

Elektronenoptische Untersuchungen zur Struktur von InSb-Aufdampfschichten

Von LUDWIG REIMER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Münster (Westf.)
(Z. Naturforsch. 13 a, 148—152 [1958]; eingegangen am 9. Dezember 1957)

An dünnen Aufdampfschichten (500 Å) aus InSb auf SiO-Filmen wurde mit Elektronen-Beugung und -Mikroskopie die Schichtstruktur in Abhängigkeit von der Trägertemperatur während des Bedampfens untersucht. Es wurden Aussagen über die Kristallisationsfähigkeit dieser halbleitenden Verbindung in Aufdampfschichten gewonnen, wobei vor allem zunächst die Frage interessierte, wie weit in den Schichten tatsächlich reines InSb vorliegt. An Schichten dicker als 1 μ wurden einige elektrische Messungen des HALL-Effektes und der Widerstandsänderung im Magnetfeld durchgeführt und die Schichtstruktur mit Hilfe von Oberflächenabdrücken elektronenmikroskopisch untersucht.

Die große Elektronenbeweglichkeit in der von WELKER¹ als halbleitend erkannten Verbindung InSb führt zu einer großen Widerstandsänderung im Magnetfeld und zu einem günstigen Verhältnis von HALL-Leistung zur Steuerleistung (HALL-Generatoren). Daher sind Untersuchungen an aufgedampften Schichten aus dieser Verbindung von Interesse, da diese z. B. als Sonden zur Ausmessung magnetischer Felder benutzt werden könnten. Andererseits interessiert die Frage, wie rein sich auf dem Aufdampfwege Schichten halbleitender Verbindungen herstellen lassen, da man aus dem HALL-Effekt im Störleitungsgebiet die Konzentration der Majoritätsladungsträger (annähernd gleich der Störstellenkonzentration) bequem entnehmen kann.

Um die Eigenschaften des kompakten Materials auch weitgehend in den aufgedampften Schichten wiederzufinden, müssen folgende Forderungen gestellt werden: 1. Die Zusammensetzung der Schicht muß stöchiometrisch in den kleinsten Bereichen sein. Bei einer Zersetzung der Legierung in ihre Bestandteile während der Verdampfung muß die Trägertemperatur so hoch liegen, daß eine eventuelle fraktionierte Destillation der Verbindungspartner durch Diffusion innerhalb der Aufdampfschicht rückgängig gemacht wird (vorausgesetzt, daß das Material aus der Verdampfungsquelle quantitativ verdampft wird) und 2. sollte die Kristallitgröße innerhalb der Schicht möglichst groß sein, um Korngrenzeneffekte soweit wie möglich auszuschalten. Beide Forderungen lassen sich durch eine Erhöhung der Trägertemperatur während des Aufdampfens erfüllen.

In der vorliegenden Arbeit soll über Vorversuche zu diesem Problem berichtet werden. Die Forde-

rung 1 nach einem stöchiometrischen Aufbau der Schicht läßt sich am besten an 500 Å dünnen Aufdampfschichten untersuchen, die auf einer elektronendurchlässigen Trägerfolie aus SiO niedergeschlagen werden. Diese Schichten sind noch hinreichend dünn, um mittels Elektronen-Beugung und -Mikroskopie die Schichtstruktur in Abhängigkeit von der Trägertemperatur zu analysieren. Die elektronenmikroskopischen Untersuchungen gestatten bereits Aussagen über die Kristallisationsfähigkeit der Schicht, was die Ausdehnung der Kristallite in Schichtrichtung anbetrifft. Für die oben erwähnte Anwendungsmöglichkeit der InSb-Aufdampfschichten kommen dagegen wesentlich dicke Schichten mit Schichtdicken der Größenordnung 1 μ in Frage. Man kann nicht erwarten, daß die Kristallitgröße in diesen dicken Schichten die gleiche ist wie in den 500 Å-Schichten. Man kann in diesen Fällen aber die Kristallitgröße aus der elektronenmikroskopischen Beobachtung von Oberflächenabdrücken entnehmen.

Strukturuntersuchungen an dünnen Schichten (500 Å)

Als Ausgangsmaterial wurde durch Zonschmelzen gereinigtes InSb verwendet*, welches aus Wolframschiffchen bei einem Vakuum von 10^{-5} Torr verdampft wurde. Um eine Entmischung beim Aufdampfen möglichst zu vermeiden, wurde mit einer hohen Aufdampfgeschwindigkeit (annähernd 1000 Å/sec) gearbeitet und die eingewogene InSb-Menge vollständig verdampft. Die Aufheizung der Unterlage erfolgte in einem Röhrenofen von 8 cm Länge und 2 cm Innendurchmesser, in dem auch die Glasträger für die HALL-Effekt-Proben untergebracht werden konnten (s. u.).

* Herrn Prof. Dr. H. WELKER gilt mein besonderer Dank für die freundliche Überlassung einer InSb-Probe.

¹ H. WELKER, Z. Naturforsch. 7 a, 744 [1952]. — Erg. exakt. Naturwiss. 29, 275 [1956].



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.

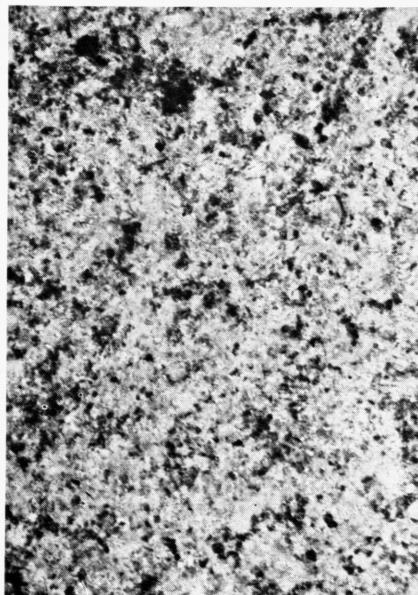


Abb. 2 a. 200 °C Trägertemperatur, 6,5 mm \geq 0,1 μ .

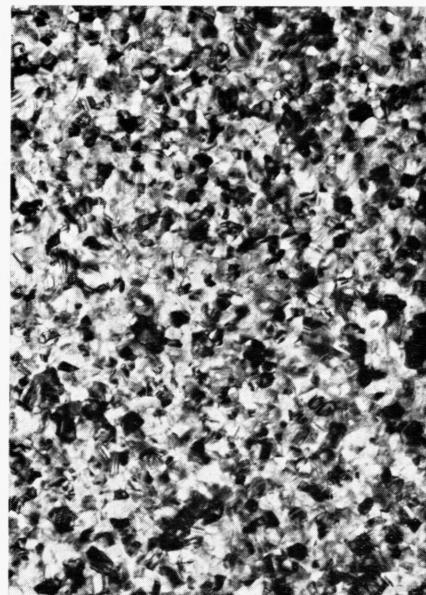


Abb. 2 b. 300 °C Trägertemperatur, 6,5 mm \geq 0,1 μ .

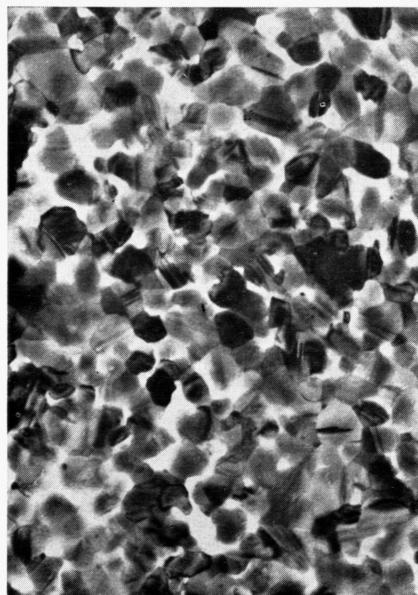


Abb. 2 c. 400 °C Trägertemperatur, 6,5 mm \geq 0,1 μ .

Abb. 2. Elektronenmikroskopische Aufnahmen (65 000 \times) von 500 Å dünnen InSb-Aufdampfschichten auf SiO-Filmen bei verschiedener Trägertemperatur.

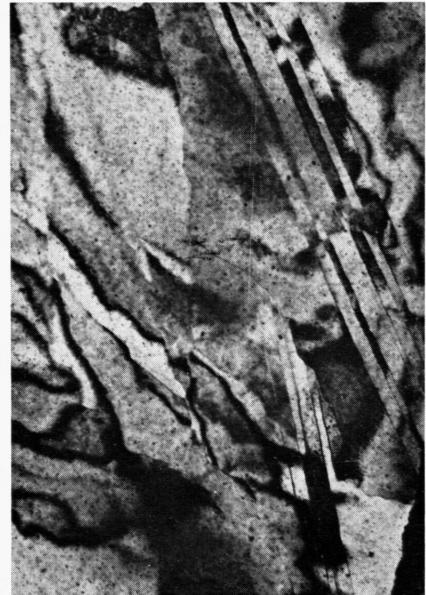


Abb. 3. Umkristallisation von InSb-Aufdampfschichten nach intensivem Elektronenbeschuß zu ausgedehnten Kristalllamellen (30 000 \times), 3 mm \geq 0,1 μ .

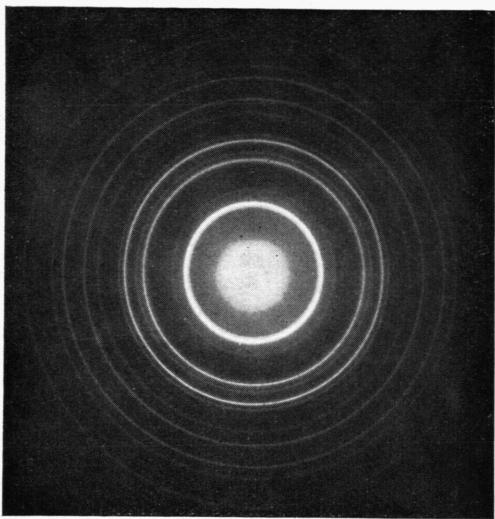


Abb. 4 a.

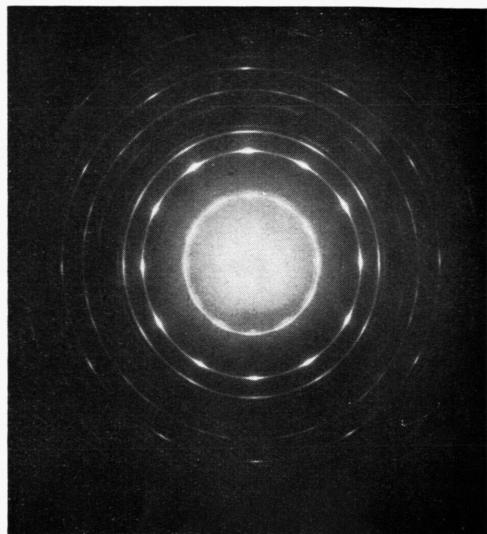


Abb. 4 b.

Abb. 4. Vergleich von Elektronenbeugungsdiagrammen einer 500 Å dünnen InSb-Aufdampfschicht auf a) SiO-Unterlage und b) Steinsalzspaltfläche als Unterlage bei einer Temperatur der Unterlage von 300 °C.

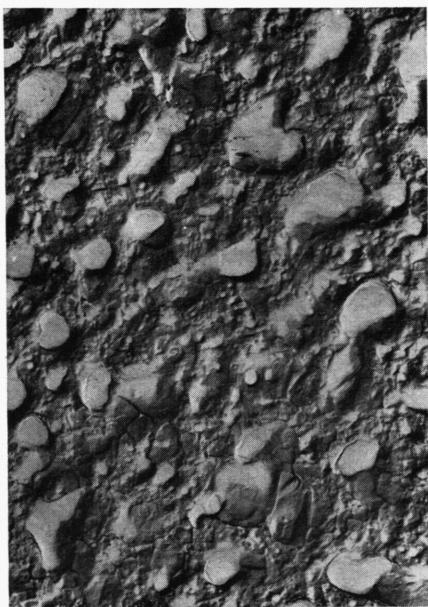


Abb. 5 a.

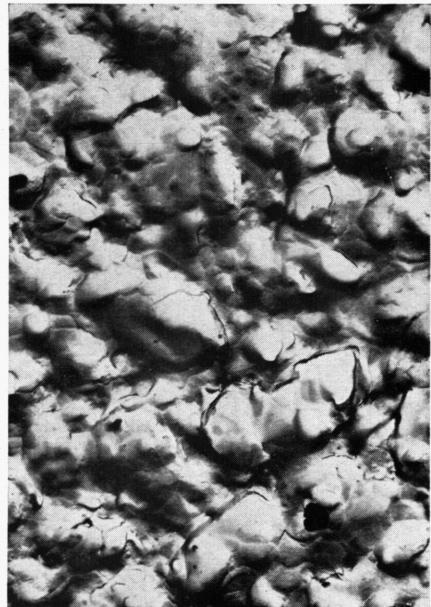


Abb. 5 b.

Abb. 5. Triafol-SiO-Abdrücke der Oberflächen von 1,6 μ dicken InSb-Aufdampfschichten auf Glasunterlage bei einer Träger-temperatur von a) 300 °C und b) 400 °C (400 \times), 4 mm $\geq 1 \mu$.

Der Einfluß der Trägertemperatur auf die Schichtstruktur ist aus den Photometerregistrierungen der Elektronenbeugungsaufnahmen (Abb. 1) zu ersehen. Die auf eine 400°C heiße Unterlage aufgedampfte Schicht zeigt nur Ringe des InSb, deren Indizierung angegeben ist (Gitter vom Zinkblendetyp). Demgegenüber zeigt dieser Vergleich, daß die Schichten auf ungeheizter Unterlage (20°C) sehr ungeordnet niederschlagen. Es sind zwar bereits deutlich stark verbreiterte Ringe des InSb zu erkennen, dagegen auch andere, die man dem reinen Indium bzw. Antimon zuordnen muß, wie in Abb. 1 vermerkt. Bereits bei einer Trägertemperatur von 100°C sind die InSb-Ringe wesentlich ausgeprägter. Die Ringe höherer Ordnung erscheinen dagegen erst bei noch höheren Aufdampftemperaturen. Mehr oder weniger stark tauchen aber auch noch schwache Ringe auf, die man wieder dem reinen In bzw. Sb zuordnen kann.

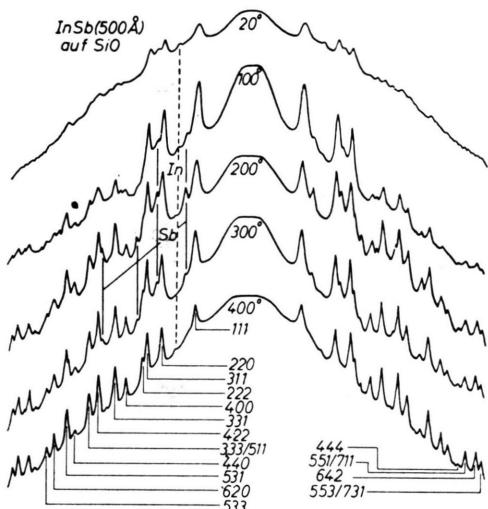


Abb. 1. Photometerregistrierungen von InSb-Aufdampschichten (500 Å) auf SiO-Filmen verschiedener Trägertemperatur: 20, 100, 200, 300 und 400°C . Bei der 400°C -Schicht sind die Ringe indiziert (Zinkblendetyp) und auftauchende Reflexe von In und Sb vermerkt.

Aus der Intensitätszunahme der Ringe mit höheren Indizes kann man bereits auf eine Zunahme der Kristallitgröße mit wachsender Aufdampftemperatur schließen. Bei den hohen Aufdampftemperaturen ist diese dagegen besser aus elektronenmikroskopischen Aufnahmen zu entnehmen (Abb. 2). Man erkennt

hier vor allem einen starken Anstieg der Kristallitgröße bei der höchsten Trägertemperatur von 400°C . Elektronenmikroskopische Aufnahmen an Schichten mit Trägertemperaturen kleiner als 200°C sind schlecht durchzuführen, da man zu den elektronenmikroskopischen Aufnahmen wesentlich größere Strahlintensitäten zum Scharfstellen benötigt als zur Elektronenbeugung, die dann zu einer Rekristallisation der Schicht unter Elektronenbeschuß führen und damit eine Struktur vortäuschen, die vor der Beobachtung nicht vorhanden ist. Derartige Veränderungen an den Aufnahmen der Abb. 2 ** konnten bei langsamer Steigerung der Strahlintensität dagegen nicht gefunden werden. Eine sehr starke Fokussierung des Strahles kann in den Schichten auf kälterer Unterlage eine Kristallisation zu ausgedehnten Kristalllamellen hervorrufen (Abb. 3). Eine ähnliche Erscheinung ist an Germanium-Aufdampschichten von FISCHER und RICHTER² beschrieben worden. (Es sei bemerkt, daß es sich bei den Helligkeitsunterschieden in diesen Aufnahmen nicht um Dickenunterschiede des Präparates handelt, sondern um Interferenzerscheinungen durch BRAGGSche Reflexion an den Netzebenen. Die Objektivaperturblende des Mikroskops blendet nur den Primärstrahl aus, so daß Kristallite, welche durch BRAGGSche Reflexion einen namhaften Bruchteil der Primärintensität seitlich in die Beugungsringe abgeben, dunkler erscheinen.) Dunkle Streifen in Abb. 3 und Abb. 2 c lassen auf eine Zwillingsbildung in den Kristalliten schließen^{2,3}.

Es erhebt sich die Frage, ob man die als am günstigsten erscheinende Aufdampfung bei 400°C nicht dadurch ersetzen kann, daß man auf ungeheizter Unterlage aufdampft und anschließend im Vakuum tempert. Photometerregistrierungen der Elektronenbeugungen und elektronenmikroskopische Abbildungen von so behandelten Schichten zeigen dagegen eine wesentlich schlechtere Qualität dieser Schichten. In der Elektronenbeugung tauchen Ringe auf, die vermutlich durch Oxydationsprodukte bedingt sind und außerdem erreicht man nicht die Kristallitgrößen wie in Abb. 2. (Die Aufheizung der Schichten erfolgte in etwa 15 Minuten. Sie wurden etwa 10 Minuten bei der betreffenden Temperatur gehalten.)

Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung der Schichtstruktur bestände darin, die Schichten orien-

** Abb. 2 bis 5 auf Tafel S. 148 a, b.

² E. W. FISCHER u. H. RICHTER, Ann. Phys., Lpz. (6) **16**, 193 [1955].

³ Untersuchungen zur Zwillingsbildung in Ag-Aufdampschichten, L. REIMER, Optik (im Druck).

tiert durch Epitaxie auf einer Kristallitoberfläche niederzuschlagen. Der Vergleich von Elektronenbeugungen (Abb. 4) einer auf 300 °C heißen SiO-Schicht (regellose Kristallorientierung) und einer auf NaCl (100-Spaltfläche) niedergeschlagenen Schicht zeigt deutlich den orientierenden Einfluß der Unterlage an einer ungleichmäßigen Belegung der Interferenzringe. Der Einfluß ist aber so gering, daß er sich für eine praktische Verwendung zur Erzeugung einkristalliner InSb-Schichten nicht eignet. Es sei in diesem Zusammenhang auf eine Arbeit zur Struktur von PbTe-Schichten hingewiesen⁴, welche bereits auf ungeheizten NaCl-Spaltflächen völlig orientiert aufwachsen. (Bei einer Trägertemperatur von 400 °C läuft die In-Sb-Schicht auf der NaCl-Oberfläche zu so großen Tröpfchen zusammen, daß eine Durchstrahlung mit Elektronen nicht mehr möglich ist.)

Diese Untersuchungen zeigen also, daß man bei einer Trägertemperatur von 400 °C InSb in stöchiometrischer Zusammensetzung und auch mit befriedigender Kristallitgröße herstellen kann. Noch höhere Trägertemperaturen bringen keinen Gewinn, da dann bereits die Kondensation durch teilweise Wiederverdampfung behindert wird. Man muß bedenken, daß der Schmelzpunkt des InSb bei 523 °C liegt.

Oberflächenstruktur und elektrische Eigenschaften von dicken Schichten

Nach den elektronenoptischen Untersuchungen des vorhergehenden Abschnittes sollten auch bei dickeren Schichten hohe Trägertemperaturen (≥ 400 °C) sowohl für die stöchiometrische Zusammensetzung als auch für die Kristallitgröße am günstigsten sein. In Abb. 5 sind elektronenmikroskopische Aufnahmen von Triafol-SiO-Abdrücken von 1,6 μ dicken Schichten (Schichtdickenbestimmung mit Interferenzmikroskop) auf Glasunterlage bei Trägertemperaturen von 300 °C und 400 °C wiedergegeben. Während in dem Abdruck der 300°-Schicht bereits stellenweise größere Kristallite zu erkennen sind, dazwischen aber noch sehr feinkristallines Material liegt, weist der Abdruck der 400°-Schicht nur größere Kristallite auf. Die Schicht besitzt aber eine sehr große Oberflächenrauhigkeit. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß bereits etwas dünneren Schichten von 1 μ Dicke bei einer Trägertemperatur von 400 °C keine

elektrische Leitfähigkeit mehr zeigen. Nach Abb. 5 b liegt die Vermutung nahe, daß in diesem Schichtdickenbereich die Rauigkeit so groß ist, daß stellenweise der Kontakt zwischen benachbarten Kristalliten unterbrochen ist (Inselbildung der Schicht).

Wie aus Tab. 1 zu entnehmen ist, nimmt auch die Schichtdicke mit zunehmender Trägertemperatur ab, trotzdem jeweils die gleiche Substanzmenge verdampft wurde (mit Ausnahme von Schicht Nr. 10 und 12). Ferner sind in der Tabelle einige elektrische Daten dieser Schichten verzeichnet: HALL-Konstante R_H und elektrische Leitfähigkeit σ für 295 und 80 °K (Zimmertemperatur und flüssige Luft) sowie die magnetische Widerstandsänderung bei Zimmertemperatur in einem Feld von 10 000 Gauß. Für diese Messungen wurden die gleichen Probedimensionen benutzt wie in einer früheren Arbeit des Verfassers⁵ über den HALL-Effekt von Nickel-aufdampfschichten.

Die HALL-Konstante R_H berechnet sich aus der gemessenen HALL-Spannung U_H , dem Magnetfeld B , dem Strom i und der Schichtdicke d :

$$U_H = R_H \frac{i B}{d}. \quad (1)$$

Aus dem negativen Vorzeichen des HALL-Effektes bei 295 und 80 °K folgt, daß die Proben n-leitend sind. Da man bei 80 °K sicher im Störleitungsast liegt, kann man aus der HALL-Konstanten die Ladungsträgerkonzentration (annähernd gleich der Störstellendichte) n nach der Formel

$$R = -\frac{3 \pi}{8} \frac{1}{e n} \quad (2)$$

berechnen. Die für InSb so wichtige Beweglichkeit b_n (HALL-Beweglichkeit) erhält man aus

$$b_n = \frac{8}{3 \pi} |R \sigma|. \quad (3)$$

Der Vergleich der HALL-Konstanten bei 295 und 80 °K zeigt in Tab. 1 keine wesentliche Änderung, so daß man den Schluß ziehen kann, daß man bei diesen Schichten noch vollständig im Störleitungsast liegt. Es ist bemerkenswert, wie bei einer Erhöhung der Aufdampftemperatur von 350 auf 400 °C die HALL-Konstante plötzlich um einen Faktor 500 ansteigt. Man berechnet an 400°-Schichten eine Trägerkonzentration (= Störstellendichte) von $5 \cdot 10^{17}$ cm⁻³. Wenn man berücksichtigt, daß annähernd 10^{22} cm⁻³ InSb-Moleküle vorhanden sind, würde

⁴ L. REIMER, Naturwiss. 44, 416 [1957].

⁵ L. REIMER, Z. Phys. (im Druck).

Schicht Nr.	Schicht- dicke μ	Träger- temp. °C	295°K			80°K			
			$\Delta R/R^0\%$	R_H cm ³ /Coul	σ $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$	R_H cm ³ /Coul	σ $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$	n cm ⁻³	b_n cm ² V ⁻¹ sec ⁻¹
7	2,15	20	—	$< 10^{-4}$	$1,37 \cdot 10^3$	—	—	—	—
5	1,6	300	0,15	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$0,98 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$0,95 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^{20}$	16
6	1,8	350	0,50	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$1,03 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^{20}$	25
4	1,55	400	8,0	$1,48 \cdot 10^1$	$1,05 \cdot 10^2$	$1,50 \cdot 10^1$	$0,65 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^{17}$	830
8	1,43	440	14,7	$4,0 \cdot 10^0$	$2,49 \cdot 10^2$	$4,2 \cdot 10^0$	$1,33 \cdot 10^2$	$1,7 \cdot 10^{18}$	560
10	2,60	400	5,0	$6,5 \cdot 10^0$	$2,0 \cdot 10^2$	—	—	—	—
12	5,0	400	1,5	$4,0 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^2$	—	—	—	—

Tab. 1. Elektrische Daten aufgedampfter InSb-Schichten.

dieser Störstellenkonzentration eine relative Verunreinigung von $5 \cdot 10^{-5}$ entsprechen. Wenn man bedenkt, welche Störungen beim Aufdampfprozeß auftreten können, vor allem in der stöchiometrischen Zusammensetzung, so ist diese „Reinheit“ für Aufdampfschichten überraschend. Bei einer höheren Trägertemperatur von 440 °C wird ein reproduzierbarer Abfall des HALL-Effektes beobachtet. Es ist zu vermuten, daß bei diesen hohen Aufdampftemperaturen direkt während der Kondensation ein Teil des Indiums verdampft (Schmelzpunkt: 156 °C), bevor eine Wiederverbindung mit Antimon zum höher schmelzenden InSb (523 °C) erfolgt. Eine Anreicherung von Antimon in den Proben könnte auch die beobachtete Überschußleitung erklären.

In diesem Zusammenhang sind auch die an 400 °C Schichten größerer Dicke erhaltenen Daten (Tab. 1, Schicht Nr. 10 und 12) interessant. Die Güte der

Schichten, gemessen am HALL-Effekt, nimmt mit wachsender Schichtdicke wieder stark ab. Da für diese Schichten größere Substanzmengen verdampft werden müssen, wird vermutet, daß bei der Verdampfung eine stärkere Entmischung auftritt, die bei den dickeren Schichten durch Diffusion innerhalb der Schicht nicht mehr rückgängig gemacht werden kann.

Wenn man die beobachteten Leitfähigkeiten σ mit Messungen an kompaktem Material¹ vergleicht, wäre an sich bei dem geringen HALL-Effekt eine höhere Leitfähigkeit zu erwarten. Nach den elektronenmikroskopischen Oberflächenabdrücken (Abb. 5) sind die Schichten aber inselförmig aufgebaut, so daß an den Kristallitgrenzen die Schichten dünn sind und einen hohen Übergangswiderstand aufweisen (ganz abgesehen von unübersehbaren Oberflächeneinflüssen). Die Übergangswiderstände sollten sich dagegen in der HALL-Spannung nicht in dem Maße bemerkbar machen. Deshalb liegen die nach (3) berechneten Werte der Beweglichkeit in Tab. 1 sicher zu niedrig. Im Innern eines Kristalliten sind höhere Werte der Beweglichkeit zu vermuten.

In Abb. 6 sollen noch Messungen der HALL-Spannung und der Widerstandsänderung im transversalen Magnetfeld in Abhängigkeit von der Feldstärke für Schicht Nr. 4 (400 °C) dargestellt werden.

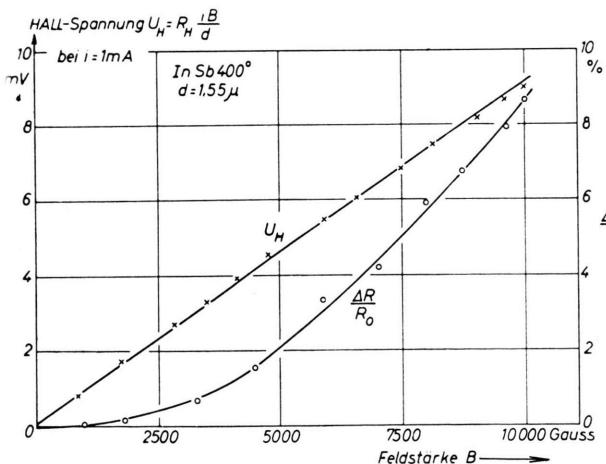


Abb. 6. Gemessene HALL-Spannung U_H bei einem Steuerstrom von 1 mA und elektrische Widerstandsänderung $\Delta R/R_0$ in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke B einer $1,6 \mu$ dicken InSb-Aufdampfschicht auf Glas (400 °C).

Zusammenfassung

Die Strukturuntersuchungen an dünnen Schichten (500 Å) mit Elektronenbeugung und -Mikroskopie ergeben, daß man zur Erreichung einer sauberer stöchiometrischen Zusammensetzung und größerer Kristallite Temperaturen der Unterlage während des Aufdampfens von mindestens 400 °C anwenden muß. Aufdampfung bei Zimmertemperatur und an-

schließende Temperung führen zu sehr schlechten Schichten.

Durch elektrische Messungen an dicken Schichten ($>1\text{ }\mu$) können diese Ergebnisse bestätigt werden. Es ergibt sich, daß die HALL-Konstante bei einer Erhöhung der Trägertemperatur von 350 auf 400 °C um einen Faktor 500 ansteigt. An 400°-Schichten wurde jedoch mit wachsender Schichtdicke wieder

ein starker Abfall des HALL-Effektes beobachtet, der durch eine Entmischung während des Aufdampfens erklärt werden kann. Bemerkenswert ist jedoch, daß 1,5 μ dicke Schichten auf 400° heißem Träger niedergeschlagen nach Abschätzungen aus dem HALL-Effekt eine Reinheit von 99,995% aufweisen, wenn man berücksichtigt, daß bei der Verdampfung sicher eine Entmischung der Verbindung auftritt.

Elektrolytische Überführung in der α -Phase des Systems Ag-Zn

Von H. G. FELLER, TH. HEUMANN und H. WEVER

Aus dem Institut für physikalische Chemie der Universität Münster

(Z. Naturforsch. 13 a, 152—160 [1958]; eingegangen am 25. Juli 1957)

Der Fluß eines elektrischen Stromes hat nicht nur in Elektrolyten, sondern auch in festen Metallen und Legierungen einen Materietransport zur Folge. Dieser ist bei mehreren Komponenten nach Größe und Richtung durch unabhängige Überführungszahlen jeder Einzelkomponente gegeben, die charakteristisch für die betreffende Legierung sind. In der α -Phase des Systems Ag-Zn betragen diese partiellen Überführungszahlen zwischen 500 und 560 °C und bei einer Stromdichte von 4 bis 6 A/mm² für Ag etwa $6 \cdot 10^{-7}$, für Zn etwa $3 \cdot 10^{-7}$ g-Ion/F. Beide Komponenten wandern zur Anode. Die Überführung ist eine Funktion der Stromdichte. Eine Diskussion des Ergebnisses zeigt, daß die den Überführungseffekt hervorrufende Kraft der Feldkraft entgegengerichtet ist und diese um etwa 3 Zehnerpotenzen übersteigt. Sie dürfte — wie von uns schon früher angenommen — von einer Impulsübertragung speziell auf die fehlgeordneten Gitterbausteine herrühren, die durch die Streuung der Elektronen des Elektronengases an diesen hervorgerufen wird.

Elektrolyseversuche an festen Metallen und Legierungen haben in nahezu allen untersuchten Fällen gezeigt, daß — zumindest bei höheren Temperaturen — mit dem Fluß der Elektronen auch eine Wanderung von Gitterbausteinen verbunden ist. Die auf diesem Wege überführte Ladungsmenge ist zwar gering, aber durch den damit verbundenen Materietransport in der Regel noch gut nachzuweisen. Wir kennen bis heute zwei Folgeerscheinungen: Einmal die bei Legierungen an den Elektroden auftretende Entmischung, die eine Folge verschiedener Wanderungsgeschwindigkeit der einzelnen Komponenten ist und relative Überführung genannt wird¹. Neben dieser schon länger bekannten Erscheinung gibt es eine zweite, die erst später aufgedeckt wurde, und die man als gemeinsame Überführung bezeichnet. Sie äußert sich durch eine Längenänderung der Probe an der Kathode und Anode und tritt auch bei Reinmetallen auf^{2, 3}. Der Grund ist die Abscheidung (Ankristallisation) überührter Gitterbausteine an einer der beiden Elektroden, während an der anderen eine äquivalente Materiemenge abgebaut wird.

Die gemeinsame Überführung kann sowohl zur Kathode als auch zur Anode erfolgen⁴. Es wird ein Zusammenhang zwischen Überführungsrichtung und Leitungsmechanismus vermutet. Leider herrscht noch ein großer Mangel an Versuchsmaterial. So ist der Mechanismus im einzelnen noch nicht geklärt, es gibt bisher lediglich einige Hypothesen. Wir werden auf diese bei der Diskussion der Versuchsergebnisse noch näher eingehen.

Die Überführungszahlen

Das Ziel experimenteller Untersuchungen ist die Ermittlung von Überführungszahlen von bestimmten Systemen und deren Diskussion an Hand anderer metallphysikalischer Daten. Dazu benötigt man einmal den formelmäßigen Zusammenhang zwischen experimentellen Daten und Überführungszahlen und zum anderen eine Vorstellung über das Zustandekommen der Überführungerscheinungen. Beides soll in diesem Abschnitt zunächst ganz allgemein behandelt werden.

¹ W. SEITH, Diffusion in Metallen, 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin 1955, Kap. 19.

² W. SEITH u. H. WEVER, Z. Elektrochem. 57, 891 [1953].

³ H. WEVER, Z. Elektrochem. 60, 1170 [1956].

⁴ H. WEVER u. W. SEITH, Z. Elektrochem. 59, 942 [1955].