

Inversionsrandschichten auf p-Silicium*

Von SIEGFRIED MÜLLER

Mitteilung der Standard Elektrik AG., Gleichrichter- und Bauelementewerk SAF, Nürnberg
(Z. Naturforsch. 12 a, 112–122 [1957]; eingegangen am 9. Dezember 1956)

Auf der defektleitenden Seite eines Siliciumstäbchens, das in der Mitte einen pn-Übergang enthält, bildet sich unter dem Einfluß von Wasserdampf eine elektronenleitende Inversionsrandschicht aus, welche in trockenem Sauerstoff wieder verschwindet. Durch Sperrstrom- und Kapazitätsmessungen wird dieser „Channel“ nachgewiesen und durch Abtasten der Kristalloberfläche mit einer Lichtsonde seine wirksame Länge bestimmt. Die Leitfähigkeit der Randschicht kann durch Kombination der verschiedenen Messungen ermittelt werden. Sie liegt in der Größenordnung von 10^{-5} bis 10^{-6} Ohm $^{-1}$. Aus dem zeitlichen Verlauf des Sperrstroms nach einer Spannungsänderung ergibt sich, daß zwei Arten von Oberflächenzuständen existieren, von denen sich die eine in sehr kurzer Zeit mit dem Leitungsband ins Gleichgewicht setzt, während für die andere Relaxationszeiten von 10 bis 50 Minuten beobachtet werden. Ein Vergleich mit entsprechenden Messungen an Germanium zeigt, daß die Dichte der „schnellen“ Zustände bei Silicium wesentlich größer ist als bei Germanium.

Durch Adsorption von Fremdatomen entstehen auf der Halbleiteroberfläche zusätzliche Elektronenniveaus, die eine Auf- oder Abwölbung der Energiebänder an der Kristalloberfläche verursachen, je nach ihrer energetischen Lage, bzw. je nachdem die adsorbierten Atome Donator- oder Akzeptorcharakter haben. So entsteht eine Raumladungsschicht unter der Oberfläche. Ist diese genügend stark ausgeprägt, so kommt es zur Ausbildung einer Inversionsschicht.

Die Auf- bzw. Abwölbung der Energiebänder durch Adsorption geeigneter Fremdstoffe an der Kristalloberfläche haben BRATTAIN und BARDEEN¹ bei Germanium durch Messung der Austrittsarbeit zum ersten Mal überzeugend nachgewiesen. Über Inversionsschichten auf Germanium hat erstmalig BROWN² berichtet. Er fand bei Untersuchungen an npn-Transistoren eine leitende Brücke, einen Channel zwischen Emitter und Kollektor, der sich als eine elektronenleitende Inversionsschicht auf der Basis entpuppte. Von BROWN stammt auch die erste theoretische Behandlung solcher Inversionsschichten. Inzwischen sind Inversionsrandschichten auf Germanium mehrfach untersucht worden^{3–11}. Entsprechende Messungen an Silicium lagen bis vor kurzem

nicht vor. Neuerdings aber haben LAW und MEIGS¹² den Einfluß von Wasserdampf auf pn-Übergänge bei Germanium und Silicium untersucht. Aus Messungen des Sperrstroms schließen sie, daß Wasserdampf auf p-Silicium einen Channel verursacht, dessen Ausdehnung jedoch kleiner als 0,1 mm sein müßte. Etwas später veröffentlichten STATZ, DEMARS, DAVIS und ADAMS¹³ Messungen an p-leitenden Inversionsschichten auf n-Silicium. Sie finden, wie bei Germanium, zwei Sorten von Oberflächenzuständen: Solche mit größerer Dichte und langer Einstellzeit (Minuten bis Stunde), die ihrer Ansicht nach außen auf der Oxydschicht liegen, und solche mit kleinerer Dichte (ungefähr 10^{12} cm $^{-2}$) und kurzer Einstellzeit ($< 10^{-2}$ sec), die zwischen Halbleiter und Oxydschicht liegen.

Die vorliegenden Messungen an n-leitenden Inversionsschichten auf p-Silicium stellen in gewisser Hinsicht eine Ergänzung zu den beiden oben genannten Arbeiten dar.

Die stäbchenförmigen Proben entstammen Kristallen, welche eine „gewachsene“ pn-Schicht enthalten, die durch Umdotieren der Schmelze beim Ziehprozeß entstanden ist. Sie haben alle eine hochohmige p-Seite, während der Widerstand der n-Seite bei den

* Auszug aus einer Dissertation an der Techn. Hochschule Stuttgart 1956.

¹ W. H. BRATTAIN u. J. BARDEEN, Bell Syst. Techn. J. **32**, 1 [1953].

² W. L. BROWN, Phys. Rev. **91**, 518 [1953].

³ H. CHRISTENSEN, Proc. Instn Radio Engrs, Aust. **42**, 1371 [1954].

⁴ A. L. McWHORTER u. R. H. KINGSTON, Proc. Instn Radio Engrs, Aust. **42**, 1376 [1954].

⁵ G. A. DEMARS, H. STATZ u. L. DAVIS, Phys. Rev. **98**, 539 [1955].

⁶ H. STATZ, L. DAVIS u. G. A. DEMARS, Phys. Rev. **98**, 540 [1955].

⁷ R. H. KINGSTON, Phys. Rev. **98**, 1766 [1955].

⁸ C. G. B. GARRET u. W. H. BRATTAIN, Phys. Rev. **99**, 376 [1955].

⁹ G. G. E. LOW, Proc. Phys. Soc., Lond. B **68**, 10 [1955].

¹⁰ E. FRÖSCHLE, Dissertation Stuttgart 1956.

¹¹ G. ADAM, Dissertation Stuttgart 1956.

¹² J. T. LAW u. P. S. MEIGS, J. Appl. Phys. **26**, 1265 [1955].

¹³ H. STATZ, G. A. DEMARS, L. DAVIS u. A. ADAMS, Phys. Rev. **101**, 1272 [1956].



einzelnen Proben verschieden ist. Diese Proben werden nacheinander in verschiedene Atmosphären gebracht (trockener Sauerstoff, trockener Stickstoff und feuchter Stickstoff). An Hand des bei 1 Volt gemessenen Sperrstroms wird die Einstellung des Adsorptionsgleichgewichtes verfolgt. Sodann wird die Kapazität der Sperrschicht in Abhängigkeit von Frequenz und Vorspannung gemessen. Außerdem wird die Oberfläche des Stäbchens in dessen Längsrichtung (senkrecht zur pn-Schicht) mit einer Lichtsonde abgetastet und dabei jeweils die erzeugte Photospannung gemessen. Sämtliche Messungen werden bei Zimmertemperatur durchgeführt.

1. Meßverfahren und Vorbereitung der Proben

Für die Kapazitätsmessung stand eine Wechselstrombrücke zur Verfügung, bei der die pn-Schicht durch eine Parallelschaltung von Regelwiderstand und Regelkondensator nachgebildet wird. Mit dieser Brücke können Kapazitäten von Sperrschichten bei verschiedenen Sperrvorspannungen und verschiedenen Frequenzen (0,1 bis 100 kHz) gemessen werden. Die Gleichspannung, die von einer abgeschirmten Anodenbatterie stammt, und die Wechselspannung von 10 mV werden der einen Brückendiagonale zugeführt, während an der anderen über Trennübertrager ein selektiver Nullindikator angeschlossen ist¹⁴.

Die Apparatur zur Lichtsondenabtastung (Abb. 1) ist ähnlich der, die GOUCHER¹⁵ zur Messung der Diffusionslänge von Defektelektronen in n-Germanium benutzt hat. Mit einer solchen Anordnung hat erstmals CHRISTENSEN³ Channels auf Germanium nachgewiesen.

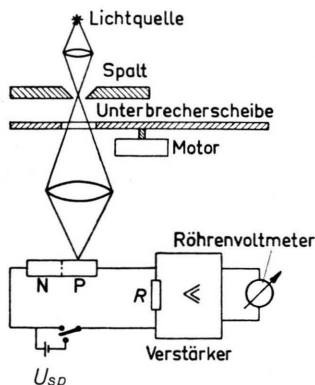


Abb. 1. Versuchsanordnung zur Lichtsonden-Abtastung (schematisch).

Durch geeignete Abbildung des Spalts wird auf dem pn-Stäbchen ein Lichtstreifen von $10\ \mu$ Breite erzeugt. Das Stäbchen (bzw. die ganze Meßkammer) kann mit

Hilfe einer Mikrometerschraube senkrecht zur optischen Achse verschoben werden. Um den Einfluß der Raumbeleuchtung auszuschalten und die Photospannung leichter verstärken zu können, wird das einfallende Licht mit einer Frequenz von 130 Hz zerhackt. Die Photospannung wird am Widerstand R mit einem Resonanz-Röhrenvoltmeter gemessen, das auf 130 Hz abgestimmt ist.

Trägt man die so gemessene Photospannung über dem Abstand x der Einstrahlungsstelle von der pn-Schicht auf, so zeigt diese Kurve bei normalen pn-Stäbchen (ohne Channel) ein scharfes Maximum an der Stelle des pn-Übergangs. Von dort fällt sie nach beiden Seiten exponentiell ab. Hat das Stäbchen einen Channel auf einer Seite der gewachsenen Sperrschicht, so erhält man auch bei Einstrahlung auf den Channel — als einem Teil der vergrößerten Sperrschicht — die maximale Photospannung, sofern nur die Längsleitfähigkeit des Channels genügend groß ist. Dabei ist vorausgesetzt, daß an der Probe eine Sperr-Vorspannung liegt. Im Channel fällt diese Spannung ab entsprechend der Leitfähigkeit der Randschicht und dem Widerstand der Oberflächen-Sperrschicht. Ist die Spannung weit genug abgefallen (etwa auf $U_T = kT/e$), so wird auch die Photospannung zurückgehen, wenn die Lichtsonde noch weiter von der pn-Schicht abrückt. Die Länge des Channels bis zu dem Punkt, an dem die Spannung so weit abgefallen ist, daß der Photoeffekt merklich zurückgeht, wird oft als „Channel-Länge“ oder auch „effektive Channel-Länge“ bezeichnet. Es ist zu erwarten, und wurde bei Germanium auch experimentell gefunden^{3,4}, daß diese Channel-Länge mit steigender Vorspannung zunimmt.

Zur Aufnahme der Proben dient eine Kammer aus vernickeltem Eisen, die mit den notwendigen Durchführungen versehen ist und auf einer Seite ein Glasfenster hat (für die Lichtsondenabtastung), welches bei den Gleich- und Wechselstrommessungen mit einem Blechdeckel verschlossen wird. Das Gas, in dem die Probe untersucht werden soll, durchströmt die Meßkammer mit einer Geschwindigkeit von etwa 10 l/h. Die Messungen werden durchgeführt in trockenem Sauerstoff, trockenem Stickstoff¹⁶ und Stickstoff mit 50% relativer Feuchte, welcher durch Mischen eines trockenen und eines feuchtigkeitsgesättigten Stickstoffstroms hergestellt wird.

Die in Abschnitt 2 wiedergegebenen Kurven beziehen sich auf Messungen an 4 Proben, von denen je 2 aus ein und demselben Schichtkristall herausgeschnitten wurden, eine dicke (mit nahezu quadratischem Querschnitt) und ein dünnes Blättchen. Diese beiden werden gleichzeitig in die Kammer eingebaut und parallel-laufend gemessen. In Tab. 1 sind die Abmessungen und spezifischen Widerstände der Proben angegeben.

Die pn-Stäbchen, die etwa 10 bis 15 mm lang waren, wurden an beiden Enden mit sperrfreien Kontakten

¹⁴ Dieser Meßplatz wurde von Herrn Dr. W. Bösenberg aufgebaut. Wir danken ihm für Beratung bei der Messung.

¹⁵ F. S. GOUCHER, Phys. Rev. **81**, 475 [1951].

¹⁶ Verwendet wurde „technischer Sauerstoff“ ($O_2 > 99\%$, Rest N_2 und Edelgase) und „Stickstoff rein“ ($O_2 < 1\%$), beide von der Gesellschaft für Linder Eismaschinen. Getrocknet wurde mit Blaugel.

versehen, in CP 8¹⁷ geätzt, gründlich gespült in doppelt destilliertem Wasser und durch vorsichtiges Abpumpfen mit Filterpapier getrocknet.

Probe-Nr.	c cm	d cm	$Q=c \cdot d$ cm ²	$B=2(c+d)$ cm	ϱ_n Ω cm	ϱ_p Ω cm
4 a	0,64	0,54	0,35	2,36	30	48
4 b	0,67	0,018	0,012	1,38		
5 a	0,96	0,835	0,80	3,59	0,04	95
5 b	0,865	0,050	0,043	1,83		

Tab. 1. Abmessungen und spezifische Widerstände der Proben. c und d Querdimensionen, Q Querschnittfläche, B Umfangslänge, ϱ_n und ϱ_p spezifischer Widerstand auf der n- bzw. p-Seite.

2. Meßergebnisse

a) Sperrstrom

Durch die Meßkammer mit den frisch geätzten Proben wird zunächst trockener Stickstoff geleitet, und die Änderung des bei 1 Volt gemessenen Sperrstroms über längere Zeit verfolgt. (Die Spannung wird immer nur für den Moment der Messung eingeschaltet.) Nachdem die Proben 24 Stunden im strömenden Stickstoff gewesen sind und der Sperrstrom sich seit einigen Stunden nicht mehr geändert hat, wird der Stickstoffstrom unterbrochen und statt dessen trockener Sauerstoff durch die Kammer geleitet. Dabei zeigt sich ein rasches Zurückgehen des Sperrstroms auf etwa $\frac{1}{4}$ seines Ausgangswertes (Abb. 2). Nach etwa 20 Minuten hat der Sperrstrom seinen neuen Gleichgewichtswert erreicht. Ersetzt man den Sauerstoff wieder durch Stickstoff, so steigt

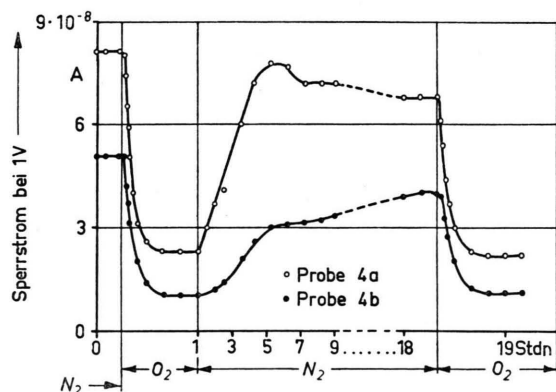


Abb. 2. Zeitliche Änderung des Sperrstroms bei Wechsel zwischen trockenem N_2 und trockenem O_2 .

¹⁷ CP 8 hat fast dieselbe Zusammensetzung wie die bekannte CP 4-Ätzlösung, nur daß sie kein Brom enthält.

der Sperrstrom wieder in die Nähe seines ursprünglichen Wertes, nur geht diesmal die Änderung wesentlich langsamer vor sich als vorhin. Bei erneutem Einleiten von Sauerstoff fällt der Sperrstrom wieder in derselben Weise ab wie beim ersten Mal und erreicht ziemlich genau denselben Endwert. Es lassen sich weitere Zyklen anreihen, immer erhält man etwa dieselben Werte. Die auftretenden Änderungen sind also reversibel.

Die hier geschilderte zeitliche Änderung des Sperrstroms ist in erster Linie durch die Einstellung des Adsorptionsgleichgewichts bedingt. Die Einstellung des Elektronengleichgewichts zwischen den durch die Adsorption erzeugten Oberflächenzuständen und den Zuständen des Leitungsbandes beansprucht viel weniger Zeit (s. unten) als der Sperrstrom hier braucht, um seinen Gleichgewichtswert in Stickstoff zu erreichen.

Geht man von trockenem Stickstoff auf feuchten Stickstoff über, so steigt der Sperrstrom beträchtlich an, um nach etwa 1 Stunde einen neuen Festwert zu erreichen. Auch diese Änderung kann rückgängig gemacht werden, indem man wieder trockenen Stickstoff einleitet. Zur Rückbildung werden hier einige Stunden benötigt.

Die im folgenden wiedergegebenen Meßkurven sind jeweils nach Einstellung des Adsorptionsgleichgewichts aufgenommen worden. Abb. 3 zeigt den

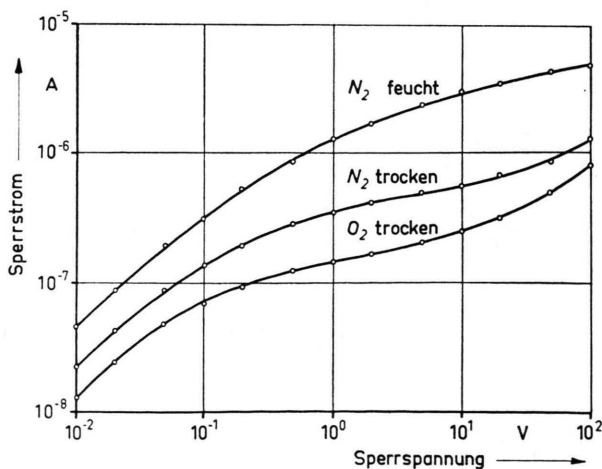


Abb. 3. Sperrkennlinien der Probe 5a in verschiedener Atmosphäre.

Einfluß der Atmosphäre auf die Sperrkennlinie. Die Kennlinien wurden von Punkt zu Punkt zügig durchgemessen. In feuchtem Stickstoff beobachtet man bei höheren Spannungen ein langsames Anwachsen des

Stromes (siehe Abb. 4), und zwar bei allen Proben in ähnlicher Weise. Ein solches Nachkriechen des Sperrstroms nach Spannungserhöhung hat z.B. auch FRÖSCHLE¹⁰ bei Messungen an Germanium-pn-Stäbchen gefunden. Durch Abtasten des Potentialverlaufs konnte er zeigen, daß gleichzeitig mit dem Anwachsen des Sperrstroms die Sperrspannung immer weiter in den Channel eindringt, so daß sich die wirksame Channel-Länge vergrößert. STATZ und Mitarbeiter¹³ haben an pnp-Strukturen die Leitfähigkeit von p-Inversionsschichten auf n-Silicium gemessen.

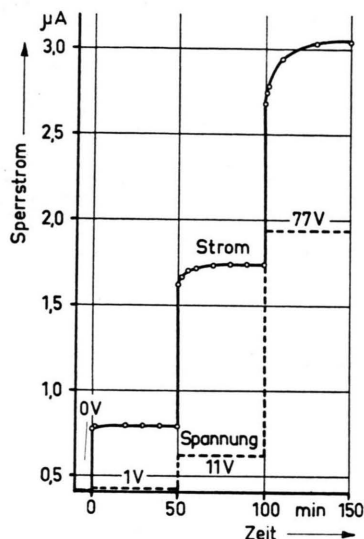


Abb. 4. Zeitlicher Verlauf des Sperrstroms nach Spannungserhöhung.

Sie stellen fest, daß die Leitfähigkeit der Inversionsschicht unmittelbar nach Spannungserhöhung auf einen sehr kleinen Wert absinkt, um dann langsam wieder anzusteigen auf den neuen Gleichgewichtswert. Die Zeitkonstante dieses Anstiegs liegt zwischen einigen Minuten und einer Stunde, je nach der Vorbehandlung der Oberfläche. Im allgemeinen ist die Zeitkonstante um so größer, je länger die Probe sich zuvor im Sauerstoff-Ozon-Gemisch befand, je dicker also die Oxydschicht war. Dies deutet darauf hin, daß die Zeitkonstante bedingt ist durch den Elektronenaustausch durch die Oxydschicht hindurch, der erforderlich ist, um das Gleichgewicht zwischen den Elektronenzuständen außen auf der

Oxydschicht und denen des Leitungs- bzw. Valenzbandes im Silicium herzustellen.

Das langsame Ansteigen der Channel-Leitfähigkeit¹⁸ sowie das – zum Teil dadurch bedingte – Anwachsen der wirksamen Channel-Länge erklärt den langsamen Anstieg des Sperrstromes. Ob die dabei auftretende Zeitkonstante nur durch den Elektronenaustausch über die Oxydschicht bedingt ist, wie seither allgemein angenommen wurde, oder ob hier vielleicht auch eine Wanderung von Ionen im elektrischen Feld längs der Oberfläche¹⁹ mit im Spiel ist, kann zur Zeit nicht eindeutig entschieden werden.

b) Lichtsonden-Abtastung

Nach CHRISTENSEN u. a.^{3,4} sind die durch Lichtsonden-Abtastung gewonnenen Photospannungskurven in ihrer Form von der Sperr-Vorspannung U_{sp} abhängig, wenn sich an der Oberfläche des Kristalls eine Inversionsschicht befindet. Diese Kurven wurden deshalb stets bei verschiedenen Vorspannungen gemessen.

Befand sich die Probe in trockenem Sauerstoff, so erwiesen sich die Kurven als spannungsunabhängig (Abb. 5 a). In trockenem Stickstoff gemessen, wird der Anstieg der Kurven auf der p-Seite um so flacher, je größer U_{sp} ist (Abb. 5 b). Aber auch die Null-Volt-Kurve ist gegenüber den Kurven der Abb. 5 a merklich angehoben. Geht man zu feuchtem Stickstoff über, so verläuft die Kurve für die Probe 5 a auf der p-Seite nahezu horizontal, bei $U_{sp} = 10$ Volt sogar vollkommen (Abb. 5 c). Nicht ganz so stark ausgeprägt ist der Effekt bei Probe 5 b (Abb. 5 d). Dort läuft die Kurve auch bei 10 Volt nur etwa 1 mm lang horizontal von der pn-Schicht weg. Durch weiteres Steigern der Hilfsspannung ließ sich der horizontale Teil nicht mehr verlängern. In Abb. 5 e sind die in den verschiedenen Gasen jeweils mit $U_{sp} = 1$ Volt gemessenen Kurven für die Probe 4 a zusammengestellt. Wie man sieht, wird die Flanke auf der n-Seite durch den Wechsel der Atmosphäre nicht verändert, abgesehen von den letzten Ausläufern, die schon zwei Zehnerpotenzen unter dem Maximum liegen.

Angesichts dieser Kurven besteht kein Zweifel mehr, daß sich in feuchtem Stickstoff auf der p-Seite ein Channel bildet, der zwar bei den einzelnen Pro-

¹⁸ Gemeint ist die spezifische Oberflächenleitfähigkeit, die auf 1 cm^2 bezogen und in Ohm^{-1} gemessen wird.

¹⁹ Auf diese Möglichkeit hat neuerdings KINGSTON wieder hingewiesen (R. H. KINGSTON, J. Appl. Phys. 27, 101 [1956]).

Die Ionen sollen nicht direkt zur Leitfähigkeit beitragen, sondern nur durch ihre Ladung die Ausbildung des Channels beeinflussen.

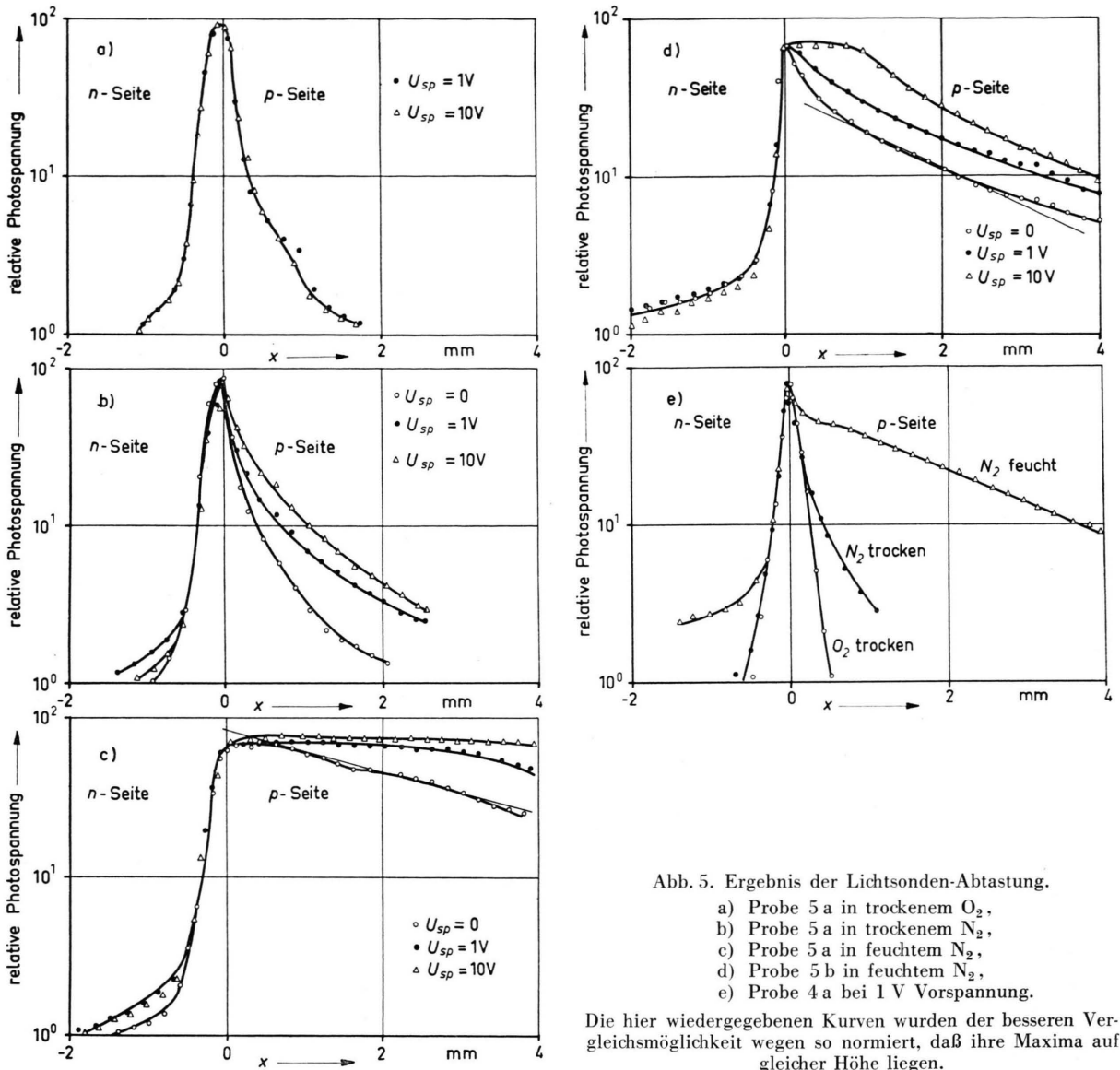


Abb. 5. Ergebnis der Lichtsonden-Abtastung.

- a) Probe 5 a in trockenem O_2 ,
- b) Probe 5 a in trockenem N_2 ,
- c) Probe 5 a in feuchtem N_2 ,
- d) Probe 5 b in feuchtem N_2 ,
- e) Probe 4 a bei 1 V Vorspannung.

Die hier wiedergegebenen Kurven wurden der besseren Vergleichsmöglichkeit wegen so normiert, daß ihre Maxima auf gleicher Höhe liegen.

ben verschieden stark ausgeprägt ist. Auch in trockenem Stickstoff ist dieser Channel schon leicht angedeutet. Hier könnten jedoch Zweifel auftreten, ob das Anheben der Photospannungskurve auf der p-Seite nicht durch eine Vergrößerung der Diffusionslänge der Elektronen im p-Material bedingt ist, wie dies als Folge einer verringerten Oberflächenrekombination denkbar wäre²⁰. Dann müßte aber der Sperrstrom kleiner werden beim Übergang von Sauerstoff zu Stickstoff, und nicht größer, wie be-

obachtet wurde. Einen weiteren Beweis dafür, daß sich wirklich ein Channel gebildet hat, liefert die Kapazitätsmessung.

c) Kapazitätsmessung

Die Kapazität der Oberflächensperrschicht liegt parallel zur Kapazität der Hauptschicht. Vor ihr liegt noch der Widerstand des Channels (genau genommen handelt es sich um eine Kette von RC-Gliedern). Die Kapazität des Channels wird deshalb nur bei genügend tiefen Frequenzen voll in Erscheinung treten. Aus diesem Grund wurden die Kapazi-

²⁰ Siehe z. B. D. T. STEVENSON u. R. J. KEYES, *Physica* **20**, 1041 [1956]; LAW u. MEIGS¹² und ADAM¹¹.

täten stets in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen, meist im Nullpunkt, d. h. ohne Vorspannung. Die zum Messen verwendete Wechselfspannung betrug 10 mV.

Abb. 6 zeigt solche Messungen an der Probe 5 a. In trockenem Sauerstoff ist die gemessene Kapazität nahezu unabhängig von der Frequenz, wenn wir von

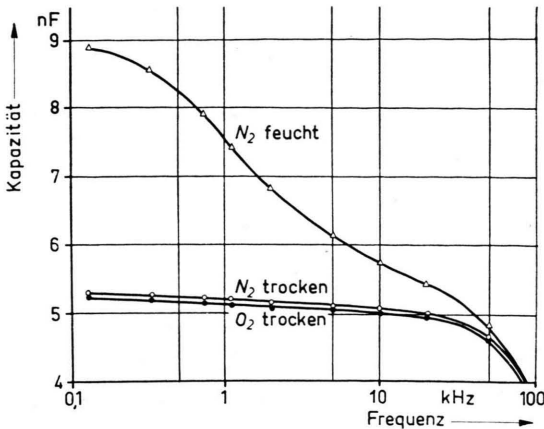


Abb. 6. Frequenzabhängigkeit der Kapazität bei Probe 5 a.

dem Absinken bei hohen Frequenzen (> 30 kHz) absehen, das durch den Bahnwiderstand des angrenzenden Materials bedingt ist. In trockenem Stickstoff ergibt sich eine geringfügige Erhöhung der Kapazität, die bei Probe 4 a (Abb. 7) nach tiefen Frequenzen hin zunimmt. In feuchtem Stickstoff tritt die erwartete Zusatzkapazität auf, die nach tiefen Frequenzen hin zunimmt und dort in die Größenordnung der ursprünglichen Sperrschichtkapazität kommt. Bei 130 Hz scheint für die Probe 5 a schon fast die volle Kapazität der Inversionsschicht gemessen zu werden

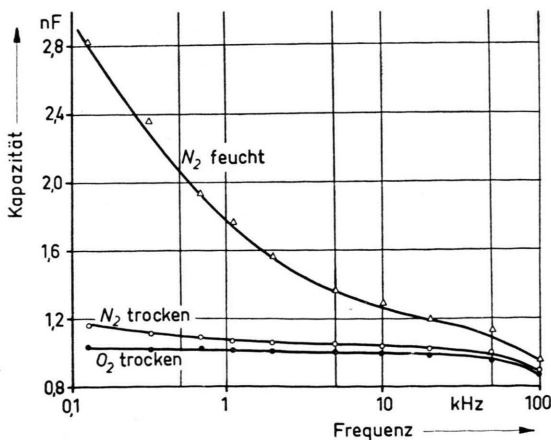


Abb. 7. Frequenzabhängigkeit der Kapazität bei Probe 4 a.

(die Kurve läuft hier schon fast horizontal), während sie bei Probe 4 a offensichtlich noch nicht erreicht wird. Eine Messung bei Frequenzen unter 130 Hz war mit unserer Brücke nicht möglich. Die durch die Feuchtigkeit hervorgerufene Zusatzkapazität verschwindet wieder vollständig, wenn der feuchte Stickstoffstrom durch einen trockenen ersetzt wird. Dies wurde mehrfach an verschiedenen Proben nachgeprüft.

Durch die Kapazitätsmessungen ist vollends erhärtet, daß Feuchtigkeit auf p-Silicium einen Channel erzeugt. Demnach wird auch der erhöhte Sperrstrom im wesentlichen dem Channel zuzuschreiben sein und nicht einer Ionenleitung. Im Fall einer Ionenleitung wären wesentlich steilere Kennlinien zu erwarten, als sie hier gemessen wurden (vgl. Abb. 3). Dieser Befund ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von LAW und MEIGS¹², die bei Silicium bis zu einer relativen Feuchte von 80% keine Ionenleitung finden, sondern nur Channel-Bildung. Die Verfasser machen dafür die auf Silicium stets vorhandene Oxydschicht verantwortlich.

3. Auswertung und Deutung der Messungen

a) Vorbetrachtungen

Um die Leitfähigkeit der Randschicht berechnen zu können, muß man die Potentialverteilung senkrecht zur Oberfläche, die Raddichte der Elektronen und ihre Beweglichkeit in der Randschicht kennen. Es sei zunächst eine Randschicht angenommen, die homogen ist über die ganze Oberfläche, so daß wir mit einem eindimensionalen Modell rechnen können, dessen Achse, die y -Achse, von der Oberfläche in den Halbleiter hinein zeigt. Ein solches Bandmodell ist in Abb. 8 dargestellt. E_c ist die untere Kante des Leitungsbandes, E_v die obere des Valenzbandes, E_i die Energie, bei der das FERMI-Niveau im Fall der Eigenleitung liegt und ψ das elektrostatische Potential. Eine positive Oberflächenladung (hier nicht gezeichnet) bewirkt eine Bandabwölbung an der Oberfläche um den Betrag

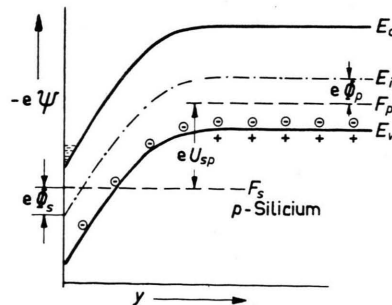


Abb. 8. Bandmodell eines p-Halbleiters mit Inversionsrandschicht.

$e V_d = e(\Phi_p + \Phi_s)$. Diese Bandabwölbung wird im Falle einer angelegten Sperrspannung U_{sp} vergrößert um den Betrag $e U_{sp}$. (Um diesen Betrag liegt das Quasi-FERMI-Niveau F_s , welches die Besetzung der Zustände des Leitungsbandes an der Oberfläche regelt, tiefer als das FERMI-Niveau F_p im Halbleiterinnern.) Insgesamt wird damit der Potentialunterschied zwischen der Oberfläche und dem Halbleiterinnern

$$V_s = U_{sp} + V_d = U_{sp} + \Phi_p + \Phi_s.$$

Vernachlässigt man den Beitrag der Defektelektronen zur Raumladung in der Randschicht, so erhält man durch einmalige Integration der Poisson-Gleichung die Feldstärke an der Oberfläche:

$$E_s = \sqrt{\frac{2e}{\epsilon \epsilon_0} (N_a V_s + n_s U_T)}. \quad (1)$$

Dabei ist N_a die Dichte der Akzeptoren, n_s die Randdichte der Elektronen (für $y=0$) und $U_T = kT/e$ das Voltäquivalent der Temperatur. ϵ ist die Dielektrizitätskonstante von Silicium, ϵ_0 die Verschiebungskonstante. Für nicht zu kleine Spannungen kann $n_s U_T$ gegen $N_a V_s$ vernachlässigt werden. Die Zahl N der Leitungselektronen pro cm^2 Oberfläche erhält man durch Integration von der Oberfläche ins Halbleiter-Innere:

$$N = \int_0^\infty n(y) dy = n_s \int_0^\infty \exp(-E_y y/U_T) dy = \frac{U_T}{E_s} n_s. \quad (2)$$

Dabei wurde angenommen, daß die Feldstärke in der elektronenführenden Schicht im wesentlichen konstant ($=E_s$) ist²¹. Die Größe U_T/E_s stellt die effektive Dicke w dieser Schicht dar. Ist w kleiner als die mittlere freie Weglänge l_s der Elektronen im ungestörten Gitter, so wird die Beweglichkeit der Elektronen herabgesetzt durch die häufigen Reflexionen an der Oberfläche. Nach SCHRIEFFER²² wird für $w \ll l_s$ die effektive Beweglichkeit $\mu_{\text{eff}} = 3w \mu_n / l_s$, wobei μ_n die Beweglichkeit der Elektronen im ungestörten Gitter ist. Die spezifische Oberflächenleitfähigkeit g , das ist die Leitfähigkeit der Inversionsschicht, bezogen auf 1 cm Länge und 1 cm Breite, ist

$$g = e N \mu_{\text{eff}}. \quad (3)$$

Setzt man hier die obigen Ausdrücke für N und μ_{eff} ein und beachtet noch, daß $n_s = n_i \exp(\Phi_s/U_T)$ ist, so erhält man mit KINGSTON⁷

$$g = \frac{3 U_T^2 \epsilon \epsilon_0 n_i \mu_n}{2 l_s N_a V_s} \exp(\Phi_s/U_T). \quad (4)$$

Nimmt man an, daß Φ_s unabhängig ist von V_s , so wird

$$g \sim 1/V_s. \quad (5)$$

KINGSTON fand diese Beziehung bei seinen Messungen an Inversionsschichten auf Germanium bestätigt und

schloß daraus auf die Konstanz von Φ_s . Diese wurde bei Germanium einwandfrei nachgewiesen von DE MARS, STATZ und DAVIS⁵, während dieselben Autoren bei Silicium eine geringfügige Abhängigkeit von der angelegten Spannung fanden¹³. Zu diesem Ergebnis gelangen sie auf Grund von Messungen der Gleichgewichtsleitfähigkeit des Channels; dabei befinden sich die Elektronen in den Oberflächenzuständen, insbesondere auch die in den „äußeren Oberflächenzuständen“, schon im Gleichgewicht mit denen des Leitungs- bzw. Valenzbandes. Wenn Φ_s unabhängig ist von V_s , so bedeutet dies, daß die Dichte dieser Zustände so groß ist, daß eine unmerkliche kleine Verschiebung des Quasi-FERMI-Niveaus F_s ausreicht, um nach einer Änderung der angelegten Spannung das Gleichgewicht zwischen den Elektronen in den Oberflächenzuständen und denen im Leitungs- bzw. Valenzband dicht unter der Oberfläche wiederherzustellen.

b) Gleichstromverhalten des Channels

Der im Channel fließende Strom $I(x)$ erzeugt einen Spannungsabfall

$$dU/dx = -I(x)/gB \quad (6)$$

(B ist der Umfang des pn-Stäbchens). Der Strom $I(x)$ wird kleiner mit wachsendem Abstand von der Hauptschicht, da laufend ein Strom I_y über die Oberflächensperrschicht abgezweigt wird:

$$dI = -B j_y dx. \quad (7)$$

j_y ist ein Sperrstrom, der der WAGNERSchen Formel genügen soll:

$$j_y = j_s (1 - \exp[-U/U_T]), \quad (8)$$

wo U die an der betreffenden Stelle der Oberflächensperrschicht liegende Sperrspannung ist. Durch Kombination von (6), (7) und (8) erhält man für $U(x)$ die Gleichung

$$j_s (1 - \exp[-U/U_T]) = g \frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{dg}{dU} \left(\frac{dU}{dx} \right)^2. \quad (9)$$

Betrachten wir zunächst den Bereich nicht zu kleiner Sperrspannungen ($U \gg U_T$) und nehmen für $g(U)$ die Beziehung (5) an in der Form

$$g = 1/AU, \quad (10)$$

so erhält man als Integral von (9)

$$U(x) = U_0 \exp(\frac{1}{2} A j_s x^2 + Cx). \quad (11)$$

U_0 ist die Spannung an der Stelle $x=0$, d. h. die von außen angelegte Spannung. Über die Konstante C kann noch verfügt werden. McWHORTER und KINGSTON⁴ nehmen für den Channel eine Länge l an, so daß für $0 < x < l$ $j_y = j_s$ ist, während für $x > l$ $j_y = 0$ sein soll. An der Stelle $x=l$ sei die Spannung auf den

²¹ Diese Näherung verwendet auch KINGSTON⁷. Eine ausführlichere und exaktere Behandlung findet sich bei⁸ und¹³, sowie bei R. H. KINGSTON u. F. S. NEUSTADTER, J. Appl. Phys. **26**, 718 [1955].

²² J. R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. **97**, 641 [1955].

Wert U_1 abgefallen. Unter diesen Voraussetzungen liefert (11) zusammen mit (6) für den Gesamtstrom, der über den Channel fließt

$$I_z = j_s B l = B \sqrt{\frac{2 j_s}{A} \ln \frac{U_0}{U_1}}. \quad (12)$$

Abb. 9 a zeigt den Zusatz-Sperrstrom²³, der bei den Proben 5 a und 5 b in feuchtem Stickstoff auftrat. Es fällt auf, daß dieser Strom bei 5 a um den Faktor 10 größer ist als bei 5 b, obwohl die Oberfläche (d. h. der Umfang) von 5 a nur doppelt so groß ist als die von 5 b. Wie weiter unten gezeigt wird, kann aus den Photospannungskurven entnommen werden, daß die Oberflächenleitfähigkeit g bei 5 a wesentlich größer ist als bei 5 b. Anscheinend haben die Proben ein unterschiedliches Adsorptionsvermögen für Wasser.

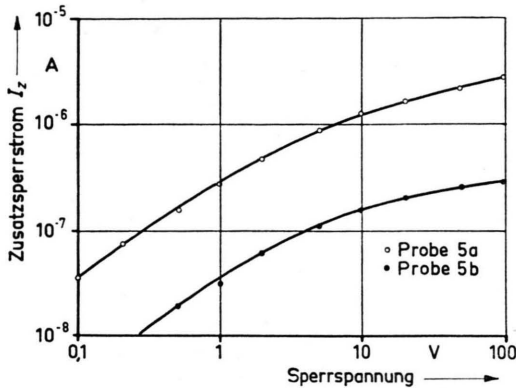


Abb. 9 a. Der Zusatzsperrstrom bei vorhandenem Channel.

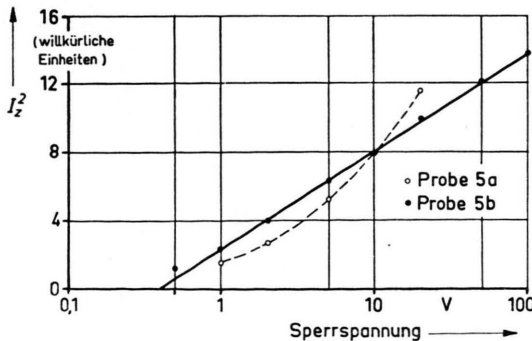


Abb. 9 b. Umzeichnung der Kennlinien von Abb. 9 a (für die beiden Proben sind auf der Ordinate verschiedene Maßstäbe gewählt).

Um einen direkten Vergleich der in Abb. 9 a dargestellten Kennlinien mit der Gl. (12) zu ermöglichen, ist in Abb. 9 b das Quadrat des Zusatzstromes über dem Logarithmus der angelegten Spannung

aufgetragen. Für Probe 5 b ergibt sich eine Gerade, wie dies Gl. (12) fordert. Bei Probe 5 a folgt der Zusatzstrom offensichtlich nicht der Gl. (12). Da bei dieser Probe die Channel-Leitfähigkeit wesentlich größer ist als bei 5 b, ist anzunehmen, daß wegen der großen Randdichte der Elektronen dort $n_s U_T$ gegen $N_a V_s$ nicht mehr vernachlässigt werden kann, wie das bei der Ableitung von (5) vorausgesetzt war.

c) Bestimmung der Oberflächenleitfähigkeit aus den Photospannungs-Kurven

Daß die flache Neigung der Photospannungskurven nicht als Folge eines vergrößerten Laufweges der Minoritätsträger zu verstehen ist, wurde schon oben gezeigt. Sie ist vielmehr bedingt durch den Spannungsabfall im Channel und durch den Nebenschluß, welchen die Oberflächensperrschicht in bezug auf den Meßkreis darstellt. Besonders einfach gestalten sich die Überlegungen für den Fall, daß bei der Messung *keine Vorspannung* an der Probe liegt. Dann hat nämlich der Channel über seine ganze Länge eine konstante Leitfähigkeit g_0 , vorausgesetzt, daß die durch die Lichteinstrahlung hervorgerufene Störung genügend klein ist. Bei unseren Messungen ohne Vorspannung war die erzeugte Photospannung stets kleiner als 20 mV. Da die Bandaufwölbung bei einem gut ausgebildeten Channel etwa 300 mV beträgt, kann die durch Lichteinstrahlung hervorgerufene Änderung vernachlässigt werden. Damit wird dg/dx bzw. $dg/dU = 0$, und da außerdem $U < U_T$ ist, vereinfacht sich (9) zu

$$j_s \frac{U}{U_T} = g_0 \frac{d^2 U}{dx^2}. \quad (13)$$

Diese Gleichung ergibt für $U(x)$ die einfache Exponentialfunktion

$$U(x) = U_0 e^{-\alpha x} \quad \text{mit} \quad \alpha = \sqrt{\frac{j_s}{g_0 U_T}}. \quad (14)$$

Als Nullpunkt der x -Achse wird jetzt zweckmäßig die Einstrahlungsstelle gewählt, an der die Photospannung erzeugt wird. Im Abstand x von dieser Stelle befindet sich die Hauptspererschicht. Bis dorthin ist die Photospannung auf den Wert $U(x)$ abgefallen, der am Meßwiderstand auftritt. Mit zunehmender Entfernung des Lichtflecks vom pn-Übergang müßte also die gemess-

²³ Der Zusatz-Sperrstrom ist der Sperrstrom der Channel-behafteten Probe abzüglich des Stromes, der an der Probe ohne Channel gemessen wird.

sene Photospannung exponentiell abfallen, vorausgesetzt, daß an jeder Einstrahlungsstelle dieselbe Photospannung U_0 erzeugt wird. Dazu ist neben einer konstanten Einstrahlung, für die Sorge getragen wurde, notwendig, daß die „Photozelle“ im Leerlauf betrieben wird, d. h., daß der „Lastwiderstand“ genügend groß ist. Diese Voraussetzung ist hier in unmittelbarer Nähe der pn-Schicht nicht erfüllt, da der Meßwiderstand verhältnismäßig klein war. Sobald aber der Lichtfleck ein Stück weit von der pn-Schicht entfernt ist, wird tatsächlich die Leerlaufspannung erzeugt, da sich jetzt der Channel-Widerstand zum Meßwiderstand addiert.

Dementsprechend verlaufen die halblogarithmisch aufgetragenen Photospannungs-Kurven weitgehend gerade, wenn man von der unmittelbaren Umgebung der pn-Schicht absieht. Aus der Neigung dieser Geraden erhält man den Wert von α und damit j_s/g_0 .

Um zu einer Aussage über die Größe von j_s zu kommen, betrachten wir das horizontale Stück der 10 V-Kurve in Abb. 5 d als Channel-Länge l . Nehmen wir an, daß auf dieser Länge l der Sättigungsstrom j_s über die Oberflächensperrschicht fließt, außerhalb dieser Strecke aber kein Strom, so ergibt sich

$$j_s = \frac{I_z}{Bl} = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2.$$

Nun fließt aber sicher auch bei $x > l$ noch ein Strom über die Oberflächensperrschicht, wenn schon dies wohl der kleinere Teil ist. Dies bedeutet, daß in die Berechnung von j_s ein etwas größerer Wert für l einzusetzen wäre, so daß j_s etwas kleiner wird. Da wir ohnehin keine genauen Werte angeben können, wollen wir im folgenden mit $j_s = 1 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ rechnen. LAW und MEIGS¹² fanden bei ihren Messungen auf Grund einer Abschätzung $j_s > 2 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$, also dieselbe Größenordnung. Auf jeden Fall ist dieser Sättigungsstrom der Oberflächensperrschicht viel größer als der der Volumensperrschicht.

In Tab. 2 sind die aus den Photospannungs-Kurven entnommenen α -Werte sowie die daraus mit $j_s = 1 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ berechneten Werte g_0 für drei Proben zusammengestellt.

Probe Nr.	α cm^{-1}	g_0 Ohm^{-1}
5 a	3,25	$4,0 \cdot 10^{-6}$
5 b	5,75	$1,2 \cdot 10^{-6}$
4 a	7,0	$0,8 \cdot 10^{-6}$

Tab. 2. Spezifische Oberflächenleitfähigkeit g_0 aus der Photospannungs-Kurve.

d) Bestimmung der Oberflächenleitfähigkeit aus der Kapazitätsmessung

Für den Wechselstrom stellt der Channel eine Kette von RC-Gliedern dar. Ist eine Gleichspannung angelegt, so werden infolge des Spannungsabfalls in x -Richtung sowohl die Kapazitäten als auch die Widerstände dieser Glieder Funktionen vom Abstand x . Eine Berechnung des Scheinwiderstandes, wie er von außen bei üblichen Frequenzen gemessen werden kann, bereitet deshalb große Schwierigkeiten. Betrachtet man aber den Channel ohne Vorspannung und denkt man sich die Messungen mit einem Wechselstrom sehr kleiner Amplitude ($U < U_T$) ausgeführt, so kann der Scheinwiderstand ohne weiteres berechnet werden. Denn jetzt hat man eine Kette aus lauter gleichartigen Gliedern vor sich (Abb. 10).

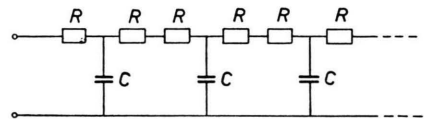


Abb. 10. Ersatzschaltbild für den Channel ohne Vorspannung²⁴.

Nehmen wir zunächst eine unendliche Kette an, so wird deren Scheinwiderstand, der sogenannte Wellenwiderstand \mathfrak{Z} , bekanntlich

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{R^2 + \frac{2R}{j\omega C}}. \quad (15)$$

Wir vollziehen den Übergang zur kontinuierlichen Anordnung, in dem wir R und C beliebig klein werden lassen, aber so, daß das Verhältnis dieser beiden Größen unverändert bleibt:

$$R/C = \beta = \text{const.}$$

Damit wird

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{2\beta}{j\omega}}.$$

Aus dem Imaginärteil von \mathfrak{Z} erhält man die bei der Kreisfrequenz ω gemessene Channel-Kapazität

$$C_{\text{gem}} = \frac{1}{\sqrt{\beta \omega}}. \quad (16)$$

²⁴ Genau genommen müßten die Kapazitäten C noch mit Parallelwiderständen versehen werden, um die Oberflächensperrschicht vollständig nachzubilden. Bei nicht zu kleinen Frequenzen können diese Widerstände jedoch außer Acht bleiben, da sie groß sind gegen die Scheinwiderstände der Kapazitäten.

Da der Channel in Wirklichkeit nicht unendlich ausgedehnt ist, gilt diese Formel nur für genügend hohe Frequenzen. Bei niedrigen Frequenzen erreicht C_{gem} einen Festwert, der gleich der gesamten Kapazität des Channels ist.

Dieses Verhalten ist z. B. bei der Probe 5 a deutlich ausgeprägt (vgl. Abb. 6). In Abb. 11 ist die Channel-Kapazität (das ist die an den Proben mit

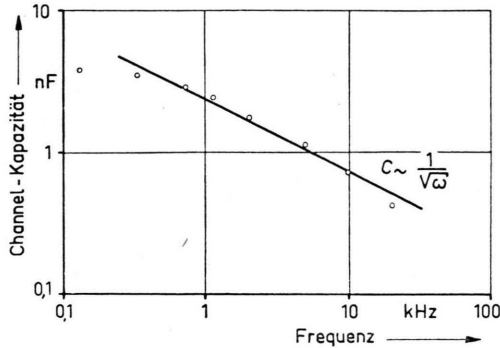


Abb. 11. Frequenzgang der Channel-Kapazität (Probe 5 a).

Channel gemessene Kapazität abzüglich der ohne Channel gemessenen) doppeltlogarithmisch über der Frequenz aufgetragen. Die gemessene Kurve strebt bei tiefen Frequenzen einem Grenzwert zu, der bei 4 nF liegt und die gesamte Kapazität des Channels angibt. Aus den bei höheren Frequenzen gemessenen Werten ergibt sich $\beta = 2,75 \cdot 10^{13} \Omega/\text{F}$. Da β das Verhältnis R/C für jede beliebige Unterteilung angibt, gibt es auch das Verhältnis der Gesamtwerte. Es wird dann

$$R = \beta C_{\text{ges}} = 1,1 \cdot 10^5 \Omega.$$

Wie aus Abb. 10 hervorgeht, ist der gesamte Widerstand des Channels gleich dem doppelten dieses Wertes. Unter Berücksichtigung der Geometrie der Probe erhält man daraus für die spezifische Oberflächenleitfähigkeit

$$g_0 = 8 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1}.$$

Dieser Wert stimmt bis auf den Faktor 2 mit dem aus der Photospannungskurve gewonnenen überein.

e) Berechnung der Randdichte der Elektronen im Channel

Wir betrachten nur den Channel ohne Vorspannung. Dort ist die gesamte Bandaufwölbung

$$V_s = \Phi_p + \Phi_s.$$

Durch Gleichsetzen von E_s aus (1) und (2) erhält man

$$N_a(\Phi_p + \Phi_s) = \frac{\epsilon \epsilon_0}{2e} \left(U_T \frac{n_i}{N} \right)^2 \cdot \exp(2\Phi_s/U_T) - n_i U_T \exp(\Phi_s/U_T). \quad (17)$$

N , die Zahl der Elektronen im Channel, bezogen auf 1 cm² Oberfläche, ergibt sich aus der spezifischen Oberflächenleitfähigkeit mit Hilfe von (3). Dazu muß die reduzierte Beweglichkeit der Elektronen im Channel bekannt sein. Dann kann Φ_s aus (17) errechnet werden.

Wir wollen zunächst die *Probe 5 a* betrachten. Dort ist, wie sich herausstellen wird, die effektive Dicke w der elektronenleitenden Schicht etwa halb so groß wie die freie Weglänge der Elektronen im ungestörten Gitter. Es wird in Anlehnung an die Formel von SCHRIEFFER angenommen, daß $\mu_{\text{eff}} = 0,8 \mu_n$ ist. Für die spezifische Oberflächenleitfähigkeit g_0 wurde der Wert aus Tab. 2 eingesetzt. Damit ergibt sich nach (3) $N = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Weiter ist $N_a = 1,4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\Phi_p = 0,23 \text{ V}$, $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Damit erhält man aus (17)

$$\Phi_s = 0,31 \text{ V} \text{ und } n_s = 4,1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}.$$

Für das Randfeld ergibt sich jetzt aus (1)

$$E_s = 7,3 \cdot 10^3 \text{ V/cm},$$

und die effektive Channel-Dicke wird

$$w = U_T/E_s = 3,4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}.$$

Im Vergleich dazu erhält man nach SHOCKLEY²⁵ für die freie Weglänge der Elektronen im ungestörten Gitter $l_s = 8,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$.

Entsprechend ergibt sich für die *Probe 4 a* mit $N_a = 2,6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und $g_0 = 0,8 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1}$

$$\Phi_s = 0,275 \text{ V},$$

$$n_s = 9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3},$$

$$E_s = 6,8 \cdot 10^3 \text{ V/cm}.$$

Nachdem jetzt das Randfeld bekannt ist, läßt sich die Kapazität des Channels berechnen. Für die Probe 5 a ergibt sich in guter Übereinstimmung mit der Messung ein Wert von 4,5 nF.

f) Innere und äußere Oberflächenzustände

Außer den Oberflächenzuständen, die außen auf der Oxydschicht liegen und den langsamen Anstieg

²⁵ W. SHOCKLEY, „Electrons and Holes in Semiconductors“, D. Van Nostrand Company Inc., New York 1950, Seite 277.

des Sperrstroms bedingen, müssen noch andere Oberflächenzustände da sein mit sehr kurzer Einstellzeit. Daß diese bei unseren Proben in verhältnismäßig großer Zahl vorhanden sind, sieht man daraus, daß an einer Probe mit Channel der größte Teil der Stromänderung nach einer Spannungserhöhung momentan erfolgt (Abb. 4). Nehmen wir einmal an, es seien nur die äußeren Oberflächenzustände mit ihrer großen Einstellzeit vorhanden. Dann ist die positive Oberflächenladung und damit das Randfeld allein durch die Ladung Q_s in diesen Oberflächenzuständen gegeben:

$$E_s = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} Q_s.$$

Da sich im ersten Moment nach dem Umschalten Q_s praktisch noch nicht ändert, muß auch E_s konstant bleiben:

$$E_s = \sqrt{\frac{2e}{\varepsilon \varepsilon_0} (N_a V_s + n_s U_T)} = \text{const.}$$

Eine Erhöhung von V_s , wie sie die Erhöhung von U_{sp} fordert, ist dann nur möglich, wenn gleichzeitig n_s kleiner wird. n_s kann bestenfalls Null werden, dann erhält man die maximal mögliche Erhöhung von V_s :

$$\Delta V_{s \max} = \frac{n_s}{N_a} U_T.$$

Dabei bezieht sich n_s auf den Ausgangszustand. Bei Probe 5 a war für $U_{sp} = 0$ $n_s/N_a = 30$; d. h., wenn man von $U_{sp} = 0$ ausgeht, müßte schon bei Anlegen einer Sperrspannung von 0,75 V $n_s = 0$ werden. Bei Anlegen von 1 V Sperrspannung dürfte erst recht kein Strom mehr über den Channel fließen. Tatsächlich aber mißt man schon im ersten Moment nahezu

den stationären Wert des Sperrstromes, der etwa 5-mal so groß ist als der an derselben Probe ohne Channel gemessene. Demnach ist die Annahme, daß E_s sich im ersten Moment nach Anlegen der Spannung nicht ändert, mit der Messung nicht verträglich. Wir müssen vielmehr annehmen, daß Oberflächenzustände da sind, die nach dem Anlegen der Spannung momentan Elektronen ins Leitungsband nachliefern. Dadurch verringert sich die negative Ladung in diesen Oberflächenzuständen und die positive Gesamtladung der Oberfläche wird erhöht. Jetzt kann auch das Randfeld E_s erhöht werden.

Diese Oberflächenzustände liegen, wie man gemeinhin annimmt, zwischen Oxydschicht und Silicium. Man bezeichnet sie — im Gegensatz zu denen, die außen auf der Oxydschicht liegen — als „innere Oberflächenzustände“. Es sind wohl dieselben Zustände, die auch für die Oberflächenrekombination verantwortlich sind. Ein Vergleich mit den Messungen von FRÖSCHLE¹⁰ zeigt, daß die Dichte der inneren Oberflächenzustände bei Silicium wesentlich größer ist als bei Germanium²⁶. STATZ und Mitarbeiter finden die Zustandsdichte bei Germanium⁶ zu etwa 10^{11} cm^{-2} , bei Silicium¹³ zu ungefähr 10^{12} cm^{-2} . Dies ist im Einklang mit der Tatsache, daß man bei Silicium im allgemeinen eine wesentlich größere Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit mißt als bei Germanium.

Herrn Prof. Dr. K. SEILER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein stets förderndes Interesse und manchen guten Ratschlag bei ihrer Durchführung, Herrn Dr. G. ADAM für viele wertvolle Diskussionen.

²⁶ FRÖSCHLE findet nur den langsamen Stromanstieg nach Spannungserhöhung.