

Die Ergebnisse sind in Abb. 2 wiedergegeben. Sie ergänzen die bereits vorliegenden Messungen der insgesamt 3 Emissionsbanden, die unterschiedlichen Lumineszenzprozessen zugeschrieben werden:

1. Der Tl-aktivierte Kristall emittiert eine Bande im gelben Spektralbereich bei 550 nm, die direkt oder indirekt – über die Erzeugung von Gitterdefekten – mit dem Einbau von Tl⁺-Ionen in das CsJ-Gitter gekoppelt ist ^{1–5}.

2. In undotierten, aus der Schmelze gezogenen Kristallen erscheint eine blaue Emissionsbande bei 430 nm, deren Lumineszenzzentrum als Assoziat einer Kationen-Leerstelle mit einem zweiwertigen positiven Ion beschrieben wird; letzteres stammt aus Verunreinigungen der Ausgangsschmelze ^{6, 7}.

3. Bei tiefen Temperaturen emittiert der undotierte Kristall eine Bande im ultravioletten Spektralbereich, die in einigen Fällen in 2 Maxima bei 310 und 350 nm aufgelöst werden konnte. Sie wird der Rekombination selbsteingefangener Excitonen zugeschrieben ^{2, 4, 8–10}.

Ein Vergleich mit der in Abb. 1 wiedergegebenen Störstellenbande zeigt, daß diese sich in ihrer spektralen Lage von allen bisher bekannten Emissionsbanden deutlich unterscheidet, daß es sich hier also um einen neuen, durch die Protonenbestrahlung geschaffenen Zentrenotyp handelt.

Eine bemerkenswerte Eigenschaft der Störstellen-

bande ist ihre stetige Verschiebung nach größeren Wellenlängen mit wachsender Defektdichte. Die Bandenform und die streng kontinuierliche Verschiebung der Bande schließen aus, daß es sich hier um zwei Emissionsbanden handelt, deren Intensitätsverhältnis sich mit steigender Bestrahlungsdosis ändert.

Zur Deutung dieser Erscheinung seien Messungen von ALERS und DOLECEK ^{11, 12} herangezogen, die kontinuierliche Verschiebungen der Absorptions- und Emissionsbanden von KCl/Tl bei Anwendung von mechanischem Druck fanden. Erklärt wird dieser Effekt mit einer Verschiebung der Potentialkurven im Konfigurations-Koordinaten-Modell durch Änderung der Gitterkonstanten. Je nach Lage der Potentialkurven führt dies zu einer Vergrößerung oder Verringerung der Energiedifferenz beim Absorptions- oder Emissionsprozeß und damit zu einer Verschiebung der entsprechenden Bande. Bei der Protonenbestrahlung eines CsJ-Kristalls muß ein ähnlicher Vorgang ablaufen: Die wachsende Dichte der Gitterdefekte führt zu einer zunehmenden Verspannung des Gitters und damit zu einem stetigen Ansteigen der Emissionswellenlänge.

Herrn Prof. Dr. HANLE danken wir für stete Förderung, den Herren Dr. NITSCHMANN, Firma Leitz/Wetzlar, und Dipl.-Phys. HARTMANN für die Herstellung der Kristalle, dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung und dem Hessischen Ministerium für Wirtschaft und Verkehr für Zuwendungen.

- ¹ H. KNOEPFEL, E. LOEPPE u. P. STOLL, *Helv. Phys. Acta* **30**, 521 [1957].
- ² Z. L. MORGENSHTERN, *Opt. Spectr. USSR* **7**, 146 [1959]; **8**, 355 [1960].
- ³ N. N. VASIL'eva u. Z. L. MORGENSHTERN, *Opt. Spectr. USSR* **12**, 41 [1962].
- ⁴ R. GWIN u. R. B. MURRAY, *Phys. Rev.* **131**, 508 [1963].
- ⁵ J. B. BIRKS, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, Oxford 1964.
- ⁶ M. AEGERTER u. J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **37**, 206 [1964].

- ⁷ M. AEGERTER, A. HOFFMANN u. J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **37**, 667 [1964].
- ⁸ D. CHAUVY u. J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **32**, 481 [1959].
- ⁹ M. AEGERTER, E. GUCKER, R. HEUBI u. J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **37**, 630 [1964].
- ¹⁰ H. ENZ u. J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **31**, 25 [1958].
- ¹¹ P. B. ALERS u. R. L. DOLECEK, *Phys. Rev. Letters* **9**, 14 [1962].
- ¹² P. B. ALERS u. R. L. DOLECEK, *J. Chem. Phys.* **38**, 1046 [1963].

Ladungsträger-Lebensdauermessungen an photoleitendem Anthracen

CLAUS BOGUS *

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. **21 a**, 667–668 [1966]; eingegangen am 6. April 1966)

Die Lebensdauer von Löchern und Elektronen in der Erzeugungszone wurde an Anthracen- und Anthracen-Tetracen-Kristallen direkt durch Blitzbeleuchtung und verzögertes Anlegen einer Spannung gemessen. Es ergaben sich folgende Werte:

in reinen Anthracen-Kristallen:

$$\begin{aligned}\tau_e^+ &= 6-7 \mu\text{sec} \text{ für Löcher,} \\ \tau_e^- &= 2,5-4 \mu\text{sec} \text{ für Elektronen;}\end{aligned}$$

in Anthracen-Kristallen mit Tetracendotierung:

$$\tau_e^+ = 12-15 \mu\text{sec} \text{ für Löcher.}$$

Mit Hilfe des von KEPLER ¹ entwickelten Impulsverfahrens zur Messung der Beweglichkeiten der Ladungsträger in Anthracen läßt sich u. a. auch die Zahl der

pro Blitz an der Kristalloberfläche erzeugten Ladungsträger bestimmen. NAKADA und ISHIHARA ² ermittelten die Ladungsträgerzahl aus der Beziehung

$$i_0 = n_0 e \mu V / L$$

und aus der Beziehung

$$n = Q/e = (1/e) \int_0^\infty i \, dt$$

(i_0 = Anfangsstromstärke, n_0 = Ladungsträgerzahl, e = Elementarladung, μ = Beweglichkeit, V = Spannung, L = Kristalldicke, Q = Gesamtladung).

Hierbei ist vorausgesetzt:

daß die beobachteten Impulse nicht durch Raumladungseffekte beeinflusst werden

und daß der Einfang in Haftstellen während der Impulsdauer keine Rolle spielt.

NAKADA und ISHIHARA fanden eine starke Abnahme der Ladungsträgerzahl mit abnehmender Feldstärke. Durch Extrapolation ergab sich, daß ohne äußeres Feld keine beweglichen Ladungsträger erzeugt werden, d. h. die Lebensdauer der Ladungsträger in der Erzeugungs-

² I. NAKADA u. Y. ISHIHARA, *J. Phys. Soc. Japan* **19**, 695 [1964].

* Teil von D 26.

¹ R. G. KEPLER, *Phys. Rev.* **119**, 1226 [1960].



zone ist klein im Vergleich zu der Zeit, die zur Trennung der beiden Ladungsträgersorten benötigt wird.

Die gleiche Vermutung legen auch SCHWARTZ und HORNIG³ der von ihnen entwickelten „Carrier-sheet“-Theorie zugrunde: Wenn die Lebensdauer der Ladungsträger in der Erzeugungszone klein ist, so kann sich dort kein Ladungsträgerreservoir als Raumladung aufbauen. Deshalb können bei beliebiger Feldstärke nur solange Ladungsträger aus der Erzeugungszone herausdriften, bis das durch sie erzeugte Gegenfeld dem äußeren Feld gleich ist.

Dem widersprechen jedoch die Messungen von SILVER, SWICORD und JARNAGIN⁴, welche eine starke Verlängerung des Impulsausläufers mit wachsender Intensität ergaben.

Um die Ursache für diesen Widerspruch zu finden, wurde versucht, die Lebensdauer der Ladungsträger im Erzeugungsbereich direkt zu messen:

Durch einen Lichtblitz von 0,4 μsec Dauer werden in der oberflächenschicht eines Anthracenkristalls im feldfreien Zustand Ladungsträger erzeugt. Nach einer einstellbaren Verzögerungszeit wird ein Feld angelegt, durch welches ein Photostromimpuls erzeugt wird, dessen Höhe durch die Zahl der noch vorhandenen beweglichen Ladungsträger gegeben ist.

In Abb. 1 ist die Impulshöhe logarithmisch als Funktion der Verzögerungszeit aufgetragen. Aus der Steigung der Kurve ergibt sich die Löcherlebensdauer τ_e^+ zu 6,5 μsec . Dieser Wert wurde auch bei einigen anderen Kristallen gleicher Reinheit erhalten. Die Lebensdauer der Elektronen betrug, allerdings in anderen Kristallen, 2,5 bis 4 μsec . Einige vorläufige Messungen

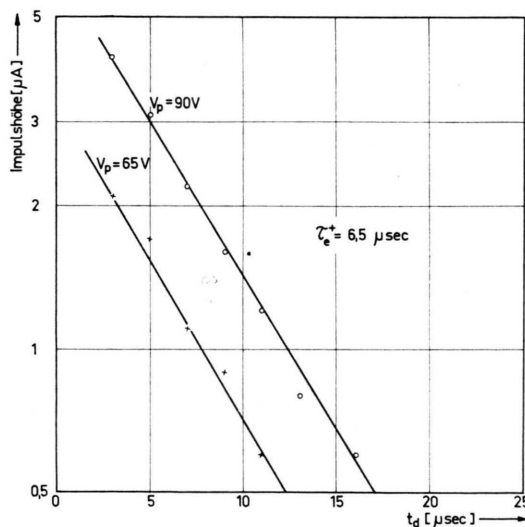


Abb. 1. Abhängigkeit der Impulshöhe von der Verzögerungszeit: $h = f(\tau_d)$.

³ L. M. SCHWARTZ u. J. F. HORNIG, J. Phys. Chem. Solids **26**, 1821 [1965].

⁴ M. SILVER, M. SWICORD, R. C. JARNAGIN, A. MANY, S. Z. WEISZ u. M. SIMHONY, J. Phys. Chem. Solids **23**, 419 [1962].

⁵ C. BOGUS, Z. Phys. **184**, 219 [1965].

⁶ W. BEPLER, Z. Phys. **185**, 507 [1965].

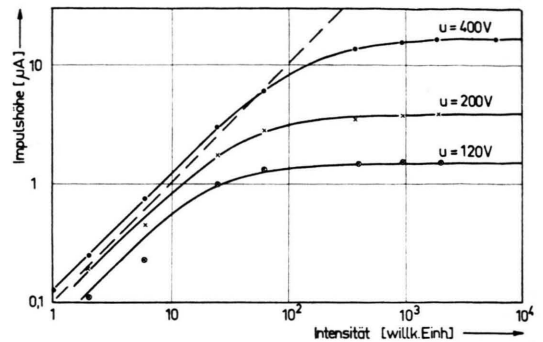


Abb. 2. Abhängigkeit der Impulshöhe von der Lichtintensität: $h = f(I)$; Kristalldicke $d = 0,6$ mm.

an tetracendotierten Kristallen (Molverhältnis ca. 10^{-5}) ergaben eine Verlängerung der Löcherlebensdauer auf 12 bis 15 μsec . Die Elektronenlebensdauer wird nicht wesentlich verändert.

Um ein günstiges Signal-zu-Störverhältnis zu bekommen, mußten alle Lebensdauermessungen bei hoher Blitzintensität durchgeführt werden, so daß der Photostrom im linearen Teil der Intensitäts-Photostrom-Kennlinie dicht unter der durch das CHILDSche Gesetz bzw. die „Carrier-sheet“-Theorie gegebenen Grenze lag. In Abb. 2 ist die Sättigung des Photostromes für verschiedene stationäre Spannungen dargestellt. Bei kleiner Intensität ergibt sich ein linearer Kurvenverlauf, wie er in diesem Bereich auch früher^{5,6} beobachtet wurde. Die Sättigungsströme stimmen gut mit den durch das CHILDSche Gesetz gegebenen Werten überein.

Diskussion

Die Messung der Löcher- und Elektronenlebensdauer im Erzeugungsbereich zeigt, daß die Voraussetzungen für die „Carrier-sheet“-Theorie von SCHWARTZ und HORNIG nur bis zu einer gewissen Lichtintensität und unterhalb einer gewissen Feldstärke erfüllt sind. Sind Feldstärke und Lichtintensität klein, so daß vor der endgültigen Trennung ein Teil der Ladungsträger rekombiniert, so sollte man eine Abnahme der Impulshöhe mit fallender Feldstärke erwarten. Dieser Fall scheint auf die Messungen von NAKADA und ISHIHARA² zuzutreffen. Ist jedoch bei hoher Lichtintensität die Feldstärke so groß, daß die Transitzeit kleiner als die Lebensdauer τ_e wird, so spielt die Rekombination keine wesentliche Rolle, und man erhält raumladungsbegrenzte Ströme⁴. Der Unterschied zwischen den Messungen von NAKADA-ISHIHARA und SILVER könnte in gewissem Maße auch dadurch verursacht werden, daß die Lebensdauern der Ladungsträger in den Kristallen der beiden Autoren verschieden sind. Genauere Untersuchungen über die Abhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauern von der Reinheit und der Güte der Kristalle, sowie über die Art der Rekombination in der Erzeugungszone sind noch im Gange.

Herrn Professor Dr. W. HANLE und Herrn Professor Dr. A. SCHMILLEN bin ich für Diskussionen und Anregungen zu Dank verpflichtet. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Bereitstellung von Sachmitteln.