

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 39 (1966)
Heft: 1

Artikel: Das Gleichstromverhalten von aufgedampften Goldkontakteen an hochohmigem n-Silizium
Autor: Baldinger, E. / Gutmann, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113671>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 16.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Das Gleichstromverhalten von aufgedampften Goldkontakteen an hochohmigem *n*-Silizium

von E. Baldinger und J. Gutmann

Institut für angewandte Physik, Universität Basel

(21. X. 65)

Zusammenfassung. Die Erweiterung der Untersuchungen von KAHNG¹⁾ ergibt, dass sich das elektrische Verhalten von aufgedampften Goldkontakteen auch an hochohmigem *n*-Silizium mit dem Modell einer «Schottky-Barriere» beschreiben lässt.

Für die Höhe dieser Barriere an 750 Ω cm *n*-Silizium erhielten wir:

$$\phi_0 - \zeta = (0,72 \pm 0,02) \text{ Volt.}$$

Da bei hochohmigem Silizium die Oberflächenströme nicht klein gegenüber dem Volumenstrom sind, müssen sie durch eine Schutzringelektrode sorgfältig abgeschirmt werden. Bei niederohmigem Silizium ist dieser Einfluss wesentlich kleiner.

Eine dünne Oxydschicht zwischen Gold und Silizium lässt sich in ihrer Wirkung durch eine Erhöhung der Barriere beschreiben. Für solche Dioden mit Oxydschicht, die durch dreitägige Oxydation in Luft von 60% Feuchtigkeit bei Zimmertemperatur hergestellt wurden, ermittelten wir eine Barrierenhöhe von

$$\phi_0 - \zeta = (1,00 \pm 0,03) \text{ Volt.}$$

Wir möchten an dieser Stelle dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit bestens danken. Ferner danken wir Herrn P. D. Dr. H. LÜTHY dafür, dass er uns die Kobaltquelle für die Bestrahlungen zur Verfügung gestellt hat.

Einleitung

Diese Arbeit ist im Zusammenhang mit der Herstellung von Surface-Barrier-Zählern entstanden und beschreibt die Stromspannungskennlinie und deren Temperaturabhängigkeit von Au-Si-Surface-Barrier-Dioden.

KAHNG hat 1963 eine Untersuchung über das Gleichstromverhalten von Goldkontakteen auf niederohmigem *n*-Si (0,1–10 Ω cm) veröffentlicht [1]¹⁾. Unsere Arbeit stellt eine Erweiterung dieser Kahngschen Untersuchungen auf hochohmiges Material dar, wie es für die Herstellung von Zähldioden Verwendung findet.

Wir haben ausserdem versucht, den Einfluss einer Oxydschicht zwischen Gold und Silizium abzuklären, was aber leider nur beschränkt gelungen ist.

Es zeigte sich im Verlauf der Messungen, dass eine Schutzringelektrode zur Abschirmung von Oberflächen- und Randeffekten unerlässlich ist.

¹⁾ Die Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, S. 39.

1. Herstellung der Dioden

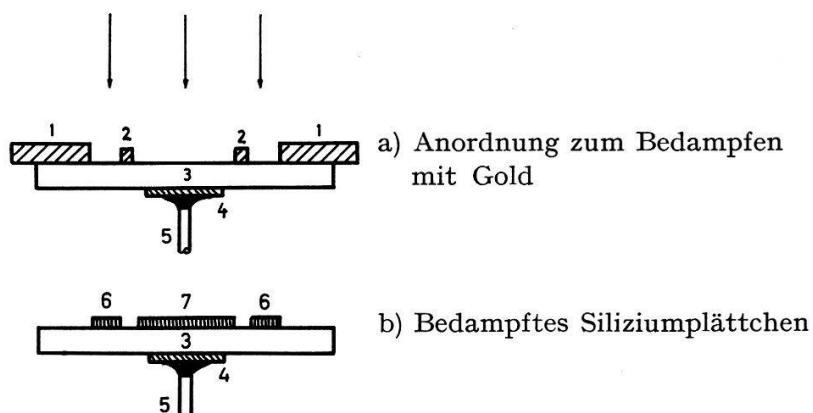
Ausgangsmaterial für die Diodenherstellung waren parallel zur 111-Ebene geschnittene und geläpppte Plättchen aus $750 \Omega\text{cm}$ n -Silizium. Sie hatten einen mittleren Durchmesser von 25 mm und waren etwa 1 mm dick. Aus diesen Plättchen wurden nach folgendem Verfahren Surface-Barrier-Zähler mit Schutzringelektrode hergestellt [2]:

Die Plättchen werden durch Kochen in HNO_3 gereinigt und nachher auf der rauen Oberfläche chemisch vernickelt («electroless plating», siehe [3]), wobei aber vor dem Vernickeln die durch das Kochen in HNO_3 entstandene Oxydschicht mit Flußsäure zu entfernen ist. Das Vernickeln der rauen Oberfläche dient dazu, einen Ohmschen Rückkontakt herzustellen [4].

Auf der einen Seite des Plättchens wird ein Kupferdraht an der Nickelschicht angelötet (Ohmscher Rückkontakt). Dieser Kupferdraht, die Lötstelle und ein Teil der Nickelschicht um die Lötstelle herum werden mit Paraffin abgedeckt. Dann wird das nicht von Paraffin geschützte Nickel mit verdünnter Salpetersäure weggelöst, und anschliessend das Plättchen in CP-4 geätzt. Dabei ist darauf zu achten, dass nach erfolgtem Auflösen des Nickels der Rand der Paraffinschicht etwas erweitert wird, damit die CP-4-Ätzlösung nicht das Nickel zwischen Paraffin und Silizium herauslösen kann. Die Nickelschicht und der Rückkontakt dürfen auf keinen Fall mit CP-4 in Berührung kommen. Ausserdem muss, um eine gleichmässige Ätzung zu erhalten, das Ätzbad gekühlt werden (zirka 0°C).

Nach dem Ätzprozess werden im Hochvakuum die Goldelektroden auf die Vorderseite aufgedampft, wie es in den folgenden beiden Figuren schematisch dargestellt ist (vergleiche [2]).

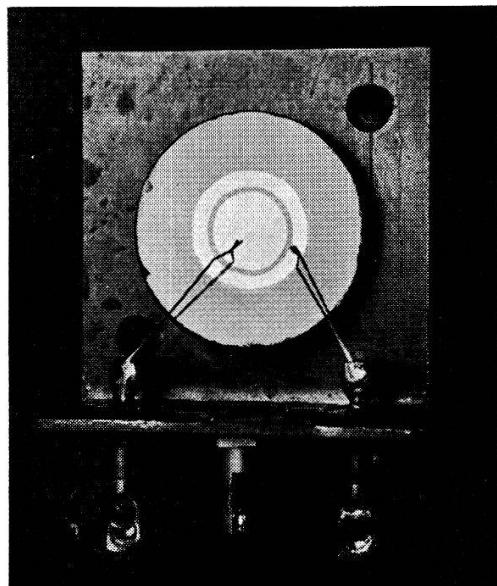
Die folgende Photographie zeigt die Halterung dieser Diode auf einem abgewinkelten Kupferblech. Der Rückkontakt ist mit dem Kupferblech verlötet, während die



Figur 1
Schema der Goldbedampfung

1. Teflonmaske (Bohrung 10 mm)
2. Teflonring (Durchmesser: aussen 7 mm, innen 6 mm)
3. n -Silizium
4. Nickelschicht (Ohmscher Rückkontakt)
5. Auf die Nickelschicht aufgelöteter Kupferdraht
6. Aufgedampfte Schutzringelektrode (Durchmesser: aussen 10 mm, innen 7 mm)
7. Aufgedampfter Zentralkontakt. Dies ist die eigentliche Diode, die untersucht wird, im folgenden immer kurz Diode genannt (Durchmesser: 6 mm)

beiden Goldkontakte durch dünne Golddrähte mit isolierten Durchführungen am Kupferwinkel verbunden sind. Der Kontakt zwischen Goldelektrode und Golddraht wurde mit leitender Silberpaste hergestellt, der Kontakt zwischen den Durchführungen und dem Golddraht ist verlötet.

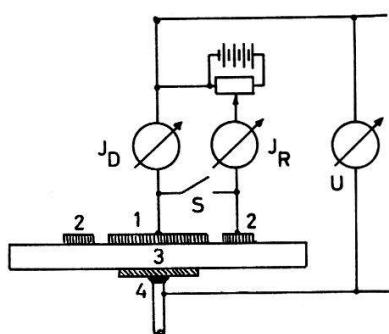


Figur 2

Auf Kupferblech montierte Diode

2. Apparatives

Alle untersuchten Dioden waren mit einer Schutzringelektrode aus Gold versehen. Da es für die Messung der Gleichstromcharakteristik wichtig ist, dass zwischen Schutzring und Goldkontakt keine Spannungsdifferenz besteht, wurde mit folgender Schaltung (Figur 3) die Potentialdifferenz auf Null abgeglichen:



Figur 3

Anordnung zum Messen der Ströme

1 Diode 2 Schutzring 3 *n*-Silizium 4 Nickelrückkontakt

Die Spannung zwischen Schutzring und Goldkontakt ist dann Null, wenn Öffnen und Schliessen des Schalters S keine Änderung der Ströme J_D und J_R mehr zur Folge hat.

Die Temperaturmessungen erfolgten zwischen 25 und 100 °C in einem temperaturstabilisierten Ofen. Die Temperatur war während einer Messung auf $\pm 0,5$ °C konstant.

3. Einfluss einer Schutzringelektrode

a) Vorwärtsstrom von Schutzringdioden

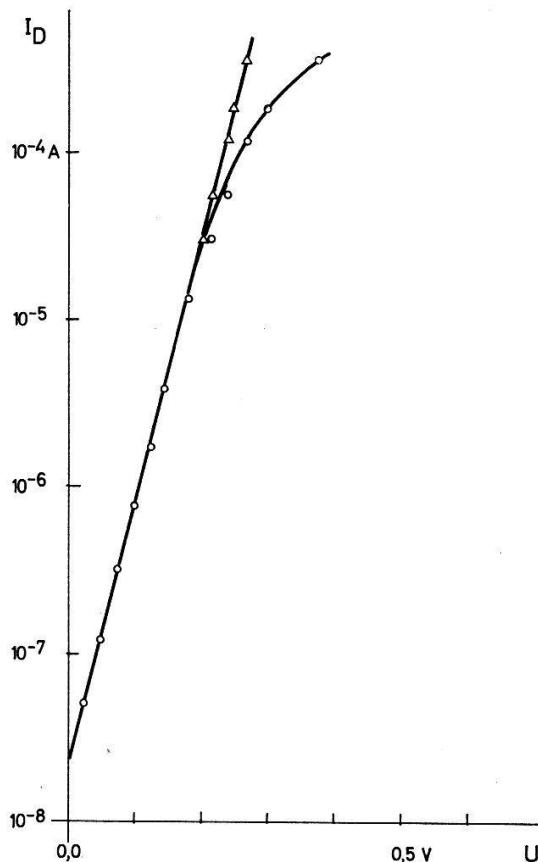
KAHNG [1] hat in seinen Messungen an niederohmigem *n*-Silizium festgestellt, dass der Vorwärtsstrom einer Au-*n*-Si-Diode der Diodengleichung

$$J = J_s (e^{qU/kT} - 1) \quad (3.1)$$

gehorcht. Da bei seinen Messungen am niederohmigen Material die Oberflächenströme gegenüber dem Volumenstrom klein blieben, konnte KAHNG auf eine spezielle Eliminierung der Oberflächenströme verzichten.

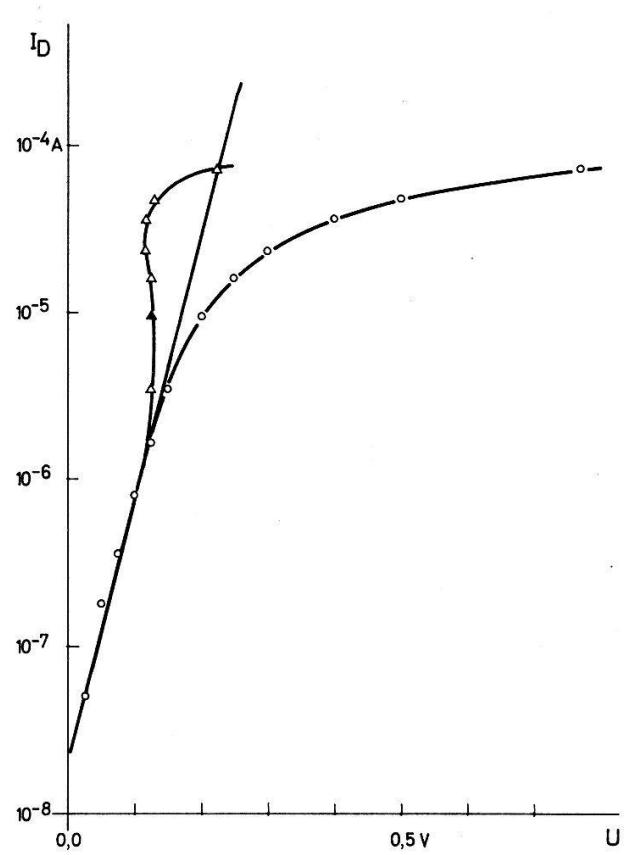
Bei hochohmigem Material erweist sich hingegen eine Schutzringelektrode zur Abschirmung der Oberflächenströme als unerlässlich. Vergleicht man nämlich die Gleichstromcharakteristik des Schutzzringes mit derjenigen der Diode, so zeigt sich, dass nur der Diodenstrom der Gleichung (3.1) gehorcht, der Ringstrom aber beträchtlich davon abweicht. Dieser Sachverhalt ist in den Figuren 4a und 4b dargestellt.

In Figur 4a ist der Logarithmus des gemessenen Diodenstromes als Funktion der Spannung in Leitrichtung aufgezeichnet. Erwartungsgemäß müssen die Messpunkte für $qU \gg kT$ auf einer Geraden mit der Steigung q/kT liegen. Die Abweichung von dieser Geraden bei höheren Strömen kann durch einen konstanten Seriewiderstand



Figur 4a

Diodenstrom, Leitrichtung (Diode Nr. 1)
 ○ Messpunkte
 △ Korrigiert mit 280Ω Seriewiderstand
 $T = 298^\circ \text{K}$



Figur 4b

Schutzzringstrom, Leitrichtung (Diode Nr. 1)
 ○ Messpunkte
 △ Korrigiert mit $7.8 \text{k}\Omega$ Seriewiderstand
 $T = 298^\circ \text{K}$

von 280Ω erklärt werden. Die solchermassen korrigierten Messpunkte liegen auf der theoretischen Geraden.

Dagegen zeigt Figur 4b, dass in der gleichen Auftragung die Abweichung des Ringstromes von der theoretischen Geraden nicht durch den Einfluss eines konstanten Seriewiderstandes erklärt werden kann; die korrigierten Punkte liegen nicht auf der Geraden.

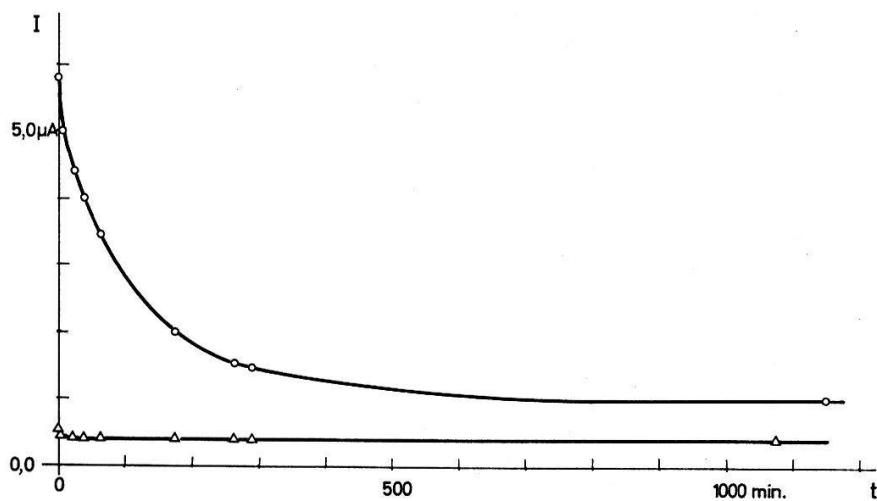
Dieselben Abweichungen von der Diodengleichung beobachtet man auch bei Dioden, welche nicht mit Schutzring versehen sind; man kann diesen Randeffekt erst durch die Verwendung einer Schutzringelektrode abtrennen.

b) Beispiel für die Abschirmwirkung des Schutzzringes

Mit dem folgenden Beispiel soll gezeigt werden, dass durch eine Schutzringelektrode Oberflächen- und Randeffekte abgetrennt werden können.

Nach der Bestrahlung von Surface-Barrier-Dioden mit $\text{Co}^{60}-\gamma$ -Strahlen ($\sim 5 \cdot 10^{15}$ Photonen/cm²) zeigt der Sperrstrom der Zähler lang andauernde Drifterscheinungen. Man kann nun am Gleichstromverhalten solcher mit γ -Strahlen behandelter Schutzringdioden erkennen, dass diese Drift auf Oberflächeneffekte zurückzuführen ist.

Während nämlich der Diodenstrom nach dem Einschalten der Spannung nur etwa 25% über seinem Endwert liegt, der schon nach 20 Minuten erreicht wird, ist der Anfangswert des Ringstromes ungefähr fünfmal grösser als sein Endwert, und es dauert ungefähr 12 Stunden, bis der Ringstrom seinen Endwert angenommen hat (Figur 5).



Figur 5
Drifterscheinungen nach Bestrahlung mit $\text{Co}^{60}-\gamma$

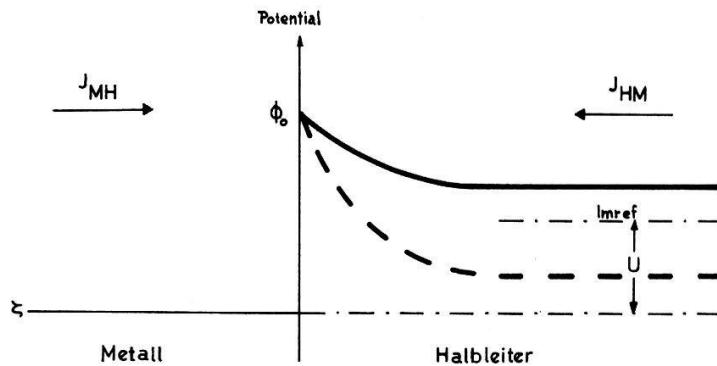
○ Sperrstrom der Schutzringelektrode △ Sperrstrom der Diode

Es ist beachtenswert, dass die Endwerte sowohl des Dioden- als auch des Ringstroms vor und nach der Bestrahlung innerhalb der Messgenauigkeit gleich bleiben. Dies bedeutet, dass durch die Bestrahlung keine Schädigung des Zählvolumens entstanden ist.

4. Kennlinie in Leitrichtung

a) Modell für den Metall-Halbleiter-Kontakt

Der Metall-Halbleiter-Kontakt kann angenähert mit einem Energieschema beschrieben werden, wie es in Figur 6 dargestellt ist [5, 6].



Figur 6
Energieschema des Metall-Halbleiterkontakts

In Figur 6 sind zwei Fälle eingezeichnet: Der Potentialverlauf bei Vorspannung Null, das heisst im thermischen Gleichgewicht (gestrichelte Linie) und der Potentialverlauf für eine in Leitrichtung angelegte Spannung U (ausgezogene Linie).

Der Strom J_{MH} , der vom Metall in den Halbleiter fliesst, ist gleich:

$$J_{MH} = A \cdot T^2 \cdot e^{-q(\Phi_0 - \zeta)/kT}$$

und der Strom J_{HM} vom Halbleiter zum Metall:

$$J_{HM} = A \cdot T^2 \cdot e^{-q(\Phi_0 - (\zeta + U))/kT}.$$

Dabei ist A die sogenannte Richardsonsche Konstante [7], ζ die Fermi-Grenzenergie und Φ_0 die Höhe der Barriere. Der totale Strom ist gleich der Differenz der Ströme J_{HM} und J_{MH} :

$$J = J_{HM} - J_{MH} = A \cdot T^2 \cdot e^{-q(\Phi_0 - \zeta)/kT} (e^{qU/kT} - 1). \quad (4.1)$$

Der Term vor dem Klammerausdruck in (4.1) wird oft als Sättigungsstrom J_s bezeichnet; die Diodengleichung (4.1) nimmt dann die folgende Gestalt an:

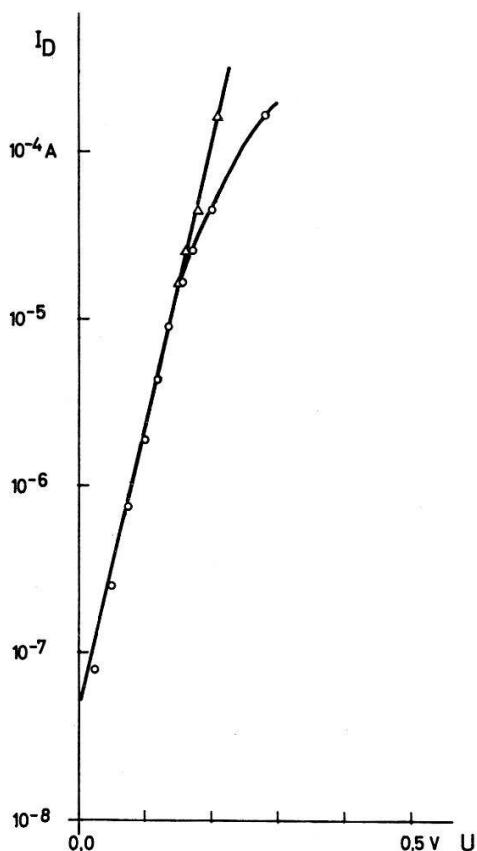
$$J = J_s (e^{qU/kT} - 1) \quad (4.2)$$

$$J_s = A \cdot T^2 \cdot e^{-q(\Phi_0 - \zeta)/kT}. \quad (4.3)$$

Die Diodengleichung (4.2) beschreibt in erster Näherung das Gleichstromverhalten einer Au-Si-Oberflächendiode. Wir werden aber später sehen, dass diese Gleichung erweitert werden muss, um die Spannungsabhängigkeit des Sperrstroms zu beschreiben.

b) Die Gleichstromkennlinie

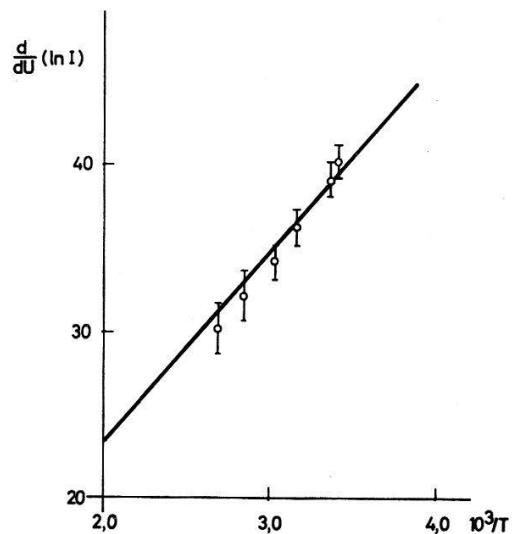
Die experimentelle Prüfung des Stroms in Leitrichtung (Gleichung 4.1) erfolgt durch Auftragung von $\ln J$ als Funktion der Spannung U . Wie schon erwähnt, muss bei höheren Stromstärken, und insbesondere bei hochohmigem Material, der Widerstand der feldfreien Si-Zone berücksichtigt werden (Zuleitungswiderstand). Da die Raumladungszone der in Leitrichtung vorgespannten Diode gegenüber der Dicke der Plättchen klein ist, kann die Tiefe der feld- und raumladungsfreien Zone als konstant angesehen werden. Deshalb darf man auch in guter Näherung annehmen, dass der ohmsche Widerstand dieser Zone konstant ist, also unabhängig von Strom und Spannung. Figur 7 zeigt den typischen Verlauf dieser Kennlinie $J = f(U)$ bei konstanter Temperatur. Die Neigung der Geraden ist innerhalb der Messgenauigkeit von 5% gleich $q/k T$. Der Schnittpunkt der Geraden mit der Achse in $U = 0$ liefert den Sättigungsstrom J_s , in diesem Fall 50 nA.



Figur 7

Diodenstrom, Leitrichtung (Diode Nr. 7)

○ Messpunkte

△ Korrigiert mit 420Ω Seriowiderstand $T = 298^\circ\text{K}$ 

Figur 8

Temperaturabhängigkeit des Exponentialterms der Diodengleichung. Die ausgezogene Gerade gibt den theoretisch erwarteten Verlauf wieder.

Ihre Steigung ist gleich q/k .

Das Temperaturverhalten des Vorwärtsstroms wird einerseits durch die Temperaturabhängigkeit von J_s und andererseits durch die Temperaturabhängigkeit des Exponentialausdrucks in Gleichung (4.2) bestimmt. Bevor wir den Sättigungsstrom

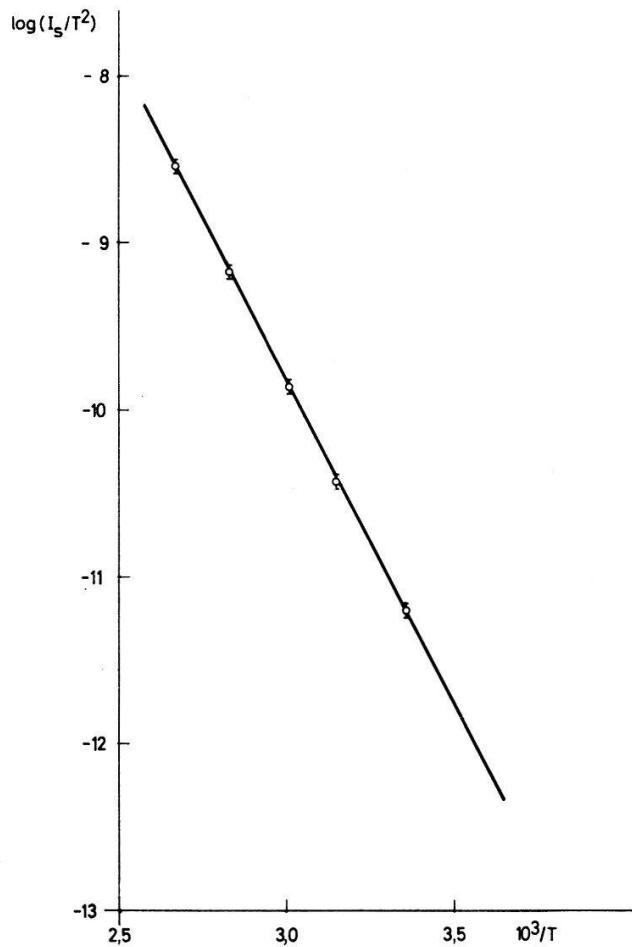
diskutieren, wollen wir die Temperaturabhängigkeit des Exponentialterms in Gleichung (4.2) untersuchen. Diese Abhängigkeit ist implizit in der Steigung der Geraden in Figur 3 enthalten. Trägt man diese Steigung als Funktion der reziproken Temperatur auf, so sollte eine Gerade der Steigung q/k resultieren.

Figur 8 zeigt, dass die von uns experimentell gefundenen Werte im untersuchten Temperaturbereich von 20–100°C innerhalb der Messfehler mit der theoretischen Geraden übereinstimmen.

Nach Gleichung (4.3) hängt auch der Sättigungsstrom exponentiell von der Temperatur ab:

$$J_s = A \cdot T^2 \cdot e^{-q(\phi_0 - \zeta)/kT} \quad (4.3)$$

Beim Auftragen von $\ln J_s/T^2$ als Funktion der reziproken Temperatur erhält man also eine Gerade der Steigung $-q(\phi_0 - \zeta)/k$. Der Achsenabschnitt bei $T^{-1} = 0$ liefert die Richardsonsche Konstante A , wobei allerdings der Messfehler beträchtlich ist.



Figur 9

Temperaturabhängigkeit des Sättigungsstroms J_s (Diode Nr. 7)

Wir haben den Exponentialterm in (4.3) überprüft und innerhalb der Messgenauigkeit bestätigt gefunden (Figur 9).

Für die Richardsonsche Konstante ermittelten wir Werte, die zwischen 10 und 30 A/cm² grad² liegen.

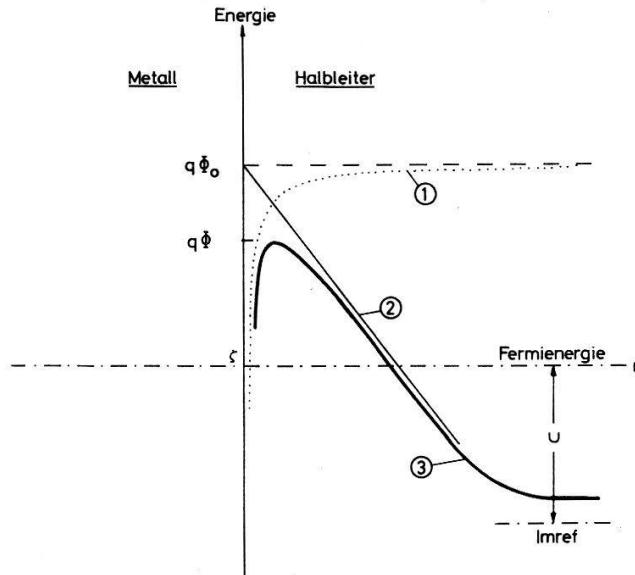
Wir wollen diese Auftragung jedoch nicht für die Bestimmung von $(\phi_0 - \zeta)$ verwenden, da wir auf diese Grösse erst in Abschnitt 5 eingehen werden, wo wir auch das bisher verwendete Energieschema verfeinern.

Zur Messung des Temperaturverhaltens ist noch zu bemerken: Um für die Versuche stabile Dioden zu erhalten, erwies es sich als günstig, die Dioden vor der ersten Messung etwa eine Viertelstunde lang auf 100°C zu erhitzen und nachher wieder auf Zimmertemperatur abzukühlen. Nach dieser Behandlung waren die Temperaturmessungen reproduzierbar.

5. Kennlinie in Sperr-Richtung

Das im Abschnitt 4a eingeführte Modell ergibt für Sperrspannungen ($U \gtrsim k T/q$) einen konstanten Sperrstrom J_s . Man beobachtet aber in Wirklichkeit, dass der Strom nicht konstant ist, sondern mit der Spannung zunimmt.

Diese Zunahme des Sperrstromes lässt sich mit einer spannungsabhängigen Erniedrigung der Barriereförde erklären. Wir haben nämlich in 4a vernachlässigt, dass auf jedes Elektron, welches das Metall verlässt, eine Spiegelbildkraft der Grösse $q^2/16 \pi \epsilon_0 \eta r^2$ wirkt. r ist der Abstand des Elektrons von der Metalloberfläche.



Figur 10

Verfeinertes Energieschema des Metall-Halbleiterkontakte

$$\textcircled{1} \quad q \cdot (\phi_0 - q/16 \pi \epsilon_0 \eta r) \quad \textcircled{2} \quad q \cdot (\phi_0 - E \cdot r) \quad \textcircled{3} \quad q \cdot (\phi_0 - E \cdot r - q/16 \pi \epsilon_0 \eta r)$$

Dies führt zu einem Potentialverlauf wie er in Figur 10 punktiert angegeben ist. Legt man noch ein äusseres Feld E an, so erhält man den Potentialverlauf, der in Figur 10 dick ausgezogen ist. Die durch dieses äussere Feld bewirkte Erniedrigung $\Delta\phi$ der Barriere berechnet sich nach KRÖMER [8] zu:

$$\Delta\phi = \sqrt[4]{\frac{q^3 N_D}{8 \pi^2 \epsilon_0^3 \epsilon \eta^2}} \cdot \sqrt[4]{U + U_D} \quad (5.1)$$

- Dabei bedeutet: N_D Donatorenkonzentration im Silizium,
 U_D Diffusionsspannung,
 ϵ_0 Influenzkonstante,
 ϵ Statische Dielektrizitätskonstante des Siliziums,
 η Dynamischer Wert für die Dielektrizitätskonstante von Si (nach KRÖMER [8]: $\eta \sim 1$).

Für hohe Sperrspannungen kann U_D gegenüber U vernachlässigt werden, und man erhält:

$$\Delta\phi \cong \sqrt[4]{\frac{q^3 N_D}{8 \pi^2 \epsilon_0^3 \epsilon \eta^2}} \cdot \sqrt[4]{U}. \quad (5.2)$$

Mit diesem Modell erhält man für den Strom analog zu (4.1) den Ausdruck

$$J = A T^2 \cdot e^{-q(\Phi_0 - \zeta)/kT} (e^{qU/kT} - 1), \quad (5.3)$$

wobei jetzt aber die Grösse ϕ von der Sperrspannung abhängt:

$$\Phi = \Phi_0 - \Delta\phi(U). \quad (5.4)$$

Für Sperrspannungen, die grösser als einige $(q/kT)^{-1}$ sind, ist $e^{-qU/kT} \ll 1$ und kann in (5.3) vernachlässigt werden. Man erhält dann für den Sperrstrom:

$$J = -A T^2 \cdot e^{-q(\Phi_0 - \Delta\phi - \zeta)/kT} = -J_{s0} \cdot e^{q\Delta\phi/kT} \quad (5.5)$$

$$J_{s0} = A T^2 e^{-q(\Phi_0 - \zeta)/kT}. \quad (5.6)$$

Logarithmieren von Gleichung (5.5) ergibt:

$$\ln |J| = \ln J_{s0} + \frac{q}{kT} \Delta\phi. \quad (5.7)$$

Für $750 \Omega\text{cm}$ n -Si ist $\Delta\phi$ als Funktion der Sperrspannung U :

$$\Delta\phi \cong 13,45 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt[4]{U} \quad (5.8)$$

und somit wird Gleichung (5.7)

$$\ln |J| = \ln J_{s0} + 13,45 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{q}{kT} \cdot \sqrt[4]{U}. \quad (5.9)$$

Figur 11 zeigt einerseits die theoretische Kurve (5.9), wobei $\ln J_{s0}$ willkürlich zu eins angenommen wurde, und andererseits die für verschiedene Temperaturen gemessenen Kurven. Die experimentell erhaltenen Geraden zeigen für alle Temperaturen praktisch die gleiche Steigung und bestätigen damit die mit Hilfe des Modells vorausgesagte Spannungsabhängigkeit des Sperrstroms recht gut.

Figur 11 gestattet es auch, mit Hilfe der Gleichung (5.9) und (5.6), die Temperaturabhängigkeit von J_{s0} , die Richardsonsche Konstante A und die sogenannte Nullfeldbarrierenhöhe $(\phi_0 - \zeta)$ zu bestimmen. Gleichung (5.6) ergibt umgeformt und logarithmiert:

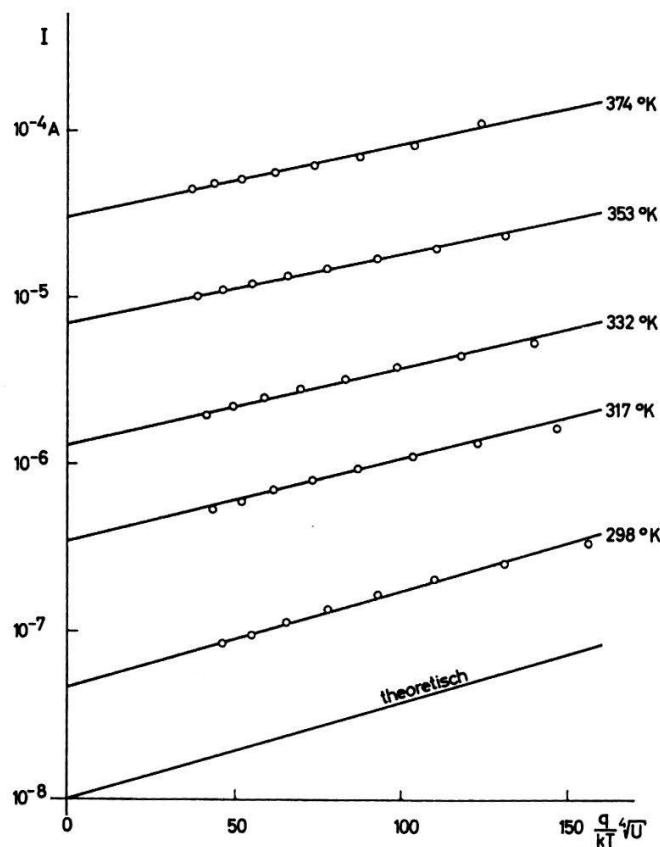
$$\ln \frac{J_{s0}}{T^2} = \ln A - \frac{q}{kT} (\phi_0 - \zeta). \quad (5.10)$$

Entsprechend zu Gleichung (5.10) ist $\ln J_{s0}/T^2$ als Funktion von $q/k T$ aufzutragen. Dies ergibt Geraden, deren Steigung $-(\phi_0 - \zeta)$ ist. Der Achsenabschnitt bei $q/k T = 0$ ist gleich dem Logarithmus der Richardsonschen Konstante A .

Man erhält so für die Höhe der Barriere

$$\phi_0 - \zeta = (0,72 \pm 0,02) \text{ Volt.}$$

Die Richardsonsche Konstante lässt sich im Gegensatz zur Barrierenhöhe nur sehr ungenau bestimmen. Man erhält einen Wert, der zwischen 1 und $10 \text{ A/cm}^2 \text{ grad}^2$ liegt.



Figur 11
Sperrstrom als Funktion der Barriernerniedrigung

Zur Spannungsabhängigkeit des Sperrstroms ist noch folgende Bemerkung nachzuholen:

Wir haben in unseren Betrachtungen einen weiteren, spannungsabhängigen Teil des Sperrstromes vernachlässigt, den Erzeugungsstrom [9]. Er sollte proportional zum Volumen der Feldzone, also proportional zu $\sqrt{U + U_D}$ zunehmen. Da wir aber für unsere Untersuchungen ausserordentlich reines Material verwenden (Lebensdauer der Minoritätsladungsträger $\sim 1000 \mu\text{s}$) kann dieser Teil des Sperrstroms vernachlässigt werden. Auch bei den Messungen konnten wir innerhalb der Messgenauigkeit keinen Erzeugungsanteil des Sperrstromes feststellen.

6. Dioden mit Oxydschicht

Wir haben die Versuche, die in den vorhergehenden Paragraphen beschrieben sind, auch an Dioden ausgeführt, die zwischen Goldelektrode und Silizium eine dünne «Oxydschicht» aufwiesen.

Die Silizium-Plättchen wurden nach dem in Paragraph 1 beschriebenen Verfahren behandelt, jedoch nicht unmittelbar nach dem Ätzen mit Gold bedampft, sondern zuerst drei Tage bei 60% Luftfeuchtigkeit und 25 °C oxydiert. Erst dann wurden sie nach dem oben geschilderten Verfahren mit Goldelektroden versehen.

Die Messergebnisse zeigten, dass sowohl die Strom-Spannungskennlinie in Vorwärtsrichtung als auch deren Temperaturabhängigkeit durch eine Gleichung der Form (4.1) dargestellt werden kann. In dieser Hinsicht kann man keinen Unterschied zwischen oxydierten und nichtoxydierten Dioden finden.

Wie bei den nichtoxydierten Dioden ist der Sperrstrom nicht konstant, sondern wächst mit zunehmender Sperrspannung, was man vermutlich wiederum mit der Barriernerniedrigung durch das elektrische Feld am Ort des Übergangs erklären kann. Trägt man gemäss Gleichung (5.9) den Logarithmus des Sperrstroms als Funktion von $(q/k T)^{1/4} U + U_D$ auf, so erhält man wie in Figur 11 eine Schar von parallelen Geraden mit der Temperatur als Parameter. Im Unterschied zu den nichtoxydierten Dioden ist die Steigung nur etwa halb so gross wie nach Gleichung (5.9) zu erwarten wäre.

Der Sperrstrom von oxydierten Dioden zeigt ebenfalls eine exponentielle Temperaturabhängigkeit von der Form (5.6). Deshalb lässt sich durch Messung dieser Temperaturabhängigkeit, analog zu Abschnitt 5, eine Barrienhöhe $\phi_0 - \zeta$ bestimmen. Man erhält:

$$\phi_0 - \zeta = (1,00 \pm 0,03) \text{ Volt.}$$

Dieser Wert ist ungefähr 30% grösser als bei nichtoxydierten Dioden.

Wegen dieser hohen Barriere sollte der Sättigungsstrom einer oxydierten Diode bei Zimmertemperatur ungefähr 20000mal kleiner sein als der einer nichtoxydierten Diode. In Wirklichkeit ist er aber nur etwa acht mal kleiner.

Beschreibt man die Gleichstromkennlinie einer oxydierten Diode mit einer Gleichung der Form (4.2) resp. (5.5), so muss die Konstante A sehr gross werden, weil trotz höherer Barriere der gemessene Strom nur unwesentlich kleiner wird. Dies führt zu einem Wert der «Richardsonschen Konstanten» A von ungefähr $10^4 \text{ A/cm}^2 \text{ grad}^2$.

Es macht Mühe, einen derart grossen Wert der Konstanten zu erklären. Möglicherweise bewirkt der Tunneleffekt durch die Oxydschicht zwischen Gold und Silizium eine Kopplung, die sich in erster Näherung so äussern könnte.

Diskussion

KAHNG hat an niederohmigem Silizium eine Barrienhöhe von $(0,79 \pm 0,02)$ Volt festgestellt. Der von uns für hochohmiges Silizium gefundene Wert ist mit $(0,72 \pm 0,02)$ Volt ungefähr 10% niedriger. Möglicherweise besteht zwischen der Dotierung des Siliziums und der Barrienhöhe ein Zusammenhang. Es ist aber auch möglich, dass ein Schutzring die Messergebnisse von KAHNG leicht ändern würde.

Die bedeutend höhere Barriere bei oxydiertem Silizium lässt sich unter Umständen dadurch erklären, dass ein kleiner Teil der über der Diode liegenden Spannung in der Oxydschicht abfällt [10]. Wenn ein solcher Spannungsabfall gegenüber den Änderungen der Gesamtspannung in erster Näherung konstant bleibt, kann er als Barriereförderung in Erscheinung treten. Eine solche Barriereförderung könnte durch die Temperaturmessungen nicht abgetrennt werden.

Schon ein kleiner Messfehler der Barriereförderung hat einen grossen Einfluss auf die Bestimmung des Wertes der Richardsonschen Konstanten A . So bewirkt eine Abweichung von $-2,5\%$ von der zu 0,72 Volt bestimmten Barriereförderung bei Zimmertemperatur bereits eine Verdoppelung von A . Eine genaue Bestimmung der Richardsonschen Konstanten, wie sie zum Vergleich mit der Theorie notwendig wäre, ist deshalb recht schwierig (vergleiche C. R. CROWELL [7]).

Es scheint uns wichtig zu bemerken, dass unter allen Umständen mit einem Schutzring gearbeitet werden muss. Der Einfluss der Oberflächen- und Randeffekte kann bei einer Messung ohne Schutzringelektrode an hochohmigem Silizium die Interpretation der Resultate verunmöglichen, bei niederohmigem Silizium können die Resultate verfälscht werden.

Literatur

- [1] D. KAHNG, Solid State Electronics 6, 281 (1963).
- [2] R. J. FOX, C. J. BORKOWSKI, IRE-Transactions on Nuclear Science, NS-9, Nr. 3, 213 (1962).
- [3] F. J. BIONDI, Transistor Technology, Band II, III (Van Nostrand, 1958).
- [4] J. GUTMANN, Der Einfluss eines nichtohmschen Rückkontakte auf die Ladungssammlung in Si-Zähldioden, Dissertation 1. Teil; E. BALDINGER, J. GUTMANN, G. MATILE, Z. angew. Math. Phys. 15, 90 (1964).
- [5] H. E. TORREY, C. A. WITHMER, Crystal-Rectifiers (McGraw-Hill, 1948).
- [6] E. C. WURST, E. H. BORNEMAN, J. appl. Phys. 28, 235 (1956); E. H. BORNEMAN, R. F. SCHWARZ, J. J. STICKLER, J. appl. Phys. 26, 1021 (1955).
- [7] A. SOMMERFELD, Vorlesungen über theoretische Physik, Band 5 (Wiesbaden 1952); S. WAGENER, Die Oxydkathode, Band 1 (Leipzig 1943); C. R. CROWELL, Solid State Electronics 8, 395 (1965).
- [8] H. KRÖMER, Z. f. Physik 134, 435 (1953).
- [9] C. T. SAH, R. N. NOICE, W. SHOCKLEY, Proc. IRE 45, 1228 (1957).
- [10] C. C. DILWORTH, Proc. of the Phys. Soc. 60, 315 (1948).