

Teilchen des Impulss p_0 , die von P' mit verschiedenen Neigungswinkeln α gegen den Hauptstrahl s_0 ausgehen, werden in erster Näherung in einem Punkt P'' wieder gesammelt, der vom Austrittspunkt A'' des Hauptstrahls aus dem Magnetfeld den Abstand l_m'' besitzt. Für l_m'' folgt aus Gl. (1)

$$l_m''/r_m = -M_1/N_1. \quad (4)$$

Diese Gleichung läßt sich leicht durch Einführung der Brennweite f und der Brennpunktstrecken g' und g'' von den Feldgrenzen in die Form der bekannten Linsengleichung bringen¹. Für $x=l_m''$ wird nach den Gln. (1)

$$y_b = r_m \{ B_2 \beta + B_{11} \alpha^2 + B_{12} \alpha \beta + B_{22} \beta^2 \} \\ = r_m \left[M_2 + \frac{l_m''}{r_m} N_2 \right] \beta + r_m \left[M_{11} + \frac{l_m''}{r_m} N_{11} \right] \alpha^2 + r_m \left[M_{12} + \frac{l_m''}{r_m} N_{12} \right] \alpha \beta + r_m \left[M_{22} + \frac{l_m''}{r_m} N_{22} \right] \beta^2. \quad (5)$$

Damit sind, mit Rücksicht auf Gl. (4), die Koeffizienten B_2 , B_{11} , B_{12} und B_{22} der Impulsdispersion, des Öffnungsfehlers, der gemischt richtungs- und impulsabhängigen Aberration und der rein impulsabhängigen Aberration gegeben durch:

$$\begin{aligned} \text{a) } B_2 &= M_2 + \frac{l_m''}{r_m} N_2 = M_2 - \frac{M_1}{N_1} N_2, \\ \text{b) } B_{11} &= M_{11} + \frac{l_m''}{r_m} N_{11} = M_{11} - \frac{M_1}{N_1} N_{11}, \\ \text{c) } B_{12} &= M_{12} + \frac{l_m''}{r_m} N_{12} = M_{12} - \frac{M_1}{N_1} N_{12}, \\ \text{d) } B_{22} &= M_{22} + \frac{l_m''}{r_m} N_{22} = M_{22} - \frac{M_1}{N_1} N_{22}. \end{aligned} \quad (6)$$

Die Dispersion B_2 wurde schon von HERZOG angegeben⁶. Der Ausdruck für den Öffnungsfehler wurde für beliebige Ein- und Austrittswinkel (auch für gekrümmte Feldgrenzen) von dem einen von uns (H. H.) bereits früher berechnet² und auf anderem Wege bestätigt⁷.

Bei Spezialisierung dieses allgemeinen Ausdrucks auf gerade Feldgrenzen folgt durch längere Umformung

⁶ R. HERZOG, Z. Phys. **89**, 447 [1934].

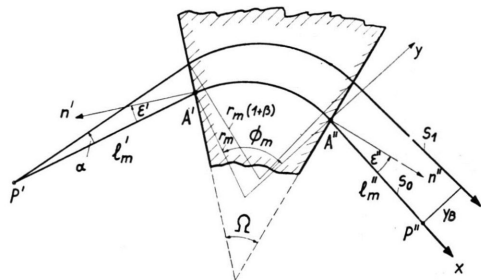


Abb. 1. P'' ist das GAUSSsche Bild von P' für Strahlen des Impulss p_0 . y_b ist durch Gln. (5) und (6) im Koordinatensystem der Abbildung gegeben.

Gl. (6b). Durch Spezialisierung unserer Gl. (6b) für $\varepsilon' = \varepsilon'' = 0$ folgt der von STEPHENS⁴ gegebene Ausdruck für den Öffnungsfehler bei senkrechtem Ein- und Austritt. Durch Spezialisierung von (6c) und (6d) folgen die von VOORHIES⁵ angegebenen Ausdrücke für die gemischte und die reine Impulsaberration bei senkrechtem Ein- und Austritt.

⁷ L. A. KÖNIG u. H. HINTENBERGER, Z. Naturforsch. **10a**, 877 [1955].

Optische und elektrische Eigenschaften halbleitender A¹B^V-Verbindungen

Von H. G. CLERC und G. WALLIS

Heinrich Hertz-Institut, Berlin-Adlershof

(Z. Naturforsch. **11a**, 1040–1041 [1956]; eingeg. am 15. November 1956)

Die Systematik halbleitender Verbindungen nach der Zugehörigkeit ihrer Komponenten zu den einzelnen Spalten des periodischen Systems ist bereits mehrfach bei der Untersuchung von Halbleitern als vergleichendes Prinzip angewandt worden (siehe z. B. Anm. 1, 2). Der zusammenfassende Bericht von WELKER³ über das hier-

über vorliegende Material zeigt, wie wenig wir im Vergleich zu anderen Gruppen von Verbindungen noch über die A¹B^V-Verbindungen wissen.

Dies liegt zum Teil an der schwierigen experimentellen Handhabung der A¹B^V-Verbindungen. Wegen der starken Affinität der Alkalimetalle zum Sauerstoff sind sie nur im Hochvakuum zu untersuchen.

Das chemische Verhalten der Alkalimetalle zu den Elementen der fünften Gruppe des periodischen Systems wurde von KLEMM⁴ untersucht. Hierbei wurden die Zustandsdiagramme der einzelnen Systeme aufgestellt.

In einer vorhergehenden Arbeit⁵ haben wir uns speziell mit dem System Cs–Sb beschäftigt und die opti-

¹ H. WELKER, Z. Naturforsch. **7a**, 744 [1952] und **8a**, 248 [1953].

² U. WINKLER, Helv. Phys. Acta **28**, 633 [1955].

³ H. WELKER, Ergebn. exakt. Naturw. **29** [1956].

⁴ W. KLEMM, Angew. Chem. **66**, 148 [1954].

⁵ G. WALLIS, Ann. Phys., Lpz. (6) **17**, 401 [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 digitalized 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.

schen und elektrischen Eigenschaften von Cäsium–Antimon-Schichten verschiedener Zusammensetzung gemessen. Im Anschluß daran wurden die gleichen Untersuchungen an Cäsium–Wismut-Schichten ausgeführt⁶. Für zwei charakteristische Formierzustände, denen man auf Grund des Formierdiagramms⁶ und des Zustandsdiagramms⁴ des Systems Bi–Cs die Zusammensetzungen CsBi_2 und Cs_3Bi zuschreiben kann, wurden die in Tab. 1 angegebenen Werte für die optische Absorptionskante, die Grenzenergie des äußeren Photoeffektes, die thermische Austrittsarbeit und die Aktivierungsenergien der Leitfähigkeit gefunden.

	Formier- zustand I CsBi_2	Formier- zustand II Cs_3Bi
ΔE_{opt} (Absorption)	< 0,55 eV	< 0,55 eV
ΔE_{phot} (äuß. Photoeff.)	1,65 eV	1,5 eV
ΔE_{therm} (therm. Emission)	0,9 eV	—
ΔE_o (Leitfähigkeit)	0,4 u. 0,7 eV	—

Tab. 1.

Die Einzelheiten der Zuordnung dieser Energien zu den Niveauabständen des Bändermodells sind zwar noch nicht eindeutig; ein Zusammenhang jedoch tritt

bereits deutlich hervor. Während bei Cs_3Sb das Wahrscheinlichere der mit den Messungen verträglichen Bändermodelle einen Bandabstand von 1,6 eV besitzt⁵, hat das entsprechende Bändermodell für die analoge Verbindung Cs_3Bi einen Bandabstand < 0,55 eV⁶. Beim Übergang von Sb zu Bi, d. h. zu einem schwereren Ele-

A ^{II} B ^{IV}	A ^{II} B ^{VI}	A ^{III} B ^V	A ^I B ^V
Mg_2Si 0,77	CdS 2,0	AlP 3	Cs_3Sb 1,6
Mg_2Ge 0,74	CdSe 1,8	AlAs 2,2	Cs_3Bi < 0,55
Mg_2Sn 0,36	CdTe 1,45	AlSb 1,65	
Ca_2Si 1,9	ZnS 3,7	InP 1,25	
Ca_2Sn 0,9	ZnSe 2,6	InAs 0,47	
Ca_2Pb 0,46	ZnTe 2,2	InSb 0,27	

Tab. 2. Bandabstände ΔE in eV.

ment der gleichen Gruppe des periodischen Systems, beobachtet man also eine Verkleinerung des Bandabstandes.

Dies Verhalten stimmt mit der bei mehreren anderen intermetallischen Verbindungen beobachteten Tendenz überein (Tab. 2).

⁶ H. G. CLERC u. G. WALLIS, Ann. Phys., Lpz. (erscheint demnächst).

Die Zündspannung des Anodenbogens

VON WILHELM MERL

Physikalisches Laboratorium der Firma Dr. E. Dürrwächter
— DODUCO — KG., Pforzheim

(Z. Naturforsch. 11 a, 1041–1042 [1956]; eingeg. am 31. Oktober 1956)

Entlädt man einen Kondensator durch Schließen eines Kontaktes, so setzt der Stromfluß vor der metallischen Berührung der Elektroden ein, selbst wenn die Kondensatorspannung weit unter dem Minimum der PASCHEN-Kurve liegt. Dieser in neuerer Zeit erforschte Durchschlagsmechanismus bei Elektrodenabständen unter 10^{-4} cm und reinen Metalloberflächen läßt sich nicht mit der TOWNSEND-Vorstellung in Einklang bringen^{1,2}. Aus den Untersuchungen von GERMER und Mitarb. geht hervor, daß zur Zündung der kurzzeitigen Entladungen Feldstärken von rund 10^7 V/cm erforderlich sind³. Dieser Wert deutet, zusammen mit den aus Schmelzspuren an den Bogenfußpunkten ermittelten Stromdichten von 10^6 bis 10^8 A/cm², darauf hin, daß die Zündung und Erhaltung des Bogens durch Feldelektronenemission erfolgt. Der Anteil der Ionen am Gesamtstrom nimmt mit der Entladungsdauer bis zu 15% zu und wird durch Verdampfung der Anode geliefert^{4,5}. Neutralisierte Ionen und ein Teil des Metaldampfes lagern sich dabei auf der Kathode in Form kleiner Kuppen ab, deren

Volumen bei Spannungen unter 70 Volt der Kondensatorenergie proportional ist. Diese Eigenschaft des Bogens wurde ausgenutzt, um mit verhältnismäßig geringem experimentellem Aufwand das schwer erfaßbare Gebiet um die Bogenmindestspannung näher zu untersuchen. Bisher konnte der Anodenbogen aus meßtechnischen Gründen nur bis zu 30 Volt herab oszillographisch verfolgt werden.

Durch wiederholtes Entladen eines Kondensators über Edelmetall-Kontakte wurden die kathodenseitigen Ablagerungen auf mindestens 10^{-6} cm³ angehäuft und damit einer genauen Messung zugänglich gemacht. In einem Metallvolumen – Spannungs-Diagramm war dann die Zündspannung des Anodenbogens als ausgezeichneter Punkt zu erkennen. Die Versuchsanordnung bestand aus einem mit Au- bzw. Pd-Kontakten bestückten Resonanzschalter ($R=2$ m Ω , $L \sim 0,06$ μH), der einen 1- μF -Kondensator in der Sekunde 100-mal kurzschloß. Als Stromquellen dienten bis zu 12 Volt Blei- und Nickel-Kadmium-Sammler, darüber stromstarke Braunkohle-Anodenbatterien, deren Spannung während der Versuchsdauer um weniger als 0,05 Volt abnahm. Der Ladewiderstand des Kondensators von 2,2 k Ω genügte, um das Verhältnis der durch den Einschaltbogen bedingten Stoffwanderung zu der beim Öffnen des Schaltkreises erzeugten⁶ größer als 10^3 werden zu lassen, so daß sich eine Trennung von Ein- und Ausschaltvorgang erübrigte.

¹ W. S. BOYLE u. P. KISLIUK, Phys. Rev. **97**, 255 [1955].

² L. LOEB, Sparks in very short gaps, at high pressure and in vacuum, in S. FLÜGGE, Handb. d. Phys. **22**, 527 [1956].

³ L. H. GERMER u. W. S. BOYLE, J. Appl. Phys. **27**, 32 [1956].

⁴ P. KISLIUK, J. Appl. Phys. **25**, 897 [1954].

⁵ W. S. BOYLE u. L. H. GERMER, J. Appl. Phys. **26**, 571 [1955].

⁶ W. MERL, Elektrotechn. Z. A **77**, 201 [1956].