

NOTIZEN

**Über Massenspektrometer mit vollständiger Doppelfokussierung zweiter Ordnung**

Von H. HINTENBERGER und L. A. KÖNIG

Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforsch. 12 a, 443 [1957]; eingegangen am 9. April 1957)

In einer früheren Arbeit<sup>1</sup> wurden die vom Öffnungswinkel  $\alpha$  und der relativen Geschwindigkeitsabweichung  $\beta = \Delta v/v$  abhängigen Bildfehler in doppelfokussierenden Massenspektrometern und Massenspektrographen berechnet und die Bedingungsgleichungen dafür angegeben, daß diese Bildfehler verschwinden. Es handelt sich dabei um ein kompliziertes System von 5 Gleichungen, das zwischen den 8 Größen

$$\varphi_m, \varepsilon', \varepsilon'', \varphi_e, \frac{d}{r_m}, \frac{r_e}{r_m}, \frac{l'_e}{r_m} \text{ und } \frac{l''_m}{r_m},$$

deren Bedeutung der Abb. 1 entnommen werden kann, erfüllt sein muß und dessen Lösung umfangreiche numerische Rechenarbeit erfordert. Es ist uns gelungen,

<sup>1</sup> H. HINTENBERGER u. L. A. KÖNIG, Z. Naturforsch. 12 a, 140 [1957].

Lösungen für dieses Gleichungssystem und damit Massenspektrometer mit vollständiger Doppelfokussierung zweiter Ordnung zu finden. Ein Beispiel für ein Instrument, das einer solchen Lösung entspricht, ist in Abb. 1 maßstabgerecht dargestellt. In der Umgebung dieser Lösung gibt es unendlich viele weitere Lösungen. Einige davon mit  $\varphi_m = 60^\circ$  sind in der Tabelle angeführt.

Eine ausführliche Darstellung über den zur Lösung des Gleichungssystems eingeschlagenen Weg und die erhaltenen Resultate wird später in dieser Zeitschrift folgen.

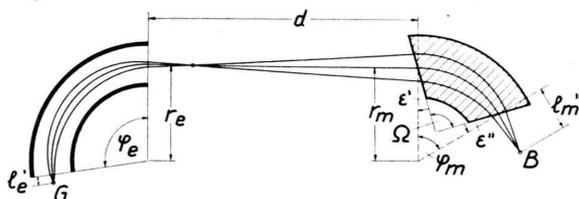


Abb. 1. Strahlengang in einem Massenspektrometer mit vollständiger Doppelfokussierung zweiter Ordnung. ( $\varphi_m = 60^\circ$ ,  $\varepsilon' = -15^\circ$ ,  $\varepsilon'' = -15^\circ$ ,  $\sqrt{2} \varphi_e = 138,38^\circ$ ,  $d/r_m = 2,846$ ,  $r_e/r_m = 1,008$ ,  $l'_e/r_m = 0,088$ ,  $l''_m/r_m = 0,664$ ).  
G = Gegenstand, B = Bild.

	$\varphi_m$	$\varepsilon'$	$\varepsilon''$	$\Omega$	$\sqrt{2} \varphi_e$	$\frac{r_e}{r_m}$	$\frac{d}{r_m}$	$\frac{l'_e}{r_m}$	$\frac{l''_m}{r_m}$
1.	$60^\circ$	$0^\circ$	$-15^\circ$	$75^\circ$	$80,00^\circ$	1,814	4,520	1,820	0,838
2.	$60^\circ$	$15^\circ$	$-15^\circ$	$60^\circ$	$183,22^\circ$	3,876	0,926	5,881	0,943
3.	$60^\circ$	$-15^\circ$	$-15^\circ$	$90^\circ$	$138,38^\circ$	1,008	2,846	0,088	0,664
4.	$60^\circ$	$0^\circ$	$-3^\circ$	$63^\circ$	$128,69^\circ$	1,220	2,993	0,284	1,214

Tab. 1. Einige Beispiele für Massenspektrometer mit vollständiger Doppelfokussierung zweiter Ordnung. Die Bedeutung der angegebenen Größen ist aus Abb. 1 zu entnehmen.

**Absorption von Germanium im kurzwelligen Ultrarot und Kristallbaufehler**

Von R. KESSLER und D. RICCIUS

II. Physikalisches Institut der Universität Köln

(Z. Naturforsch. 12 a, 443—445 [1957]; eingegangen am 29. März 1957)

Bei Germanium tritt in dem Spektralbereich zwischen der Bandkante und den Gitterabsorptionsbändern die Absorption der freien Ladungsträger in Erscheinung.

Aber man findet die Proportionalität des Absorptionskoeffizienten mit der Zahl der freien Ladungsträger erst bestätigt, wenn der Volumen-Absorptionskoeffizient  $K$  eine Grenze von etwa  $2 \text{ cm}^{-1}$  überschreitet, sei es infolge vergrößerter Zahl der freien Ladungsträger bei starker Dotierung<sup>1</sup> oder erhöhter Temperatur<sup>2, 3</sup>, sei es bei genügend langen Wellen infolge des mit  $\lambda^{1,5}$  gewachsenen Absorptionsquerschnittes<sup>4</sup>. In diesem Fall läßt sich der Absorptionskoeffizient sogar quantitativ berechnen, wenn man die Beweglichkeiten und effek-

<sup>1</sup> Nähere Literaturangaben entnehme man der Zusammenfassung: H. Y. FAN, Infra-Red Absorption in Semiconductors, Rep. Progr. Phys. 19, 107 [1956].

<sup>2</sup> J. JAUMANN u. R. KESSLER, Z. Naturforsch. 11 a, 387 [1956].

<sup>3</sup> R. KESSLER, Vortrag: Internat. Kolloquium über Halbleiter u. Phosphore 1956 in Garmisch-Partenkirchen, z. Zt. im Druck.

<sup>4</sup> Z. B. H. Y. FAN u. M. BECKER, Semiconducting Materials, Butterworths Scient. Publ. Ltd., London 1951.



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.

tiven Massen der freien Ladungsträger kennt<sup>5, 6</sup>. Eine Ausnahme bildet in gewisser Weise qualitativ und quantitativ das Bandenspektrum bei den p-leitenden Proben<sup>3, 5, 7</sup> bzw. bei Löcherinjektion<sup>8, 9, 10</sup>, immerhin ist auch hier die Proportionalität zur Zahl der freien Ladungsträger sichergestellt.

Die untere Grenze, die freien Ladungsträger im Absorptionsspektrum nachzuweisen, ist durch eine zusätzliche „Grundabsorption“ gegeben in einer Größe von etwa  $K=0,1$  bis  $2\text{ cm}^{-1}$  (s. Anm.<sup>2</sup>). Das Spektrum der Grundabsorption, das bei hochohmigen Proben und  $20^\circ\text{C}$  praktisch zwischen der Bandkante und etwa  $5$  bis  $8\mu$  mit nahezu konstanter Höhe in Erscheinung tritt, ist unselektiv und unabhängig von der Trägerzahl<sup>2, 4, 11</sup>.

Die Tatsache, daß diese Grundabsorption von Kristall zu Kristall schwankt, ohne einen Zusammenhang mit den elektrischen Eigenschaften bzw. der Dotierung des Kristalls erkennen zu lassen, und dabei die erwartete Absorption bis zum  $10^3$ -fachen übertrifft<sup>2</sup>, läßt ihre Ursache in *anderen* individuellen Probeneigenschaften vermuten, d. h. in bisher unbekanntem Verschiedenheiten, die vielleicht in Verunreinigungen oder Störstellen beruhen, die elektrisch nicht dotieren, jedoch optisch wirksam sind.

Als Beitrag zur Klärung dieser Frage soll im folgenden eine Messung an einem einheitlichen Kristall mitgeteilt werden. Der Kristall wurde aus *einer* Schmelze gezogen und in Abständen während des Ziehens durch Einwurf von Arsen stufenweise höher dotiert. In der Tabelle sind die erreichten Leitfähigkeiten und HALL-Koeffizienten angegeben (zur Sicherheit waren auch jeweils deren Temperaturgänge zwischen  $20^\circ\text{C}$  und  $300^\circ\text{C}$  gemessen worden).

Das Diagramm zeigt für die feste Wellenlänge von  $2,4\mu$  und  $20^\circ\text{C}$  den Vergleich zwischen dem nach der DRUDE-ZENER-FRÖHLICHschen Theorie berechneten und dem gemessenen Absorptionskoeffizienten. Bei dieser Berechnung wurde die effektive Masse gleich der freien Elektronenmasse gesetzt. Die experimentelle Absorption ist um Größenordnungen zu groß und zeigt keine quali-

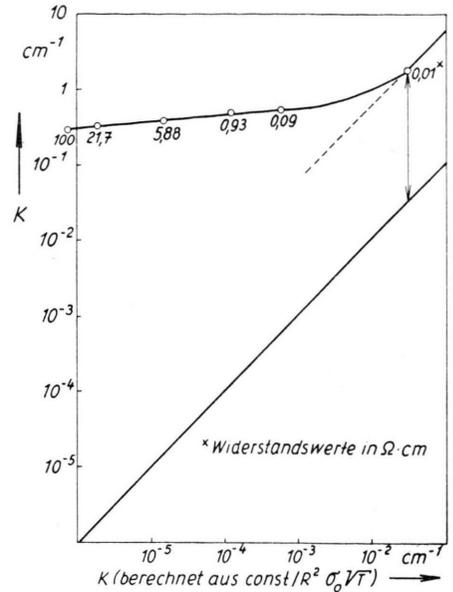


Abb. 1. Volumen-Absorptionskoeffizient eines stufendotierten Ge-Kristalls (n-Typ);  $\lambda=2,4\mu$ ,  $20^\circ\text{C}$ .  $\circ-\circ-\circ$  experimentelle Absorption; — Übereinstimmungsfall.

tative und quantitative Beziehung zu den elektrischen Werten.

Die Grundabsorption hat vielmehr jetzt bei allen Proben etwa den *gleichen* Wert, ihr Ursprung muß also bereits einer Eigenschaft der *Schmelze*, nicht der Dotierung, zugeschrieben werden. Der schwache stetige Anstieg der Absorption mit wachsender Dotierung ließe sich zwanglos so deuten, daß mit wachsender Größe des herausgezogenen Kristalls die Konzentration der Schmelze an der betreffenden Verunreinigung zunimmt.

Bei der höheren Dotierung wird der Anteil der freien Ladungsträger an der Absorption merklich, was einem Übergang in eine Parallele zur Erwartungsgeraden entspricht. Die Dotierung des vorliegenden Kristalls war

Probe	Leitfähigkeit $\sigma_{20^\circ\text{C}}$ $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$	Reziprokwert der HALL-Koeffizienten $1/R_{20^\circ\text{C}}$ Coul $\text{cm}^{-3}$	Absorptionskoeffizienten	
			berechnet $K_{20^\circ\text{C}}$ $\text{cm}^{-1}$	gemessen $K_{20^\circ\text{C}}$ $\text{cm}^{-1}$
L 363 A	0,01	$1,095 \cdot 10^{-5}$	$0,885 \cdot 10^{-6}$	0,473
L 363 B	0,046	$1,365 \cdot 10^{-5}$	$2,98 \cdot 10^{-6}$	0,519
L 363 C	0,17	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$1,72 \cdot 10^{-5}$	0,580
L 363 D	1,07	$4,22 \cdot 10^{-4}$	$1,226 \cdot 10^{-4}$	0,676
L 363 E	10,82	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$7,87 \cdot 10^{-4}$	0,726
L 363 F	70,71	$7,06 \cdot 10^{-2}$	$5,19 \cdot 10^{-2}$	2,458

Tab. 1.

<sup>5</sup> A. H. KAHN, Phys. Rev. **97**, 1647 [1955].

<sup>6</sup> R. KESSLER, Z. Naturforschg. **11 a**, 763 [1956].

<sup>7</sup> W. KAISER, R. J. COLLINS u. H. Y. FAN, Phys. Rev. **91**, 1380 [1953].

<sup>8</sup> R. NEWMAN, Phys. Rev. **91**, 1311 [1953]; Phys. Rev. **96**, 1188 [1954].

<sup>9</sup> H. B. BRIGGS u. R. C. FLETCHER, Phys. Rev. **91**, 1342 [1953].

<sup>10</sup> A. F. GIBSON, Proc. Phys. Soc., Lond. **B 66**, 588 [1953].

<sup>11</sup> W. KAISER, R. J. COLLINS u. H. Y. FAN, Naturwiss. **18**, 471 [1953].

noch nicht hoch genug, um den vollendeten Übergang zu zeigen. Wenn eine Extrapolation gestattet ist, so erhält man aus der Parallelverschiebung eine effektive Masse von 0,14 m für die freien Elektronen.

Die Bestimmung der Grundabsorption dürfte also ein geeignetes Verfahren sein, um — über elektrische Messungen hinaus — die Reinheit einer Schmelze zu beurteilen. Diese Möglichkeit wird z. Zt. in weiteren Versuchen geprüft.

Eine Untersuchung derselben Proben auf Trägerlebensdauer und Versetzungen nach der Ätzgrübchen-Methode ist im Gange. Vorläufige Messungen ergeben, daß die Volumen-Trägerlebensdauer mit wachsender Dotierung um Größenordnungen abnimmt. Grund-

absorption und Rekombinationsgeschwindigkeit laufen demnach nicht parallel.

Die Verfasser danken dem Institutsdirektor, Herrn Prof. Dr. J. JAUMANN, für die stetige Förderung der Untersuchung, ferner Herrn Prof. Dr. K. SEILER für sein Interesse an der Problemstellung und für seine Unterstützung bei der Beschaffung des stufendotierten Kristalls. Der Dank der Verfasser gilt ferner der Süddeutschen Apparate-Fabrik, Nürnberg, für die Herstellung des Kristalls, der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Überlassung von Meßgeräten.

## Das dielektrische Verhalten der Alkalihalogenide vom Steinsalz-Typus

Von S. HAUSSÜHL

Mineralogisches Institut der Universität Tübingen

(Z. Naturforschg. 12 a, 445—447 [1957]; eingegangen am 25. März 1957)

Für unsere Untersuchungen der Abhängigkeit physikalischer Eigenschaften von den Eigenschaften der Gitterbausteine wurden u. a. auch neue Bestimmungen der Dielektrizitätskonstanten (DK) der isotypen Kristallreihe der Alkalihalogenide vom Steinsalz-Typus erforderlich, weil die bisher zugänglichen Werte anderer Autoren nicht vollständig sind und außerdem nicht die gewünschte Genauigkeit besitzen.

Die allgemeinere Bedeutung der Kenntnis des dielektrischen Verhaltens kommt in einer großen Zahl von Korrelationen zum Ausdruck, die zwischen DK und dem gesamten Komplex der Gitterschwingungen bestehen. Von speziellem Interesse für uns ist die Aufklärung der Beziehungen zwischen Molpolarisation und anderen physikalischen Eigenschaften.

Die im folgenden beschriebenen Untersuchungen sollen einen Beitrag zu diesem Problemkreis liefern.

### Meßmethode

Die DK-Messungen wurden mit einem Kompensationsmeßgerät in einem Frequenzbereich von 100 kHz bis 20 MHz und in einem Temperaturbereich von 20 bis 110 °C durchgeführt. Die Meßzelle war zylindrisch ausgebildet und besaß einen Durchmesser von 20,5 mm.

Zur Messung gelangten nur Einkristalle bester optischer Güte, die nach dem Verfahren von NACKEN und KYROPOULOS aus sehr reinen Ausgangssubstanzen hergestellt worden waren. Die Verwendung von Einkristallen gewährleistet eine fast ideale chemische Zusammensetzung der Meßobjekte. Ferner bleiben damit Fehlergebnisse soviel wie ausgeschlossen, die man bei Messungen mit Pulvern infolge Oberflächenstörereffekten kaum vermeiden kann. Die Kristalle wurden auf der Drehbank in Scheiben von 20,5 mm Durchmesser geschnitten und dann von Hand planparallel geschliffen. Die Behandlung der hygroskopischen Materialien er-

folgte in einem Trockenkasten bzw. unter scharf getrocknetem Petroleum und Benzin. Die Dicke der Meßobjekte lag zwischen 1 und 3 mm.

Es ergab sich die Notwendigkeit, die Elektroden während der Messung mit einer Kontaktflüssigkeit zu benetzen. (Bei den Messungen der Temperaturabhängigkeit wurde natürlich ohne Kontaktflüssigkeit gearbeitet.) Aus dem Verlauf der Meßwerte in Abhängigkeit von den DK-Werten verschiedener Kontaktflüssigkeiten konnte dann auf graphischem Wege die DK der Kristalle mit einer unter 1% gelegenen Fehlerbreite bestimmt werden. Allerdings war hierzu erforderlich, das Volumen der Kontaktflüssigkeit in der Meßzelle so gering wie möglich zu halten. Dieses Volumen hat bei den vorliegenden Messungen weniger als 10/100 des Volumens der Meßobjekte betragen. Die Eichung der Meßzelle geschah mit den Standardflüssigkeiten:

Cyclohexan	DK	2,023—0,0016	( <i>t</i> —20)
Benzol	DK	2,284—0,002	( <i>t</i> —20)
Chlorbenzol	DK	5,708—0,017	( <i>t</i> —20)
Äthylchlorid	DK	10,65—0,058	( <i>t</i> —20)

(*t* in Celsiusgraden)

### Ergebnisse

In Tab. 1 sind die Ergebnisse der Messungen zusammengestellt. Von den 16 in Betracht kommenden Alkalihalogeniden konnten alle außer Lithiumjodid und Rubidiumfluorid gemessen werden. Die DK von LiJ und RbF ließen sich aber in ausreichender Genauigkeit aus den Gesetzmäßigkeiten im Verlauf der Molpolarisation bei den übrigen Gliedern der Reihe ermitteln. Diese Werte sind ebenfalls in Tab. 1 aufgeführt.

DK	Li	Na	K	Rb
F	8,90	5,10	5,46	6,48
Cl	11,95	5,87	4,85	4,92
Br	13,25	6,38	4,89	4,87
J	16,85	7,26	5,09	4,94

Tab. 1. Die Dielektrizitätskonstanten der Alkalihalogenide.