträger praktisch nicht beeinflußt.

Dieses Bild wird durch die Theorie des p-n-Übergangs bei $\tau=0$ bestätigt. Zur Durchführung dieser Theorie ist die Grundgleichung der SCHOTTKYSCHEN Diffusionstheorie für die Stromdichte i zu ergänzen durch Glieder, die den Beitrag der Minoritätsträger beschreiben, wobei die Minoritätsträgerdichte durch die Beziehung $n_{\text{maj}} n_{\text{min}} = n_i^2$ eliminierbar ist. Bei Vernachlässigung der Raumladung der freien Ladungsträger in der Sperrschicht ergibt sich dann die Differentialgleichung für den n -Teil des Übergangs:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{l-x}{L_{\text{Dn}}^2} n + \frac{i}{k T \mu [1 + (n_i^2/n^2)]} \quad (0 < x < l), \quad (1)$$

wo x die Ortskoordinate ($x=0$: Mitte des Übergangs), l die Dicke des Raumladungsgebietes in der einen (wegen der Symmetrie des Problems allein betrachteten) Hälfte des Übergangs:

$$l = L_{\text{Dn}} [2 \ln(n_{\text{D}}/n_i) + e U/2 k T]^{-1}$$

(n_{D} = Donatordichte im n-Gebiet, U = angelegte Sperrspannung) und L_{Dn} die DEBYE-Länge des n-Gebietes bedeuten. Mit Hilfe der zwei Randbedingungen $n=n_i$ für $x=0$ und $n=n_{\text{D}}$ für $x=l$ läßt sich die Dichteverteilung $n(x)$ bei gegebener Spannung U und gleichzeitig der zu dieser Spannung gehörige Strom i bestimmen. Dies wurde numerisch für einen Spezialfall durchgeführt, in welchem n_{D} und U so gewählt wurden, daß die Ergebnisse unmittelbar mit einem entsprechenden Ergebnis der SCHOTTKYSCHEN Theorie (vgl. l. c.², Abb. 2) verglichen werden konnten. Diese in Abb. 1 dargestellten Ergebnisse bestätigen unsere obigen Ausführungen.

Die Kennlinie selbst läßt sich leicht berechnen, wenn man — wie üblich — die Feldstärke $E(x)$ durch die Randfeldstärke $E(0)$ approximiert. Dann ergibt sich:

$$U = \frac{4 k T}{e} \frac{i}{\sqrt{i_{\text{F}}^2 - i^2}} \arctg \left(\frac{n_{\text{D}} - n_i}{n_{\text{D}} + n_i} \sqrt{\frac{i_{\text{F}} - i}{i_{\text{F}} + i}} \right), \quad |i_{\text{F}}| > |i|, \quad (2)$$

$$= \frac{2 k T}{e} \frac{i}{\sqrt{i^2 - i_{\text{F}}^2}} \ln \left(\frac{1 - \frac{n_{\text{D}} - n_i}{n_{\text{D}} + n_i} \sqrt{\frac{i + i_{\text{F}}}{i - i_{\text{F}}}}}{1 + \frac{n_{\text{D}} - n_i}{n_{\text{D}} + n_i} \sqrt{\frac{i + i_{\text{F}}}{i - i_{\text{F}}}}} \right), \quad |i_{\text{F}}| < |i|.$$

Hier ist i_{F} der Feldstrom

$$2 e \mu n_i E(0) = 2 \mu k T n_i l / L_{\text{Dn}}^2.$$

Die obere Gleichung gilt, wie man leicht einsieht, in Sperrichtung und für kleine Flußströme, die untere für

¹ W. SHOCKLEY, Bell Syst. Techn. J. 28, 435 [1949].

² Vgl. etwa E. SPENKE, Z. Phys. 126, 67 [1949].



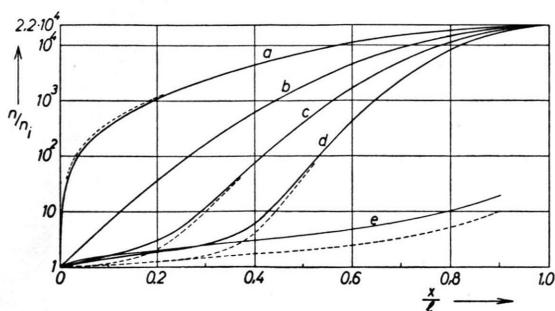


Abb. 1. Dichteverteilung der Elektronen im n-Gebiet des p-n-Übergangs bei folgenden reduzierten Spannungen $u = e U/2 k T$: Kurve a: $u = -6$; Kurve b: $u = 0$; Kurve c: $u = 6$; Kurve d: $u = 15$. Die Kurve e entspricht der Grenzverteilung u gegen ∞ . Die gestrichelten Kurven sind die entsprechenden Verteilungen nach der SCHOTTKYSCHEN Theorie des Metall-Halbleiter-Kontaktes mit Randdichte n_i und halber angelegter Spannung nach SPENKE². Abszisse: x in Einheiten der Dicke des Raumladungsgebietes im n-Teil des Übergangs. Logarithmische Auftragung. Die zugehörige Löcherdichte erhält man durch Spiegelung an der Achse $n/n_i = 1$, die zugehörigen Dichten im p-Gebiet durch Spiegelung an der Achse $x/l = 0$.

große Flußströme. Ein Vergleich mit der SCHOTTKYSCHEN Theorie zeigt auch hier, daß Gl. (2) in Flußrichtung angenähert mit der Kennlinie eines Metall-Halbleiter-

Zur Photoleitung an CdS-Einkristallen

Von H. GUTJAHR

Laboratorium für die Physik des elektrischen Durchschlags im Institut für Strahlungsquellen der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin

(Z. Naturforschg. 12 a, 1021—1022 [1957]; eingeg. am 27. September 1957)

Bei einem Vergleich von Messungen der Photoleitung an CdS-Einkristallen stellt man fest, daß ihre spektrale Verteilung und Größe stark von der Aktivierung bzw. Vorbehandlung abhängen. So haben z. B. GOBRECHT und BARTSCHAT¹ an besonders reinen Einkristallen ein Maximum des Photostromes bei 5000 Å, an anderen zwei Maxima bei 5000 Å und 5123 Å gemessen. KLICK² mißt bei Zimmertemperatur ebenfalls nur ein Maximum bei 5200 Å, während BROSER und BROSER-WARMINSKY³ ein scharfes Maximum bei 5100 Å und breites, nur bei hoch mit Kupfer aktivierten Kristallen stärker ausgeprägtes Maximum bei 5430 Å finden. Im folgenden sollen einige eigene Photoleitungsmessungen an verschieden dotierten und vorbehandelten CdS-Einkristallen beschrieben und deren Hauptergebnisse zusammengefaßt werden.

Es wurde die spektrale Verteilung der Photoleitung an unaktivierten bzw. mit Kupfer, Silber, Kobalt und

Gleichrichters mit Randdichte n_i und angelegter Spannung $U/2$ übereinstimmt, bei hohen Sperrspannungen jedoch den doppelten Strom liefert.

Der Gültigkeitsbereich der hier betrachteten Theorie läßt sich allgemein nur schwer abgrenzen. In Sperrrichtung muß, sobald $E(0)$ größer als (kT/e) -mal der reziproken freien Weglänge ist, jede Diffusionstheorie durch die Diodentheorie ersetzt werden. In Flußrichtung liegen die Verhältnisse komplizierter. Hier wird der Dichteanstieg der Majoritätsträger vom Wert n_i auf einen um viele Zehnerpotenzen größeren Wert häufig innerhalb weniger freier Weglängen erfolgen. Dann ist die Näherung $\tau \approx 0$ nicht anwendbar, da die Diffusionslänge $L = \sqrt{D\tau}$ immer größer als die freie Weglänge sein wird. In der Mitte des Übergangsgebietes bleibt dann der Gleichgewichtswert n_i nicht erhalten. $n(0)$ wird größer, der Dichtegradient und somit der Flußstrom also kleiner. Die Durchführung der Theorie für kleine nicht verschwindende τ stößt jedoch auf mathematische Schwierigkeiten, so daß der Übergang von der Kennlinie Gl. (2) zur Kennlinie der SHOCKLEYSCHEN Theorie nicht ohne weiteres angebar ist. Hier sind nur Approximationen unter Benutzung gegebener Rekombinationsmechanismen möglich, wie etwa die Einbeziehung der Rekombination im Raumladungsgebiet in die SHOCKLEYSCHEN Theorie³.

³ C. SAH, R. N. NOYCE u. W. SHOCKLEY, Proc. Instn Radio Engrs, Aust. 45, 1228 [1957].

Gold aktivierten Einkristallen bei Zimmertemperatur gemessen. Alle Kristalle wurden als Spaltzellen mit aufgedampften Indiumkontakten verwendet und zeigten eine OHMSCHEN Strom-Spannungscharakteristik bei Ausläuferanregung. Die Bestrahlung erfolgte gleichmäßig über die Fläche zwischen den Kontakten.

In Abb. 1, Kurve 1, ist die spektrale Photoleitung eines nicht absichtlich aktivierten Kristalls bei Zimmertemperatur und sehr kleiner Anregungsintensität aufgetragen. Man erkennt hier neben den Maxima bei 5020 Å und bei 5150 Å, die offenbar den von GOBRECHT und BARTSCHAT bei 5000 Å und 5123 Å gemessenen entsprechen, ein drittes Maximum bei 5240 Å. Nach längeren Wellen fällt der Photostrom ab. Bei Erhöhung der Anregungsintensität nehmen oft die Maxima bei 5020 Å und 5240 Å sehr viel stärker zu als das Maximum bei 5150 Å und können letzteres überdecken, wie z. B. in Kurve 2 der Abb. 1 (gemessen am gleichen Kristall wie die Kurve 1). In einem solchen Fall gelang es, durch zusätzliche Einstrahlung in einem Wellenlängenbereich von 0,9 bis 2 μ , das Maximum bei 5150 Å wieder nachzuweisen. Durch diese Zusatzeinstrahlung, welche die in der Literatur beschriebenen Tilgungseffekte der Photoleitung bewirkt^{3,4}, wurden die Maxima bei 5240 Å und 5020 Å stärker abgebaut als das Maximum bei 5150 Å (Kurve 3, Abb. 1).

¹ H. GOBRECHT u. A. BARTSCHAT, Z. Phys. 136, 224 [1953].

² C. KLICK, Phys. Rev. 89, 1, 274 [1953].

³ J. BROSER u. B. BROSER-WARMINSKY, Z. Elektrochem. 61, 1, 209 [1957].

⁴ E. A. TAFT u. M. H. HEBB, J. Opt. Soc. Amer. 42, 4, 249 [1952].