

Stabenden nicht gestört wird, ist keine Beeinflusung des Ergebnisses zu erwarten, da der hydrostatische Druck durch eine Einbuchtung des festen Teils nicht verändert wird.

Durch die Volumenänderung bei der Phasenumwandlung wird die Stationaritätsbedingung auf der Erstarrungsseite bei genügend langsamer Versuchsführung höchstens unwesentlich verändert. Die angenommene völlige Benetzung über den Querschnitt der festen Zylinder wurde experimentell gut bestätigt.

Die analytische Näherung ist nicht frei von weiteren Vernachlässigungen, doch schließen die Ergebnisse der verschiedenen Näherungsmethoden gut aneinander an. Überdies werden sie durch die Ergebnisse der zeichnerischen Lösung, die bei genügendem Arbeitsaufwand weitgehend der exakten Lösung angenähert werden kann, gut bestätigt.

Allgemein gelten für den stationären Zustand folgende Gesetzmäßigkeiten.

Die maximale Schmelzonenlänge nimmt zunächst mit wachsendem Stabradius linear zu und strebt dann für große Stabradien einem Grenzwert zu. Sie wird höchstens unwesentlich von der Zugrichtung der Zone beeinflußt.

Vergleicht man die für stark unterschiedliche und für gleiche obere und untere Stabdicke gewonnenen

Ergebnisse, so zeigt sich folgendes: Der Grenzwert der maximalen Schmelzonenlänge für sehr dicke Stäbe liegt bei unterschiedlichen Stabradien mit $(\lambda_a + \lambda_e)^\infty = 3,41$ nicht wesentlich über $\lambda_{\max}^\infty = 2,84$ für gleiche Stabradien. Extrapoliert man die für unterschiedliche Stabdicken erhaltenen Ergebnisse auf gleiche Stabradien $\rho_a = \rho_e$, so erhält man für $\lambda_{\max} = (\lambda_a + \lambda_e)$ einen Wert, der nur unwesentlich über dem direkt ermittelten Grenzwert liegt. Die Übereinstimmung ist dabei um so besser, je kleiner der Stabradius ist. Eine Interpolation für schwach unterschiedliche Stabradien erscheint damit ohne weiteres möglich.

Im Vorhergehenden wurde nur der stationäre Zustand behandelt, dieser stellt sich erst nach einer gewissen Anlaufzeit ein. Beim ersten Aufschmelzen einer bestimmten Zone wird der hydrostatische Druck durch das aufgeschmolzene Volumen bestimmt; die Stationaritätsbedingung ist selbstverständlich zunächst nicht erfüllt, sondern stellt sich erst beim weiteren Ziehen der Zonen ein. Ist die Schmelze z. B. an der Erstarrungsseite eingeschnürt, so wird weniger erstarren als aufschmelzen; folglich wird das Volumen der Schmelze zunehmen, so daß der Einschnürung entgegengearbeitet wird.

Herrn Dr. G. ZIEGLER möchte ich für viele anregende Diskussionen meinen besten Dank aussprechen.

Die Wirkung von Fremdelementen und Wärmebehandlung auf die elektrischen Eigenschaften von hochgereinigtem Tellur¹

Von H. KRONMÜLLER, J. JAUMANN und K. SEILER

Aus dem Institut für Theoretische und Angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart
(Z. Naturforsch. II a, 243—250 [1956]; eingegangen am 1. Februar 1956)

Tellur wird durch Destillation und Sublimation soweit gereinigt, daß elektrisch im Störleistungsbereich noch einige 10^{14} Störstellen/cm³ nachgewiesen werden. Der Einfluß geringer Zusätze von As, Sb, Br und J auf HALL-Effekt und Leitfähigkeit wurde im Bereich von -140°C bis 300°C untersucht. Es ergibt sich u. a. in allen Fällen Defekteleitung. Die Halogene dotieren viel weniger als As und Sb, die pro Atom etwa 1 Defektelektron erzeugen. Abschreck- und Temperversuche legen die Annahme nahe, daß besonders bei hochgereinigtem Material Fehlordnungsscheinungen die Trägererzeugung mitbestimmen können.

§ 1. Problemstellung

Tellur ist ein gut kristallisierbarer und verhältnismäßig leicht zu reinigender Halbleiter, der deshalb interessant ist, weil er nicht wie Germanium und Silicium amphotter dotierbar ist. Andererseits ist wegen der Strukturverwandtschaft zum Selen zu hoffen, daß Tellur-Untersuchungen Einblicke in den

verwirrten Leitungsmechanismus des Selens ermöglichen. Es ist auch möglich, dünne Tellur-Schichten zu erzeugen und deren Halbleiter-Eigenschaften mit denen des massiven Stoffes zu vergleichen.

¹ Vorgetragen auf der Gautagung der Physikalischen Gesellschaft von Würtemberg-Baden-Pfalz vom 25.—27. 4. 1952 in Überlingen (Phys. Verh. 1952, S. 23).



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 digitized 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.

Neben der Ausarbeitung einer geeigneten Reinigungsmethode wurden mit Hilfe von HALL-Effekt- und Leitfähigkeitsmessungen zunächst die elektrischen Wirkungen einer Wärmebehandlung auf reinste einkristalline Proben untersucht. Dies schien uns interessant, weil bei Germanium die Frage einer thermisch erzeugten und elektrisch nachweisbaren Fehlordnung noch aktuell ist². Im Gegensatz zu Germanium finden wir eine *reproduzierbare* Fehlordnung. Daneben sollte die dotierende Wirkung der V. und VII. Gruppe des periodischen Systems untersucht werden. As und Sb zeigen das geläufige Verhalten, das auch von anderer Seite bestätigt wurde³, während die Halogene, die in der Selen-Technik gebräuchlich sind, wenn überhaupt, dann ebenfalls p-Leitung hervorrufen. Die HALL-Beweglichkeit der reinen und dotierten Proben verhält sich bei As und Sb wie erwartet; der Einfluß der Halogene ist ähnlich, aber nicht mehr quantitativ, durch CONWELL-WEISSKOPF-Streuung darstellbar.

§ 2. Hall-Effekt und Leitfähigkeit von hochgereinigtem Tellur

a) Reinigung von Tellur

Als wirksames Reinigungsverfahren hat sich eine fraktionierte Destillation im Hochvakuum bewährt. Sie geschieht in einem Supremax-Glasrohr, das durch Glasstege in drei hintereinanderliegende Schiffchen geteilt ist. Das Endschiffchen enthält das Ausgangs-Tellur bei 560°C, der Mittelteil die reinste Fraktion bei 460°C. Der sublimierte Inhalt des noch kühleren Schiffchens am anderen Ende ist wieder weniger rein. Die einsetzende Verdampfung wird so gesteuert, daß in der rechts gelegenen Abteilung $\frac{1}{4}$ der Ausgangsmenge sublimiert, in dem mittleren Raum die Hälfte kondensiert und in der linken Abteilung $\frac{1}{4}$ zurückbleibt. Nach drei derartigen Destillationen läßt sich keine weitere Verbesserung der Reinheit erzielen, das erhaltene Material ist spektroskopisch rein. Jenaer Geräteglas ist — vermutlich wegen seines Arsengehaltes — ungeeignet.

b) Herstellung der Proben

Das hochgereinigte Tellur wurde in Supremaxrohren von 4 mm lichtem Durchmesser niedergeschmolzen, durch Sieden im Vakuum entgast und die Ampulle nach dem Erstarren abgeschmolzen. Das Kristallwachstum vollzieht sich in einem Salpeterbad, ausgehend von 500°C durch Abkühlung von unten. Letztere wird

² Vgl. z. B. K. SEILER, D. GEIST, K. KELLER u. K. BLANK, Naturwiss. **40**, 56 [1953].

³ FUKURO, Sci. Reports Tohoku Imp. Univ. A **4**, 294 [1952] u. A **3**, 175 [1951]. Vgl. auch die älteren Arbeiten von V.

durch scharfes Kühlen eines Ansatzes am Boden des Bades eingeleitet, in welchem die Ampulle steckt. Dadurch wird die unvermeidliche Hohlraumbildung auf den oberen Teil des Kristalls beschränkt. Die Einkristallausbeute betrug etwa 60%. Unterkühlte Teile erstarren feinkristallin.

c) Hall-Effekt und Leitfähigkeit

Der Thermostat arbeitet mit einem gekühlten oder erhitzten Luftstrom. Der zylindrische Kristall ist wegen der Anisotropie drehbar und zwecks Abtastung in der Längsrichtung verschiebbar. Die hexagonale Achse war meist 60° gegen die Probenachse geneigt.

In Abb. 1 ist die Leitfähigkeit parallel und senkrecht zur hexagonalen Achse in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Aus der Neigung der Leitfähigkeitskurve in der Eigenleitung ergibt sich eine Aktivierungsenergie von 0,37 eV. Der spezifische Widerstand bei 20°C ist bei einkristallinen

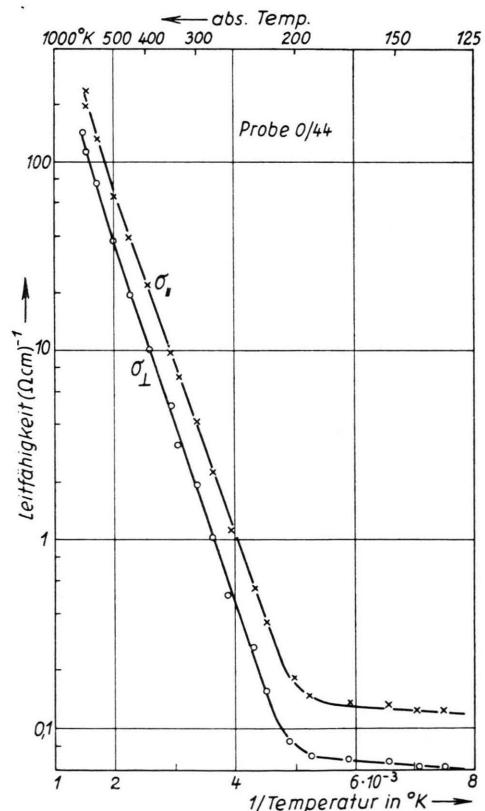


Abb. 1. Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit von Rein-Tellur.

E. BOTTOM, Phys. Rev. **72**, 530 [1947]; **74**, 1218 [1948]; **75**, 1310 [1949] u. V. A. JOHNSON, Phys. Rev. **74**, 1255 [1948].

Proben $R_{\parallel} = 0,26$, $R_{\perp} = 0,51 \Omega \cdot \text{cm}$, bei feinkristallinen Proben ca. $0,6 \Omega \cdot \text{cm}$. Die HALL-Konstante zeigt Abb. 2. Bei tiefen Temperaturen ist der HALL-Koeffizient positiv und konstant, er entspricht bei den reinsten Proben einer Defektelektronenkonzentration von $4 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$. Er wechselt sein Vorzeichen bei einer Temperatur, die von der Reinheit der Probe abhängt und wird wieder positiv bei 230°C , unabhängig von der Reinheit der Probe. Unsere Messungen decken sich gut mit denen von BOTTOM³.

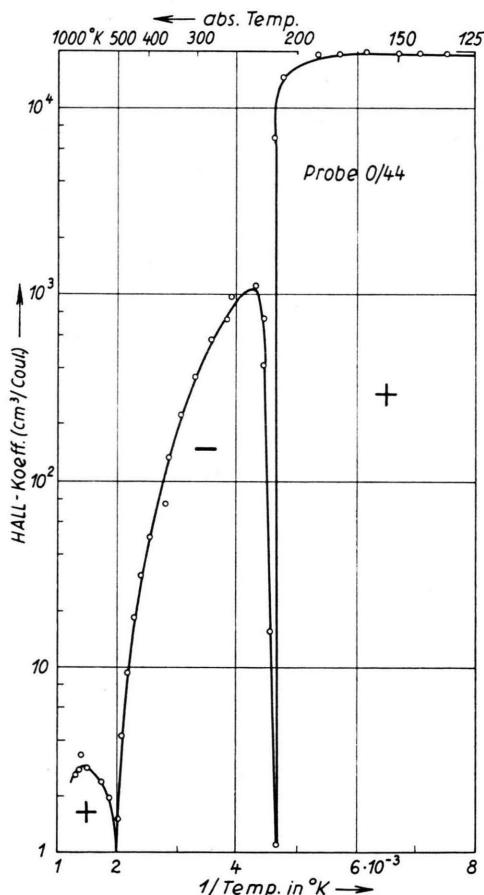


Abb. 2. Temperaturabhängigkeit des HALL-Koeffizienten von Rein-Tellur.

§ 3. Wärmebehandlung von hochgereinigtem Tellur

Unsere Vorversuche zeigten, daß HALL-Koeffizient und Widerstand um Größenordnungen kleiner werden, wenn Tellur einige Zeit auf ca. 370° in Luft oder in einer Wasserdampfatmosphäre erhitzt wird. Die Veränderungen konnten nicht mehr rückgängig gemacht

werden. Um zu eindeutigen Ergebnissen zu gelangen, wurden die Proben in HCl mit etwas HNO_3 geätzt, sorgfältig in destilliertem Wasser gespült, in ein Supremaxrohr gebracht, evakuiert und abgeschmolzen. Wir führten Temper- und Abschreckversuche durch. Der Unterschied zwischen beiden bestand lediglich in der verschiedenen Abkühlungsgeschwindigkeit. Bei den Temperversuchen ließen wir den Ofen mit den Proben langsam abkühlen, nachdem die Proben ca. 20 min auf konstanter Temperatur gehalten worden waren. Bei den Abschreckversuchen wurden die heißen Proben in flüssige Luft geworfen. Abschrecken in flüssiger Luft ist vorteilhafter als in Wasser, weil das Supremaxrohr dann nicht so leicht zerspringt. Die Versuche ergaben:

1. Widerstand und HALL-Koeffizient von hochgereinigtem Material nehmen im Verunreinigungsgebiet durch Abschrecken ab. Die Abnahme ist eine eindeutige Funktion der Abschrecktemperatur. Durch Temperiern werden die ursprünglichen Werte wieder erreicht. Abschrecken und Temperiern lassen sich bei gleichem Ergebnis beliebig oft wiederholen. Ein Beispiel (Probe 0/45) zeigt Tab. 1.

Reihenfolge der Versuche	Abschrecktemperatur	Löcherkonzentration nach dem Abschrecken	Löcherkonzentration nach dem Temperiern
1	450°C	$1,2 \cdot 10^{16}$	$4,2 \cdot 10^{14}$
2	450°C	$1,1 \cdot 10^{16}$	$3,8 \cdot 10^{14}$
3	450°C	$1,3 \cdot 10^{16}$	$3,9 \cdot 10^{14}$
4	370°C	$1,3 \cdot 10^{15}$	$4,1 \cdot 10^{14}$

Tab. 1.

Abb. 3 zeigt die Löcherkonzentration von verschiedenen hochgereinigten Proben in Abhängigkeit von der Abschrecktemperatur.

2. Auch der Einfluß der Temperatur beim Temperiern auf die abgeschrückten Proben wurde unter-

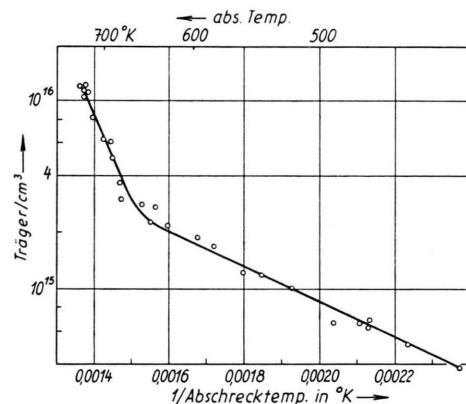


Abb. 3. Abhängigkeit der Trägerdichte von der Abschrecktemperatur.

sucht. Die ursprüngliche Löcherkonzentration wurde jedesmal beim Temperiern über 150°C erreicht. Hingegen war ein Temperiern unter 150°C unwirksam. Die Abschreckerscheinungen sind demnach ähnlich denen, wie man sie bei Germanium gefunden hat. Ob die beobachtete Trägerzunahme durch echte thermische Fehlordnung oder durch störstellenartigen Einbau eines oder mehrerer Fremdstoffe erzeugt wurde, muß jedoch beim Tellur noch offen bleiben. Das letztere ist zwar unwahrscheinlich, weil künstlich verunreinigte und natürlich unreine Proben die gleiche Zunahme der Löcherkonzentration beim Abschrecken ergeben haben (siehe § 4). In diesem Fall müßte sich die Zahl der für den Abschreckeffekt in Frage kommenden Fremdatome durch den Reinigungsprozeß nicht verändert haben.

Aus Abb. 3 ergeben sich zwei Aktivierungsenergien für die reversible Fehlordnung.

§ 4. Der Einfluß von Antimon und Arsen auf Hall-Effekt und Leitfähigkeit

Das reine Tellur wurde im Hochvakuum in der Ampulle geschmolzen, nach dem Abkühlen reiner Stickstoff eingelassen und das zum Dotieren bestimmte Stückchen eingeworfen, wieder evakuiert und die Am-

pulle abgeschmolzen. Die Probe wurde dann in der Gebläseflamme aufgeschmolzen und der Inhalt unter tüchtigem Schütteln vermischt. Sämtliche Proben hatten auf ihrer ganzen Länge praktisch konstanten HALL-Koeffizienten und Leitfähigkeit. Verschiedene Proben wurden kräftig abgeätzt, die Enden abgebrochen und zu neuen Proben umgeschmolzen. HALL-Koeffizient und Leitfähigkeit blieben innerhalb $\pm 20\%$ dieselben, also ist nichts an Oberfläche und Kristallende ausgeschieden worden. Die zugefügte Arsen- bzw. Antimommenge ist also in den Proben gleichmäßig verteilt, die Konzentration der Fremdatome demnach leicht zu ermitteln. In Abb. 4 sind von Proben mit verschiedener Antimondotierung HALL-Koeffizient und Leitfähigkeit bei verschiedenen Temperaturen aufgetragen. Bei der Leitfähigkeit ist das arithmetische Mittel der Widerstandswerte R_{\parallel} und R_{\perp} zur kristallographischen Hauptachse angegeben.

Abb. 5 zeigt die Wirkung der Arsen-Dotierung.

Die untere Umkehrtemperatur des HALL-Koeffizienten hängt von der Reinheit der Probe ab, während die obere Umkehrtemperatur für alle Proben bei 230°C liegt. Nur sehr stark dotierte Proben zeigen im ganzen Bereich positive HALL-Koeffizienten. Dem Vorzeichen des HALL-Koeffizienten entsprechend liegt im Verunreinigungsgebiet Defektelektronenleitung vor. Die für Germanium und Silicium gültige Regel wird bestätigt, da As und Sb

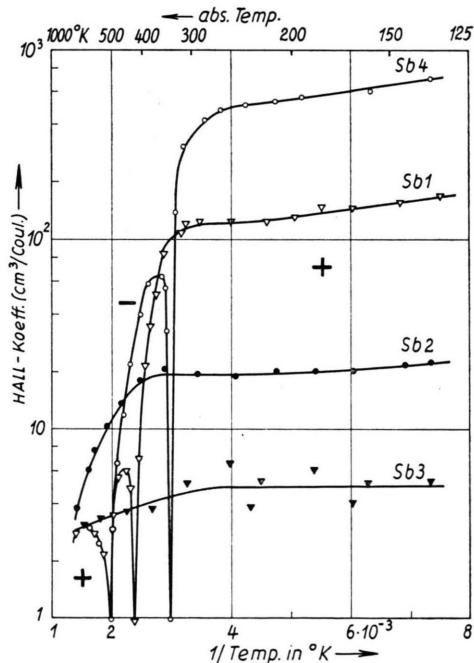


Abb. 4 a.

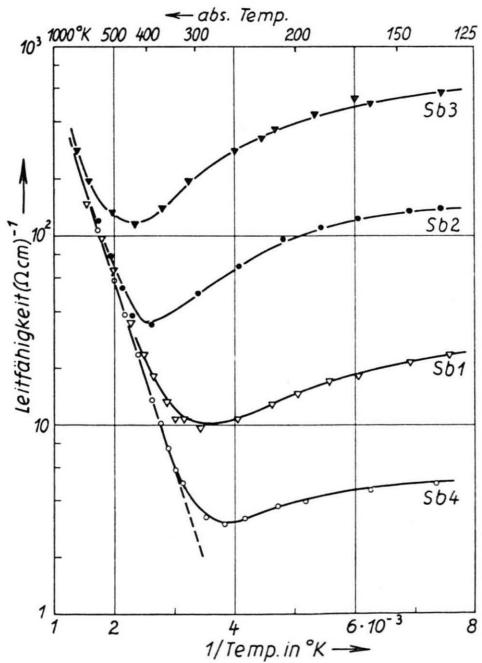


Abb. 4 b.

Abb. 4. Antimondotiertes Tellur; Temperaturabhängigkeit

a) des HALL-Koeffizienten, b) der Leitfähigkeit.

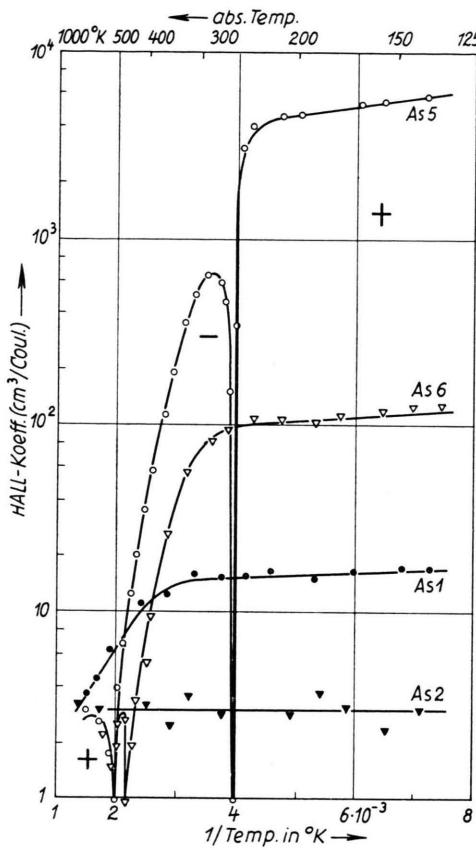


Abb. 5 a.

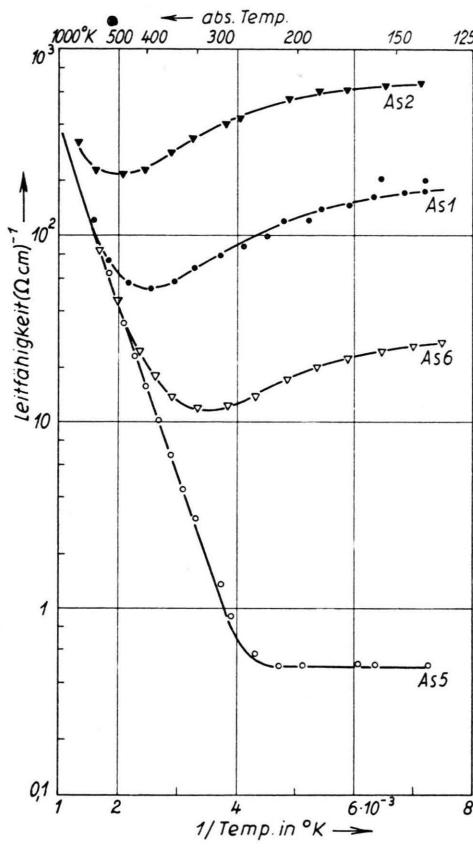


Abb. 5 b.

Abb. 5. Arsendotiertes Tellur; Temperaturabhängigkeit
a) des HALL-Koeffizienten, b) der Leitfähigkeit.

im periodischen System links von Tellur liegen. Wie dort wird im Bereich niederer Temperaturen die Neigung der HALL-Kurven bei stark dotierten Proben flacher.

In Abb. 6 ist die Löcherkonzentration über der

Fremdatomkonzentration aufgetragen. Der ionisierbare Anteil nimmt besonders für Sb mit wachsender Konzentration ab. Vielleicht liegt bei höherer Konzentration keine atomdisperse Verteilung mehr vor. Die Neigung der HALL-Kurven ist sehr gering, die ionisierbaren Störstellen sind demnach praktisch vollkommen dissoziiert.

In Abb. 7 bzw. 8 ist die Beweglichkeit der Proben mit Sb- bzw. As-Dotierung im Störleitungsgebiet aufgetragen. Die Punkte sind Meßwerte, die ausgezogenen Kurven nach der Funktion

$$1/b = \beta_g T^{3/2} + \beta_s T^{-3/2}$$

eingezzeichnet. β_g ist für alle Proben

$$2,07 \cdot 10^{-7} \text{ V sec/cm}^2 \cdot \text{°K}^{-3/2},$$

β_s wurde der jeweiligen Probe angepaßt und ergab sich als der Trägerdichte etwa proportional. Gitterstreuung und CONWELL-WEISSKOPF-Streuung geben also den Verlauf der Beweglichkeit gut wieder.

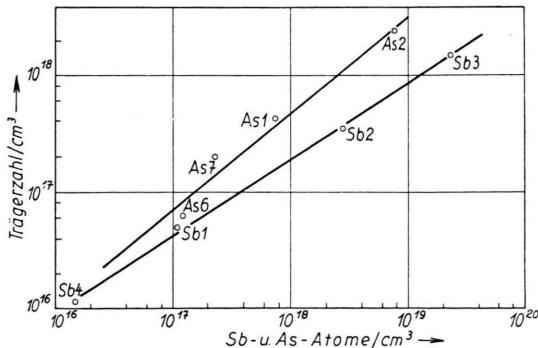


Abb. 6. Trägerdichte als Funktion der Fremdatomkonzentration im Tellur.

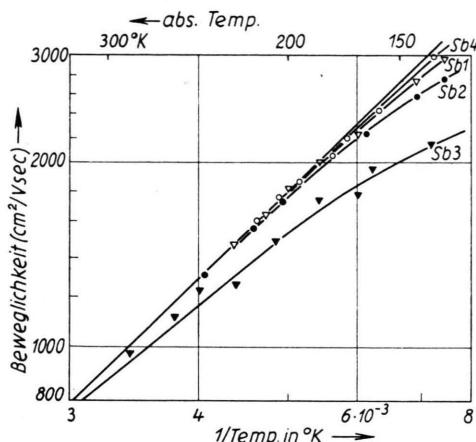


Abb. 7. Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit verschieden mit Antimon dotierter Tellurproben.

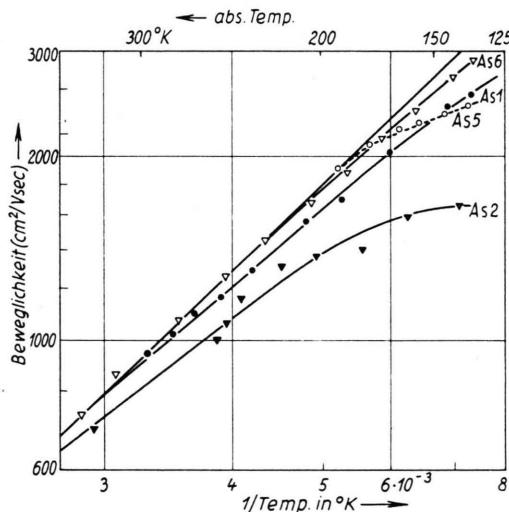


Abb. 8. Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit verschieden mit Arsen dotierter Proben.

Tab. 2 bringt Ergebnisse einiger Wärmebehandlungsversuche von dotierten und reinen Proben (O-Serie).

Probe	vor Abschrecken	nach Abschrecken	Diff.	nach Temperi-	Abschreck- temperatur
As 1	44	44	—	44	450° C
As 6	6,6	7,9	1,3	6,5	450° C
O/12	0,79	2,0	1,2	0,79	450° C
As 3	6,5	6,8	0,3	6,5	340° C
O/34	0,42	0,61	0,19	0,41	340° C
Sb 3	140	140	<10	140	450° C
Sb 1	4,8	6,0	1,2	4,9	450° C
O/44	0,04	1,2	1,2	0,042	450° C
Sb 1	4,9	5,5	0,6	4,8	400° C
O/45	0,04	0,5	0,46	0,039	400° C

Tab. 2. Löcherkonzentration im Fremdleitungsgebiet in $10^{16}/\text{cm}^3$.

Die Trägerkonzentration nimmt bei allen Proben durch Abschrecken um den gleichen Betrag zu. Die Größe der Zunahme hängt nur von der Abschrecktemperatur ab. Nach dem Tempern wird wieder die ursprüngliche Trägerkonzentration erreicht.

§ 5. Der Einfluß von Brom und Jod auf Hall-Effekt und Leitfähigkeit

Brom und geschmolzenes Jod werden in Supremaxkapillaren eingeschmolzen. Die eingeschmolzene Menge läßt sich leicht unter dem Mikroskop bestimmen. Im übrigen wurde wie beim Dotieren mit Arsen und Antimon verfahren. Nach dem Abschmelzen der Ampulle wurde das von Tellur freie Ende mit dem Halogenröhren erhitzt. Das Röhrchen zerplatzt mit hörbarem Knall. Dann wird die Probe unter tüchtigem Schütteln aufgeschmolzen.

HALL-Koeffizient und Leitfähigkeit waren wieder längs der Probe annähernd konstant. Abgeätzte Proben mit abgebrochenen Enden wurden in einer Ampulle eingeschmolzen und zu einer neuen Probe umgeschmolzen. Die Trägerkonzentration war praktisch die gleiche wie bei der ursprünglichen Probe. Das Halogen verteilt sich demnach in der Probe gleichmäßig und wird ganz vom Tellur aufgenommen.

HALL-Koeffizient und Leitfähigkeit einiger mit Jod bzw. Brom dotierter Proben zeigen die Abb. 9 und 10. Wieder liegt die für Tellur typische Doppelumkehr des HALL-Koeffizienten vor. Im Verunreinigungsgebiet herrscht Defektelektronenleitung. Da die Halogene im periodischen System rechts von Tellur stehen, wäre eigentlich Elektronenleitung zu erwarten. Wir haben jedoch keine Probe gefunden, die bei tiefen Temperaturen negativen HALL-Koeffizienten hatte. Der HALL-Koeffizient ist im Verunreinigungsgebiet unabhängig von der Temperatur. Alle Störstellen scheinen dissoziert zu sein. Bei den reinsten Proben liegt das gleiche Verhalten vor.

Abb. 11 zeigt den ionisierbaren Anteil von Jod und Brom in Tellur. Bei Brom liefert jedes 1200. Atom einen Träger, bei Jod jedes 500. Zum Dotieren verwendeten wir sehr reine Halogene (p.a. von Merck). Der garantierte Reinheitsgrad schließt die Vermutung aus, daß die Erhöhung der Trägerkonzentration von den Verunreinigungen herrührt. Die Löcherkonzentration ist der Halogenatomkonzentration proportional.

Die Beweglichkeit von den mit Jod und Brom

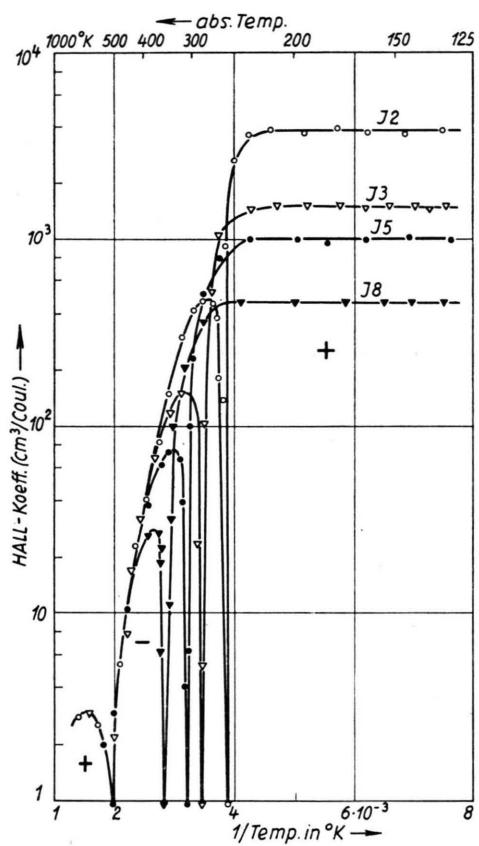


Abb. 9 a.

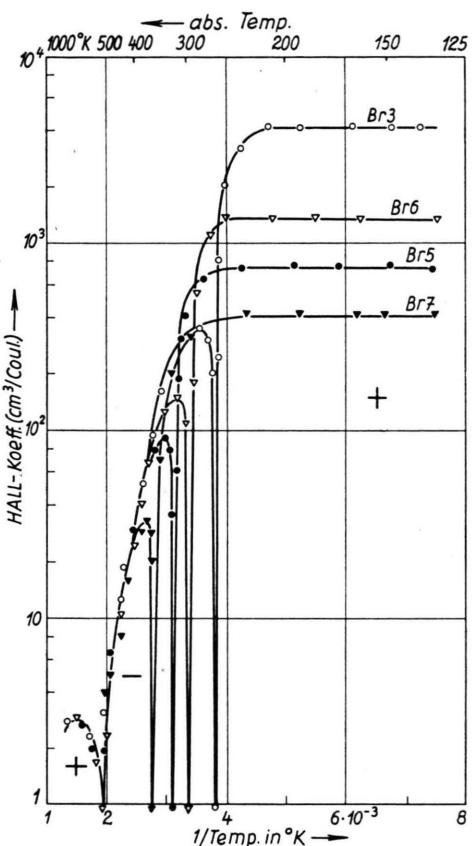


Abb. 10 a.

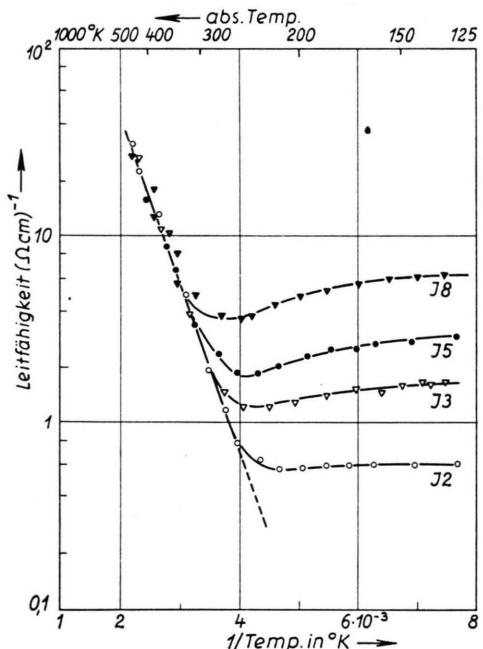


Abb. 9 b.

- a) Temperaturabhängigkeit des HALL-Koeffizienten von Jod-dotiertem Tellur.
- b) Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit von Jod-dotiertem Tellur.

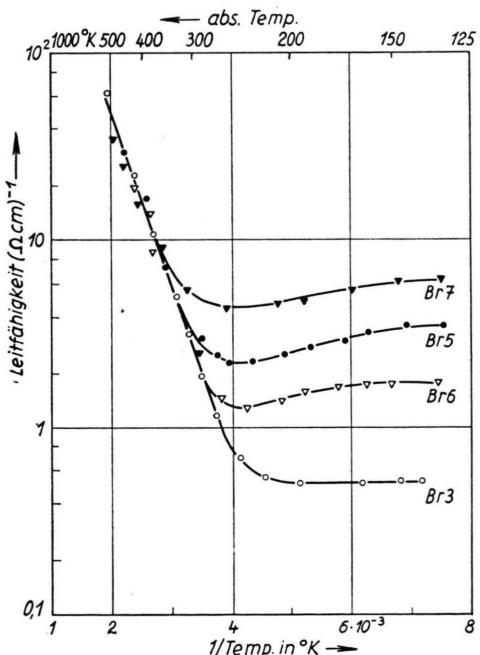


Abb. 10 b.

- a) Temperaturabhängigkeit des HALL-Koeffizienten von Brom-dotiertem Tellur.
- b) Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit von Brom-dotiertem Tellur.

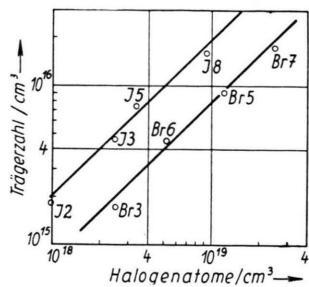


Abb. 11. Trägerdichte im Tellur als Funktion der Halogenkonzentration.

dotierten Proben zeigen die Abb. 12 und 13. Der Temperaturverlauf läßt sich nicht durch Gitterstreuung und Störstellenstreuung annähern. Vielleicht wirken hier die vielen undissoziierten Halogenatome als zusätzliche Streuquellen.

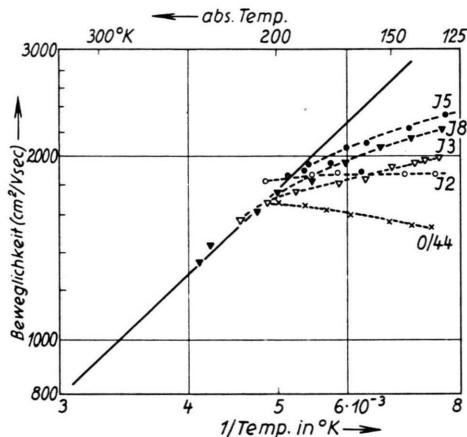


Abb. 12. Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit verschieden mit Jod dotierter Tellur-Proben.

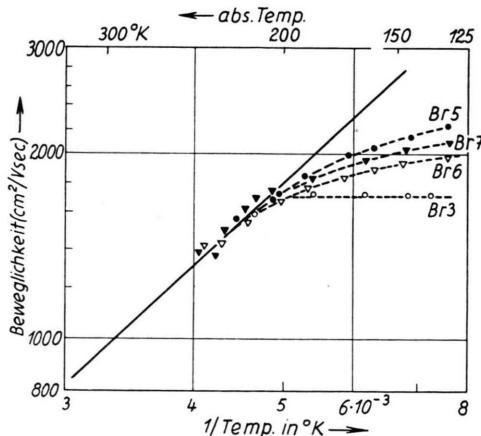


Abb. 13. Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit verschieden mit Brom dotierter Tellur-Proben.

Im Verlauf zahlreicher Wärmebehandlungsversuche, über die nicht berichtet werden soll, zeigte

sich, daß die Proben mit Halogenen durch zweistündiges Tempern bei 400°C in einem großen Volumen viel an Halogen verlieren. Beim Öffnen der Rohre ist der typische Halogengeruch wahrnehmbar. An manchen Stellen des Rohres bilden sich Halogenniederschläge.

§ 6. Umkehr des Leitungstyps beim Hall-Effekt

Die höhere Umkehrtemperatur des Leitungstyps bei 230°C ist strukturunempfindlich, während die untere wegen der viel kleineren Konzentration der Eigenleitungsträger durch zusätzliche Fremdleitungelektronen beeinflußt wird. Ihre Lage ist mit der Beziehung verträglich, daß bei Tellur ein Eigenleitungsbereich existiert und dort eine einheitliche Aktivierungsenergie E für die Eigenleitungsträger vorliegt. Für die Umkehrtemperatur T_u und den HALL-Koeffizienten R_v im Störleitungsbereich ergibt sich auf Grund einer einfachen Rechnung bis auf ein wenig temperaturabhängiges Glied

$$\ln R_v = E/2 k T_u .$$

Wie man an Hand von Abb. 14 feststellt, ist diese Beziehung sehr gut erfüllt und liefert für die Aktivierungsenergie der Eigenleitungsträger wieder einen Wert von 0,35 eV.

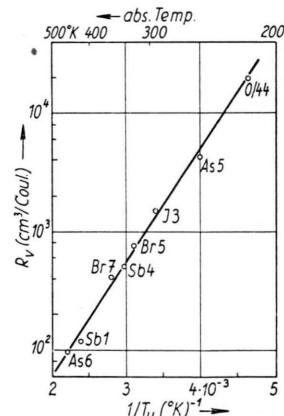


Abb. 14. HALL-Koeffizient im Störleitungsbereich und Umkehrtemperatur des Tellurs bei verschiedener Dotierung.

Wir danken Herrn Prof. Dr. E. FUES für die der Arbeit zuteil gewordene Förderung; der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Überlassung von Leihgaben. Herr Prof. Dr. K. LARK-HOROVITZ hat uns damals nichtveröffentlichte Arbeiten freundlicherweise zugänglich gemacht, wofür wir auch an dieser Stelle herzlich danken möchten.