

Die Bedeutung chemisch reiner Ausgangsstoffe für die Festkörperforschung

Von Prof. Dr. phil. F. TRENDLEENBURG, Erlangen*)

Aus den Laboratorien der Siemens-Schuckertwerke A. G., Erlangen

In den letzten Jahren konnten an halbleitenden Stoffen physikalisch und technisch bedeutungsvolle Effekte gefunden werden, nachdem es gelungen war, die Stoffe in höchster Reinheit herzustellen. Die Reinheit übertrifft die bisher bei Atomgewichtsbestimmungen erreichte Reinheit. — Es werden grundlegende Fragen des Leitungsmechanismus in Halbleitern und Fragen der Spurenanalyse und Spurenreinigung besprochen, sowie Mitteilungen über die Eigenschaften der neuen halbleitenden Verbindungen von Elementen der III. und der V. Periodengruppe gemacht. Weiterhin wird über den am Germanium neu entdeckten magnetischen Sperrschieffeffekt berichtet.

Einleitung

In den letzten Jahren sind auf dem Gebiet der Festkörperphysik interessante Ergebnisse erzielt worden. So wurden insbes. an Stoffen mit halbleitendem Charakter neue elektrische und magnetische Effekte gefunden. Einige der neu entdeckten Halbleitereffekte werden bereits in der Technik ausgenutzt. So baut man unter Verwendung der Halbleiter Germanium und Silicium Kristallgleichrichter und Kristallverstärker. Vorbedingung für diesbezügliche physikalische Forschungen am festen Körper und für die technische Ausnutzung der Forschungsergebnisse ist es, die betreffenden Stoffe in allerhöchstem Reinheitsgrad zur Verfügung zu haben. Bestimmte Spurenverunreinigungen müssen auf weniger als 1/1000000 % entfernt werden. Für die moderne Halbleiterentwicklung ist also die chemische Spurenanalyse und die chemische Reinigung von allerhöchster Bedeutung.

Leitungsmechanismus in Halbleitern

Aufgrund von quantenmechanischen Gesetzen dürfen sich die den Atomkern umgebenden Elektronen nur in ganz bestimmten Energieniveaus aufhalten; zwischen den einzelnen Energieniveaus liegen die sog. verbotenen Zonen, in denen sich keine Elektronen befinden dürfen. Durch Zuführung eines ganz bestimmten Energiebetrages, der umso größer ist, je größer die Breite dieser verbotenen Zone ist, kann ein Elektron von einem tiefen Energieniveau in ein höheres Energieniveau emporgehoben werden. Für die Frage, ob ein Kristall ein Isolator oder ein Halbleiter ist, oder ob er metallische Leitfähigkeit besitzt, ist die Frage der Besetzung der äußeren Niveaus von entscheidender Bedeutung, während die Besetzung der inneren Energieniveaus für diese Frage keine Rolle spielt. Wenn z. B. das sog. „Valenzband“ mit Elektronen voll besetzt ist — wie bei Diamant, Silicium und Germanium —, das nächstfolgende Band aber, das sog. „Leitungsband“, völlig unbesetzt ist (Bild 1), so ist der betreffende Kristall bei

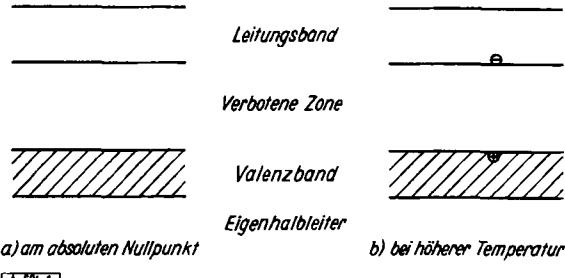


Bild 1
Mechanismus der Eigenhalbleitung

*) Vorgetragen auf der Südwestdeutschen Chemiedozententagung in Erlangen am 28. 4. 1954.

tiefer Temperatur ein Isolator. Die im Valenzband befindlichen Elektronen bewirken die chemische Bindung zwischen benachbarten Atomen, sie sind im Kristallgitter so fest gebunden, daß sie bei Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes an den Kristall diesen nicht durchwandern können. Steigert man nun aber die Temperatur, so können dann einzelne Elektronen durch Wärmeschwingungen des Kristallgitters genügend Energie bekommen, um vom Valenzband in das Leitungsband zu gelangen, und zwar tritt dies Losreißen der Elektronen aus dem Valenzband dann ein, wenn die den Elektronen thermisch zugeführte Energie größer ist als die Bindungsenergie im Valenzband. Die im Leitungsband befindlichen Elektronen sind nun nicht mehr an ihr Atom gebunden, sie können sich im Kristallgitter frei bewegen, bei Anlegen eines elektrischen Feldes setzt ein Elektronenstrom ein, der Kristall wird „eigenleitend“. Beim Hinaustreten eines negativ geladenen Elektrons aus dem Valenzband in das Leitungsband bleibt im Valenzband eine positive Ladung, ein „Loch“ zurück. Sehr wichtig für den Mechanismus der Eigenleitung in Halbleitern ist nun die Tatsache, daß dieses Loch im Gitter unter Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes ebenfalls frei beweglich ist wie ein Elektron; man spricht daher von dem Loch auch als von einem „Defektelektron“. Die Defektelektronen laufen wegen ihrer positiven Ladung im elektrischen Feld entgegengesetzt wie die Elektronen. Der Gesamtstrom durch den eigenleitenden Kristall ist die Summe von Elektronen- und Defektelektronenstrom.

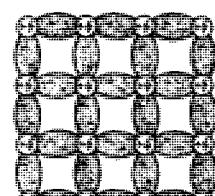
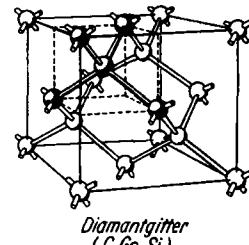


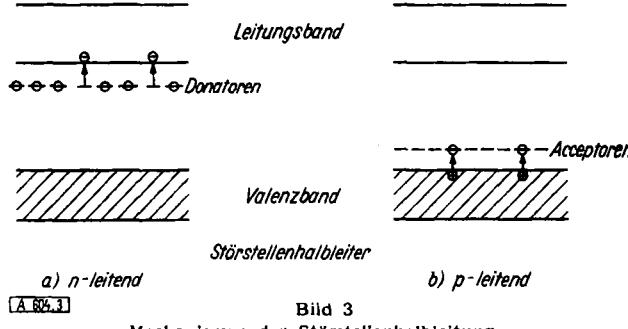
Bild 2
Das Diamantgitter und die Bindungsverhältnisse im Diamantgitter

Bei anderen Stoffen — z. B. den Metallen — ist der Aufbau der Elektronenhülle derart, daß sich auch bei tiefsten Temperaturen Elektronen im Leitungsband befinden. Aus derartigen Atomen aufgebaute Kristalle besitzen metallische Leitfähigkeit.

Nach diesen grundsätzlichen Bemerkungen sei nun zunächst auf die Vorgänge in den heute bereits für technische Zwecke verwendeten Halbleitern Germanium und Silicium eingegangen. Diese beiden Elemente kristallisieren ebenso wie Kohlenstoff (Diamant-Modifikation) und wie das graue Zinn im Diamantgittertypus (Bild 2). Der Atomaufbau dieser Stoffe ist derart, daß, wenn wir von den

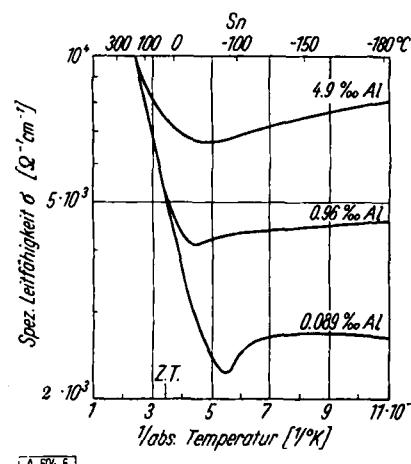
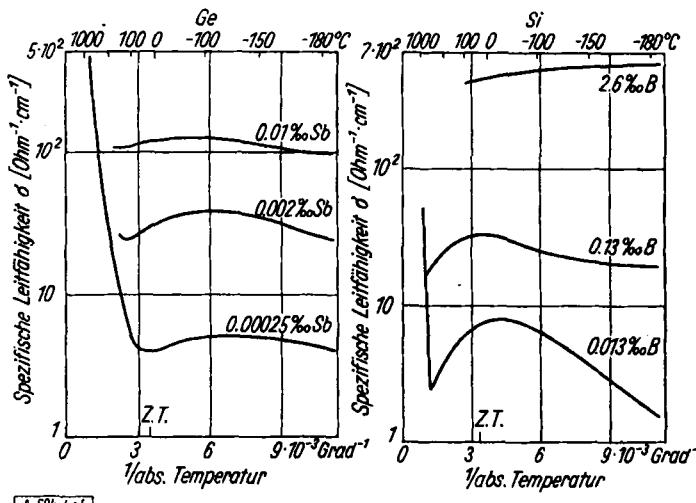
innen liegenden Elektronen absehen, jeweils in einer äußeren Schale vier Elektronen enthalten sind. Diese Schale ist damit hinsichtlich des Bindungszustandes voll besetzt, während in dem darauffolgenden Energieniveau, dem Leitungsband, sich keine Elektronen befinden. Die Stoffe sind bei sehr tiefer Temperatur also sämtlich nichtleitend. Geht man zu höheren Temperaturen über, so werden – wie erwähnt – durch Energiezufuhr einzelne Elektronen in das Leitungsband gehoben, Defektelelektronen bleiben zurück, und es setzt damit eine elektrische Leitfähigkeit ein. Die Temperatur, bei der dies eintritt, liegt umso höher, je größer der Energieabstand zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband (die sog. „Breite der verbotenen Zone“) ist. Beim grauen Zinn beträgt dieser Abstand 0,1 eV, beim Germanium 0,75 eV, beim Silicium 1,12 eV und beim Diamant etwa 5,5 eV. Während bei den praktisch erreichbaren Reinheitsgraden beim grauen Zinn die „Eigenleitung“ bereits bei relativ tiefen Temperaturen messbar ist, beginnt sie bei Germanium – mit seiner größeren Breite der verbotenen Zone – erst im Gebiet der Zimmertemperatur bemerkbar zu werden, bei Silicium liegt die Temperatur weit oberhalb der Zimmertemperatur, und noch sehr viel höhere Temperaturen wären für den Diamant erforderlich. Es ist klar, daß die Eigenleitfähigkeit der genannten Halbleiter mit der Temperatur stark zunimmt. Diese Tatsache ist ein außerordentlich wichtiges Kriterium für den Halbleitercharakter eines Stoffes. Bei metallischen Leitern liegen die Verhältnisse gerade umgekehrt, dort ist es so, daß die Leitfähigkeit mit wachsender Temperatur abnimmt, der Widerstand also zunimmt.

Neben der sog. Eigenleitung, deren Mechanismus wir eben kurz skizzierten, tritt nun in Halbleitern noch ein zweiter, sehr wichtiger Leitungsmechanismus auf; es ist dies der Mechanismus der sog. „Störstellenleitung“. Ersetzt man nämlich im Gitter eines Halbleiters, angenommen im Gitter des Germaniums oder Siliciums einige wenige, beispielsweise jedes 10⁷ Germanium- oder Silicium-Atom durch Fremdatome, so geben solche Fremdatome dann, wenn bei ihnen die äußere Elektronenschale 5 statt 4 Elektronen enthält, bereits bei verhältnismäßig niedriger Temperatur ein Elektron in das Leitfähigkeitsband ab, und das Atom bleibt als positiv geladenes Ion im Kristallgitter zurück (Bild 3). Man nennt die in diesem Fall auftretende durch negativ geladene Elektronen vermittelte Leitung



„n-Leitung“. Enthalten dagegen die Störatome in der äußeren Schale ein Elektron zu wenig, d. h. 3 statt 4 Elektronen, so nehmen sie ein Elektron von den Gitteratomen an, es bildet sich also ein negativ geladenes Ion und im Gitter bleibt ein positiv geladenes Loch, ein Defektelektron, übrig. Das Defektelektron ist im Kristallgitter frei beweglich, bei Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes setzt Defektelektronenleitung ein; da die Leitung von positiven Ladungen getragen wird, spricht man in diesem Fall von einem p-leitenden Kristall.

Einige Leitfähigkeitskurven mögen den theoretisch skizzierten Sachverhalt zeigen. Die Kurven betreffen einerseits Germanium, Silicium und graues Zinn (Bilder 4, 5, 6);



andererseits einige von Prof. Welker⁴⁾, neu geschaffene halbleitende Verbindungen von Elementen der III. und der V. Gruppe des Periodensystems und zwar insbes. Aluminiumantimonid, Galliumantimonid, Galliumarsenid,

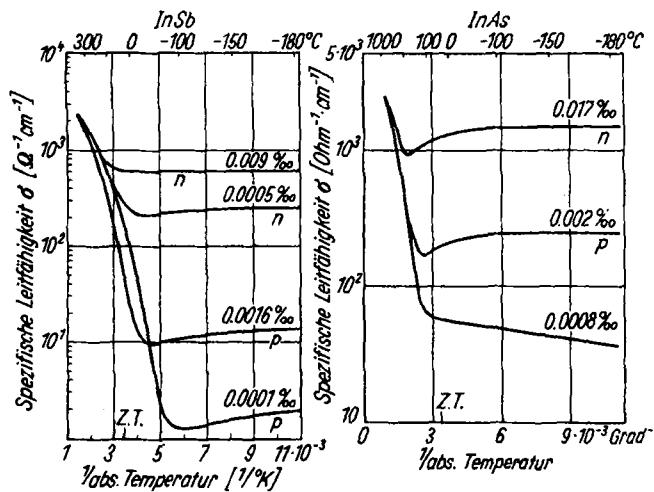
¹⁾ K. Lark-Horowitz, Conductivity in Semiconductors Symposium on Electrical Properties of Semiconductor and the Transistor, AIEE Summer Meeting [1949]. Hingewiesen sei hier insbes. auch noch auf die Monographie von W. Shockley: Electrons and holes in semiconductors (New York 1950) und zahlreiche Arbeiten im „Transistor Issue“ der Proc. I. R. E. 40, No. 11 (Nov.) [1952].

²⁾ G. L. Pearson u. J. Bardeen, Physic. Rev. 75, 865 [1949], 77, 809 [1950].

³⁾ G. Busch, J. Wieland u. H. Zoller, Helv. Physic. Acta 24, 49 [1951].

⁴⁾ H. Welker, Z. Naturforsch. 7a, 144 [1952]; 8a, 248 [1953]. Inzwischen ist noch von verschiedenen Stellen über Untersuchungen an A_{III} B_V-Verbindungen berichtet worden, vgl. insbes.: G. L. Pearson u. M. Tanenbaum, Physic. Rev. 90, 153 [1953]; R. Gremmelmair u. O. Madelung, Z. Naturforsch. 8a, 333 [1953]; R. G. Breckenridge, Physic. Rev. 90, 488 [1953]. F. Gans, J. Lagrenaudie u. S. Séguin, C. R. hebd. Séances Acad. Sci. 237, 310 [1953]; H. Weiss, Z. Naturforsch. 8a, 463 [1953]; M. Tanenbaum u. J. P. Maita, Physic. Rev. 97, 1009 [1953]; M. Tanenbaum u. H. B. Briggs, Physic. Rev. 91, 1561 [1953]; O. G. Folberth u. O. Madelung, Z. Naturforsch. 8a, 673 [1953]; O. G. Folberth, R. Grimm, H. Weiss, Z. Naturforsch. 8a, 826 [1953]; O. Madelung, Z. Naturforsch. 8a, 791 [1953]; F. A. Cunne, E. W. Saker u. J. T. Edmond, Proc. Physic. Soc. 66B, 1115 [1953]; G. Zielasek, Aluminium 29, 308 [1953]; E. Justi u. G. Lautz, Abh. braunschweig. wiss. Ges. 5, 36 [1953]; F. Oswald, Z. Naturforsch. 9a, 181 [1954]; E. Burstein, Physic. Rev. 93, 632 [1954]; J. W. Cleland u. J. H. Crawford, Physic. Rev. 93, 894 [1954]; O. Madelung u. H. Weiss, Z. Naturforsch. 9a, 572 [1954]. F. Oswald u. R. Schade Z. Naturforsch. (1954, im Druck).

Indiumphosphid, Indiumantimonid (Bild 7a) und Indiumarsenid (Bild 7b). In der Ordinate ist jeweils die Leitfähigkeit, in der Abszisse die reziproke Temperatur aufgetragen. Bei allen Kurven treten zwei voneinander verschiedene Kurvenäste deutlich in Erscheinung, nämlich



A 604.2a+b

Bild 7a
Leitfähigkeitskurve InSb (n- bzw. p-leitend) nach Messungen von H. Weiss⁴⁾

Bild 7b
Leitfähigkeitskurve InAs (n- bzw. p-leitend)

links der sog. Eigenleitungsast und rechts der sog. Störleitungsast. Im Eigenleitungsgebiet nimmt die Leitfähigkeit mit wachsender Temperatur — wie nach den theoretischen Vorstellungen zu erwarten — rasch zu, im Störleitungsgebiet ist sie weitgehend temperaturunab-

Spurenanalyse

Zur ersten Kontrolle der Zusammensetzung der Ausgangsmaterialien verwendet man vorteilhaft die Spektralanalyse. Man erkennt aus Spektralaufnahmen sehr rasch qualitativ, welche Beimengungen vorhanden sind und kann bei einiger Erfahrung auch annähernd quantitative Angaben über die Menge der Beimengungen machen. Die Ergebnisse der physikalischen Spektralanalyse sind besonders wichtig für die nachfolgende chemische Spurenanalyse. Für die dann folgende chemische Spurenanalyse haben wir mit bestem Erfolg das von Helmut Fischer 1925 angegebene Dithizon-Verfahren⁵⁾ benutzt. Dies Verfahren wurde von Dr. Iwantscheff zu großer Empfindlichkeit weiterentwickelt. Das Verfahren arbeitet kolorimetrisch.

Das Dithizon-Verfahren zeichnet sich dadurch aus, daß man mit geringer Variation der Anwendungstechnik, wie z. B. durch Änderung des pH-Bereichs, oder durch Zusatz von Tarnungsmitteln, oder Ausnutzung der verschiedenen Affinität mehr als ein Dutzend Elemente direkt oder indirekt im Spurenbereich selektiv beherrscht (Bild 8).

Falls die direkte Anwendung des Dithizon-Verfahrens empfindlichkeitsmäßig nicht ausreicht, kann man eine Spurenreicherung durch Spurenfang, durch Vorextraktion, durch Absorption und dgl. vornehmen. Die angereicherten Elementspuren können dann je nach ihrer Art durch spektralanalytische oder kolorimetrische Verfahren, durch Polarographie oder Massenspektrometrie ermittelt werden.

Zur Spurenanalyse wurden von uns auch radioaktive Indizierungsverfahren herangezogen. So konnte Dr. Gebauer durch Verwendung des radioaktiven Isotops ⁴⁵Ca mit dem Zählrohr die fortschreitende Reinigung von Calcium-Spurenverunreinigungen laufend verfolgen.

Stellung der „Dithizonmetalle“ im Periodensystem

Ia	IIa	IIIb	IVb	Vb	VIb	VIIb	VIIIb	Ib	IIb	IIIa	IVa	Va	VIa	VIIa	O		
1 H															³ He		
2 Li	⁴ Be														¹⁰ Ne		
11 Na	¹² Mg														¹⁸ Ar		
19 K	²⁰ Ca	²¹ Sc	²² Ti	²³ V	²⁴ Cr	²⁵ Mn	²⁶ Fe	²⁷ Co	²⁸ Ni	²⁹ Cu	³⁰ Zn	³¹ Ga	³² Ge	³³ As	³⁴ Se	³⁵ Br	³⁶ Kr
37 Rb	³⁸ Sr	³⁹ Y	⁴⁰ Zr	⁴¹ Nb	⁴² Mo	⁴³ Tc	⁴⁴ Ru	⁴⁵ Rh	⁴⁶ Pd	⁴⁷ Ag	⁴⁸ Cd	⁴⁹ In	⁵⁰ Sn	⁵¹ Sb	⁵² Te	⁵³ J	⁵⁴ Ne
55 Cs	⁵⁶ Ba	⁵⁷ La	⁵⁸ Hf	⁵⁹ Ta	⁶⁰ W	⁶¹ Re	⁶² Os	⁶³ Ir	⁶⁴ Pt	⁶⁵ Au	⁶⁶ Hg	⁶⁷ Tl	⁶⁸ Pb	⁶⁹ Bi	⁷⁰ Po	⁷¹ At	⁷² Rn
87 Fr	⁸⁸ Ra	⁸⁹ Ac	⁹⁰ Th	⁹¹ Pa	⁹² U												

Bild 8. Die mit dem Dithizonverfahren erfaßbaren Metalle

hängig. Aus den Kurven lassen sich die Breiten der verbotenen Zonen der von H. Welker geschaffenen halbleitenden Verbindungen der III. und V. Gruppe des Periodensystems ermitteln, diese betragen bei InSb 0,18; InAs 0,35; GaAs 0,7; InP 1,25; GaAs 1,4; AlSb 1,7 eV. Die Kurven lassen erkennen, daß man bei tieferer Temperatur eigenleitende Materialien nur dann erhält, wenn man Stoffe mit höchstem Reinheitsgrad zur Verfügung hat. Für manche technischen Zwecke ist es nun erforderlich, im Gebiet der Eigenleitung zu arbeiten, für andere Zwecke arbeitet man im Gebiet der Störstellenleitung, wobei man dann aber meist nur sehr geringe Störstellenkonzentration in der Größenordnung 1:10⁷ bis 1:10⁸ haben darf.

Spurenbeseitigung

Die Forderung der Festkörperphysik, Stoffe in einer Reinheit herzustellen, welche die bisher für Atomgewichtsbestimmungen erreichte Reinheit im allgemeinen übertrifft, hat auch die präparative Chemie vor interessante Aufgaben gestellt. Als besonders wichtig erwies sich die Auswahl der richtigen Materialien für die Gefäße. Während für manche Materialien Quarz oder Sinterkorund brauchbar ist, kommt für andere Materialien nur Graphit hoher Reinheit in Frage. Zur Spurenbeseitigung bei der Präparation können chemische Verfahren, wie das bereits erwähnte

⁴⁾ H. Fischer, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern 4/2, 158 [1926].

Dithizon-Verfahren hinzugezogen werden. Es wurden aber auch neue Verfahren entwickelt. So sei auf das Zonenschmelzverfahren von W. G. Pfann⁴⁾ hingewiesen, das in den Bell-Laboratorien ausgearbeitet wurde. Das Zonenschmelzverfahren zeigt das Bild 9: Durch einen zu reinigenden Stab AB wandert eine schmale Schmelzone, durch

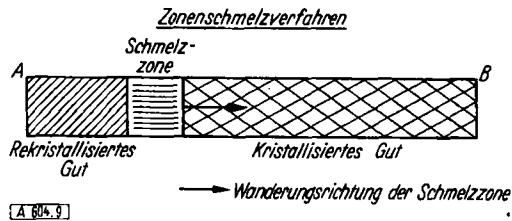


Bild 9
Schematische Darstellung des Zonenschmelzverfahrens
(nach W. G. Pfann)

Ringstrahler oder Hochfrequenzheizung hervorgerufen, langsam von A nach B. Jeweils hinter der Schmelzone kristallisiert der reine Stoff aus, während die Beimengungen in der Schmelze verbleiben und nach dem Ende B fortgetragen werden. Dieser Ziehprozeß wird mehrmals wiederholt bis keine Verschiebung der Beimengungen mehr eintritt. Der Prozeß ist eine wirkungsvolle, fast kontinuierlich arbeitende fraktionierte Kristallisation. Sie verläuft umso erfolgreicher, je besser das Material durch chemische Verfahren vorgereinigt wurde. Das Verfahren setzt volle Löslichkeit der Beimengungen in der Schmelze voraus, was bei hoher Verdünnung der Beimengungen fast ausnahmslos der Fall ist. Bild 10 zeigt die Verteilung der Spurenbeimengungen in einem Antimon-Stab nach mehrfachem Durchziehen durch die Zonenschmelzapparatur.

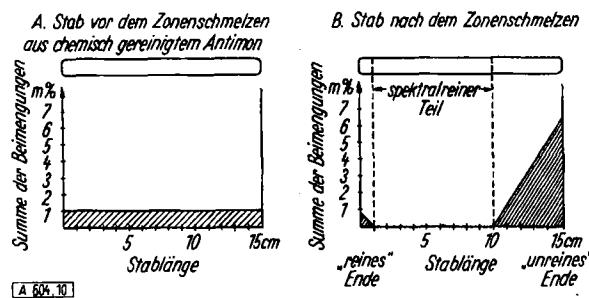


Bild 10
Verteilung von Spurenbeimengungen in einem Antimon-Stab
(Schematisiert)

Der magnetische Sperrschieffeffekt

Der sog. magnetische Sperrschieffeffekt wurde im vergangenen Herbst von H. Welker⁴⁾, der ihn zunächst theoretisch vorausgesagt hatte und von E. Weisshaar entdeckt. Der Effekt wurde an eigenleitendem Germanium-Einkristall, also einem Material, das völlig frei von Störstellen ist, nachgewiesen. Der eigenleitende Kristall weist Elektronen und Defektelektronen in gleicher Zahl auf. Ohne Vorhandensein eines magnetischen Feldes ist die Dichte der Defektelektronen und der Elektronen über den ganzen Kristallquerschnitt gleich. Legt man nun ein Magnetfeld (senkrecht zum elektrischen Feld) durch den Kristall, so werden durch das Magnetfeld Elektronen und Löcher nach der gleichen Seite hin abgelenkt und es tritt eine Änderung der Dichtevertteilung ein; auf der einen Seite steigt die Elektronen- und Löcherdichte ein klein wenig an, während sie auf der rechten Seite stark nachläßt (Bild 11). Der Strom durch den Kristall ist der über den Querschnitt

integrierten Trägerdichte, also der Fläche zwischen der Abszissenachse und der p-n-Kurve, proportional. Der Strom bei Einwirkung des Magnetfeldes ist also kleiner als wenn das Feld fehlt; der Widerstand steigt mit dem Feld an. Es sei ausdrücklich betont, daß der neue Effekt mit dem lange bekannten Hall-Effekt nichts zu tun

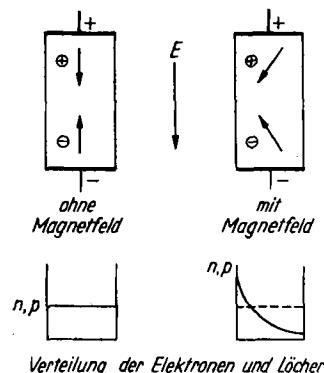


Bild 11
Leitungsmechanismus in eigenleitendem Germanium
mit und ohne Magnetfeld

hat. Der Hall-Effekt ist am eigenleitenden Germanium klein, da ja im vorliegenden Fall negative Elektronen und positive Defektelektronen in gleicher Zahl durch das Magnetfeld nach der gleichen Richtung abgelenkt werden, so daß nach Eintritt des stationären Zustandes der seitliche Transport streng paarweise vor sich geht. Außerordentlich interessante Erscheinungen treten auf, wenn man den neuen magnetischen Effekt an einem Kristall mit unsymmetrisch behandelten Oberflächen untersucht. Bild 12 zeigt die Verhältnisse an einem Germanium-Einkristall, dessen eine Seitenfläche mit einem Sandstrahlgebäle behandelt wurde, so daß das Kristallgitter an der Oberfläche völlig zerstört wurde, während die andere Seite

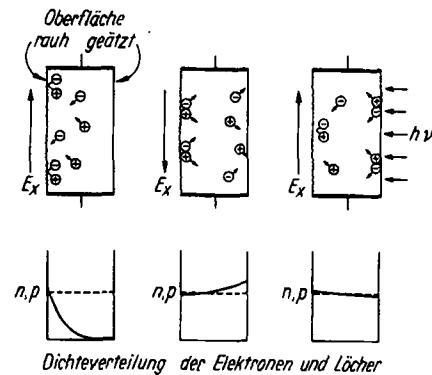


Bild 12
Leitungsmechanismus bei unsymmetrischer Oberflächenbehandlung
(Links: Sperrichtung. Mitte: Flußrichtung.
Rechts: Aufhebung des Sperreffektes durch Licht)

sehr sorgfältig abgeätzt wurde, so daß dort das Kristallgitter intakt blieb. An der zerstörten Kristalloberfläche findet dann eine außerordentlich schnelle Rekombination von Elektronen und Defektelektronen statt, und damit ist auch — aus Gründen des thermodynamischen Gleichgewichts — die Erzeugung von Elektronen und Defektelektronen sehr groß. An der nichtzerstörten Kristalloberfläche ist die Rekombination und die Paarerzeugung klein. Je nach Richtung der elektrischen bzw. magnetischen Felder werden die Elektronen und Defektelektronen nach der einen oder anderen Seite abgelenkt und

⁴⁾ W. G. Pfann, J. Metals, July 1952, 747—753.

es bilden sich dann ganz verschiedene Trägerdichteverteilungen aus, in dem einen Fall ist das Integral über der Trägerdichte klein (Sperrichtung der magnetischen Sperrsicht), in dem anderen Fall groß (Durchlaßrichtung der magnetischen Sperrsicht). Bild 13 zeigt mit dem *Braunsch*schen Rohr aufgenommene Kennlinien der magnetischen

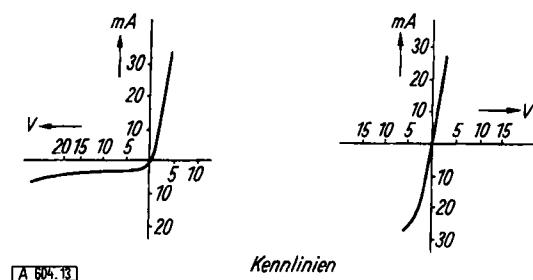


Bild 13

Kennlinien einer magnetischen Sperrsicht
(Links Kennlinien ohne, rechts mit Lichteinstrahlung);
nach E. Weisshaar und H. Welker¹⁾

Sperrsicht. Interessant ist auch, daß man durch Einstrahlen von Licht den Sperreffekt zum Verschwinden bringen kann, mit Licht lassen sich nämlich Elektronenlochpaare erzeugen und hierdurch die durch das Magnetfeld verursachte Trägerverarmung wieder beseitigen.

Hohe Elektronenbeweglichkeit im InSb.

Bei dem von uns neu hergestellten halbleitenden Indiumantimonid wurde von H. Welker und H. Weiss²⁾ eine extrem hohe Beweglichkeit der Ladungsträger entdeckt. Als Beweglichkeit eines Ladungsträgers im Kristall bezeichnet man die Geschwindigkeit in cm/s, die der Ladungsträger beim Anlegen eines elektrischen Feldes von der Feldstärke 1 V/cm annimmt. Während bei Metallen die Beweglichkeit der Elektronen nur sehr gering ist (zwischen etwa 10 und 100 cm²/V sec), kann die Beweglichkeit bei Halbleitern wesentlich größere Werte erreichen, so z. B. zeigt sich bei Germanium ein Beweglichkeitswert von etwa 3200 cm²/V sec. Als wir an die Messung der Beweglichkeit an unseren neuen Halbleiterstoffen herangingen, fanden wir ganz überraschend hohe, bisher noch bei keinen halbleitenden Stoffen gefundene Beweglichkeiten. Bei InSb erreicht die Trägerbeweglichkeit (bei Zimmertemperatur) einen Wert von 60000 cm²/V sec. Diese erstaunlich hohen Beweglichkeiten führen zu sehr interessanten magnetischen Erscheinungen, nämlich zu

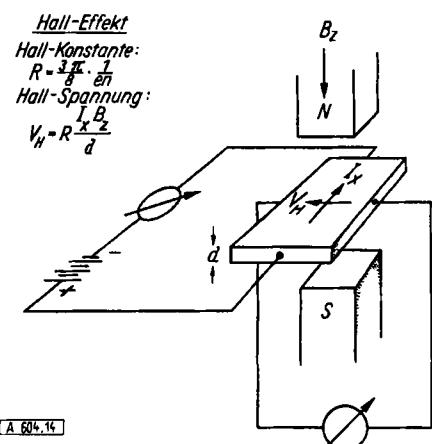


Bild 14
Der Hall-Effekt

¹⁾ H. Welker, Z. Naturforsch. 6a, 184 [1951]; E. Weisshaar u. H. Welker, ebenda 8a, 681 [1953].

²⁾ H. Welker, Z. Naturforsch. 7a, 744 [1952]; H. Welker u. H. Weiss, ebenda 8a, 463 [1953].

einem großen Hall-Effekt und zu einer außerordentlich hohen Widerstandänderung des InSb im Magnetfeld.

Bringt man einen stromdurchflossenen Leiter (Bild 14) in ein Magnetfeld, so werden die Ladungsträger durch das Magnetfeld nach der Seite abgelenkt und es bildet sich eine elektrische Spannung aus, deren Richtung senkrecht zur Stromrichtung liegt, die sog. „Hall-Spannung“. Die Äquipotentialflächen, die vor Einschalten der Magnetteller genau senkrecht zur ursprünglichen Stromrichtung lagen, liegen dann infolge des Auftretens der Hall-Spannung nicht mehr senkrecht, sie werden um den Hall-Winkel gedreht. Der „Hall-Winkel“ (oder genauer der Tangens dieses Winkels) ist dem Produkt der Beweglichkeit mit dem Feld proportional. Bild 15 zeigt, daß bei InSb entsprechend seiner hohen Beweglichkeit ein sehr großer Hall-Winkel (etwa 70°) auftritt.

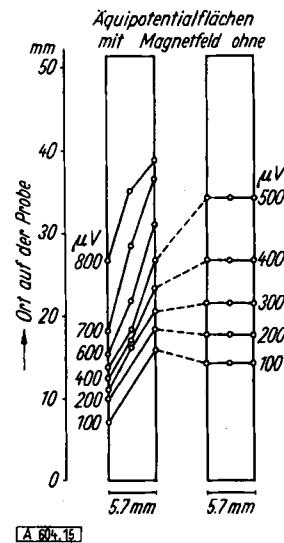


Bild 15
Äquipotentiallinien im Indiumantimonid mit und ohne Magnettfeld
nach H. Welker⁴⁾

Die durch das Einschalten des Magnetteldes bewirkte Veränderung der Elektronenbahnen führt weiterhin zu einer starken Erhöhung des Widerandes im Magnettfeld.

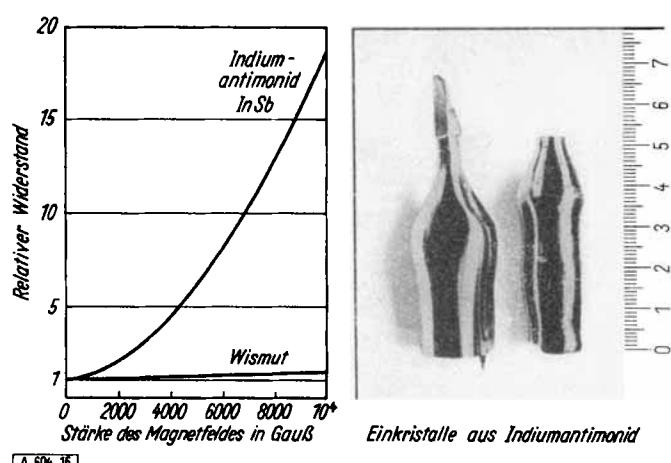


Bild 16
Widerstandsänderung im Indiumantimonid

Bild 16 zeigt die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes einer InSb-Probe im Magnettfeld. Die Widerstandsänderung ist von der Form der Probe abhängig, maximal kamen wir zu einer Widerstandsänderung bei 10000 Gauss von etwa 1:20.

Eingegangen am 17. Mai 1954 [A 604]