

Temperaturen sollen nur schwache elektrische Felder ($< 1 \text{ V/cm}$) vorliegen. Bei höheren Feldern können wegen der Stoßionisationseffekte besondere Rauscherscheinungen auftreten^{28, 29}. In Abb. 11 sind drei charakteristische Feldstärkeabhängigkeiten des Rekombinationsrauschens ausgewählt worden. Kurve 1 zeigt für eine p-Probe, daß streng die quadratische Abhängigkeit von der Feldstärke gilt. n-Kristalle hingegen hatten nur in besonders günstigen Fällen über weite Bereiche die geforderte Proportionalität zu F^2 . Häufig ergeben sich Abweichungen von der Form der Kurve 2 und 3 in Abb. 11. Bei Kurve 2 wurde das Rauschen zwischen den Potential- und bei Kurve 3 zwischen den Stromkontakten einer n-Probe gemessen. Kurve 3 zeigt eine starke Abweichung vom F^2 -Verhalten, während bei Kurve 2, die im

Prinzip eine ähnliche Form hat, diese Abweichungen wesentlich geringer sind. Dies erweckt den Eindruck, daß eine solche ungewöhnliche Kurvenform auf Kontakteinflüsse zurückzuführen ist.

Der Schroteffekt müßte eine deutliche Proportionalität zu F ergeben, was aber niemals über größere Bereiche beobachtet wurde.

Das $1/f$ -Rauschen hängt unterhalb 20°K in den meisten Fällen quadratisch oder auch mit einer höheren Potenz von F ab.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. G. LAUTZ für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine wertvolle Unterstützung. Herrn Prof. Dr. E. JUSTI danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung der Versuche. Der Firma Telefunken und der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei ferner für materielle Unterstützung gedankt.

²⁸ G. LAUTZ u. M. PILKUHN, Naturwiss. 47, 198 [1960].

²⁹ M. PILKUHN, Z. Naturforsch. 16 a, 182 [1961]; nachstehend.

Schwankungserscheinungen bei der Ausbildung von Stoßionisationslawinen in Ge-Einkristallen zwischen 5° und 10°K *

Von MANFRED PILKUHN

Aus dem Institut für Technische Physik der Technischen Hochschule Braunschweig
(Z. Naturforsch. 16 a, 182—187 [1961]; eingegangen am 24. August 1960)

Bei den in Ge-Einkristallen bei tiefen Temperaturen beobachteten Durchschlagsvorgängen ist mit der Leitfähigkeitszunahme ein Anstieg des Rauschens um einige Zehnerpotenzen verknüpft. Aus der Frequenzabhängigkeit ist ersichtlich, daß es sich um ein Rekombinationsrauschen handelt. Aus seiner Zunahme wird direkt eine Trägervermehrung erschlossen, die bereits im Vordurchschlagsgebiet einsetzt. Der elektrische Durchschlag und die thermische Widerstandsabnahme können durch Rauschmessungen gegeneinander abgegrenzt werden.

Bei tiefen Temperaturen ist das OHMSche Gesetz in Germanium-Einkristallen nur bei geringen elektrischen Feldstärken erfüllt. Eine durchschlagsähnliche Leitfähigkeitszunahme wurde unterhalb 10°K in stärkeren Feldern zuerst von ESTERMAN, FONER und ZIMMERMAN¹ und GERRITSEN² beobachtet. Bei einer kritischen Feldstärke, der „Durchschlagsfeldstärke“, tritt ein steiler Abfall des elektrischen Widerstandes auf. Die Durchschlagsfeldstärke ist bei reinen Proben (Störstellenkonzentration 10^{13} bis 10^{14} cm^{-3}) besonders niedrig und hat die Größe von einigen V/cm . Die ersten Abweichungen vom

OHMSchen Gesetz zeigen sich jedoch schon bei Feldstärken der Größenordnung Zehntel V/cm .

SCLAR, BURSTEIN, TURNER und DAVISSON³ schlossen indirekt aus HALL-Effekts- und Leitfähigkeitsmessungen auf eine Stoßionisation neutraler Störstellen durch Ladungsträger hoher Beweglichkeit, was ähnlich wie in einer TOWNSEND-Gasentladung eine lawinenartige Ladungsträgervermehrung zur Folge hat. Durch spätere Arbeiten verschiedener Autoren^{4–6} wurden diese Vorstellungen qualitativ bestätigt. Eine große Zahl von Untersuchungen befaßte sich dabei mit der Frage, ob es sich bei diesem

* Teilauszug aus einer Dissertation, Braunschweig 1960.

¹ I. ESTERMAN, A. FONER u. I. E. ZIMMERMAN, Phys. Rev. 75, 1631 [1949].

² A. N. GERRITSEN, Physica 15, 427 [1949].

³ N. SCLAR, E. BURSTEIN, W. TURNER u. I. W. DAVISSON, Phys. Rev. 91, 215 [1953].

⁴ S. H. KOENIG u. G. R. GUNTHER-MOHR, J. Phys. Chem. Solids 2, 268 [1957].

⁵ G. FINKE u. G. LAUTZ, Z. Naturforsch. 12 a, 223 [1957]; 14 a, 62 [1959].

⁶ E. I. ABAULINA-ZAVARITSKAJA, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 36, 1342 [1958].



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

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

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

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

Effekt tatsächlich um Vorgänge im Halbleiterinnern handelt. Durch Leitfähigkeitsmessungen im Impulsbetrieb und durch verschiedene Oberflächenbehandlungen und Kontaktanordnungen, sowie verschiedene geometrische Probenformen, konnte bewiesen werden, daß eine Probenerwärmung oder ein reiner Kontakt- oder Oberflächeneffekt nicht vorliegen kann⁷.

Eine bisher ungenutzte Möglichkeit zur Untersuchung der elektrischen Durchschlagsvorgänge sind Rauschmessungen. Germanium-Einkristalle zeigen unterhalb 10 °K und bei geringen Feldstärken (< 1 V/cm), bei denen Stoßionisationseffekte noch vernachlässigbar sind, ein Rekombinationsrauschen, das durch die Rekombination der Ladungsträger mit den Fehlstellenionen hervorgerufen wird^{8,9}. Gelegentlich tritt auch ein $1/f$ -Anteil bei tiefen Frequenzen auf, der von der Oberflächenbehandlung der Probe abhängt.

Beim Tieftemperaturdurchschlag müßte die starke Trägervermehrung zusätzliche Ladungsträgerfluktuationen verursachen und damit eine Veränderung des Rekombinationsrauschens bewirken¹⁰.

1. Experimentelles

Bei Rauschuntersuchungen ist man auf Gleichstrom angewiesen, und deswegen tritt bei ungenügender Wärmeabfuhr an das umgebende Kältebad eine störende Probenerwärmung auf, besonders wenn die Kristalle keinen großen Widerstand haben. Rauschmessungen mit kurzzeitigen Impulsen (etwa 10^{-6} s), bei denen man Probenerwärmungen vermeiden könnte, lassen sich nicht durchführen.

KOENIG¹¹ hat den Einfluß der Probenerwärmung bei Durchschlagsmessungen untersucht. Dazu verglich er im Impulsbetrieb gewonnene Stromdichte-Feldstärke-Kurven mit solchen, die er durch Gleichstrommessungen bestimmte. Die Gleichstromkurven gehen bei Meßtemperaturen oberhalb 6 °K wegen der merklichen JOULEschen Wärme etwas früher in den vertikalen Durchschlagsanstieg als die entsprechenden Impulskurven über. Für den gesamten Vordurchschlagsbereich ist eine hinreichende Übereinstimmung zwischen beiden Meßmethoden gegeben.

Die Feldstärkeabhängigkeit des Stromrauschens wurde stets zusammen mit der des elektrischen Widerstandes gemessen. Dazu befand sich mit dem Kristall im gleichen Stromkreis ein Normalwiderstand (auswechselbar 10 Ω bis 100 k Ω), damit der Probenwiderstand bei denselben Stromverhältnissen wie bei der

Rauschmessung durch Vergleich der Spannungsabfälle bestimmt werden konnte.

Eine ausführliche Beschreibung der benutzten Verstärkeranordnung und der Kryostaten ist in einer vorhergehenden Veröffentlichung zu finden⁹. Die Eichung der Apparatur erfolgte hier stets durch das thermische Rauschen bekannter NYQUIST-Widerstände.

2. Meßergebnisse und ihre Deutung

Bei den untersuchten Proben wurde im OHMSchen Bereich jeweils vorher durch eine Frequenzanalyse des Stromrauschens geprüft, ob tatsächlich ein Rekombinationsrauschen vorlag und nicht etwa ein $1/f$ -Rauschen infolge schlechter Kontaktierung.

Abb. 1 zeigt eine charakteristische Feldstärkeabhängigkeit der zusätzlichen Rauschzahl und des elektrischen Widerstandes für eine sandgestrahlte

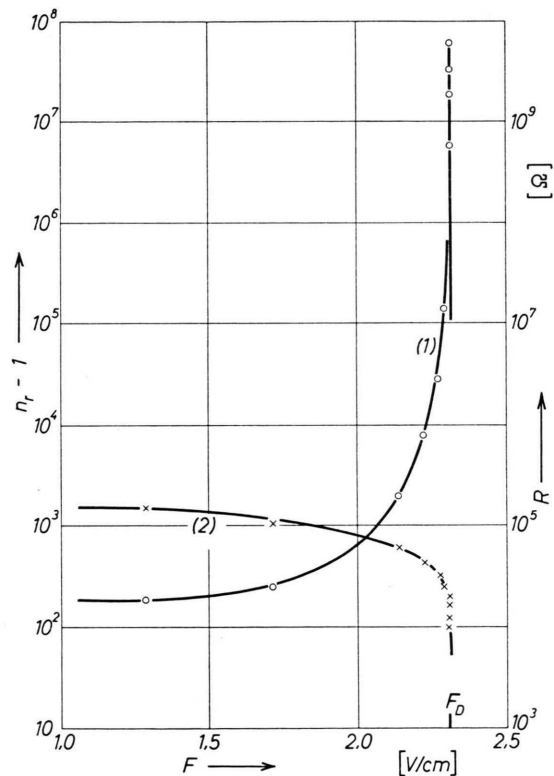


Abb. 1. Feldstärkeabhängigkeit der zusätzlichen Rauschzahl (1) und des elektrischen Widerstandes (2) bei einem p-Einkristall (Nr. p, 17; $\rho = 30 \Omega \text{ cm}$ bei 300 °K). $T = 7,0 \text{ °K}$; $f = 2,4 \text{ kHz}$; Probenlänge $L = 22 \text{ mm}$; $3 \text{ mm } \phi$. Oberfläche sandgestrahlt.

⁷ G. LAUTZ, Halbleiterprobleme VI, Vieweg, Braunschweig 1961.

⁸ G. LAUTZ u. M. PILKUHN, Naturwiss. **47**, 394 [1960].

⁹ M. PILKUHN, Z. Naturforschg. **16 a**, 173 [1960]; voranstehend.

¹⁰ G. LAUTZ u. M. PILKUHN, Naturwiss. **47**, 198 [1960].

¹¹ S. H. KOENIG, Phys. Rev. **110**, 986 [1958].

reine p-Probe bei 7 °K und 2,4 kHz. Man kann deutlich sehen, daß sich der Widerstandsabnahme (Kurve 2) ein steiler Anstieg des Stromrauschens (5 Zehnerpotenzen in Abb. 1) zuordnen läßt. Bei der kritischen Feldstärke $F_D = 2,31$ V/cm befindet sich ein scharfes Maximum. Als größte Rauschzunahme im Durchschlagsgebiet wurden in einem Fall acht Zehnerpotenzen beobachtet!

In der Abb. 2 ist der Betrag der spektralen Verteilungsfunktion W_i bei 2,4 kHz in Abhängigkeit von der Gleichstromstärke und in Korrelation zu der entsprechenden Strom-Spannungs-Kennlinie dargestellt worden. Die Messung wurde bei 6,9 °K an der gleichen Probe vorgenommen, deren Oberfläche aber diesmal geätzt war. Während im OHMSchen Bereich die zu fordernde quadratische Feldstärkeabhängigkeit beobachtet wird, tritt beim Einsetzen des starken Stromanstieges im Durchschlag zunächst eine Zunahme auf, der ein leichterer Abfall folgt, der aus meßtechnischen Gründen nicht weiter verfolgt werden konnte. Die Unabhängigkeit der Rauschzunahme von der Oberflächenbehandlung ist ein deutlicher Hinweis darauf, daß die beobachteten Erscheinungen sich im Volumen des Halbleiters und

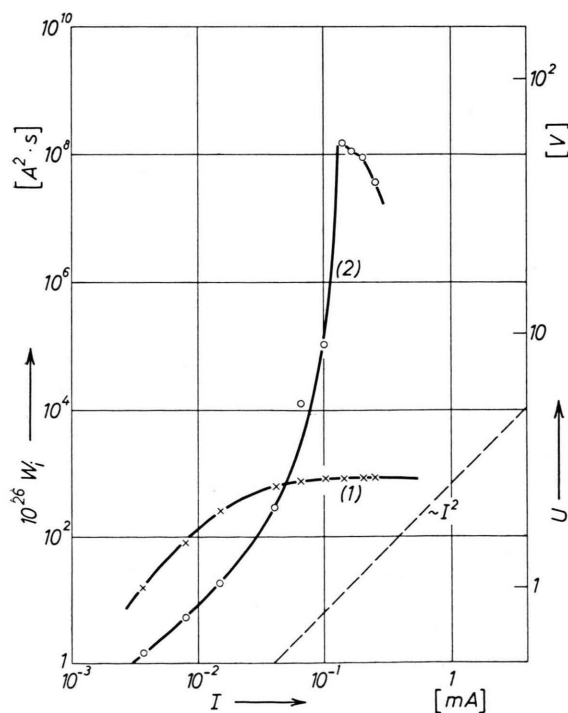


Abb. 2. Strom-Spannungs-Kennlinie (1) und Stromabhängigkeit des Betrages der spektralen Verteilungsfunktion W_i (2) für $f=2,4$ kHz und $T=6,9$ °K bei dem p-Kristall von Abb. 1. Oberfläche geätzt.

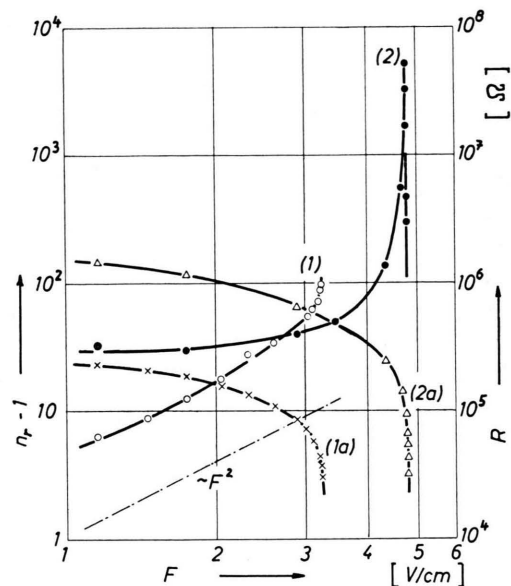


Abb. 3. Feldstärkeabhängigkeit der zusätzlichen Rauschzahl und des elektrischen Widerstandes für einen n-Ge-Einkristall (Nr. n, 16; $\rho=10$ Ω cm bei 300 °K). Kurve 1 zeigt den Fall einfacher Probenerwärmung bei $f=7$ kHz und $T=7,3$ °K (Oberfläche geätzt). Kurve 2 gilt für den Fall des elektrischen Durchschlags bei $f=4,05$ kHz und $T=6,55$ °K (Oberfläche sandgestrahlt). Kurve 1a und 2a sind die zugehörigen Widerstandskurven. $L=17,3$ mm; 1,2 mm ϕ .

nicht an seiner Oberfläche abspielen. Dies gilt sowohl für n- wie p-Kristalle.

Bei n-Proben trat der Effekt allerdings nicht so stark wie bei p-Proben hervor, er konnte aber eindeutig nachgewiesen werden, wofür Kurve 2 in Abb. 3 ein Beispiel gibt. Die n-Probe hatte einen geringen Störstellengehalt und war sandgestrahlt. Kurve 2, die bei 6,55 °K und 4,05 kHz aufgenommen wurde, hat denselben typischen Steilanstieg an der Stelle des Widerstandsabfalls (2a) wie die p-Probe in Abb. 1. Bei geringen Feldstärken weicht sie übrigens von der F^2 -Beziehung ab, was bei n-Proben häufiger beobachtet wurde. Kurve 1 und 1a werden weiter unten diskutiert.

Bei höheren Temperaturen fehlt häufig das Rauschmaximum, obwohl der Widerstand in größeren Feldern ebenfalls abnimmt. Dasselbe gilt für Proben mit hohem Störstellengehalt, von denen bekannt ist, daß ein Stoßionisationseffekt wegen der geringeren Beweglichkeit der Ladungsträger infolge stärkerer Ionenstreuung erst bei höheren Feldstärken auftritt. Man kann vermuten, daß in solchen Fällen eine einfache Probenerwärmung vorliegt, wenn die Abführung der mit zunehmender Span-

nung ansteigenden JOULEschen Wärme an die Umgebung stark behindert ist. Die Widerstandsabnahme wäre dann rein thermischer Natur. Da wir uns unterhalb 10°K in einem Bereich der exponentiellen Widerstandsänderung mit der Temperatur befinden, können geringe Temperaturverschiebungen große Widerstandsänderungen bewirken.

Aus der Form der Widerstandskurven kann man kaum entnehmen, ob es sich um einen elektrischen oder einen „Wärmedurchschlag“ handelt (vgl. z. B. Kurve 1 a mit 2 a in Abb. 3). Im folgenden soll deshalb die von der Probe aufgenommene elektrische Energie Q_{el} mit der durch Wärmeleitung abgeführten thermischen Energie Q_a verglichen werden, um so eine Abgrenzung beider Fälle zu erhalten. Q_a kann sich aus einem reinen Wärmeleitungsanteil des umgebenden Heliumgases im Probenraum, aus einem Konvektionsanteil und einem Wärmeleitungsanteil, der durch die Probenzuleitungen bewirkt wird, zusammensetzen. Konvektionsverluste lassen sich rechnerisch schlecht ermitteln und sollen unberücksichtigt bleiben, wodurch der errechnete Wert für Q_a stets etwas zu klein sein wird.

Für den Vergleich sollen nun die Zahlenwerte von Q_a und Q_{el} kurz vor dem steilen Widerstandsabfall, und zwar bei der Feldstärke $0,98 F_D$ berechnet werden, weil bei F_D selbst der Widerstand R unbestimmt ist. Q_{el} läßt sich sofort aus $0,98 F_D$ und dem dazugehörigen Widerstand R' der Widerstands-Feldstärkenkurve bestimmen. Bei einer Probenerwärmung wäre die Probentemperatur T_i aus dem Widerstands-Temperaturdiagramm mit dem Wert R' zu ermitteln, und somit kann Q_a und das Verhältnis $\alpha = Q_{el}/Q_a$ berechnet werden. Der Zahlenwert für α wird als Kriterium für die Alternative elektrischer Durchschlag – Wärmedurchschlag benutzt:

Bei reiner Probenerwärmung müßte im stationären Fall $\alpha = 1$ sein, oder, da wegen der vernachlässigten Konvektionsverluste Q_a wahrscheinlich zu klein bestimmt wurde, $\alpha \geq 1$ sein. Im Falle eines elektrischen Durchschlags ist die Probentemperatur in Wirklichkeit kleiner als der nach der obigen Methode abgelesene Wert T_i , und Q_a wurde deshalb zu groß bestimmt, d. h. es gilt $\alpha < 1$.

Es zeigte sich nun, daß ein Maximum des Rauschens vom Typ der Kurve 1 in Abb. 1 dann auftritt, wenn $\alpha < 1$ ist, d. h. ein elektrischer Durchschlagseffekt vorliegt. Für $\alpha \geq 1$ nimmt das Rauschen dagegen praktisch nur mit F^2 zu. Die kritische Durchschlagsfeldstärke kann in solchen Fällen offen-

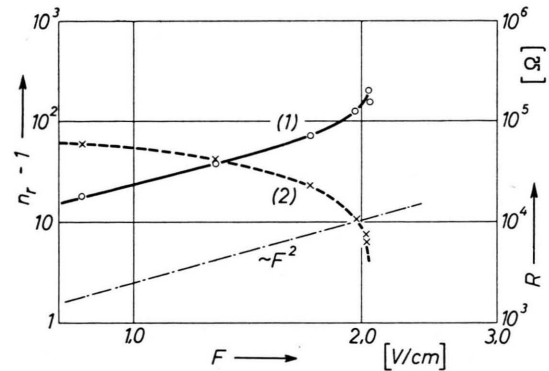


Abb. 4. Feldstärkeabhängigkeit der zusätzlichen Rauschzahl des p-Einkristalls von Abb. 1 bei einer Probenerwärmung. $T = 7,7^\circ\text{K}$; $f = 2,4$ kHz. Oberfläche geätzt.

bar gar nicht erreicht werden, weil sich schon bei geringeren Feldstärken eine Probenerwärmung vorlagert. In Abb. 4 wird für einen p-Kristall, der bei $7,7^\circ\text{K}$ in extrem schlechtem Wärmekontakt zu dem Kältebad gehalten wurde, der Einfluß einer Probenerwärmung auf die zusätzliche Rauschzahl $n_r - 1$ demonstriert. Während die Feldstärkeabhängigkeit des Widerstandes von der der Abb. 1 kaum unterscheidbar ist, zeigt das Rauschen nur eine zu F^2 proportionale Zunahme, die lediglich bei etwa 2 V/cm durch die Temperaturerhöhung etwas überschritten wird. Von einem Anstieg um mehrere Zehnerpotenzen wie in Abb. 1 ist nichts zu bemerken. Derselbe Fall einer thermischen Widerstandsabnahme liegt für eine n-Probe bei Kurve 1 und 1 a in Abb. 3 vor.

Einige Ergebnisse der obigen Rechnungen wurden in Tab. 1 eingetragen (zu Probe n, 16 vgl. Abb. 3, zu Probe p, 17 Abb. 1 und 2). Man kann feststellen, daß α und die Konvektionsverluste besonders groß bei dünnen Proben sind.

Rauschmessungen bieten also die wertvolle Möglichkeit, eine Widerstandsabnahme durch Probenerwärmung von derjenigen durch Stoßionisationseffekte zu unterscheiden. Durch das scharfe Maximum der Rauschkurven läßt sich ferner viel genauer als bisher die Durchschlagsfeldstärke F_D definieren und experimentell ermitteln.

Die bisher mitgeteilten Ergebnisse sind noch durch einen experimentellen Befund über die Art des Rauschens im Durchschlagsbereich zu ergänzen. Abb. 5 zeigt die Frequenzabhängigkeit der zusätzlichen Rauschzahl $n_r - 1$ an der Stelle des Maximums der Abb. 2. Diese Messungen erfordern eine außerordentliche Konstanz der Feldstärke und der Temperatur. Bereits eine kleine Änderung bedeutet

Probe —	$\varrho_{300^\circ\text{K}}$ in $\Omega \cdot \text{cm}$	d in mm	T in $^\circ\text{K}$	F_D in V/cm	α —	Rauschverhalten —
n, 15	20	3,0	6,2	3,62	0,51	Rauschmaximum
n, 18	0,15	0,51	6,8	7,48	6,19	Kein Maximum
n, 16	10	1,2	7,3	3,24	1,57	Schwacher Anstieg
n, 16	10	1,2	6,55	4,8	0,98	Rauschmaximum
p, 17	30	3,0	6,9	2,26	0,26	Rauschmaximum

Tab. 1. Wärmeableitung im Probenraum und das Rauschverhalten verschiedener Kristalle bei stärkeren elektrischen Feldern (d Probendicke).

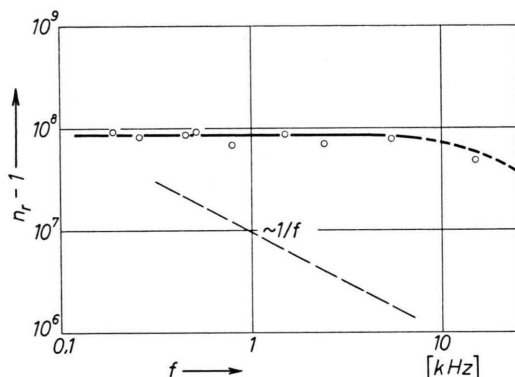


Abb. 5. Rauschspektrum an der Stelle des Maximums von Abb. 2 im Durchschlagsbereich für einen p-Kristall. $T=6,9^\circ\text{K}$. Oberfläche geätzt.

eine große Rauschverschiebung auf der Flanke des steilen Maximums. Die Frequenzkurve in Abb. 5 ist der einzige in dieser Hinsicht gelungene Versuch. Im gesamten Frequenzbereich von 100 Hz bis 10 000 Hz liegt offenbar ein weißes Rauschen vor. Auch bei den tiefsten Frequenzen ist keine Andeutung eines $1/f$ -Anteils zu bemerken, der für stark rauschende Kontakte charakteristisch gewesen wäre.

Durch die Höhe des Absolutwertes kann ein Schrotteffekt ebenfalls ausgeschlossen werden, weil sein durch die SCHOTTKY-Formel

$$n_r - 1 = e U_0 / 2 k T \quad (1)$$

unter den gegebenen Bedingungen berechneter Maximalwert $n_r - 1 = 2200$ rund fünf Zehnerpotenzen unterhalb des beobachteten Rauschens der Abb. 5 liegt. Weiterhin kann man annehmen, daß keine Temperaturfluktuationen oder elektrischen Störeffekte das Durchschlagsrauschen bewirken, da sich sonst auch im Falle einer thermischen Widerstandsabnahme ein Rauschmaximum ergeben müßte.

Um schließlich den Einfluß der Kontakte zu untersuchen, wurde die Feldstärkeabhängigkeit einmal zwischen den Potential- und danach zwischen den Stromkontakten der Probe gemessen. Der Wider-

standsabfall und das zugeordnete Rauschmaximum traten dabei bei derselben kritischen Feldstärke F_D auf, und der Kurvenverlauf war ebenfalls derselbe. Dies darf als Hinweis dafür gewertet werden, daß Kontaktphänomene nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Damit liegt es nahe, das Rauschen als Rekombinationsrauschen aufzufassen, wobei für dessen Zeitkonstante τ aus dem schwachen Abfall der Kurve in Abb. 5 nur ein oberer Grenzwert von $7 \mu\text{s}$ zu entnehmen ist.

Es bleibt die Aufgabe, die außergewöhnliche Zunahme des Rekombinationsrauschens durch Vorgänge im Halbleiterinnern zu deuten. Dies soll an Hand der theoretischen Formel, die für die spektrale Verteilungsfunktion in der Näherung für tiefe Frequenzen gilt, durchgeführt werden:

$$W_i = 4 \frac{e^2 F^2}{L^2} \mu^2 \overline{\Delta N^2} \tau \quad (4 \pi^2 f^2 \tau^2 \ll 1) \quad (2)$$

(μ Beweglichkeit, $\overline{\Delta N^2}$ mittleres Schwankungsquadrat der Trägerzahl). Die bei heißen Elektronen tatsächlich eintretende Zunahme der Beweglichkeit im Gebiet der RUTHERFORD-Streuung an ionisierten Zentren reicht zur quantitativen Deutung der Meßergebnisse nicht aus. Ähnliches gilt für die mittlere Lebensdauer τ , die praktisch von der gleichen Größenordnung wie im OHMSchen Bereich ist. Offensichtlich kann nur eine starke Vergrößerung von $\overline{\Delta N^2}$ für den Rauschzuwachs verantwortlich sein, woraus man wegen der Beziehung

$$\overline{\Delta N^2} = g(N_0) \tau \quad (3)$$

auf eine Zunahme der Trägererzeugungsrate $g(N_0)$ schließen kann.

Damit ist ein direkter Nachweis dafür gegeben, daß mit der Leitfähigkeitszunahme im Durchschlagsbereich eine Ladungsträgervermehrung im Halbleiterinnern verbunden ist. Die Ergebnisse stehen in qualitativer Übereinstimmung mit der indirekt aus den Transportgrößen gefolgerten Trägervermehrung.

Die Erzeugungsrate $g(N_0)$ kann man sich formal aus einem thermischen Anteil, der nur von der Temperatur abhängt, und einem Stoßionisationsanteil, der u. a. von der Verteilungsfunktion der Ladungsträger \bar{f} abhängt, zusammengesetzt denken:

$$g(N, \bar{f}) = A_T(T) \cdot (N_D - N_A - N) + A_I(\bar{f}) \cdot (N_D - N_A - N) N. \quad (4)$$

Der zweite Term von (4) ist von der Feldstärke abhängig und ergibt demnach den starken Zuwachs für W_i bei der Durchschlagsfeldstärke.

Der Abfall des Rauschens nach dem Maximum ist noch nicht eindeutig geklärt. Er tritt bei p- und n-Ge in gleicher Weise auf. Eine Deutungsmöglichkeit

ergibt sich, wenn man einen Rückgang der Erzeugungsrate $g(N_0)$ postuliert, der dann entstehen könnte, wenn energiereiche Ladungsträger direkt von einer Elektrode zur anderen fliegen. In diesem Falle würden die Rauschzahlen auf die Werte des Schrotrauschens abnehmen. Durch die Erhöhung der Ionenkonzentration im Gitter nimmt ferner die Beweglichkeit μ ab, wodurch sich W_i ebenfalls verringern würde.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. G. LAUTZ für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine wertvolle Unterstützung. Herrn Prof. Dr. E. JUSTI danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung der Versuche. Der Firma Telefunken und der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei ferner für materielle Unterstützung gedankt.

Struktur einatomiger Metallschmelzen nach einem neuen Auswertungsverfahren

Von H. RICHTER und G. BREITLING

Aus dem Röntgeninstitut der Techn. Hochschule Stuttgart und dem Med. Strahleninstitut der Universität Tübingen

(Z. Naturforschg. 16 a, 187—202 [1961]; eingegangen am 14. September 1960)

Zur Auswertung der Intensitätskurven einatomiger Metallschmelzen wird ein neues Verfahren angegeben. Es erlaubt im Gegensatz zur FOURIER-Analyse der Streukurve, dicht beieinander liegende Atomabstände zu trennen. Nach diesem Verfahren konnte erstmalig gezeigt werden, daß in den Schmelzen einatomiger Metalle eine Anordnung der Atome nach Art einer aufgelockerten dichtesten Kugelpackung (Kugelmodell-Anordnung) vorliegt, wobei der kürzeste Atomabstand dominierend ist. Weiter konnte gezeigt werden, daß daneben kleinste geordnete Bereiche von Flächengitter-Gestalt vorhanden sind. Diese Schichtpakete mit Flächengitter-Charakter streuen nach v. LAUE proportional N^2 mit N als Anzahl der Streuzentren, wenn die Abmessungen der Schichtpakete mindestens von der Größenordnung 10^{-6} cm sind (Flächengitter-Interferenzen); sie streuen wie die Kugelmodell-Anordnung nach DEBYE, also proportional N , wenn die Schichtpakete etwa von der Größe 10^{-7} cm sind. In diesem Falle zeichnet sich der kürzeste Atomabstand der Kugelmodell- und Schichtpaket-Struktur in der r_1 -Kurve ab. Die Ergebnisse des neuen Auswertungsverfahrens werden durch FOURIER-Analyse von Elektronen- und RÖNTGEN-Aufnahmen bestens bestätigt.

Ferner wird an Hand eines Kugelmodells gezeigt, daß sich bei Lagestreuung der Atome lediglich die Atome innerhalb einer Kette in der Verteilungskurve diskret abzeichnen können, d. h. die Seitenatome entziehen sich der Beobachtung. Hieraus folgt unmittelbar die Äquidistanz der Maximalagen in der Atomverteilungskurve. Eine Aussage über die räumliche Anordnung der Atome in den Metallschmelzen ist damit nur begrenzt möglich.

I. Strukturmodelle für einatomige Metallschmelzen

a) Kugelmodell

Man kann die Elemente auf Grund des Verlaufes der Intensitätskurve ihrer Schmelzen in zwei Gruppen einteilen. Die erste Gruppe ist dadurch ausgezeichnet, daß die Streukurve wie in Abb. 1 einen ungestörten Verlauf besitzt. In diese Gruppe gehören Elemente wie Au, Ag, Al, die Alkalimetalle u. a., also Elemente mit metallischer Bindung im Gitter.

Bei der zweiten Gruppe treten in der Streukurve zusätzlich kleine Maxima auf (vgl. Abb. 2). Man hat ganz den Eindruck, daß es sich hier um ein Überlagerungsdiagramm verschiedener Strukturen handelt. Zu dieser Gruppe zählen Elemente mit homöopolaren Bindung im Gitter wie Bi, Sb, Ge, Ga u. a.

In Abb. 1 bzw. 2 ist die $i(s)$ - bzw. die normierte $I(s)$ -Kurve von geschmolzenem Au bzw. Bi wiedergegeben [$i(s) = (I(s) - N F^2)/N F^2$ bzw. $I(s) = (i(s) + 1) N F^2$ mit $N F^2 = 1$; $F^2 = \text{Atomformfaktor}$].