

# Neutronenemission stromstarker Deuterium-Entladungen

Von E. FÜNFER, H. HEROLD, G. LEHNER, H. TUCZEK und C. ANDELFINGER

Aus dem Laboratorium für Techn. Physik der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforsch. 13 a, 524–531 [1958]; eingegangen am 2. April 1958)

Eine Kondensatorbatterie von  $40 \mu\text{F}$  wurde mit maximal  $40 \text{ kV}$  über ein mit sehr reinem Deuterium gefülltes Entladungsgefäß von  $50 \text{ cm}$  Länge und  $20 \text{ cm}$  Durchmesser entladen. Die Stromstärke betrug mehrere  $100 \text{ kA}$ , die Stromanstiegszeit  $0,63 \cdot 10^{-12} \text{ A/sec}$ , die Dauer einer Viertelperiode etwa  $2,5 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$ . Dabei erfolgte durch den Pinch-Effekt eine mehrmalige Kompression des Plasmas, die durch Strom- und Spannungsmessungen nachgewiesen wurde. Als Folge dieser Kompression traten Neutronen auf, deren Gesamtzahl durch Aktivierungsmessungen zu maximal  $10^7$  pro Entladung bestimmt wurde. Diese Neutronen stammen aus DD-Prozessen. Der Zeitpunkt ihrer Entstehung wurde mit einem schnellen Szintillationszählern bestimmt und den im Stromverlauf vorhandenen Knickstellen zugeordnet. Die bei der Plasmakompression auftretenden Lichterscheinungen wurden mit einer Kerr-Zellenkamera untersucht, wobei in Einzelfällen ein mit Geschwindigkeiten bis zu  $10^7 \text{ cm/sec}$  auf die Achse kontrahierender Plasma-Hohlzylinder beobachtet wurde. Wegen der relativ langen Dauer des Neutronenimpulses von etwa  $2,5 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$ , der Empfindlichkeit der Neutronenintensität gegen Fremdgase und des Fehlens einer harten RÖNTGEN-Strahlung lässt sich vermuten, daß mindestens teilweise thermisches Gleichgewicht im Plasma geherrscht haben muß. Unter dieser Annahme ist mit verschiedenen Methoden eine Abschätzung der Plasmatemperatur durchgeführt worden. Auch bei Berücksichtigung der Unsicherheit dieser Abschätzungen ist eine Temperatur von einigen  $10^6 \text{ }^\circ\text{K}$  nicht unwahrscheinlich.

In der folgenden Arbeit werden Versuche beschrieben, bei denen eine Kondensatorbatterie über ein mit Deuterium gefülltes Entladungsgefäß entladen wird. Bei Stromstärken von mehreren hundert  $\text{kA}$ , Stromanstiegszeiten von  $10^{11}$  bis  $10^{12} \text{ A/sec}$  und Gasdrucken von einigen  $10^{-2} \text{ Torr}$  spielt sich dabei folgendes ab: In dem hier benutzten zylindrischen Entladungsgefäß von  $20 \text{ cm}$  Durchmesser und  $50 \text{ cm}$  Länge bildet sich zunächst durch den Skin-Effekt ein an der Wand des Gefäßes liegender Plasmazyylinder aus. Mit steigendem Strom komprimiert der Druck des azimuthalen Magnetfeldes den Plasmazyylinder in radialer Richtung auf die Zylinderachse (Pinch-Effekt). Schließlich erreicht der kinetische Druck des komprimierten Gases den Wert des magnetischen Drucks. Infolge der Trägheitskräfte schießt die Gasmasse etwas über dieses Stadium hinaus, expandiert anschließend, wird wieder durch

das Magnetfeld komprimiert usw. Dieser Vorgang wird dadurch beendet, daß die Plamasäule infolge der dem Pinch-Effekt eigenständlichen Instabilitäten zerreißt. Im Verlauf der aufeinanderfolgenden Plasmakontraktionen werden Neutronenimpulse aus dem Plasma beobachtet. Erstmals berichtete KURCHATOV<sup>1</sup> im April 1956 in Harwell über derartige Versuche. Spätere Veröffentlichungen<sup>2–12</sup> bestätigten ebenfalls das Auftreten von Neutronenimpulsen, wogegen die zeitliche Zuordnung der Impulse zum Entladungsablauf bei den einzelnen Arbeiten verschieden war. Zum Teil hängt die Zahl der Neutronen stark von der Reinheit des Deuteriums ab. Bereits einige Zehntel Promille Fremdatome können den Effekt völlig unterdrücken. Die Neutronen entstammen dem folgenden Kernprozeß:



- <sup>1</sup> I. V. KURCHATOV, J. Nucl. Energy **4**, 193 [1957].
- <sup>2</sup> L. A. ARTSIMOVICH, A. M. ANDRIANOV, O. A. BAZILEVSKAYA, YU. G. PROKHOV u. N. V. FILIPPov, J. Nucl. Energy **4**, 203 [1957].
- <sup>3</sup> L. A. ARTSIMOVICH, A. M. ANDRIANOV, E. I. DOBROKHOTOV, S. YU. LUKYANOV, I. M. PODGORNYI, V. I. SINITSY u. N. V. FILIPPOV, J. Nucl. Energy **4**, 213 [1957].
- <sup>4</sup> S. COLGATE, Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Venedig 1957.
- <sup>5</sup> S. BERGLUND, R. NILSSON, P. OHLIN, K. SIEGBAHN, T. SUNDSTRÖM u. S. SVENNERSTEDT, Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Venedig 1957; Nucl. Instrum. **1**, 233 [1957].
- <sup>6</sup> S. CURRAN u. K. W. ALLEN, Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Venedig 1957.

- <sup>7</sup> C. BRETON, J. CHARON, P. HUBERT u. P. YVON, Proc. 3<sup>rd</sup> Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Venedig 1957.
- <sup>8</sup> P. C. THONEMANN, E. P. BUTT, R. CARRUTHERS, A. N. DELLIS, D. W. FRY, A. GIBSON, G. N. HARDING, D. J. LEES, R. W. P. MACWHIRTER, R. S. PEASE, S. A. RAMSDEN u. S. WARD, Nature, Lond. **181**, 217 [1958].
- <sup>9</sup> N. L. ALLEN, T. E. ALLIBONE, D. R. CHICK, R. F. HEMMINGS, T. P. HUGHES, S. KAUFMAN, B. S. LILEY, J. G. MACK, H. T. MILES, R. M. PAYNE, J. E. READ, A. A. WARE, J. A. WESSON u. R. V. WILLIAMS, Nature, Lond. **181**, 222 [1958].
- <sup>10</sup> D. C. HAGEMAN u. J. W. MATHER, Nature, Lond. **181**, 226 [1958].
- <sup>11</sup> L. C. BURKHARDT u. R. H. LOVBERG, Nature, Lond. **181**, 228 [1958].
- <sup>12</sup> J. HONSAKER, H. KARR, J. OSHER, J. A. PHILLIPS u. J. L. TUCK, Nature, Lond. **181**, 231 [1958].

Woher die Deuteronen bei den Untersuchungen des Pinch-Effektes eine für diesen Prozeß ausreichende Energie bekommen, steht noch nicht eindeutig fest. Ein Plasma im thermischen Gleichgewicht mit Temperaturen oberhalb  $10^6$  °K würde genügend energiereiche Deuteronen liefern, um die experimentell gefundene Neutronenintensität zu erklären. Bei einigen der veröffentlichten Versuche ist es jedoch sehr unwahrscheinlich, daß nur eine derartige thermische Kernfusion stattgefunden hat. So fand zum Beispiel ARTSIMOVICH<sup>3</sup> gleichzeitig mit dem Neutronenimpuls einen Impuls sehr harter RÖNTGEN-Strahlen, die nicht von der relativ niedrigen, am Entladungsrohr liegenden äußeren Spannung erzeugt worden sein konnten. Bei Versuchen von COLGATE<sup>4</sup> ergab sich eine räumliche Asymmetrie der Neutronenenergie. Beide Tatsachen lassen sich verstehen, wenn man im Plasma vorhandene beschleunigende Felder annimmt, in denen Deuteronen und auch Elektronen so hohe Energien bekommen, daß einerseits Fusionsprozesse, andererseits harte RÖNTGEN-Strahlen auftreten können. Derartige innere Beschleunigungsfelder könnten zum Beispiel bei Instabilitäten des Pinch-Effektes entstehen.

Unsere eigenen Versuche zeigen einige charakteristische Unterschiede gegenüber den bekanntgewor denen Arbeiten. Da in den Veröffentlichungen Angaben über Einzelheiten der Experimente spärlich sind, läßt sich kein sicheres Urteil über die Gründe dafür angeben. Deshalb soll hier der experimentelle Aufbau, soweit es nötig erscheint, ausführlich beschrieben werden.

## Experimenteller Aufbau

### Stoßanlage

Abb. 1 zeigt die Schaltung der gesamten Anlage. Acht Kondensatoren von 40 kV Betriebsspannung und je  $5 \mu\text{F}$  Kapazität wurden mit je 2 Kupferbändern, die gegeneinander durch Hostaphanfolien isoliert sind, völlig symmetrisch mit dem Entladungsrohr verbunden. Dies besteht aus einem 50 cm langen Duranglaszyliner von 20 cm Durchmesser. Der Zylinder ist mit zwei Kupferplatten abgeschlossen, die gleichzeitig als Elektroden für die Entladung dienen. Die Dichtung erfolgt mit Perbunanringen. Die Rückleitung des Stromes an der Außenseite des Glaszyliners wurde zunächst durch 8 Kupferbänder, später durch einen konzentrischen Kupferzyylinder bewirkt. Jeder Kondensator wird über einen eigenen Hochohmwiderrand aufgeladen und seine Spannung mit einem Spannungsteiler gemessen. Um die Gesamtinduktivität klein zu halten, erfolgt die Einleitung der Entladung mit acht Spaltfunkenstrecken und nicht, wie meist üblich, mit einer zentralen Schaltfunkentstrecke. Es wurden Spaltfunkentstrecken verwendet, die mit Hilfe eines Triggerkreises innerhalb von etwa  $10^{-8}$  sec gleichzeitig gezündet werden können. Dazu wird der auf  $-U_0$  aufgeladene Triggerkondensator über eine Funkenstrecke entladen, wobei am Entladewiderstand ein Stoß von  $+U_0$  entsteht. Über acht gleichlange Koaxialkabel wird dieser Stoß an die Zündstifte der acht Spaltfunkentstrecken geleitet, wodurch eine sehr sichere, gleichzeitige Zündung aller acht Kreise bewirkt wird.

Das Ersatzschaltbild dieser Stoßanlage nach Abb. 2 erlaubt die Berechnung verschiedener Kenngrößen: Ohne Berücksichtigung der Dämpfung ergibt sich ein Maximalstrom

$$I_m = U_0 \sqrt{8C/L},$$

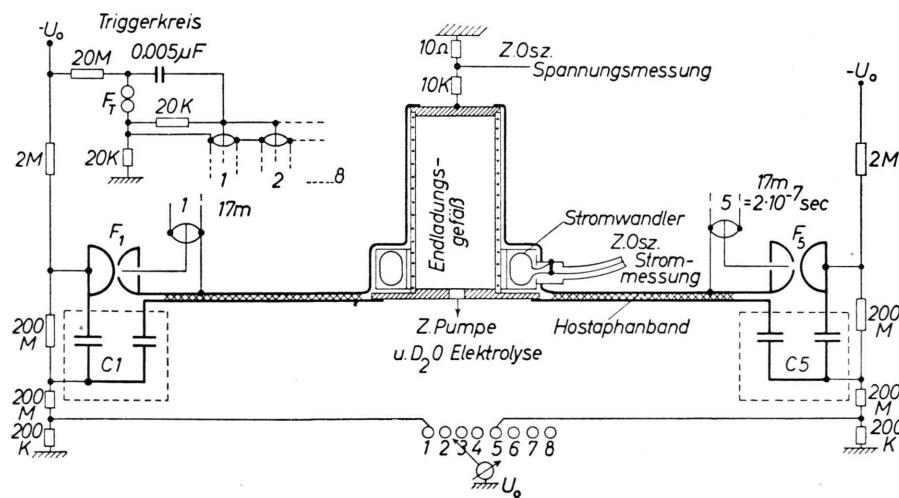


Abb. 1. Schaltbild der Stoßanlage.  $C_1 - C_8$  = Kondensatoren;  $F_1 - F_8$  = Spaltfunkentstrecken;  $F_T$  = Triggerfunkentstrecke; 1-8 = Koaxialkabel.

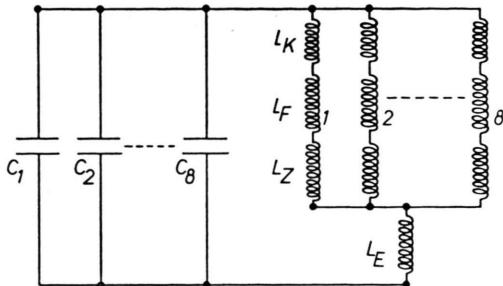


Abb. 2. Ersatzschaltbild der Stoßanlage.  $C_1 - C_8$  = Kapazität;  $L_K$  = Induktivität einer Kondensatoreinheit;  $L_F$  = Induktivität einer Spaltfunkstrecke;  $L_Z$  = Induktivität einer Kondensatorzuleitung;  $L_E$  = Induktivität des Entladungsgefäßes.

wobei  $L$  die wirksame Induktivität der gesamten Anlage ist:

$$L = (L_K + L_F + L_Z)/8 + L_E.$$

$L_K$ ,  $L_F$ ,  $L_Z$  und  $L_E$  bedeuten die Einzelinduktivitäten eines Kondensators, einer Funkenstrecke, einer Zuleitung und des Entladungsgefäßes. Der Stromanstieg wird zur Zeit  $t=0$

$$(dJ/dt)_{t=0} = U_0/L.$$

Um große Werte von  $I_m$  und  $dI/dt$  zu erzielen, muß  $L$  möglichst klein gemacht werden. Die vom Hydra-Werk speziell entwickelten Kondensatoren haben eine Eigeninduktivität von je 300 cm, die Funkenstrecke  $L_F = 60$  cm, die Zuleitung  $L_Z = 20$  cm. Die Induktivität des Entladungsgefäßes  $L_E$  ergab sich unter der Annahme, daß infolge des Skin-Effektes der Plasmazyliner am inneren Rand des Entladungsgefäßes anliegt. Dies gilt nicht mehr für die späteren Stadien der Entladung, da dort der Plasmazyylinder kontrahiert wird und die Induktivität des Entladungsgefäßes zunimmt. Unter diesen idealisierten Annahmen ergaben sich folgende Werte:  $L = 63$  cm;  $I_m = 10^6$  A und  $(dI/dt)_{t=0} = 0,63 \cdot 10^{12}$  A/sec.

Die Füllung des Entladungsgefäßes mit Deuterium erfolgte durch ein Palladiumfilter aus einer  $D_2O$ -Elektrolytisieranlage. Der Reinheitsgrad des  $D_2O$  betrug etwa 99,8%. Das Entladungsgefäß wurde vor Einlassen des schweren Wasserstoffes längere Zeit ausgepumpt, dann mit einem Plattenventil von der Pumpe abgetrennt und mit  $D_2$  gefüllt.

Der Strom wurde mit einer das Entladungsgefäß umschließenden Stromwandlerspule (Rogowski-Spule) gemessen. Die Spule ist mit einem induktionsarmen Meßwiderstand  $R$  abgeschlossen. Fließt im Entladungsgefäß der Strom  $I$ , dann ergibt sich in der Spule mit der Windungszahl  $N$  ein Strom

$$i = (1/N) \cdot I,$$

wobei noch folgende Bedingung erfüllt sein muß:

$$R i \ll L_S (di/dt).$$

Für die Induktivität  $L_S$  der Spule und ihre Kapazität ergibt sich noch die weitere Forderung, daß die Eigen-

frequenz der Spule groß seien, die Meßfrequenz sei zu niedrig. Der am Meßwiderstand auftretende Spannungsverlauf wird am Oszilloskop registriert.

Der Spannungsverlauf an der Gasentladung wird mit einem niederohmigen Spannungsteiler von  $10^4$  Ohm und einem Teilverhältnis von 1 : 1000 gemessen.

### Neutronennachweis

Die bei einem DD-Prozeß entstehenden schnellen Neutronen von 2,45 MeV wurden in Paraffin moderiert und dann zur Aktivierung von Silber benutzt. Damit erhält man eine Aussage über die Gesamtzahl der pro-Entladung gebildeten Neutronen. Die zeitliche Zuordnung der Neutronen zum Strom- und Spannungsverlauf wurde mit einem schnellen Szintillationszähler bestimmt. Als Szintillationssubstanz diente eine Lösung von Terphenyl in Toluol (4 g *p*-Terphenyl in 1 l Toluol + 0,01 g Diphenylhexatrien). Die Szintillationen werden von Rückstoßprotonen erzeugt und haben eine Abklingdauer unter  $10^{-8}$  sec.

### Kerr-Zellenaufnahmen der Entladung

Die bei den Entladungen auftretenden Leuchterscheinungen wurden mit Hilfe einer KERR-Zellenkamera zu verschiedenen Zeitpunkten der Entladung photographiert. Diese Aufnahmen wurden nur durchgeführt, so lange Kupferbänder als Rückleiter am Entladungsgefäß verwendet wurden, die Zwischenräume zum Einblick in das Entladungsgefäß freiließen. Über das Verhalten des Plasmas bei konzentrischen geschlossenen Kupferzylin dern lassen sich aus diesen Aufnahmen keine Aussagen machen. Die Öffnungszeit des Verschlusses betrug  $2 \cdot 10^{-7}$  sec. Da sich aus den Aufnahmen Kontraktionsgeschwindigkeiten des Plasmas zwischen  $10^6$  und  $10^7$  cm/sec ergaben, ist die Bewegungsunschärfe recht beträchtlich. Es ist vorgesehen, in Zukunft die Öffnungszeit zu verkürzen. Außerdem sollen vier KERR-Zellenkameras gebaut und zur Aufnahme verschiedener Stadien einer Einzelentladung benutzt werden. Dabei soll ein Kupferzyylinder mit passend gewählten Öffnungen zur Durchsicht benutzt werden. Da die Lichtintensität der Entladung gering ist, mußte mit höchstempfindlichem Film und großer optischer Öffnung der Kamera (1 : 4/30 cm) gearbeitet werden. Bei einer freien Öffnung der KERR-Zelle von 35 mm beträgt die Hellspannung der Zelle etwa 40 kV. Die Zelle ist dabei noch durch eine dritte Elektrode entsprechend Abb. 3 unterteilt. Die zur Erzeugung eines Spannungsstoßes dieser Größe bei  $2 \cdot 10^{-7}$  sec Dauer benutzte Schaltung zeigt Abb. 3. Ein auf +40 kV aufgeladener Kondensator wird über die Funkenstrecke  $F_1$  mit Hilfe eines Triggerimpulses entladen. Dadurch bildet sich innerhalb von  $10^{-8}$  sec an der KERR-Zelle eine Spannung von -40 kV aus. Durch einen vom Spannungsteiler  $R_2 R_3$  abgegriffenen und über einen Verzögerungskabel  $V_z$  laufenden Impuls wird  $F_2$  gezündet. Damit bricht die Spannung an  $K_z$  wieder innerhalb von  $10^{-8}$  sec zusammen. Die Dauer des Spannungsstoßes wird durch die Länge des Verzögerungskabels  $V_z$  bestimmt.

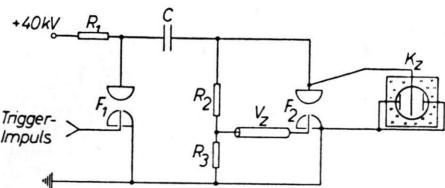
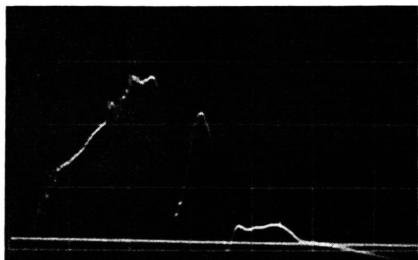


Abb. 3. Steuerschaltung des Kerr-Zellenverschlusses.  $K_2$  = Kerr-Zelle;  $F_1, F_2$  = Spaltfunkentstrecken;  $V_z$  = Verzögerungskabel.

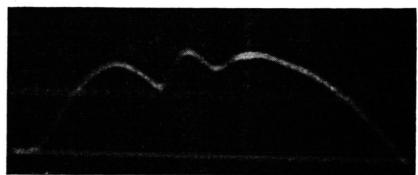
## Ergebnisse

### Strom- und Spannungsverlauf

Abb. 4 zeigt ein typisches Oszillosrogramm des Strom- und Spannungsverlaufes während einer Entladung in Deuterium bei einem Druck von  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr. Im Stromverlauf zeigen sich nach 2 und  $3 \cdot 10^{-6}$  sec



a)



b)

Abb. 4. Typisches Strom- und Spannungsoszillosgramm. Druck  $= 5 \cdot 10^{-2}$  Torr D<sub>2</sub>; Abszisse: Ablenkgeschwindigkeit  $10^{-6}$  sec/Teilstrich; Ordinaten: a) Strom 200 kA/Teilstrich; b) Spannung 10 kV/Teilstrich.

ausgeprägte Knickstellen (*kinks*), die durch eine Kontraktion des Plasmas und die daraus folgende Erhöhung der Selbstinduktion des Entladungsgefäßes entstehen. In manchen Fällen tritt ein schwach ausgeprägter dritter Knick auf. Die zeitliche Lage der Knickstellen ist bei den einzelnen Entladungen wenig verschieden, dagegen ändert sich die maximale Stromstärke erheblich und liegt zwischen 200 und 400 kA. Erhöht man den Druck bis zu einigen Torr, so verschwinden die Knickstellen, während der Maximalstrom bis zu Werten ber 600 kA ansteigt.

Der dem Strom zugeordnete Spannungsverlauf an der Entladungsstrecke zeigt unmittelbar nach

Triggerung der acht Einzelfunken einen schnellen Anstieg auf nahezu die volle Aufladespannung der Kondensatoren. Nach einem Zündverzug von einigen  $10^{-7}$  sec zündet die Entladung und die Spannung bricht fast völlig zusammen. Mit dem nun folgenden Stromanstieg steigt auch die Spannung wieder an. Im Zeitpunkt des Auftretens der Knickstellen im Strom bilden sich im Spannungsverlauf teilweise bis zu negativen Werten gehende Induktionsspitzen aus.

### Neutronenemission

Die Gesamtzahl der pro Entladung emittierten Neutronen wurde nach der Aktivierungsmethode mit Silber bestimmt. Dazu wurde die gesamte Anordnung mit einer Ra-Be-Neutronenquelle geeicht. Bei Verwendung von Kupferbändern als Rückleiter am Entladungsgefäß, d. h. bei einer nicht völlig koaxialen Anordnung, ließ sich kein sicherer Nachweis von Neutronen führen. Auf Grund der bekannten Nachweisempfindlichkeit mußte dabei die Zahl der Neutronen pro Entladung kleiner als  $10^5$  sein. Mit einem empfindlichen Szintillationszähler wurden auch in diesem Falle Neutronen nachgewiesen. Ihre Zahl war bei den einzelnen Entladungen sehr verschieden und lag etwa zwischen  $10^4$  und  $10^5$ . Bei Verwendung des koaxialen Kupferzyinders als Stromrückleiter stieg die Neutronenausbeute um 1 bis 2 Größen-

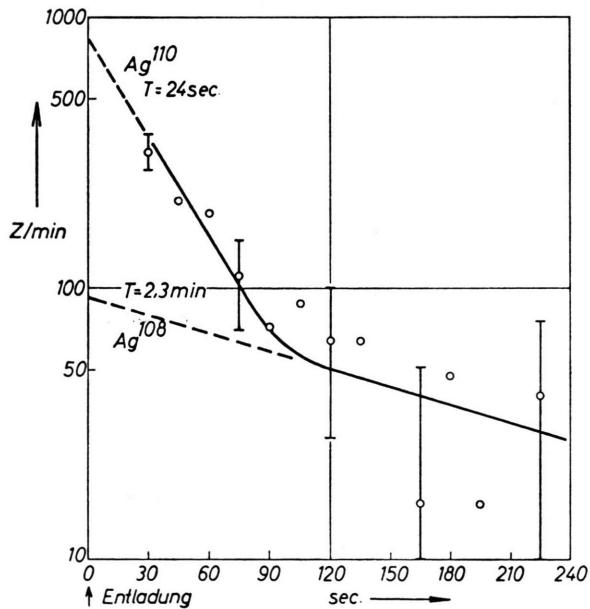


Abb. 5. Neutronennachweis durch Silberaktivierung.

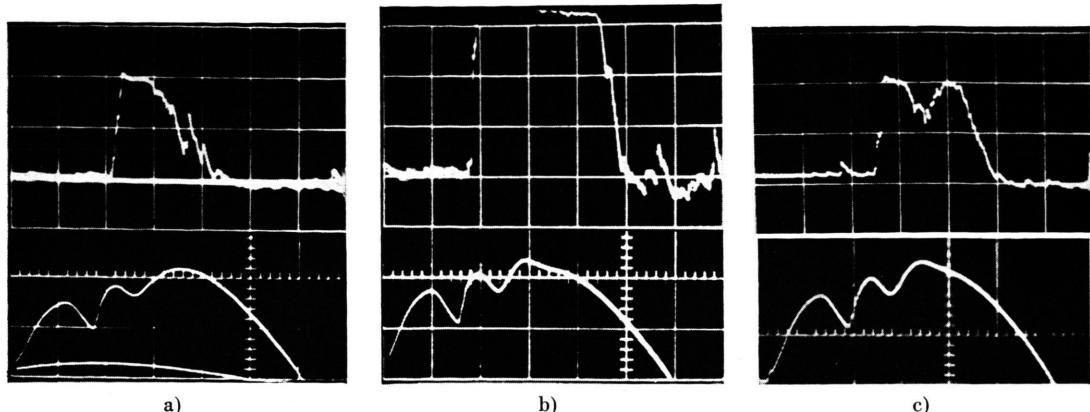


Abb. 6. Zeitliche Zuordnung von Strom- und Neutronenimpuls. Ablenkgeschwindigkeit  $10^{-6}$  sec/Teilstrich; Ordinaten oben: Neutronenimpuls, willkürliche Einheiten; unten: Strom, 200 kA/Teilstrich. Druck:  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr D<sub>2</sub>; b) Verstärker infolge zu großer Neutronenintensität übersteuert.

ordnungen an und erreichte in etwa 20% der Entladungen Werte bis zu  $10^7$  Neutronen. Damit ließ sich die 24sec-Aktivität von Ag<sup>110</sup> leicht nachweisen. Die mit einem Proportionalzählrohr gemessene  $\beta$ -Aktivität des Silbers betrug 30 sec nach der Entladung bis zum 7-fachen Wert des Zählrohr-Nulleffektes. Abb. 5 zeigt ein Beispiel dieser Messungen, aus dem hervorgeht, daß die Aktivität von Ag<sup>110</sup> mit einer Halbwertszeit von 24 sec sicher nachzuweisen ist, während die Aktivität von Ag<sup>108</sup> mit 2,3 min Halbwertszeit an der Grenze der Meßgenauigkeit liegt. Die Neutronenausbeute war druck-abhängig und erreichte optimale Werte bei einem Gasdruck von etwa  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr. Der zeitliche Verlauf der Neutronenemission und die Zuordnung zum Strom- und Spannungsverlauf wurde mit dem eingangs erwähnten Szintillationszähler bestimmt. Abb. 6 gibt einige Oszillogramme des Stromverlaufes und des zugehörigen Neutronenimpulses. Dabei wurden für den Stromverlauf und den Neutronenimpuls zwei gleichzeitig getriggerte Oszillographen benutzt, wobei durch Kontrollmessungen sichergestellt wurde, daß eine Unsicherheit in der zeitlichen Zuordnung unterhalb  $10^{-7}$  sec lag. Aus einer größeren Zahl von Beobachtungen ergab sich, daß die Gesamtintensität des Neutronenimpulses sehr stark verschieden war, jedoch dem Wert der gleichzeitig durchgeföhrten Aktivierung von Silber entsprach. Die Neutronenintensität war um so größer, je besser der Reinheitsgrad der Deuteriumfüllung des Entladungsgefäßes war. Hauptsächlich wegen der Anwendung von Perbunandichtungen konnte der Anteil an Verunreinigungen nicht unter  $10^{-3}$  gehalten werden. Diese Angabe bezieht sich

nur auf den Beginn der Entladung. Durch die von den Wänden des Entladungsgefäßes und von den Elektroden ausgehende Entladung werden Fremdgase freigesetzt. Wie weit sie den Ablauf der Entladung beeinflussen, läßt sich nicht abschätzen. Man kann nur folgendes feststellen: Nach einer Entladung steigt der Gesamtdruck um etwa 10% an, falls vorher durch genügend viele Entladungen die Wände des Gefäßes weitgehend entgast wurden. Das heißt der Anteil der Verunreinigungen nach der Entladung beträgt 10%. Läßt man ohne neue Gasfüllung eine weitere Entladung erfolgen, so sinkt die Neutronenemission mindestens um zwei Größenordnungen und läßt sich mit der Aktivierungsmethode überhaupt nicht mehr, mit dem Szintillationszähler nur unsicher nachweisen.

Im Gegensatz zu den starken Schwankungen der Neutronenintensität ist die zeitliche Zuordnung des Neutronenimpulses zum Stromverlauf bei allen Entladungen sehr konstant. Einige  $10^{-7}$  sec nach dem ersten Knick im Stromverlauf steigt die Neutronenintensität stark an und verschwindet nach 2 bis  $3 \cdot 10^{-6}$  sec wieder. Sie erstreckt sich auch über das Gebiet des zweiten Knicks der Stromkurve hinaus. Die Neutronenimpulse zeigen zwei nicht sehr deutlich ausgeprägte Maxima, die zeitlich etwa  $10^{-6}$  sec auseinanderliegen. Da dies angenähert auch der Abstand der beiden Knickstellen der Stromkurve ist, kann man vermuten, daß das Auftreten dieser Maxima eine Folge der ersten und zweiten Plasmakontraktion ist.

Bei einem Teil der eingangs erwähnten Messungen am linearen Pinch-Effekt wurden im Gegensatz zu den geschilderten Beobachtungen Neutronenimpulse

sehr kurzer Dauer gemessen, die sich nur auf das Gebiet eines Stromknicks beschränken<sup>3, 4, 5</sup>.

### Röntgen- und $\gamma$ -Strahlung

Im Verlauf einer Entladung ist mit dem Auftreten von RÖNTGEN-Strahlung zu rechnen. Sie wird zu den Zeitpunkten entstehen, wo bei hohen Stromwerten die Spannung am Rohr nicht zu sehr unter die Aufladespannung abgesunken ist. Die Härte dieser Strahlung, im wesentlichen Bremsstrahlung der Elektronen, kann dabei nicht größer sein, als der äußeren Spannung entspricht. Außer dieser, vom äußeren Feld herrührenden Strahlung, ist von anderer Seite<sup>3</sup> eine RÖNTGEN-Strahlung mit Energien bis zu einigen 100 keV gefunden worden. Die zu ihrer Entstehung benötigten Felder können dabei durch Instabilitäten der Entladung erzeugt werden sein. Es wird vermutet<sup>3, 4</sup>, daß in einem solchen Falle auch Deuteronen in diesen Feldern hohe Energie erlangen, und daß die beobachteten Neutronen mindestens teilweise Beschleunigungsvorgängen entstammen.

Bei unseren Versuchen wurde durch Absorptionsmessungen kontrolliert, ob bei den mit Szintillationszählern beobachteten Impulsen auch RÖNTGEN-Strahlung beteiligt ist. Da bis zu Absorberdicken von 5 mm Blei keine merkliche Änderung der Größe und Form der Impulse auftrat, ist offensichtlich auch keine wesentliche Intensität sehr harter RÖNTGEN-Strahlen im Bereich bis zu einigen 100 keV vorhanden. Eine solche Strahlung hätte im Vergleich zur Neutronenstrahlung sehr viel besser nachgewiesen werden müssen, da der zum Neutronennachweis benutzte Szintillationszähler eine etwa 100-mal größere Nachweisempfindlichkeit für die von harten RÖNTGEN-Strahlen erzeugten Elektronen als für die von Neutronen beschleunigten Rückstoßprotonen besitzt. Weiche RÖNTGEN-Strahlung mit Energien bis zu etwa 30 keV, wie sie durch die außen am Entladungsrohr liegende Spannung erzeugt wird, konnte ebenfalls nicht beobachtet werden. Dies liegt daran, daß die aus technischen Gründen zwischen dem Plasma und dem Szintillator liegende Materie (10 mm Glas, 3 mm Kupfer) ihre Intensität so stark geschwächt hat, daß sie unter der Nachweisgrenze liegt. Bei einer Energie von 30 keV sinkt die Primärenergie auf einen Bruchteil von  $10^{-14}$ , bei 200 keV dagegen nur auf 0,4 ab.

\* Abb. 7 a bis e auf Tafel S. 540 a.

<sup>13</sup> G. HETTNER, Z. Phys. 150, 182 [1958].

### Kerr-Zellenaufnahmen

Bei Beurteilung der in Abb. 7 \* wiedergegebenen Beispiele von KERR-Zellenaufnahmen muß zunächst die Frage diskutiert werden, aus welchen Prozessen das Leuchten der Entladung stammt. Die Durchlässigkeit der KERR-Zellenoptik, des Nitrobenzols und der Polarisationsfolien einerseits, und die spektrale Empfindlichkeit der verwendeten Photoschichten andererseits, begrenzen den meßbaren Wellenlängenbereich auf das Gebiet zwischen etwa 6500 und 4300 Å.

Eine mögliche Strahlungsquelle ist die in einem vollionisierten Deuteriumplasma auftretende Bremsstrahlung der im COULOMB-Feld der Ionen abgelenkten Elektronen. Geht man von der noch unbewiesenen Annahme aus, daß im Plasma thermisches Gleichgewicht herrscht, so nimmt die Intensität dieser Bremsstrahlung mit  $1/T$  ( $T$  = Plasmatemperatur) zu. Die in ein bestimmtes Wellenlängenintervall (6500 – 4300 Å) fallende Intensität nimmt dagegen mit  $1/T^2$  ab, vorausgesetzt, daß dieses Intervall oberhalb der kurzweligen Grenze der Strahlung liegt. Berechnet man, unter der Annahme eines thermischen Gleichgewichts, mit Hilfe der gemessenen Neutronenintensität und der Teilchendichte die Temperatur des Plasmas, so gelangt man zu Maximalwerten von einigen  $10^6$  °K. Damit läßt sich abschätzen, daß die in dem experimentell erfaßten Wellenlängenbereich liegende Intensität der Bremsstrahlung wahrscheinlich zu gering ist, um die beobachtete Schwärzung der KERR-Zellenaufnahmen zu erklären. Die Rechnung, nach HETTNER<sup>13</sup>, bei einer Plasmatemperatur oberhalb  $10^6$  °K und im Augenblick der maximalen Kontraktion ergibt Lichtintensitäten, die auf dem verwendeten höchstempfindlichen photographischen Material noch geringe Schwärzungen hervorrufen würden. Man wird also annehmen müssen, daß die beobachtete Lichtintensität des Plasmas vorwiegend von hochionisierten Fremdatomen herrührt.

Die KERR-Zellenaufnahmen selbst sind bei den einzelnen Entladungen sehr verschieden. Dies röhrt vermutlich davon her, daß infolge des nichtkoaxialen Aufbaues der Rückleiter das Feld im Innern des Entladungsrohres nicht genügend axialsymmetrisch ist. Aufnahme 7 a gibt zunächst ein Bild des Leuchttens während der gesamten Entladungsdauer, d. h. mit dauernd geöffneter KERR-Zelle. Man sieht die von den Rückleitungsbändern abgedeckten Zonen als dunkle rechteckige Streifen. Der Raum zwischen

den Streifen ist gleichmäßig hell. Abb. 7 b zeigt die Entladung kurz vor dem ersten Stromknick mit einer Öffnungszeit von  $2 \cdot 10^{-7}$  sec. Man sieht zwei helle Streifen, die in der Mitte durch einen dunklen Zwischenraum getrennt sind. Dies läßt sich als ein von außen zur Achse hin zusammenlaufender Plasmahohlzylinder deuten, der sich kurz vor dem Zeitpunkt der maximalen Kontraktion befindet. Bei der hier durchgeführten Beobachtung senkrecht zur Zylinderachse erscheinen die Randzonen infolge der größeren optischen Tiefe heller als die zentrale Zone. Ebenfalls vor dem ersten Stromknick liegt die Aufnahme 7 c, bei der jedoch die Symmetrie weniger ausgeprägt ist. Die Aufnahmen 7 d und 7 e zeigen das Aussehen des Plasmas nach der Kontraktion, wobei Instabilitäten sichtbar werden. Gemeinsam ist diesen Aufnahmen die wesentliche Erhöhung der Helligkeit des Plasmas nach der Kontraktion. Dagegen kann über die Art der Instabilitäten noch keine sichere Aussage gemacht werden. Dies dürfte erst dann möglich sein, wenn mit einem koaxialen Rückleiter und vier KERR-Zellen gearbeitet wird.

### Zur Frage der Plasmatemperatur

Die beschriebenen Experimente lassen keinen sicheren Schluß darauf zu, ob die beobachteten Neutronen einem im thermischen Gleichgewicht befindlichen Plasma oder Beschleunigungsprozessen entstammen. Man kann lediglich wegen des Fehlens harter RÖNTGEN-Strahlen und der langen Dauer der Neutronenemission vermuten, daß Beschleunigungsprozesse nicht wesentlich beteiligt sind. Auch die starke Abhängigkeit der Neutronenintensität vom Reinheitsgrad spricht für diese Annahme. Aus diesen Gründen soll versucht werden, einige Abschätzungen für die Plasmatemperatur zu gewinnen.

Zunächst läßt sich eine Plasmatemperatur aus der Zahl der beobachteten Neutronen berechnen. Die Zahl der Fusionsreaktionen, die pro Zeit- und Volumeneinheit in einem Plasma der Teilchendichte  $n$  abläuft, ist<sup>14</sup>

$$R = \frac{1}{2} n^2 \overline{(\sigma v)},$$

wo  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt der DD-Reaktion und  $v$  die relative Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen ist. Unter der Voraussetzung einer MAXWELL-Verteilung kann man die durch den Querstrich angegebene Mittelung durchführen und erhält für  $T < 50$  keV

$$\begin{aligned} (\sigma v) = 260 \cdot 10^{-16} T^{-2/3} \\ \cdot \exp(-18,76 T^{-1/3}) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (T \text{ in keV}). \end{aligned}$$

Bei unseren Versuchen war die Neutronenausbeute pro Entladung maximal  $10^7$ . Der Anfangsdruck betrug  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr, das sind  $1,8 \cdot 10^{15}$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$ . Das Rohr war 50 cm lang und hatte einen Radius von 10 cm, also ein Volumen von  $1,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^3$ . Die Neutronenstrahlung dauerte  $2 \cdot 10^{-6}$  sec. Nimmt man, gestützt auf KERR-Zellaufnahmen, an, daß der Pinch-Effekt das Plasma durchschnittlich auf 1/25 seines Anfangsvolumens komprimierte, so ergibt sich  $(\sigma v) = 2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ , was einer Temperatur von etwa  $5 \cdot 10^6$  °K entspricht.

Eine weitere Abschätzung der Temperatur läßt sich gewinnen, wenn man beim Pinch-Effekt Gleichgewicht zwischen magnetischem und gaskinetischem Druck annimmt. Setzt man einheitliche Temperatur der beteiligten Komponenten und örtliche Konstanz der Temperatur voraus, so ergibt sich ein Zusammenhang zwischen Stromstärke und Temperatur, der unabhängig von der radialen Verteilung der Stromdichte ist<sup>14, 15</sup>:

$$I^2 = 2 N k T.$$

$N$  ist die Gesamtzahl der Teilchen pro Längeneinheit des Entladungsgefäßes. Die Stromstärke im Stromknick betrug bis zu  $4 \cdot 10^5$  A. Für einen Druck von  $5 \cdot 10^{-2}$  Torr und einen Rohrradius von 10 cm erhält man etwa  $T = 3 \cdot 10^6$  °K. In Wirklichkeit ist es aber so, daß im Zeitpunkt der maximalen Kontraktion der gaskinetische Druck den Pinch-Druck überwiegt, weil ja sonst keine Expansion nach dem Stromknick auftreten könnte.

Das bedeutet, daß die tatsächlich vorhandene Temperatur größer sein muß als die hier berechnete Gleichgewichtstemperatur. Man erhält eine bessere Abschätzung der Temperatur, wenn man die vom Magnetfeld bei der Kompression des Plasmas geleistete Arbeit berechnet. Unter der etwas vereinfachenden Annahme eines linearen Stromanstieges und einer konstanten Kontraktionsgeschwindigkeit des Plasmas ergibt sich eine Temperatur von etwa  $4,5 \cdot 10^6$  °K. Dabei sind Strahlungs- und Wärmeleitungsverluste vernachlässigbar. Auch die zur Dissoziation und Ionisation des Deuteriums nötige Energie (15,8 eV/Atom) spielt keine große Rolle.

Vergleicht man die beiden Ergebnisse miteinander,

<sup>14</sup> R. F. Post, Rev. Mod. Phys. **28**, 338 [1956].

<sup>15</sup> L. SPITZER, Physics of Fully Ionized Gases, New York 1956.

## II. Bestimmung des Bandabstands

Der Bandabstand eines Halbleiters läßt sich u. a. mit optischen Methoden ermitteln, welche den Vorteug haben, daß man einen relativ großen Energiebereich erfassen und die Temperaturabhängigkeit des Bandabstands direkt bestimmen kann. Über das bei optischen Messungen anzuwendende Auswerteverfahren besteht jedoch keine einheitliche Auffassung. Während einige Autoren der Bandkante den Energiewert zuschreiben, bei welchem der Absorptionskoeffizient  $k = 100 \text{ cm}^{-1}$  erreicht, extrapoliieren andere auf den Pegel der Restabsorption und definieren diesen Punkt als Bandkante. Das von MAC FARLANE und ROBERTS<sup>3</sup> benutzte Verfahren, welches auf der Anwendung der Theorie indirekter Band-Bandübergänge beruht, ist frei von diesen willkürlichen Annahmen, jedoch auf praktisch störstellenfreie Substanzen beschränkt.

Da uns von den Chalkogeniden keine Einkristalle zur Verfügung standen, wurden an pulverförmigen Proben nach einem schon früher benutzten Verfahren<sup>4, 5</sup> Messungen des Remissionsvermögens durchgeführt. Das Remissionsvermögen  $R$  wird dabei definiert durch das Verhältnis der Intensitäten, die von der Probe und von einem Remissionsstandard, in unserem Falle aufgerauchtes MgO, reflektiert werden.

Bei der Bestimmung des Bandabstands aus Remissionsmessungen treten insofern Schwierigkeiten auf, als zwischen dem Absorptionskoeffizienten und dem Remissionsvermögen im Bereich der Fundamentalabsorptionskante ein komplizierter Zusammenhang besteht, für welchen bisher keine befriedigende Theorie entwickelt werden konnte. Die für Remissionskurven allgemein benutzten Darstellungsformen –  $R$  bzw.  $\log 1/R$  als Funktion der Energie – sind daher gleichermaßen willkürlich. Aus Gründen der Zweckmäßigkeit ziehen wir die logarithmische Darstellung vor, da in dieser der Bereich hoher Absorption betont, der Bereich der meist vorhandenen Störstellenabsorption dagegen gedrückt wird. Wir bezeichnen als Bandkante den Punkt, bei welchem der Steilanstieg der Remissionskurven in den Pegel der Restabsorption einmündet. Wie vergleichende Messungen an bekannten Substanzen zeigten, stimmen die auf diese Weise ermittelten Bandabstände mit den zuverlässigsten Literaturwerten

besser überein als nach der von FOCHS<sup>5</sup> vorgeschlagenen Definition. Lediglich bei den nahe 1 eV liegenden Bandabständen können die Werte wegen der Wellenlängenabhängigkeit des Streukoeffizienten etwas zu niedrig ausfallen. Der Fehler dürfte aber in keinem Falle 0,1 eV übersteigen.

Die Remissionsmethode besitzt den wesentlichen Vorteil, daß sie gegenüber Störstellenabsorption wenig empfindlich und im allgemeinen auch dann noch anwendbar ist, wenn die gebräuchlichen Absorptionsmessungen versagen. Wir konnten in einigen Fällen nachweisen, daß veröffentlichte Bandabstände um 2 eV und mehr falsch waren, weil bei Messungen an relativ dicken Einkristallen eine Störstellenabsorption als Bandkante gedeutet wurde.

Die Berechnung der Temperaturabhängigkeit des Bandabstands erfolgte aus jeweils drei Messungen bei 90 °K, 293 °K (Raumtemperatur) und 373 °K. In Übereinstimmung mit an anderen Halbleitern gefundenen Ergebnissen<sup>6</sup> wurde festgestellt, daß sich der Bandabstand innerhalb dieses Intervalls nicht linear ändert. Der Temperaturkoeffizient  $\alpha_h$  für den Hochtemperaturbereich (293 ° bis 373 °K) ist stets grō-

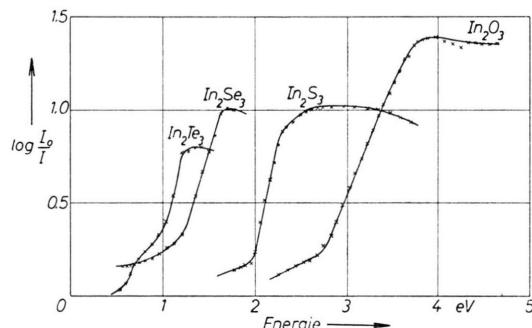


Abb. 1. Remissionskurven der In-Chalkogenide.

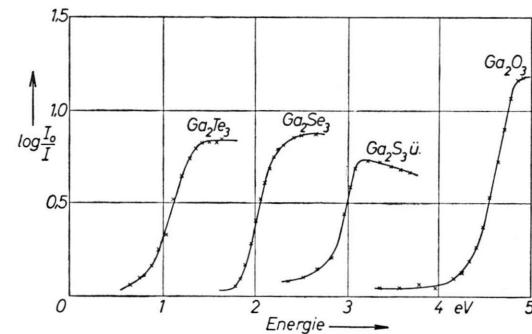


Abb. 2. Remissionskurven der Ga-Chalkogenide.

<sup>3</sup> G. G. MACFARLANE u. V. ROBERTS, Phys. Rev. **97**, 1714 [1955].

<sup>4</sup> E. KAUER u. A. RABENAU, Z. Naturforschg. **12a**, 942 [1957].

<sup>5</sup> P. D. FOCHS, Proc. Phys. Soc., Lond. B **69**, 70 [1956].

<sup>6</sup> C. Z. VAN DOORN, Physica **20**, 1155 [1954].

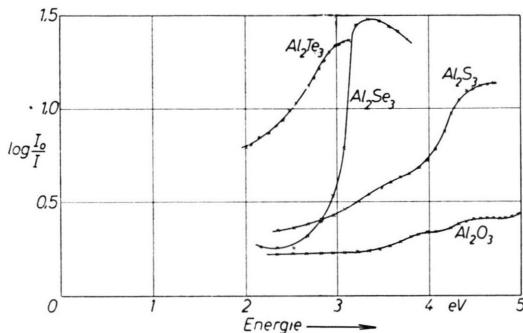


Abb. 3. Remissionskurven der Al-Chalkogenide.

ber als  $\alpha_t$  für den Tieftemperaturbereich ( $90^\circ$  bis  $293^\circ\text{K}$ ). Soweit es die Genauigkeit der Messungen rechtfertigt, werden stets beide Werte angegeben, anderenfalls der sich durch lineare Interpolation über den gesamten Temperaturbereich ergebende Mittelwert  $\alpha_m$ . Die mittleren Fehler der Temperaturkoeffizienten betragen für  $\alpha_t$  4%, für  $\alpha_h$  und  $\alpha_m$  10%.

In den Abb. 1 bis 3 sind die Kurven für Raumtemperatur dargestellt. Auf die Wiedergabe der übrigen Kurven, die sich von ersteren im wesentlichen durch eine Parallelverschiebung in der Energieachse unterscheiden, wurde übersichtlichkeitshalber verzichtet.

Die Untersuchungen wurden mit einem Leiss-Monochromator durchgeführt. Als Strahlungsempfänger dienten für  $\lambda \leq 800 \text{ m}\mu$  die RCA-Photomultiplier IP 21, 22 und 28, für den ultraroten Bereich der Valvo-PbS-Photoleiter 61 SV in Verbindung mit einem schmalbandigen phasenempfindlichen Verstärker. Die spektrale Durchlaßbreite des Monochromators war in sämtlichen Fällen kleiner als  $5 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$ . Als Lichtquellen wurden eine Wasserstofflampe für den ultravioletten Bereich und eine Bandlampe für das sichtbare und ultrarote Gebiet verwendet. Die Meßkammer befand sich hinter dem Austrittsspalt des Monochromators, um die Energiedichte der Strahlung auf den Proben und die dadurch bedingte Temperaturverfälschung möglichst klein zu halten.

### III. Ergebnisse und Diskussionen

Die Ergebnisse unserer Untersuchungen sind in Tab. 2 vollständig enthalten. Im folgenden werden die Verhältnisse bei Substanzen diskutiert, über die bereits vergleichbare Halbleiterdaten veröffentlicht

wurden; ferner wird, soweit erforderlich, auf präparative Einzelheiten eingegangen.

$\text{In}_2\text{Te}_3$  wurde durch Zusammenschmelzen stöchiometrischer Mengen der Komponenten hergestellt, wobei man nach dem Erkalten ein grobkristallines Material bekommt. Es hat sich gezeigt, daß man Substanzen mit kleinstem Störstellengehalt erhält, wenn man für die Messung gut ausgebildete Kristalle herauspräpariert und pulvert. Man macht dabei von der Selbstreinigung beim Kristallwachstum Gebrauch. Solche Kristalle besitzen stets eine sehr kleine Leitfähigkeit ( $\sigma < 10^{-7} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ). Dieses Verfahren lieferte auch im Falle des  $\text{Ga}_2\text{Te}_3$  gut geeignete Proben. Für den Bandabstand des  $\text{In}_2\text{Te}_3$  fanden wir den Wert  $\Delta E = 1,0 \text{ eV}$ , in Übereinstimmung mit dem Ergebnis von GORYUNOVA<sup>7</sup> u. a., die Photoleitungsmessungen an einigen In- und Ga-Chalkogeniden durchführten. MIYAZAWA<sup>8</sup> erhält dagegen – ebenfalls aus Photoleitungsmessungen – für  $\Delta E = 1,2 \text{ eV}$ . Die elektrischen Eigenschaften des  $\text{In}_2\text{Te}_3$  wurden von APPEL<sup>9</sup> untersucht, der zwei unterschiedliche Aktivierungsenergien findet, und zwar  $\Delta E = 0,94 \text{ eV}$  für  $T < 700^\circ\text{K}$  und  $\Delta E = 2,4 \text{ eV}$  für  $T > 700^\circ\text{K}$ . Es liegt nach den obigen Ergebnissen nahe, den tieferen Wert als Bandabstand anzusprechen. Der Hochtemperaturast der Leitfähigkeitskurven dürfte auf Ionenleitung mit einer Aktivierungsenergie  $Q = 1,2 \text{ eV}$  beruhen. Die Temperaturkoeffizienten des Bandabstands sind

$$\begin{aligned} \alpha_t &= -4,2 \cdot 10^{-4} \text{ eV/Grad} \\ \text{und} \quad \alpha_h &= -5,6 \cdot 10^{-4} \text{ eV/Grad}. \end{aligned}$$

VI	O	S	Se	Te
Al	$> 5$ —	$4,1$ $-11,5 \cdot 10^{-4}$	$3,1$ $-11,2 \cdot 10^{-4}$	$\sim 2,5$ —
Ga	$4,4$ $-8,3 \cdot 10^{-4}$ $-8,8 \cdot 10^{-4}$	$2,85$ $-6,7 \cdot 10^{-4}$ $-8,0 \cdot 10^{-4}$	$1,9$ $-4,4 \cdot 10^{-4}$ $-6,1 \cdot 10^{-4}$	$1,0$ $-5,4 \cdot 10^{-4}$ $-6,6 \cdot 10^{-4}$
In	$2,8$ $-7,7 \cdot 10^{-4}$ $-8,4 \cdot 10^{-4}$	$2,0$ $-6,8 \cdot 10^{-4}$ $-4,0 \cdot 10^{-4}$	$1,25$ $-4,2 \cdot 10^{-4}$ $-5,6 \cdot 10^{-4}$	$1,0$ $-4,2 \cdot 10^{-4}$ $-5,6 \cdot 10^{-4}$

Tab. 2. Halbleiterdaten der  $\text{A}_2\text{III}\text{B}_3\text{VI}$ -Verbindungen. 1. Wert: Bandabstand  $\Delta E$  (eV) bei Raumtemperatur. 2. Wert: Temperaturkoeffizient  $\alpha_t$  für  $90^\circ \leq T \leq 293^\circ\text{K}$  (bzw.  $\alpha_m$  für  $90^\circ \leq T \leq 373^\circ\text{K}$  bei fehlendem 3. Wert). 3. Wert: Temperaturkoeffizient  $\alpha_h$  (eV/Grad) für  $293^\circ \leq T \leq 373^\circ\text{K}$ .

<sup>7</sup> N. A. GORYUNOVA, V. S. GRIGOREVA, B. M. KONOVALENKO u. S. M. RYVKIN, Zh. tekh. Fiz. **25**, 1675 [1955].

<sup>8</sup> H. MIYAZAWA u. S. SUGAIKE, J. Phys. Soc., Japan **9**, 648 [1954].

<sup>9</sup> J. APPEL, Z. Naturforschg. **9a**, 265 [1954]. — J. APPEL u. G. LAUTZ, Physica **20**, 1110 [1954].

<sup>10</sup> G. HARBEKE u. G. LAUTZ, Optik **14**, 547 [1957].

HARBEKE und LAUTZ<sup>10</sup> bestimmten den Temperaturgang des Bandabstands aus optischen Messungen und fanden für den Koeffizienten im linearen Bereich, welcher im Falle des  $\text{In}_2\text{Te}_3$  bei Temperaturen über  $400^\circ\text{K}$  einsetzt,  $\alpha = -5,9 \cdot 10^{-4} \text{ eV/Grad}$ . Der obige Wert für  $\alpha_h$  fällt erwartungsgemäß nur wenig niedriger aus.

$\text{In}_2\text{O}_3$  unterscheidet sich von den anderen hier untersuchten Verbindungen durch einen ungewöhnlich flachen Verlauf der Absorptionskante. Obwohl es sich um ein kommerzielles Präparat von unbekannter Reinheit handelt, ist es nach der Gestalt der Kurve unwahrscheinlich, daß die Verbreiterung auf Störstellenabsorption zurückzuführen ist. Es muß vielmehr angenommen werden, daß diese auf der speziellen Bänderstruktur des  $\text{In}_2\text{O}_3$  beruht.

Der Bandabstand des  $\text{In}_2\text{O}_3$  beträgt  $\Delta E = 2,8 \text{ eV}$ . RUPPRECHT<sup>11</sup> führte u. a. Absorptionsmessungen an dünnen  $\text{In}_2\text{O}_3$ -Schichten (Dicke 50 bis 250 m $\mu$ ) durch und schließt aus einem stärkeren Anstieg der Absorption bei 3,5 eV, daß es sich hierbei um die Grundgitterabsorption (Bandabstand) handelt. Die Absorptionskonstante hat jedoch an dieser Stelle bereits einen Wert  $k = 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ , also weit über dem, was man normalerweise dem Bandabstand zuordnet ( $k = 100 \text{ cm}^{-1}$ ). Der von RUPPRECHT vermutete Bandabstand liegt daher zweifellos zu hoch. Ferner kann nach unseren Messungen als ausgeschlossen gelten, daß für  $\Delta E = 2,8 \text{ eV}$  die Absorptionskonstante  $k = 10^4 \text{ cm}^{-1}$  beträgt. Es muß daher angenommen werden, daß die Ergebnisse von RUPPRECHT durch Vernachlässigung der Interferenzwirkung der Schichten und die Ungenauigkeit der Schichtdickenbestimmung verfälscht sind.

Vom  $\text{In}_2\text{Se}_3$  sind mit Sicherheit zwei Modifikationen bekannt. Die Möglichkeit weiterer Modifikationen wird von HAHN<sup>1</sup> diskutiert. Die bei Temperaturen  $> 700^\circ\text{C}$  stabile  $\alpha$ -Modifikation läßt sich durch Abschrecken einfrieren. Die von MIYAZAWA<sup>12</sup> sowie BRICE et al.<sup>13</sup> auf Grund von elektrischen, thermischen und dilatometrischen Messungen beobachtete Phasenumwandlung bei etwa  $200^\circ\text{C}$  konnte optisch bis zu Temperaturen von  $240^\circ$  nicht nachgewiesen werden.

$\text{Ga}_2\text{Te}_3$  wurde nach dem gleichen Verfahren wie beim  $\text{In}_2\text{Te}_3$  hergestellt. Die Remissionskurve läßt

erkennen, daß der Bandabstand nur unwesentlich größer sein kann als beim  $\text{In}_2\text{Te}_3$ . Zum gleichen Ergebnis gelangt auch GORYUNOV<sup>7</sup>, während HARBEKE und LAUTZ<sup>14</sup> aus elektrischen Messungen  $\Delta E = 1,55 \text{ eV}$  und aus optischen Messungen  $\Delta E = 1,22 \text{ eV}$  ableiten. Die Diskrepanz zwischen den elektrischen und optischen Werten läßt sich nicht allein durch die Temperaturabhängigkeit des Bandabstands erklären, welche nach unseren Messungen  $\alpha_t = -5,4 \cdot 10^{-4} \text{ eV/Grad}$  und  $\alpha_h = -6,6 \cdot 10^{-4} \text{ eV/Grad}$  beträgt. Dies wurde inzwischen auch von HARBEKE und LAUTZ<sup>10</sup> bestätigt, die für den Temperaturkoeffizienten im linearen Bereich ( $T > 350^\circ\text{K}$ )  $\alpha = -7,7 \cdot 10^{-4} \text{ eV/Grad}$  angeben.

Für  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$  und  $\alpha\text{-}\text{Ga}_2\text{S}_3$  erhielten wir Werte von  $\Delta E = 1,9 \text{ eV}$  bzw.  $\Delta E = 2,85 \text{ eV}$ . Im Falle des  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$  kommen GORYUNOV u. a.<sup>7</sup> mit  $\Delta E = 1,8 - 1,9 \text{ eV}$  zu einem gleichlautenden Ergebnis, während sie für  $\beta\text{-}\text{Ga}_2\text{S}_3$   $\Delta E = 2,5 \text{ eV}$  finden. Die Abweichung in den Bandabständen der  $\text{Ga}_2\text{S}_3$ -Modifikationen ist vermutlich nur zum Teil strukturbedingt. Um genauere Aussagen hierüber zu machen, müßten jedoch die beiden Modifikationen nach dem gleichen Meßverfahren verglichen werden.

$\text{Al}_2\text{S}_3$ ,  $\text{Al}_2\text{Se}_3$  und  $\text{Al}_2\text{Te}_3$ . Die Präparate wurden nach der von BILTZ<sup>15</sup> angegebenen Methode „nach FARADAY“ hergestellt durch Einwaage stöchiometrischer Mengen der Ausgangssubstanzen in höchstmöglicher Reinheit. (Aluminium 99,998, Schwefel, Selen und Tellur doppelt destilliert.) Die Handhabung der extrem feuchtigkeitsempfindlichen Präparate erfolgte in einem Handschuhkasten unter Stickstoff, wobei die letzten Feuchtigkeitsspuren mit flüssiger Luft ausgefroren wurden. Trotzdem ließ sich, wie Abb. 3 zeigt, im Falle des  $\text{Al}_2\text{Te}_3$  eine Einwirkung nicht ganz vermeiden.

Betrachtet man abschließend den Gang der Bandabstände, so sieht man, daß dieselben einen „normalen“ Anstieg aufweisen. Obwohl sich hier innerhalb der homologen Reihe Strukturen, Metallkoordination und Packungsdichten ändern, werden keine Anomalien im Gang der Bandabstände beobachtet. Die einzige Abweichung, nämlich der verhältnismäßig hohe Wert des  $\text{In}_2\text{Te}_3$  kann auf keinen dieser Einflüsse zurückgeführt werden, denn gerade hier tritt gegenüber dem  $\text{Ga}_2\text{Te}_3$  keine Änderung ein.

<sup>11</sup> G. RUPPRECHT, Z. Phys. **139**, 504 [1954].

<sup>12</sup> H. MIYAZAWA u. S. SUGAIKE, J. Phys. Soc., Japan **12**, 312 [1957].

<sup>13</sup> J. C. BRICE, P. C. NEWMAN u. H. C. WRIGHT, British J. Appl. Phys. **9**, 110 [1958].

<sup>14</sup> G. HARBEKE u. G. LAUTZ, Z. Naturforschg. **11a**, 1015 [1956].

<sup>15</sup> E. F. STROTZER u. W. BILTZ, Z. anorg. allg. Chem. **238**, 69 [1938].

Es sind eine Reihe von Versuchen unternommen worden, den Bandabstand als Funktion einer charakteristischen Eigenschaft der Verbindungen darzustellen<sup>16–19</sup>. Die Abhängigkeit von  $1/d$  bzw.  $1/d^2$ , welche bei den Reihen ohne Wechsel der tetraedrischen Struktur (Elemente der IV. Gruppe, III – V-Verbindungen) zu befriedigenden Ergebnissen führt, ist naturgemäß nicht auf den vorliegenden Fall anwendbar, bei welchem sich die Koordination innerhalb der Reihe ändert (daher ist auch ein Ersatz des Gitterparameters durch die 3. Wurzel des Molvolumens nicht möglich). Ebenso lässt sich hier die empirische Regel von MIYAUCHI<sup>16</sup>, wobei als Abszisse der Quotient aus dem halben Atomabstand durch die Summe der positiven Radien nach PAULING aufgetragen ist, nicht anwenden.

<sup>16</sup> T. MIYAUCHI, J. Phys. Soc., Japan **12**, 308 [1957].

<sup>17</sup> C. H. L. GOODMAN, Proc. Phys. Soc., Lond. B **67**, 258 [1954].

Gut bewährt hat sich in vielen Fällen der Vorschlag von GOODMAN<sup>17</sup>, wobei der Bandabstand gegen den Schmelzpunkt aufgetragen wird, obwohl auch hier Ausnahmen bekannt sind (z. B. beim Vergleich GaSb – InAs).

Im vorliegenden Falle versagt auch die Anwendung dieser Regel.

Das vorhandene Material reicht offenbar noch nicht aus, um einen umfassenden Zusammenhang aufzufinden. Daher sind weitere systematische Untersuchungen über Bandabstände homologer Reihen erforderlich.

Herrn Prof. HAHN sind wir für die freundliche Überlassung einiger der hier untersuchten Präparate der Gallium- und Indiumreihe zu besonderem Dank verpflichtet.

<sup>18</sup> L. PAULING, J. Phys. Chem. **58**, 662 [1954].

<sup>19</sup> C. KOLM, S. A. KULIN u. B. L. AVERBACH, Phys. Rev. **108**, 965 [1957].

## Elektrische Leitfähigkeit amorpher Germanium-Aufdampfschichten

Von LUDWIG REIMER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Münster (Westf.)

(Z. Naturforschg. **13 a**, 536–542 [1958]; eingegangen am 2. Mai 1958)

An amorphen Germanium-Aufdampfschichten sind im Vakuum Messungen der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes von  $20^\circ$  bis  $400^\circ\text{C}$  durchgeführt worden, um zu klären, wie sich die amorphe Modifikation des Germaniums gegenüber der kristallinen Form mit Diamantstruktur im elektrischen Verhalten unterscheidet. Aus der Neigung der Kurven im  $\log \varrho$ - $1/T$ -Diagramm wird die Aktivierungsenergie entnommen und mit Messungen an kristallinen Schichten verglichen.

Beim Aufdampfen von Germanium im Hochvakuum beobachtete KÖNIG<sup>1</sup> mit Elektronenbeugungsversuchen, daß bei ungeheizter Unterlage die Schichten eine amorphe Struktur zeigen. Kristalline Germaniumschichten erhält man nur, wenn man bei einer Trägertemperatur über etwa  $350^\circ\text{C}$  aufdampft oder aber die auf kalten Trägern niedergeschlagenen Schichten auf  $400^\circ$ – $500^\circ\text{C}$  erwärmt. Nach einer elektronenmikroskopischen Untersuchung von FISCHER und RICHTER<sup>2</sup> kann man diese Umwandlung auch im Elektronenmikroskop durch Elektronenbeschuß erzwingen. Untersuchungen mit RÖNTGEN-Beugung von RICHTER, GLOCKER und FÜRST<sup>3, 4</sup> ergaben, daß keine flüssigkeitsamorphe Struktur vor-

liegt, sondern daß jedes Germaniumatom tetraederförmig von 4 nächsten Nachbarn umgeben ist. Diese Elementartetraeder bilden aber kein orientiertes Diamantgitter, sondern sind regellos gegeneinander verdreht.

Messungen der elektrischen Eigenschaften von Germaniumschichten wurden von THORNHILL, BECKER und LARK-HOROVITZ<sup>5, 6</sup> mitgeteilt. Offenbar liegen bei diesen Untersuchungen aber nur kristalline Schichten vor. Über Messungen der elektrischen Leitfähigkeit von amorphen Germanium-Aufdampfschichten wurde von DUNOYER<sup>7</sup> berichtet. Es wurden um einen Faktor  $10^7$  höhere Widerstände gegenüber kristallinen Schichten gefunden. Insbesondere konnte

<sup>1</sup> H. KÖNIG, RB. Phys. **1**, 4 [1944]; Optik **3**, 201 [1948].

<sup>2</sup> E. W. FISCHER u. H. RICHTER, Ann. Phys., Lpz. **16**, 193 [1955].

<sup>3</sup> O. FÜRST, R. GLOCKER u. H. RICHTER, Z. Naturforschg. **4 a**, 540 [1949].

<sup>4</sup> H. RICHTER u. O. FÜRST, Z. Naturforschg. **6 a**, 38 [1951].

<sup>5</sup> J. W. THORNHILL u. K. LARK-HOROVITZ, Phys. Rev. **82**, 762 [1951].

<sup>6</sup> W. M. BECKER u. K. LARK-HOROVITZ, Phys. Rev. **91**, 230 [1953].

<sup>7</sup> J. M. DUNOYER, J. Phys. Radium **12**, 602 [1951].