

# Experimentelle Untersuchung der Potentialverteilung in Germanium-Einkristallen im Bereich des Tieftemperatur-Durchschlages

Von EBERHARD FAY und GÜNTER LAUTZ

Institut für Elektrophysik der Technischen Hochschule Braunschweig \*

(Z. Naturforsch. **19 a**, 557—562 [1964]; eingegangen am 29. Januar 1964)

Herrn Professor Dr. E. JUSTI zum 60. Geburtstag gewidmet

Bei der theoretischen Deutung der Ladungsträgervervielfachung in Halbleitern durch starke elektrische Felder im Helium-Temperaturbereich geht man davon aus, daß in den Kristallen eine homogene Feldverteilung vorliegt. Diese Voraussetzung wurde experimentell bisher nur indirekt bestätigt.

In der vorliegenden Arbeit wird durch sorgfältige Potentialmessungen an Germanium-Einkristallen bei 4,2 °K in Gleichfeldern und in Impulsfeldern unterschiedlicher Folgefrequenz bei Ohmschen Stromkontakten für Majoritätsträger nachgewiesen, daß das elektrische Feld im Innern der Halbleiter beim Übergang zum Tieftemperatur-Durchschlag bis in den Bereich der Störstellenerschöpfung hinein homogen bleibt. Man ist daher berechtigt, eine kritische *Feldstärke* zu definieren.

Durch Messungen des Querwiderstandes der stäbchenförmigen Proben zwischen zwei einander gegenüberliegenden Potentialkontakten ergibt sich ferner, daß beim Tieftemperatur-Durchschlag in Längsrichtung in wenig p-n-kompensierten Proben keine Fadenbildung auftritt, sondern das ganze Probenvolumen von der Lawinenbildung erfüllt wird.

Bekanntlich wird im Helium-Temperaturbereich in Germanium-Einkristallen mit flachen Störstellenniveaus schon bei Feldstärken von 0,1...1 V/cm ein starker, reversibler Stromanstieg beobachtet, der mehrere Zehnerpotenzen betragen kann. Obgleich es bei diesem Vorgang nicht zu der für einen elektrischen Durchschlag typischen Strominstabilität kommt, hat sich die Bezeichnung „Tieftemperatur-Durchschlag“ allgemein durchgesetzt. Der Stromanstieg beruht nach den experimentellen Ergebnissen verschiedener Autoren<sup>1-5</sup> im wesentlichen auf einer Ladungsträgervermehrung durch Stoßionisation neutraler Störstellen, die bei einer bestimmten elektrischen Feldstärke  $F_D$  einsetzt.

Für die Existenz einer solchen kritischen Feldstärke, von der auch alle theoretischen Überlegungen ausgehen, gibt es bisher nur indirekte experimentelle Hinweise. Derartige Folgerungen ziehen z. B. SCLAR und BURSTEIN<sup>2</sup> aus der Unabhängigkeit der aus dem Spannungsabfall und dem Potentialsondenabstand ermittelten „Feldstärke“ von der geo-

metrischen Probenform. In der gleichen Arbeit wird aber über „Alterungserscheinungen“ bei den Strom-Spannungs-Kennlinien berichtet, die mit der Ausbildung von Raumladungen vor den Kontakten in Zusammenhang stehen. Unter diesen Bedingungen erhebt sich die Frage, ob bei einer integralen Erfassung der Feldstärke über den Spannungsabfall am Halbleiter nicht doch zu schematisch verfahren wird und evtl. Feldinhomogenitäten in der Nähe der Elektroden für den Tieftemperatur-Durchschlag von entscheidender Bedeutung sind.

Weitere Hinweise für derartige Einflüsse kann man den — unter etwas veränderten Bedingungen durchgeführten — Untersuchungen von BÖER und Mitarbeitern<sup>6</sup> entnehmen, die bei Raumtemperatur im CdS in starken elektrischen Feldern ebenfalls einen starken, allerdings nicht immer reversiblen Stromanstieg beobachten. Mit Hilfe elektrooptischer Effekte sind beim CdS beträchtliche Inhomogenitäten im Feldverlauf nachzuweisen. BÖER und WILLIGES<sup>7</sup> berichten über ähnliche Ergebnisse am Si bei Stick-

\* Die experimentellen Arbeiten wurden zum größten Teil während der Zugehörigkeit der Verfasser zur Abteilung Festkörperphysik des Instituts für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel durchgeführt.

<sup>1</sup> G. LAUTZ, Halbleiterprobleme VI (herausgegeben von F. SAUTER), S. 21—117, 1961, Vieweg u. Sohn, Braunschweig (zusammenfassender Bericht).

<sup>2</sup> N. SCLAR u. E. BURSTEIN, J. Phys. Chem. Solids **2**, 1 [1957].

<sup>3</sup> S. H. KOENIG u. G. R. GUNTHER-MOHR, J. Phys. Chem. Solids **2**, 268 [1957].

<sup>4</sup> G. FINKE u. G. LAUTZ, Z. Naturforsch. **12 a**, 223 [1957] und **14 a**, 62 [1959].

<sup>5</sup> E. I. ABAULINA-ZAVARITSKAYA, Zh. Eksper. Teor. Fiz. **36**, 1342 [1959]; Soviet Phys.-JETP **9**, 953 [1959].

<sup>6</sup> K. W. BÖER, Festkörperprobleme I (herausgegeben von F. SAUTER), S. 38—71, 1962, Vieweg u. Sohn, Braunschweig (zusammenfassender Bericht).

<sup>7</sup> K. W. BÖER u. A. WILLIGES, phys. stat. solidi **1**, 73 K [1961].

stoff-Temperaturen. Die Deutung der physikalischen Vorgänge wird hierbei in enger Analogie zu den Niederdruck-Gasentladungen gegeben, bei denen Kathoden- und Anodenfall große Unterschiede zwischen den Feldstärken im Innern der Entladung und in der Nähe der Elektroden hervorrufen.

Bei dieser Sachlage erschien es uns wünschenswert, eine direkte Ausmessung des Potentialverlaufs beim Auftreten des Tieftemperatur-Durchschlages in Germanium vorzunehmen, um die Berechtigung der Annahme einer kritischen Feldstärke  $F_D$  zu überprüfen. Gleichzeitig kann mit derartigen Potentialbestimmungen an einander gegenüberliegenden Sonden bei stäbchenartigen Proben der Querwiderstand in Abhängigkeit von der Längsspannung bzw. Längsfeldstärke erfaßt werden. Auch diese Messungen sind im Vergleich zu den Experimenten am CdS interessant, da sie Aufschluß über eine evtl. Fadenbildung bei der Stoßionisation geben können.

### Versuchsanordnungen und Proben

Die Messungen wurden bei 4,2 °K in einem Ganzmetall-Kryostaten durchgeführt, dessen Aufbau bis auf kleinere Abweichungen mit dem der Abb. 3 in dem zusammenfassenden Artikel<sup>1</sup> übereinstimmt. Die Einkristalle konnten auf einem halbrunden Teflonstück befestigt werden, das den unteren Teil einer ganz aus Teflon gefertigten Halterung bildete und auf der flachen Seite mit tiefen Riefen versehen war, um den Wärmekontakt zwischen der Probe und dem flüssigen Helium optimal zu machen. Ein besonderer Ansatz an der Unterseite des erwähnten Teflonstückes paßte sich nach dem Einsetzen der Probenhalterung in eine fingerförmige Öffnung am Kryostatenboden ein, um mechanische Bewegungen der Probe beim Experimentieren zu verhindern. Die Strom- und Potentialdrähte wurden über Lötstützpunkte kapazitätsarm über Teflonscheiben, die senkrecht zur Kryostatenachse an dem Halterungsstab befestigt waren, abgeschirmt nach außen geführt. Die genannten Teflonscheiben waren zudem mit isolierten Metallbelägen versehen und füllten etwas gegeneinander versetzt den Querschnitt des inneren Kryostatenteiles so aus, daß die Wärmestrahlung vom Kopf des Kryostaten zur Probe völlig unterbunden wurde. Mit dieser Anordnung konnten bei 4,2 °K Isolationswiderstände über  $10^{13} \Omega$  und Streukapazitäten unter 50 pF erreicht werden.

Als Proben standen uns reine n-Germanium-Einkristalle mit spezifischen Widerständen zwischen 23 und  $70 \Omega \cdot \text{cm}$  bei Raumtemperatur zur Verfügung. Nach diesen Werten müssen die Majoritätsstörstellendichten um  $3,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  bis  $7,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  größer sein als die Minoritätsstörstellendichten. Über den absoluten Störstellengehalt können keine genaueren Angaben gemacht werden, da die Versuchsanordnung nicht dazu

ausgelegt war, systematisch die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Leitfähigkeit und des HALL-Koeffizienten aufzunehmen. Aus den weiter unten angegebenen Meßresultaten müssen wir jedoch auf eine schwache p-n-Kompensation der Störstellen schließen.

Aus größeren Stücken dieser Kristalle wurden rechteckige Stäbchen von 3–4 mm linearer Querschnittsdimension und 20–25 mm Länge in bestimmten Orientierungen ausgeschnitten, in CP4 geätzt, in heißem destilliertem Wasser, Methylalkohol und kaltem destilliertem Wasser gespült und sorgfältig getrocknet.

Da die Probenkontakte auch bei tiefen Temperaturen ein OHMSches Verhalten für Majoritätsträger zeigen müssen, wurde dem Kontaktierungsproblem besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Für die beabsichtigten Potentialmessungen war es zudem erforderlich, großflächige Stromkontakte an den Stirnseiten und möglichst zahlreiche Mikrokontakte für die Potentialsonden an zwei Seitenflächen anzubringen. Als Lotmaterial wurde eine Legierung der Zusammensetzung 90% Sn, 9% Pb, 1% Sb benutzt, die sich auch früher schon bei Tieftemperatur-Experimenten bewährt hatte. Die Kontaktierung erfolgte in reinem Wasserstoffstrom 15 min bei 450 °C mit Hilfe der in Abb. 1 skizzierten Haltevorrichtung in einem einzigen Arbeitsgang. Dünn ausgewalzte Folienstücke (0,01 mm dick,  $\frac{1}{4} \text{ mm}^2$  Fläche) des Lotmaterials wurden zwischen Probe und durch Blattfedern angedrückte Wolframstifte eingeklemmt; sie erzeugten die erwünschten OHMSchen Mikrokontakte auf zwei einander gegenüberliegenden Stäbchenseiten. Die Gesamtkontaktfläche betrug etwa 2% der Probenoberfläche.

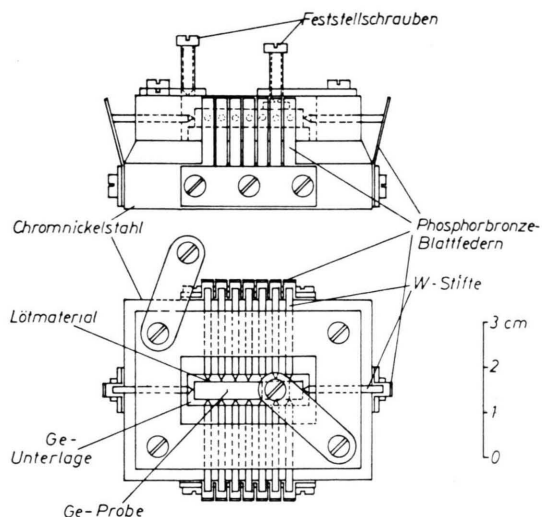


Abb. 1. Vorrichtung zum Kontaktieren von Germanium-Einkristallen.

Für die elektrischen Messungen wurden je nach Probenstromstärke Gleich- oder Impulsfelder benutzt. Es zeigte sich, daß die Wärmeableitung von den Proben zum Heliumbad bei der gewählten Anordnung so gut war, daß weit in den Tieftemperatur-Durchschlag hinein mit Gleichfeldern gemessen werden konnten.

Die Potentialbestimmungen mit Gleichfeld erfolgten in Kompensationsschaltung mit einem WULFFSchen Einfeldenelektrometer als Nullindikator (Empfindlichkeit 0,02 V/Skt) für alle Potentialsonden gegen Masse<sup>8</sup>. Für die Impulsmessungen benutzten wir einen Hewlett-Packard-Impulsgenerator 212 A und einen Tektronix-Oszillographen 545 A mit Zweistrahl-einschub CA in der üblichen Schaltanordnung. Lediglich bei den Potentialdifferenzmessungen einander gegenüberliegender Potentialsonden wurde der Differentialverstärkereinschub G verwandt.

Abb. 2 zeigt die Schaltung für die Ermittlung des Querwiderstandes der Proben in Abhängigkeit vom Längsfeld. Durch geeignete Wahl des Vergleichswiderstandes  $R_2$  wurde stets sichergestellt, daß das an der Probe in Querrichtung beim Messen entstehende elektrische Feld klein gegenüber dem Längsfeld blieb. Durch Kommutieren ließen sich kleine Abweichungen in der Lage der Potentialsonden von der exakten Gegenüberstellung eliminieren.

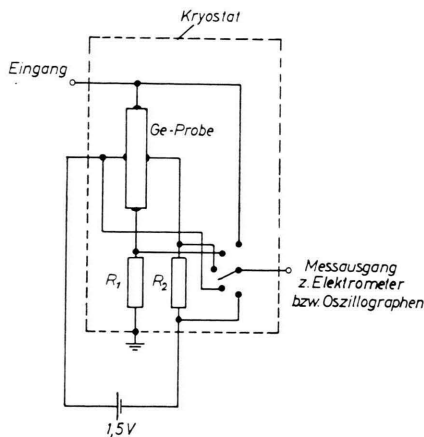


Abb. 2. Prinzipschaltsskizze zur Ermittlung des Querwiderstandes in Abhängigkeit vom elektrischen Längsfeld.

### Potentialverlauf im Längsfeld

Um unsere Versuchsergebnisse an die übliche Darstellung des Tieftemperatur-Durchschlages anzuschließen, soll zunächst die Feldstärkenabhängigkeit des elektrischen Widerstandes einer Ge-Probe diskutiert werden, deren Längsrichtung innerhalb  $\pm 1^\circ$  mit der  $[110]$ -Richtung übereinstimmt (Abb. 3). Die „Feldstärkenwerte“ sind dabei durch Division des Spannungsabfalles zwischen den den Stromelektroden am dichtesten benachbarten Potentialsonden durch deren Abstand berechnet worden. Die

Meßwerte im Gleichfeld und Impulsfeld ( $10 \mu\text{s}$ -Impulsdauer) schließen bei 300 Hz-Folgefrequenz lückenlos aneinander. Hieraus ergibt sich unmittelbar, daß Erwärmungseffekte die Meßergebnisse nicht beeinflussen. Diese Folgerung wird auch durch eine Veränderung der Impulsdauer bestätigt. Die Abweichungen bei höheren Impulsfolgefrequenzen sind dadurch bedingt, daß beim Abschalten des Impulsfeldes die Entladung der Streukapazitäten nicht rasch genug erfolgen kann, um vor dem Einsetzen des nächsten Impulses den Ausgangszustand vollständig wieder herzustellen. Diese Vorgänge spiegeln sich in den Impuls-Oszillogrammen wider<sup>8</sup>.

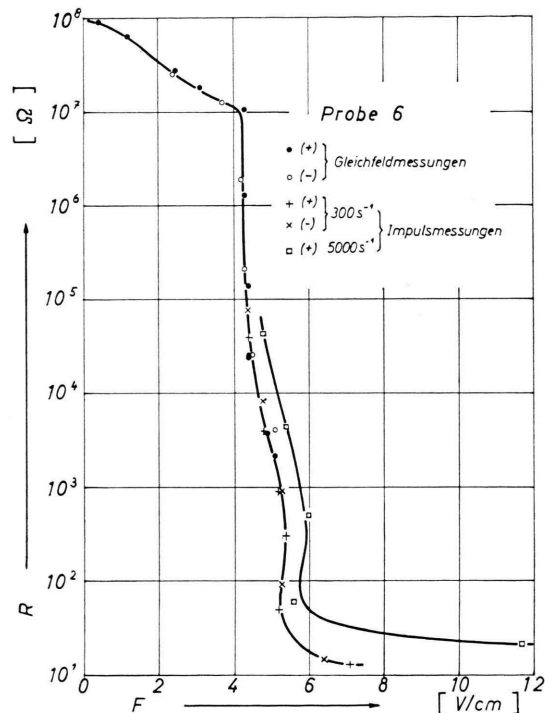


Abb. 3. Feldstärkeabhängigkeit des elektrischen Widerstandes eines n-Ge-Einkristalles bei 4,2 °K.  $N_D - N_A = 7,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Stromrichtung parallel zur  $[110]$ -Richtung.

Die fast exponentielle Abnahme des elektrischen Widerstandes und der anschließende Steilabfall in der Abb. 3 stimmen mit unseren früheren Befunden<sup>4</sup> und den Ergebnissen anderer Autoren<sup>2, 3, 5, 9</sup> überein. Der unter  $10^4 \Omega$  eintretende verzögerte Abfall dürfte mit dem Einsetzen der AUGER-Rekombination in Zusammenhang stehen<sup>10</sup>. Sehr ausgeprägt ist die

<sup>8</sup> E. FAY, Diplomarbeit, Braunschweig 1963.

<sup>9</sup> B. M. VUL u. E. I. ZAVARITSKAYA, Proc. Int. Conf. Semiconductor Physics, Prague 1960, S. 107.

<sup>10</sup> S. H. KOENIG, Phys. Rev. **110**, 986 [1958].

Sättigungstendenz des Tieftemperatur-Durchschlages bei der Erschöpfung der ionisierfähigen Donatoren. Der Probenwiderstand ist hier etwa um den Faktor 50 kleiner als bei Zimmertemperatur, so daß auf eine Beweglichkeit von  $2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  im Durchschlag zu schließen ist. Dieser Wert paßt gut in der Größenordnung zu indirekten Messungen der Elektronenbeweglichkeit in diesem Feldstärkebereich  $2^{-4}$ .

Abb. 4 zeigt nun die Potentialverteilung an der gleichen Probe für verschiedene Stromrichtungen und Stromstärken. Mit wachsender Stromstärke durchläuft die Probe vom OHmschen Gebiet ausgehend den Vordurchschlags- und Durchschlagsbereich. Zunächst fällt die auch an anderen Kristal-

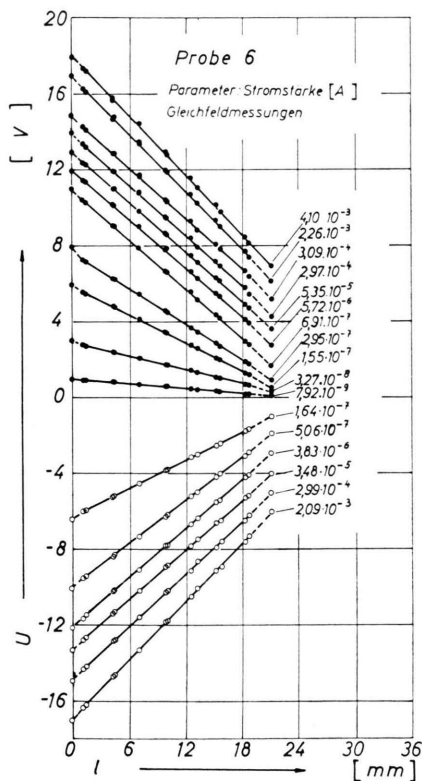


Abb. 4. Potentialabhängigkeit von der Längsrichtung des n-Ge-Einkristalles aus Abb. 3 im elektrischen Gleichfeld bei  $4,2^\circ \text{K}$ .

len zu beobachtende gute Linearität des Potentialverlaufs auf, die nur an einem Stromkontakt ein wenig gestört wird. In unmittelbarer Nachbarschaft der Stromelektroden haben die Eigenschaften der Kontakte u. U. einen starken Einfluß.

<sup>11</sup> F. Stöckmann, phys. stat. solidi **3**, 221 [1963].

Aus der Form der Kurven in Abhängigkeit von der Stromstärke (elektrische Feldstärke) ist aber ersichtlich, daß hier keine Injektion von Minoritätsträgern aufgetreten ist <sup>11</sup>. Wir dürfen ein Ohmsches Verhalten der Kontakte annehmen.

Mit steigendem Strom wächst die elektrische Feldstärke zunächst entsprechend der zunehmenden Geradenneigung an, bis die Durchschlagsfeldstärke erreicht ist. Auch der verzögerte Widerstandsabfall im Durchschlag (vgl. Abb. 3) findet sich in diesen Kurven wieder.

Ganz analoge Ergebnisse erhält man bei den Impulsmessungen in gleichen Stromstärken- und Feldstärkenbereichen (Abb. 5). Bei sehr viel größeren Stromstärken machen sich an den Enden Kontakteinflüsse geltend. Nach Arbeiten von Stöckmann <sup>11</sup> und Ruppel <sup>12</sup> ist dieses Verhalten erklärbar, wenn

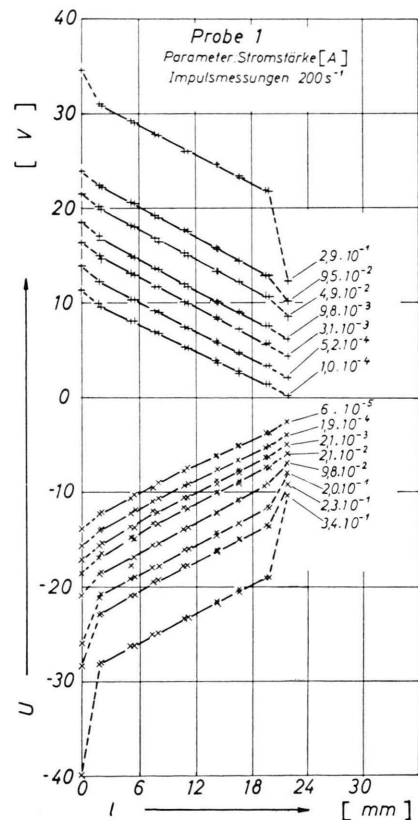


Abb. 5. Potentialabhängigkeit von der Längsrichtung eines n-Ge-Einkristalles bei  $4,2^\circ \text{K}$  im elektrischen Impulsfeld (Rechteckimpulse,  $10 \mu\text{s}$ -Dauer,  $200 \text{ Hz}$ -Folgefrequenz).  $N_D - N_A = 7,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , Stromrichtung  $5^\circ$  gegen  $[110]$ -Richtung geneigt.

<sup>12</sup> W. Ruppel, J. Phys. Chem. Solids **22**, 199 [1961].

der Strom in einer Halbleiterprobe in Abhängigkeit von der Feldstärke — wie beim Tieftemperatur-Durchschlag — abrupt um Zehnerpotenzen ansteigt. Bei größeren Strömen treten dann Abweichungen vom Ohmschen Verhalten im Sinne eines sperrenden Kontaktes mit Verarmungsrandschichten auf. Da wir bei unseren Proben durchweg das in Abb. 5 dargestellte Verhalten beobachten konnten, erscheint es uns bedenklich, Impulsmessungen ohne Potentialsonden bei fortgeschrittenem Durchschlag zu Widerstands-Feldstärkekurven auszuwerten.

Unabhängig von diesen Kontakteinflüssen dürfen wir folgern, daß beim Beginn und noch im Anfangs- und Mittelbereich des Durchschlages gemäß Abb. 4 die Einführung einer kritischen *Feldstärke* im Falle des Tieftemperatur-Durchschlages gerechtfertigt ist und die theoretische Deutung über die Berechnung einer solchen Durchschlagsfeldstärke versucht werden kann.

### Querwiderstand

Bei den meisten Diskussionen des Tieftemperatur-Durchschlages wird, abgesehen von dem Fall stark p-n-kompensierter Proben mit ihren typischen Abweichungen von dem in Abb. 3 wiedergegebenen Verlauf (z. B. <sup>13-15</sup>, negative Widerstands-Kennlinie nach Überschreiten einer bestimmten Spannung), vorausgesetzt, daß die Trägerlawine den ganzen Probenquerschnitt homogen erfaßt. Auch diese Annahme bedarf einer experimentellen Nachprüfung.

Tritt eine Faden- oder Kanalbildung beim Tieftemperatur-Durchschlag auf, darf man erwarten, daß der Querwiderstand zwischen zwei Potentialsonden, die auf der gleichen Potentialfläche des Längsfeldes liegen, nur in dem Maße verändert wird, wie der Faden- oder Kanalquerschnitt zum Probenquerschnitt steht. Zum Beispiel würde ein Kanal, dessen Querdimensionen in der Fläche nur 20% des Probenquerschnittes ausmachen, sich dadurch zu erkennen geben, daß sich der Querwiderstand größenordnungsmäßig nur auf etwa 60–80% vermindert, wenn man die Leitfähigkeit im Durchschlag als sehr groß gegenüber der Leitfähigkeit bei  $F=0$  ansieht. Immer wird bei ungleichem Kanal- und Probenquerschnitt für den Querstrom ein Bereich sehr niedriger Leitfähigkeit zu durchsetzen sein.

Bei derartigen Messungen müssen die Querfeldstärken (vgl. Abb. 2) vernachlässigbar klein gegenüber der Längsfeldstärke sein, sonst entstehen in der Querrichtung Durchschlagsvorgänge. Außerdem muß wie bei den vorliegenden Untersuchungen gesichert sein, daß die geometrischen Abweichungen der Sondenlage von einer gemeinsamen Äquipotentialfläche des Längsfeldes die Ergebnisse nicht beeinflussen. Diese Abhängigkeit ist dadurch zu eliminieren, daß der Hilfsstrom in der Querrichtung bei festem Längsfeld kommutiert wird. Auch eine rechnerische Berücksichtigung des Längsfeldanteiles führt bei Ausmessung der geometrischen Lageabweichungen der Sonden mit einem Mikroskop und Ermittlung des Spannungsabfalls aus dem  $R(F)$ -Verlauf in den Fällen zum Ziel, in denen wie bei der Probe 6 (Abb. 3, 4 und 6) die Anisotropie des Leitungsmechanismus in starken Feldern (SAZAKI-Effekt<sup>16</sup>) wegen der symmetrischen Lage des Stromvektors zu den Hauptachsen der Energieteilflächen nicht auftritt.

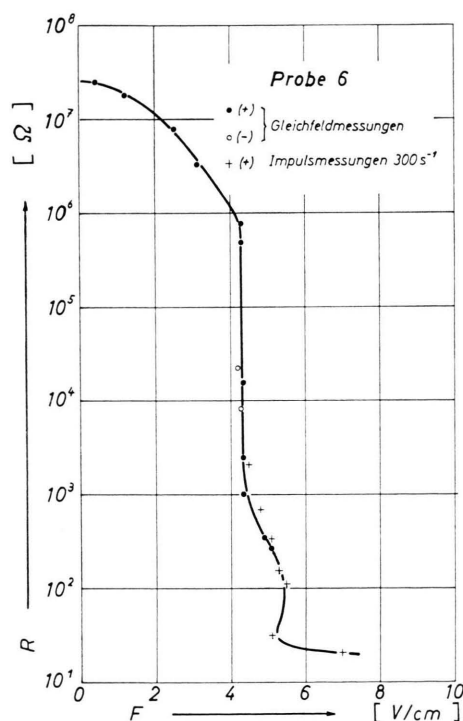


Abb. 6. Querwiderstand als Funktion der Längsfeldstärke in dem n-Ge-Einkristall aus Abb. 3 bei 4,2 °K.

<sup>13</sup> A. L. McWHORTER u. R. H. REDIKER, PROC. IRE **47**, 1207 [1959]; Proc. Int. Conf. Semiconductor Physics, Prague 1960, S. 134.

<sup>14</sup> K. KOMATSUBARA u. H. KURONO, J. Phys. Soc. Japan **17**, 883 [1962].

<sup>15</sup> L. M. LAMBERT, J. Phys. Chem. Solids **23**, 1481 [1962].

<sup>16</sup> W. SAZAKI, M. SHIBUYA, K. MIZUGUCHI u. G. M. HATAYAMA, J. Phys. Chem. Solids **8**, 250 [1959].

Abb. 6 zeigt die Ergebnisse einer derartigen Querwiderstandsmessung. Ähnlich wie in der Längsrichtung fällt auch in der Querrichtung der elektrische Widerstand mit steigendem Längsfeld unabhängig vom Querstrom um mehr als 6 Zehnerpotenzen ab. Wie man einem Vergleich der Abb. 3 und 6 entnehmen kann, stimmen sogar die Einzelheiten der beiden Kurvenverläufe weitgehend überein. Die nicht sehr wesentliche quantitative Diskrepanz ist dadurch zu erklären, daß bei den Querwiderstandsmessungen die Kontaktwiderstände der Meßsonden in das Ergebnis eingehen, bei der Längsfeldmessung hingegen nicht.

Eine derartig starke Variation des Querwiderstandes ist nur deutbar, wenn man das ganze Probenvolumen als vom Tieftemperatur-Durchschlag erfaßt ansieht. Die Möglichkeit, den ganzen Vorgang als ein Oberflächen-Phänomen zu deuten, darf man wohl ausschließen, da experimentell z. B. in Ge-Platten Tieftemperatur-Durchschläge zwischen lokalen Elektroden durch das Innere ohne Beeinflussung von Nachbarelektroden nachgewiesen<sup>13</sup> und die hier be-

schriebenen Versuchsergebnisse nicht durch Oberflächenveränderungen zu beeinflussen sind.

### Schlußfolgerung

Durch die vorstehend beschriebenen Meßresultate wird sichergestellt, daß der Tieftemperatur-Durchschlag in Germanium bei einer bestimmten kritischen *Feldstärke* einsetzt, die bei guten Ohmschen Kontakten für Majoritätsträger homogen im ganzen Probenvolumen herrscht. Die durch Stoßionisation neutraler Störstellen gebildete Trägerlawine füllt bei nicht zu stark p-n-kompensierten Kristallen den Probenquerschnitt vollständig aus. Die Erscheinungen des Tieftemperatur-Durchschlages sind somit von den beobachteten Durchschlagsvorgängen bei höheren Temperaturen mit ihren Inhomogenitäten, wie z. B. im CdS, durchaus verschieden. Der Tieftemperatur-Durchschlag ist daher gut geeignet, als Hilfsmittel der Forschung beim Studium der Wechselwirkungen von Ladungsträgern mit dem Kristallgitter und seinen Fehlern zu dienen.