

Diese Ungleichung wurde kürzlich von Wigner<sup>3</sup> aus der allgemeineren Forderung der „Kausalität“ der Wechselwirkung (für  $r < r_0$ ) abgeleitet und in ihrer Bedeutung diskutiert. Erfolgt die Wechselwirkung mittels eines Potentials, so lässt sich die Ungleichung zur Gl. (25) verschärfen.

Herrn Prof. W. Heisenberg danke ich für sein Interesse an der vorliegenden Untersuchung, Herrn Prof. C. Möller für die kritische Durchsicht des Manuskripts und Herrn K. Symanzik für eine interessante Diskussion über das analytische Verhalten der auftretenden Funktionen.

## NOTIZEN

### Die Sperrfähigkeit von legierten Si-Flächengleichrichtern

Von Adolf Herlet und Hubert Patalong  
Laboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG,  
Pretzfeld

(Z. Naturforsch. **10a**, 584—586 [1955]; eingeg. am 7. Mai 1955)

Legierte Si-Gleichrichter besitzen im allgemeinen p-s-n-Struktur<sup>1</sup>. Ihre Sperrfähigkeit ist ebenso wie die der Gleichrichter mit p-n-Struktur durch einen außergewöhnlich steilen Anstieg des Sperrstromes begrenzt (Abb. 1). Die „Grenzspannung“  $U_B$ <sup>2</sup>, bei der der Stromanstieg abrupt einsetzt, wurde von Pearson und Sawyer unter der Annahme einer kritischen Feldstärke von  $2,5 \cdot 10^5 \text{ V cm}^{-1}$  aus dem Störstellengehalt bzw. aus

dem spez. Widerstand der beiden p- und n-leitenden Bereiche einer p-n-junction abgeschätzt<sup>3</sup>. Bei Gleichrichtern mit p-s-n-Struktur geht praktisch nur der spez. Widerstand der hochohmigen Mittelzone ein, und die angegebene Formel reduziert sich z. B. im Falle einer p-leitenden Mittelzone auf

$$\frac{U_B}{\text{Volt}} = 8 \cdot \left( \frac{\varrho_p}{\Omega \text{ cm}} \right). \quad (1)$$

Wir haben diesen Zusammenhang zwischen Grenzspannung  $U_B$  und spez. Widerstand an legierten Si-Gleichrichtern mit p-leitender Mittelzone geprüft (Abb. 2). Die Darstellung enthält Meßwerte von etwa 30 Gleichrichtern mit sauber definiertem Steilanstieg des Sperrstromes. Es sind hierbei jeweils kleinere Gruppen mit gleichem  $\varrho_p$ -Wert zu einem Meßpunkt zusam-

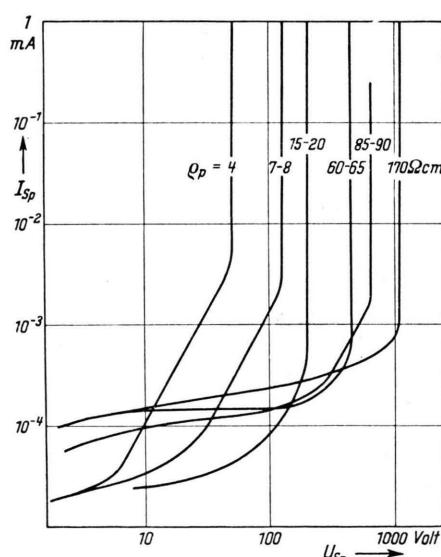


Abb. 1. Sperrkennlinien von Siliciumgleichrichtern mit intensiver Oberflächenbehandlung.  $T = 300^\circ \text{K}$ , Gleichrichterfläche  $F = 1-2 \text{ mm}^2$ .

<sup>1</sup> A. Herlet u. E. Spenke, Z. angew. Phys. **7** [1955], Heft 2, 3 und 4.

<sup>2</sup> Wir vermeiden hier bewußt den häufig benutzten Ausdruck: „Zener-Spannung“, da neben dem Zener-Effekt auch andere Ursachen für den Steilanstieg verantwortlich sein können. Vgl. z.B. K. G. McKay,

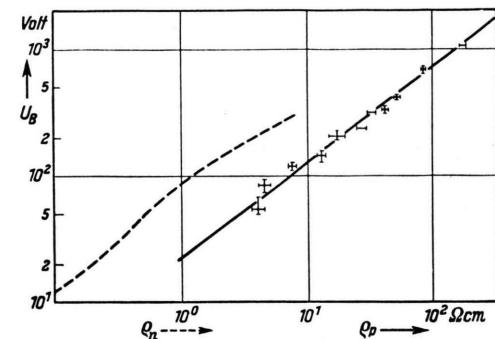


Abb. 2. Grenzspannung  $U_B$  als Funktion des spez. Widerstandes  $\varrho_p$  des Mittelgebietes. — — — Verlauf von  $U_B$  mit  $\varrho_n$  nach D. K. Wilson (siehe McKay<sup>2</sup>).

mengefaßt (z. B.  $\varrho_p = 15-20 \Omega \text{ cm}$ ;  $U_B = 190, 230, 225, 197$  und  $200 \text{ Volt}$  zu einem Mittelwert  $208 \text{ Volt}$ ). Die  $\varrho_p$ -Werte wurden durch Sondenmessung (Zweispitzenmethode) an den einkristallinen Siliciumstäben gemessen, die als Ausgangsmaterial für die Gleichrichterherstellung verwandt wurden. Bei der Bestimmung der Grenzspannung  $U_B$  lag eine gewisse Schwierigkeit dar-

Phys. Rev. **94**, 877 [1954]. Dieser Arbeit entnehmen wir auch die Bezeichnung  $U_B$ , deren Index B sich von „breakdown“ herleitet.

<sup>3</sup> G. L. Pearson u. B. Sawyer, Proc. Instn. Radio Engrs, Aust. **40**, 1348 [1952].



in, daß der abrupt einsetzende Sperrstromanstieg häufig durch Oberflächeneffekte verwischt wird (Abb. 3). Aus derartigen Kennlinien läßt sich, wenn auch die Gleichrichter technisch brauchbar sind<sup>4</sup>, eine definierte Grenzspannung nicht angeben. Für die beabsichtigte Untersuchung wurden daher nur Kennlinien von Gleichrichtern mit besonders einwandfreier Oberflächenbeschaffenheit, wie sie Abb. 1 zeigt, ausgewertet.

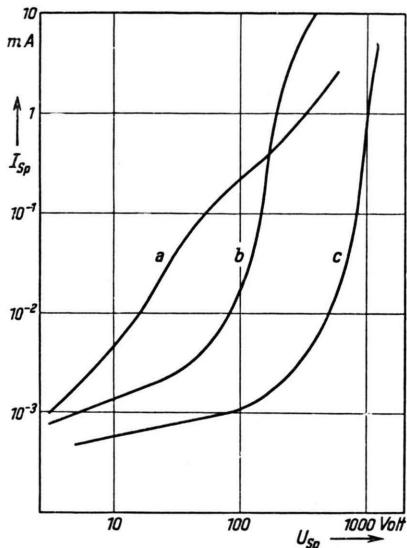


Abb. 3. Sperrkennlinien von Siliciumgleichrichtern ohne intensive Oberflächenbehandlung.  $T = 300^\circ\text{K}$ , Gleichrichterfläche  $F = 0,3\text{--}0,4\text{ cm}^2$ .  $\varrho_p$ -Werte:  $70\ \Omega\text{ cm}$  bis  $660\ \Omega\text{ cm}$ .

Die numerische Auswertung von Abb. 2 liefert die Beziehung

$$\frac{U_B}{\text{Volt}} = 23 \cdot \left( \frac{\varrho_p}{\Omega\text{ cm}} \right)^{3/4} \text{ bei } 300^\circ\text{K}. \quad (2)$$

Der Zusammenhang zwischen  $\varrho_p$  und  $U_B$  ist also nicht linear, wie man dies bei Annahme einer festen kritischen Randfeldstärke, eines abrupten Störstellenverlaufes und einer von  $\varrho_p$  unabhängigen Defektelektronenbeweglichkeit  $\mu_p$  zunächst erwarten würde [Gl. (1)]<sup>5</sup>. Nun ist eine erhebliche Änderung von  $\mu$  im untersuchten  $\varrho_p$ -Bereich nicht anzunehmen<sup>6</sup>. Ferner scheint uns die Annahme eines hinreichend abrupten Störstellenverlaufes bei den relativ breiten Raumladungszonen, die im Fall der untersuchten  $\varrho_p$ -Werte vorliegen müssen<sup>6</sup>, ebenfalls gerechtfertigt. Deshalb liegt der Schluß nahe, daß sich die kritische Randfeld-

stärke mit dem  $\varrho_p$ -Wert ändert; diese Annahme fügt sich im übrigen zwangslös in den Rahmen der McKay'schen Theorie der Lawinenbildung durch Stoßionisation ein<sup>7</sup>. Die in der McKayschen Arbeit veröffentlichte Meßreihe von D. K. Wilson an n-Silicium (siehe Abb. 2) zeigt ebenfalls einen nichtlinearen Verlauf. Ein Vergleich mit unseren Meßwerten ergibt ein Verhältnis  $\varrho_n/\varrho_p$  (bei gleichem Wert von  $U_B$ ), das roh etwa dem Beweglichkeitsverhältnis  $\mu_p/\mu_n$  entspricht.

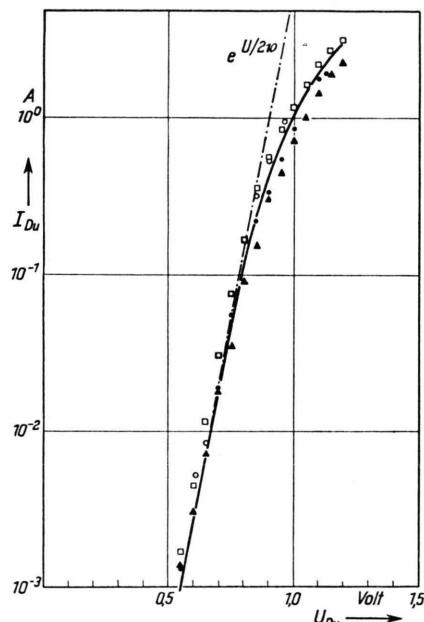


Abb. 4. Durchlaßkennlinien bei verschiedenen spez. Widerständen des Mittelgebietes.  $T = 300^\circ\text{K}$ ,  $F = 1$  bis  $2\text{ mm}^2$ . ○  $4\ \Omega\text{ cm}$ , ●  $15\text{--}20\ \Omega\text{ cm}$ , ▲  $60\ \Omega\text{ cm}$ , □  $165\text{--}180\ \Omega\text{ cm}$ .

Bei Annahme eines abrupten Störstellenverlaufes erhalten wir mit dem von Prince<sup>5</sup> angegebenen Zusammenhang zwischen  $\varrho_p$ -Wert und Störstellengehalt als kritische Randfeldstärke  $E_B$  an den Grenzen unseres Untersuchungsbereiches:

$$E_B = 2,5 \cdot 10^5 \text{ Volt cm}^{-1} \text{ für } \varrho_p = 4\ \Omega\text{ cm},$$

$$E_B = 1,8 \cdot 10^5 \text{ Volt cm}^{-1} \text{ für } \varrho_p = 180\ \Omega\text{ cm}.$$

Zum Abschluß noch eine kurze Bemerkung: Bei der Konzeption der p-s-n-Gleichrichter<sup>8</sup> war der wesentliche Ausgangspunkt die Überlegung, daß man bei die-

<sup>4</sup> Bei technischen Si-Gleichrichtern kommt es auf den Verlauf der Sperrkennlinien vor Erreichen der Zener-Spannung nicht sonderlich an, weil die Sperrströme an sich so klein sind, daß sie keine Rolle spielen. Ein Kennlinienverlauf, wie ihn beispielsweise Kurve a in Abb. 3 zeigt, kann u. U. im Hinblick auf eine Serienschaltung sogar technisch günstiger sein als eine ideale Kennlinie.

<sup>5</sup> M. B. Prince, Phys. Rev. **93**, 1204 [1954].

<sup>6</sup> Die Breite der Raumladungszone berechnet sich zu ca.  $4\ \mu$  bei  $\varrho_p = 4\ \Omega\text{ cm}$  und  $U = 55\text{ Volt}$  und zu ca.  $130\ \mu$  bei  $\varrho_p = 170\ \Omega\text{ cm}$  und  $U = 1100\text{ Volt}$ .

<sup>7</sup> K. G. McKay, I. c.<sup>2</sup>.

<sup>8</sup> R. N. Hall u. W. C. Dunlap, Phys. Rev. **80**, 467 [1950].

sem Gleichrichtertyp im Gegensatz zum p-n-Gleichrichter die Durchlaß- und Sperreigenschaften praktisch unabhängig voneinander beeinflussen kann. Abb. 4 zeigt einige Durchlaßkennlinien der untersuchten Gleichrichter mit  $\varrho_p$ -Werten zwischen 4 und  $170 \Omega \text{ cm}$ . Entsprechend der theoretischen Erwartung fallen diese Kennlinien im Rahmen der normalen Streuung zusammen. Der im mittleren Strombereich erwartete

theoretische Anstieg des Stromes mit  $\exp\{U/2\varrho\}$  ist gut erfüllt.

Herrn E. Spenke, von dem auch die Anregung zu dieser Arbeit ausging, und Herrn A. Hoffmann haben wir für zahlreiche Ratschläge und Diskussionen zu danken, den Herren R. Emeis, K. Reuschel und H. Schweickert für die Herstellung der benötigten Silicium-Einkristallstäbe.

### Zur Temperaturabhängigkeit der Leuchtwellen der Elektrolumineszenz

Von Dietrich Hahn und F. W. Seemann  
Berlin-Charlottenburg

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen  
Bundesanstalt

(Z. Naturforsch. **10a**, 586—587 [1955]; eingegangen am 9. Mai 1955)

In einer früheren Arbeit<sup>1</sup> haben wir bereits die Leuchtwellen der Elektrolumineszenz, d. h. den zeitlichen Verlauf der Lumineszenzhelligkeit bei Anregung durch ein elektrisches Wechselfeld untersucht. Es wurde gefunden, daß jeder Phosphor eine charakteristische Leuchtwelle besitzt, die durch die Frequenz des Feldes wenig, durch die Feldstärke und das Einbett-dielektrikum des Phosphors jedoch stärker zu beeinflussen war. In der vorliegenden Arbeit wird phänomenologisch gezeigt, daß sich die Form der Leuchtwellen durch Variation der Temperatur verändert.

Die verwendeten Elektrolumineszenzzellen wurden in der gleichen Weise präpariert wie früher beschrieben, d. h. der Leuchtstoff, in Siliconöl eingebettet, wurde zwischen eine Al-Elektrode und eine Glimmerschicht mit Flüssigkeitselektrode gebracht. Um möglichst reine Versuchsbedingungen zu erhalten, wurden die angelegten Zellenspannungen so niedrig wie möglich gehalten (etwa 50 bis 400 V).

Die nach verschiedenen Präparationsarten hergestellten Phosphore zeigen auffallende Unterschiede in den Leuchtwellen. So beobachtet man bei den durch oxydierendes Glühen sensibilisierten ZnS-Phosphoren charakteristische Unterschiede je nach dem Aktivator, den sie enthalten, bzw. dem CdS-Gehalt im Grundgitter<sup>1</sup>. Im Vergleich mit anderen elektrolumineszierenden Phosphoren, z.B. den ZnSCu-Präparaten von Froelich<sup>2</sup>, zeigen diese ZnS/ZnO-Mischphosphore aber gewisse gemeinsame Eigenschaften. Die Leuchtwellen der ZnS/ZnO-Phosphore sind abhängig von der Präparation der Leuchtstoffe und der Zelle, auch von der Vorgeschichte der Zelle, z.B. der Erwärmung, Abkühlung und Alterung, und schließlich zeigen sie auch eine gewisse Temperaturhysterese, d. h. die Formänderung der Leuchtwellen ist etwas verschieden beim Abkühlen oder Erwärmen. Dagegen sind die Präparate von Froelich, von denen zwei mit den Formeln Zn(Al)SCu und Zn(O)SCu untersucht wurden, in ihrer Leuchtwellenform wesentlich stabiler und besser re-

produzierbar, zeigen aber auch einen ganz unverkennbaren Einfluß der Temperatur auf die Leuchtwellenform.

Abb. 1 bringt als Beispiel für die ZnS/ZnO-Gruppe die Leuchtwellen eines oxydierten ZnSAG-Phosphors,

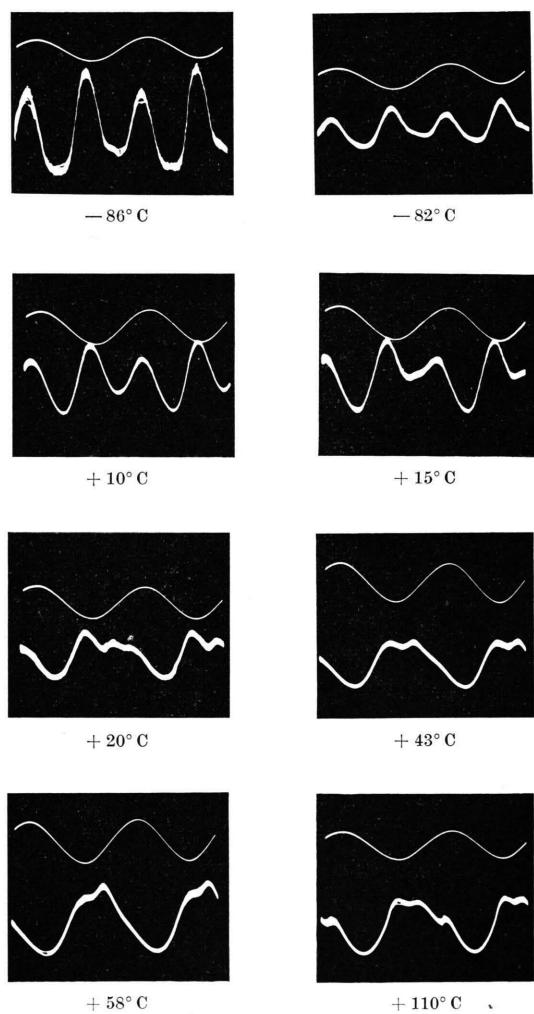


Abb. 1. Der Temperaturverlauf der Leuchtwellen bei ZnSAG/ZnO ( $U = 200 \text{ V}$ ,  $v = 500 \text{ Hz}$ ).

<sup>1</sup> H. Gobrecht, D. Hahn u. F. W. Seemann, Z. Phys. **140**, 432 [1955].

<sup>2</sup> H. C. Froelich, J. Electrochem. Soc. **100**, 280, 496 [1953].