

trifft, nur die links und rechts des Hohlraumes bzw. Goldkolloids liegenden Teilrisse mit hinreichender Spannungskonzentration weiter, wie es die GRIFFITH-Bedingung vorschreibt. Die an die Inhomogenität angrenzenden Teilrisse bleiben, nachdem die Lage c (Abb. 5) erreicht ist, gemäß einfachen energetischen Betrachtungen hinter den weiter außen liegenden Teilen der Rißfront zurück. Infolge ihrer Linienspannung verlaufen die Teilrisse daher gekrümmt weiter (z. B. FRIEDEL in Anm.³). Indem nun diese ausgelenkten Rißfronten aufeinander zulaufen und sich unterhalb des Hohlraumes zur Rißfront f vereinigen, wird das Teilstück mit geringer Spannungskonzentration eliminiert.

Als Ursache dafür, daß entlang der Rißfront in der Lage f und im dahinterliegenden Gebiet eine erhöhte Spaltstufendichte gebildet wird, kann die hier besonders hohe Spannung angenommen werden. In diesem Gebiet überlagern sich nämlich die Spannungen vor den beiden aufeinander zulaufenden Rißfronten. Welche Prozesse infolge der hohen Spannung ausgelöst werden

und Anlaß geben zur Entstehung der von diesem Gebiet ausgehenden hohen Spaltstufendichte, ist in den Einzelheiten noch nicht anzugeben. Eine naheliegende Erklärung, nämlich die Erzeugung zusätzlicher Versetzungen, muß erst durch weitere Untersuchungen, insbesondere durch Ausführung der Spaltung bei verschiedener Kristalltemperatur, gesichert werden. Nach GILMAN² sollten durch die Spannungen vor der Rißfront unterhalb einer kritischen Rißgeschwindigkeit Versetzungen, insbesondere Versetzungsringe, entstehen. Beim Durchspalten würden Stufen von der Höhe des zugehörigen BURGERS-Vektors erzeugt werden. Tatsächlich haben die Stufen der elementaren Spaltstruktur und die entlang der „Berandungskurven“ liegenden in der Regel eine Höhe von ein oder zwei Netzebenenabständen⁹.

Die hier beschriebenen Spaltstrukturen hinter Inhomogenitäten hängen sicher von der Geschwindigkeit des anlaufenden Risses ab. Untersuchungen, in denen die Rißgeschwindigkeit variiert wird, sind in Vorbereitung.

⁹ Die Stufenhöhen lassen sich bestimmen durch Strukturen im Bereich der Wechselwirkung sich kreuzender Stufen (z. B. Gleit- mit Spaltstufen) nach kurzem Abdampfen oder geringer Wasserdampfeinwirkung. Vgl. H. BETHGE u. W.

KELLER, Mber. Dt. Akad. Wiss., Berlin **2**, 470 [1960] und H. BETHGE u. G. KÄSTNER, Mber. Dt. Akad. Wiss., Berlin **3**, 246 [1961].

Bestimmung des Elektronen-Schubweges in ungefärbten Alkalihalogenid-Kristallen durch β -erregte Leitfähigkeit

Von I. RUGE und R. W. SCHÖN

Institut für Technische Elektronik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. **17 a**, 185—187 [1962]; eingegangen am 26. Januar 1962)

Zur Beurteilung der Brauchbarkeit eines Kristalls als Zähler für Quanten- und Teilchenstrahlung benötigt man die Größe des Elektronen-Schubweges¹, da das Verhältnis von Schubweg (=Wegkomponente in Feldrichtung) zu Kristalldicke der Höhe der strahlungserregten Leitfähigkeitsimpulse proportional ist^{2,3}. Bei den meisten in Betracht kommenden Kristallzählern überwiegt die Elektronenbeweglichkeit gegenüber der Löcherbeweglichkeit — für Alkalihalogenide experimentell untersucht von REDFIELD⁴ und WITT⁵ —, so daß vor allem nur der Elektronen-Schubweg interessiert.

Die Größe des Elektronen-Schubweges in Alkalihalogenid-Einkristallen wurde bisher nur an bestrahlten und gefärbten Kristallen durch Lichtsonden- und Photoleitfähigkeitsmessungen experimentell ermittelt^{6,7}. An höchstreinen, ungefärbten KBr-Einkristallen, die zur Untersuchung der Leitfähigkeitsänderung bei Teilcheneinstrahlung verwendet werden sollten, ließen sich

Schubwegmessungen mit den bekannten, oben erwähnten Methoden wegen der zu geringen F-Zentren-Dichte nicht durchführen. Es wurde deswegen ein Verfahren entwickelt, das die Abschätzung des Elektronen-Schubweges in diesen reinen, ungefärbten KBr-Einkristallen erlaubt:

Die theoretische Leitfähigkeitserhöhung des Kristalls bei Teilcheneinstrahlung enthält — unter Voraussetzung homogener Feldverteilung — die sekundlich absorbierte Teilchenenergie, die Ionisierungsenergie und das Verhältnis von Schubweg zu Kristalldicke. Bestimmt man experimentell die erforderlichen Größen, so kann man den Schubweg ermitteln.

1. Experimenteller Aufbau

Höchst reine, optisch klare KBr-Einkristalle (bezogen von der Firma Korth, Kiel), in der Form planparalleler Scheiben mit 13 mm Durchmesser und den Dicken 0,1; 0,3 und 0,5 mm wurden zwischen aufgedampften, gegenüberliegenden Goldelektroden (Kontaktierung in Sandwich-Form) einer elektrischen Feldstärke von 10^5 V/cm ausgesetzt. Der Strom durch den Kristall wurde mit einem Gleichstromverstärker gemessen. Eine Schutzringelektrode hielt Oberflächenfehlströme von der Meßelektrode fern; zur Vermeidung von Luftentladungen wurde die Messung im Vakuum

¹ B. GUDDEN u. R. W. POHL, Z. Phys. **6**, 248 [1921].

² R. HOFSTADTER, Nucleonics **4**, 2 und **5**, 29 [1949].

³ C. R. VIDAL u. I. RUGE, Z. angew. Phys., im Druck.

⁴ A. G. REDFIELD, Phys. Rev. **94**, 537 [1954].

⁵ H. WITT, Z. Phys. **128**, 442 [1950].

⁶ W. FLECHSIG, Z. Phys. **46**, 788 [1928].

⁷ G. GLASER u. W. LEHFELDT, Nachr. Wiss. Göttingen II **2**, 91 [1936].



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.

von 10^{-6} Torr ausgeführt. Die Kristalle zeigten bei Beleuchtung mit einer 30 W-Wolframfadenlampe bis zu einer Meßgrenze von 10^{-14} A keinen nachweisbaren Photostrom. Wurde dagegen das zwischen den Elektroden liegende Kristallvolumen einer definierten β -Strahlung von 10^4 Teilchen/sec ($\text{Sr}^{90}-\text{Y}^{90}$ -Präparat) ausgesetzt, so konnte eine dadurch ausgelöste Leitfähigkeitszunahme gemessen werden.

2. Berechnung der im Kristall absorbierten Teilchenenergie

Die mittlere Energie, die ein energiereiches Elektron beim Durchdringen des Kristalls je Längeneinheit verliert, hängt außer von der Dichte des Kristalls von der Energie bzw. der Geschwindigkeit des Elektrons ab.

Abb. 1 zeigt die Energie-Reichweite-Beziehung.

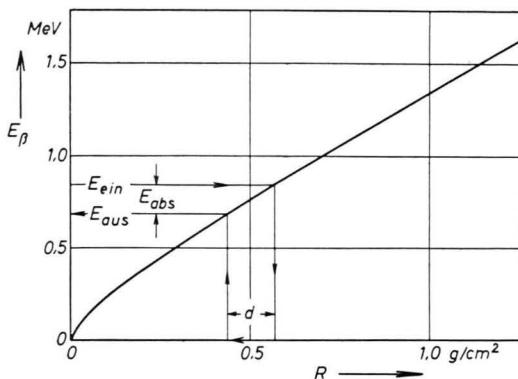


Abb. 1. Abhängigkeit der mittleren Reichweite von der Eintrittsenergie der β -Strahlung, nach Zahlenwerten aus Anm.⁸.

Ist die Kristalldicke größer als die Reichweite, so wird die gesamte Teilchenenergie absorbiert. Im anderen Fall tritt das Teilchen mit der Energie E_{ein} ein und nach Abb. 1 am Ende der Kristalldicke d mit einer restlichen Energie E_{aus} wieder aus. Die im Kristall absorbierte mittlere Energie ist

$$E_{\text{abs}} = E_{\text{ein}} - E_{\text{aus}}.$$

Ein kontinuierliches β -Spektrum, wie das der verwendeten $\text{Sr}^{90}-\text{Y}^{90}$ -Quelle (vgl. Abb. 2), muß zur Berechnung der Absorption der Teilchenenergie im Kristall in einzelne schmale Energieintervalle zerlegt werden. Für diese Intervalle ist einzeln die mittlere absorbierte Energie aus Abb. 1 zu entnehmen. Multipliziert man diese mit der jeweiligen relativen Strahlungsintensität — aus Abb. 2 zu entnehmen — und summiert über das ganze Spektrum, so erhält man die gesamte im Kristall während der Zeiteinheit absorbierte Strahlungsenergie.

Die durch Zerlegung des Spektrums in 20 Energieintervalle berechneten Werte der absorbierten Energie

sind für verschiedene Schichtdicken in Tab. 1 zusammengestellt.

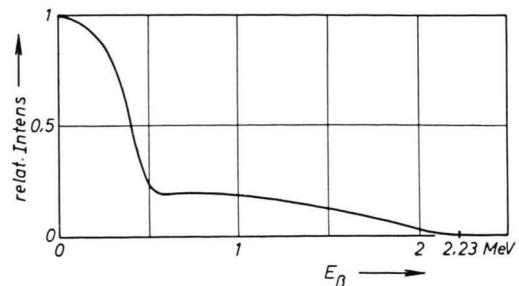


Abb. 2. β -Energie-Spektrum von $\text{Sr}^{90}-\text{Y}^{90}$, nach Anm.⁹.

Schichtdicke in KBr	cm	0,01	0,03	0,05	0,073	0,183
Reichweiten- gewicht	g cm^{-2}	0,027	0,082	0,137	0,200	0,500
Absorbierte β -Energie je 1000 ein- fallende Teilchen	MeV	43	110	163	203	347

Tab. 1.

Daß diese weitgehende Zerlegung des Spektrums notwendig ist und es nicht etwa genügt, mit der mittleren β -Energie des Spektrums zu rechnen, zeigt Abb. 3. Hier

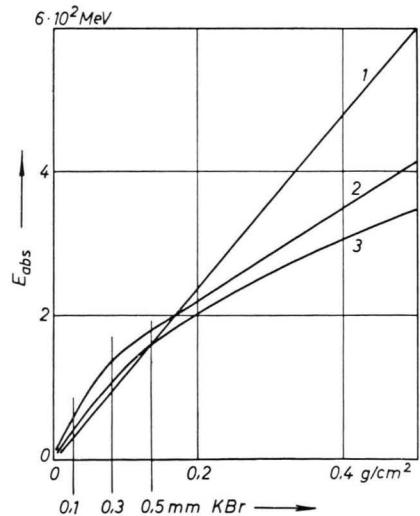


Abb. 3. Einfluß der Schichtdicke auf die absorbierte Strahlungsenergie bei verschieden genauer Berücksichtigung des kontinuierlichen β -Spektrums von $\text{Sr}^{90}-\text{Y}^{90}$ (siehe Text).

⁸ Berechnet von A. T. NELMS (1956) aus: W. E. MOTT u. R. B. SUTTON, Scintillation and CERENKOV-counters, Handbuch der Physik, Springer-Verlag, Berlin 1958, Bd. 45.

⁹ L. SLACK u. K. WAY, Radiations from Radioactive Atoms in Frequent Use, U.S. Atomic Energy Comission, Washington 1959.

sind zum Vergleich die absorbierten Energien aufgetragen, die sich aus der Rechnung mit dem mittleren Energiewert des gesamten Spektrums — Kurve 1 — und aus der Rechnung mit den beiden Mittelwerten der Teilspektren von Sr^{90} und von Y^{90} — Kurve 2 — ergeben. Die Kurve 3 erhält man bei Zerlegung des Gesamtspektrums von $\text{Sr}^{90}-\text{Y}^{90}$ in 20 Intervalle.

3. Berechnung der Elektronen-Schubwege aus der strahlungserregten Leitfähigkeitserhöhung

Aus der im Kristall absorbierten Strahlungsenergie und dem dadurch ausgelösten Elektronenstrom läßt sich der mittlere Elektronen-Schubweg unter Annahme einer homogenen Feldverteilung im Kristall nach folgender Beziehung berechnen:

Aus dem Schubweg s , der Elementarladung e , der je Sekunde im Kristall absorbierten β -Energie E_{abs} und der Ionisierungsenthalpie für ein Elektron E_i ist der β -erzeugte Elektronenstrom

$$I_\beta = E_{\text{abs}} e s / (E_i d),$$

wie schon früher ähnlich für den lichtelektrischen Primärstrom angegeben wurde⁷.

Grundsätzlich ist nur die Berechnung des Quotienten s/E_i möglich. Doch lassen sich über E_i aus anderen Beobachtungen ziemlich sichere Angaben machen. Die untere Grenze für E_i ergibt die UV-Kante der optischen Absorption. Durch verschiedene Energieverluste im Kristall ist bei schnellen Teilchen ein etwas höherer Wert als wahrscheinlich anzunehmen. Auch auf Grund direk-

ter Messungen^{10, 11} scheint ein Wert von 10 eV für KBr richtig angenommen zu sein. Damit läßt sich nun die Tab. 2 aufstellen, die die berechneten Werte für den Elektronen-Schubweg s bei verschiedenen Schichtdicken d in ungefärbten KBr-Einkristallen enthält.

d	E_{abs}	I_β	E	s/E
mm	10^9 eV/sec	10^{-12} A	V/cm	$10^{-8} \text{ cm}^2/\text{V}$
0,1	0,43	2,7	10^5	3,9
0,3	1,10	4	10^5	6,8
0,5	1,63	7	10^5	13,4

Tab. 2.

Diese Werte für den Elektronen-Schubweg stimmen größtenteils mit den Werten aus Photostrommessungen an Kristallen mit geringer F-Zentren-Dichte⁷ überein. Damit ist außerdem die Brauchbarkeit dieser Methode zur Abschätzung der Elektronen-Schubwege in Alkalihalogenid-Kristallen bestätigt. Ihr Vorteil liegt darin, daß sie unabhängig ist von der Konzentration optisch ionisierbarer Farbzentren im Kristall.

Der Einfluß der Kristalldicke auf den Schubweg scheint raumladungsbedingt zu sein. Er wurde an anderer Stelle¹² genauer untersucht.

Für die Aufgabenstellung und anregende Diskussionen danken wir Herrn Prof. Dr. KNOLL, für materielle Unterstützung dem Bundesministerium für Atomkernenergie.

¹⁰ P. J. VAN HEERDEN, Dissertation, Utrecht 1945.
¹¹ K. G. MCKAY, Phys. Rev. **74**, 1606 [1948].

¹² R. W. SCHÖN, Interner Bericht, Institut für Technische Elektronik der Techn. Hochsch. München, September 1961.

Ein Molekularverstärker für eine Betriebstemperatur von 90 °K

Von H. REITBÖCK und A. REDHARDT

Max-Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt a. M.
(Z. Naturforsch. **17 a**, 187–188 [1962]; eingegangen am 12. Januar 1962)

Molekularverstärker mit höheren Arbeitstemperaturen sind aus verschiedenen physikalischen und technischen Gründen von Interesse, zumal es möglich scheint, Rauschtemperaturen unterhalb der Badtemperatur zu erreichen¹. Nachdem der Besetzungsunterschied benachbarter Energieterme jedoch bei 90 °K gegenüber 1,2 °K um einen Faktor 90 niedriger ist und außerdem die thermischen Relaxationszeiten um einen Faktor 10^3-10^4 abnehmen², ist bei 90 °K ein Verstärkungs-

effekt nur unter Ausnutzung bestimmter physikalischer Gegebenheiten^{3–5} und günstigster Einstellung der verfügbaren Parameter möglich.

Im folgenden wird ein Molekularverstärker beschrieben, der nach diesen Gesichtspunkten im Hinblick auf biophysikalische Anwendungen (Elektronenresonanzspektroskopie) gebaut wurde. Dieser Verstärker arbeitet im 4-Niveau(Push-Pull)-Betrieb mit synthetischem Rubin als aktivem Material. Der Resonator schwingt hierbei im X-Band (Signalfrequenz 9730 MHz) im H_{101} -Modus und im K-Band (Pumpfrequenz 24 240 MHz) im H_{103} -Modus. Um eine Ausstrahlung von Pumpleistung in den Signalkreis zu vermeiden, wurden die Moden so erregt, daß die elektrischen Feldstärkekomponenten von Pump- und Signalfeld aufeinander senkrecht stehen. Da die Übergangswahrscheinlichkeiten

¹ R. V. POUND, Ann. of Phys. **1**, 24 [1957].

² J. H. PACE, D. F. SAMPSON u. J. S. THORP, Phys. Rev. Letters **4**, 18 [1960].

³ T. H. MAIMAN in C. H. TOWNES, Quantum Electronics, Columbia Univ. Press, New York 1960, S. 324.

⁴ C. R. DITCHFIELD u. P. A. FORRESTER, Phys. Rev. Letters **1**, 448 [1958].

⁵ G. WIEDERHOLDT in A. LÖSCHE u. W. SCHÜTZ, Hochfrequenzspektroskopie, Akademie-Verlag, Berlin 1961, S. 148.