

# Untersuchung der Eigenschaften von Haftstellen in ZnS-Kristallen durch Leitungs- und Thermolumineszenzmessung

PETER THOMA

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Institut Berlin

(Z. Naturforsch. **26 a**, 824—828 [1971]; eingegangen am 9. Februar 1971)

*Herrn Professor Dr. Nikolaus Riehl zum 70. Geburtstag gewidmet*

Measurements of the thermoluminescence between 4,2 and 200 K and of the conduction properties of different ZnS-single crystals with thicknesses between 1 mm and 2  $\mu\text{m}$  are performed. It is shown that the trap centers, which cause the optical glow curves, are quite different from those centers, which act as traps for carriers being injected from outside in the course of conduction experiments.

## I. Einleitung

Thermolumineszenzmessungen (optische Glow-Kurven, kurz TGK genannt) und Leitfähigkeits-Gow-Kurven (LGK) liefern Aufschluß über Tiefe, energetische Verteilung und Konzentration von Haftstellen in festen Isolatoren<sup>1—4</sup>. Das Lumineszenzmodell von RIEHL, SCHÖN und KLASSENS<sup>5, 6</sup> erklärte zahlreiche Ergebnisse mit einem Bandschema, welches innerhalb der Bandlücke Aktivator- und Haftterme vorsah. Jeder strahlende Übergang mußte dabei über das Leitungsband verlaufen. Der Nachweis ganzer Serien von scharfen Linien, vor allem bei einigen III-V-Verbindungen, aber auch bei CdS<sup>7</sup>, führte zum Modell der Donator-Akzeptorkomplexe (z. B.<sup>8</sup>), zwischen denen die Übergänge in Absorption oder Emission stattfinden können. Es ergab sich damit die Frage, ob die strahlenden Übergänge, die lange nach dem Anregungsprozeß erfolgen können, wirklich stets über das Band verlaufen. RIEHL und Mitarbeiter<sup>9</sup> haben als erste nachgewiesen, daß Elektronen direkt aus den Haftstellen heraus strahlend rekombinieren können, also nicht

auf dem Weg über das Band. Wenn nun von außen, etwa aus Metallkontakte, Elektronen in den Kristall injiziert werden, vgl.<sup>10, 11</sup>, so müßten diese Elektronen Haftstellen genau in der gleichen Weise besetzen können wie optisch angeregte Elektronen, die aus dem Kristall selbst sammeln. In dieser Arbeit wird über einen Beitrag zur Klärung dieser Frage mit Hilfe der Thermolumineszenzmethode berichtet.

## II. Experimentelles

Für die Messungen wurden sehr dünne Kristalle\* (ZnS, selbstaktiviert, bei Anregung mit 365 nm bei 77 K hellblau leuchtend, 3  $\mu\text{m}$  stark, Fläche 0,5 cm<sup>2</sup>) sowie fünf weitere Typen von dickeren ZnS-Kristallen verwendet. Die Ergebnisse für die letzteren fünf entsprechen denjenigen für die erstgenannten qualitativ so gut, daß sie hier unberücksichtigt bleiben können.

Für alle Versuche wurde eine von BAUR<sup>12, 13</sup> entwickelte Kryostatenanordnung mit Quarzaußfenstern und aufgesetztem Photovervielfacher verwendet. In den optischen Öffnungen der Strahlungsschutzschirme wurden gekühlte KG-Filter als IR-Strahlungsschutz eingebaut.

<sup>7</sup> D. G. THOMAS u. J. J. HOPFIELD, Phys. Rev. **128**, 2135 [1962].

<sup>8</sup> F. E. WILLIAMS, Phys. Stat. Sol. **25**, 493 [1968].

<sup>9</sup> N. RIEHL, Festkörperprobleme **VIII**, 322 [1968].

<sup>10</sup> A. ROSE, Phys. Rev. **97**, 1538 [1955].

<sup>11</sup> M. A. LAMPERT, Rep. Progr. Phys. **27**, 329 [1964].

\* An dieser Stelle möchte ich den Herren Dr. Y. S. PARK, Aerospace Research Laboratories in Dayton, Ohio, Dr. T. KODA, Universität Tokio, und Dr. U. KÜMMEL, Osram-Studien gesellschaft, München, für die Überlassung von Kristallen danken.

<sup>12</sup> G. BAUR, Dissertation, Technische Hochschule München 1966.

<sup>13</sup> G. BAUR, N. RIEHL u. P. THOMA, Z. Phys. **206**, 229 [1967].

Sonderdruckanforderungen an Dr. P. THOMA, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Institut Berlin, D-1000 Berlin 10, Abbestraße 2—12.

<sup>1</sup> J. T. RANDALL u. M. H. F. WILKINS, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **184**, 366 [1945].

<sup>2</sup> S. SHIONOYA, H. KALLMANN u. B. KRAMER, Phys. Rev. **121**, 1607 [1961].

<sup>3</sup> H. GOBRECHT u. D. HOFMANN, J. Phys. Chem. Sol. **27**, 509 [1966].

<sup>4</sup> L. MADER, Dissertation, Technische Hochschule München 1966.

<sup>5</sup> W. HOOGENSTRAATEN u. H. A. KLASSENS, J. Electrochem. Soc. **100**, 366 [1953].

<sup>6</sup> M. SCHÖN, Wiss.-Techn. Abh. Osram-Ges. **6**, 49, [1953]; **7**, 175 [1958].



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.

Die Kristalle wurden vor den TGK-Messungen bei 4,2 bzw. 77 K mit einer UV-Lampe über ein Interferenzfilter bei 365 nm mindestens 15 min lang bis zur Sättigung angeregt. Die Zeit zwischen Ende der Anregung und Beginn der Aufheizung betrug im allgemeinen 15 min. Die zeitlich lineare Aufheizung geschah mit einer Geschwindigkeit von 2 K/min.

Für die Leitungsmessungen wurden einander gegenüberstehende Elektroden auf die Stirnseiten der Kristalle aufgedampft. Zur Kontrolle von Oberflächenströmen dienten Schutzzringe. Das Ziehen meßbarer Ströme erforderte bei tiefen Temperaturen sehr hohe äußere Feldstärken nahe den Durchschlagswerten. Um auch bei schwächeren äußeren Feldern messen zu können, wurde Photoinjektion angewandt: Eine der beiden Elektroden ist als Ring ausgebildet, durch den das Licht für die Photoinjektion senkrecht auf die gegenüberliegende Elektrode fällt. Die Wellenlänge entspricht dabei dem Abstand zwischen der Fermi-Kante des Elektrodenmaterials und der Leitungsbandunterkante des Kristalls. In geringem Umfang kann die zur optimalen Photoinjektion erforderliche Wellenlänge durch Wahl von Elektroden aus In ( $\lambda = 827$  nm entsprechend 1,5 eV), Ag ( $\lambda = 752$  nm entsprechend 1,6 eV) oder Pd ( $\lambda = 662$  nm entsprechend 1,8 eV) verschoben werden<sup>14</sup>, wobei die Absorption im Kristall selbst so gering sein muß, daß keine Erwärmung oder sonstige Anregung des Kristalls eintritt. Zur Injektion wurde eine Kohlebogenlampe auf den Eintrittsspalt eines Monochromators abgebildet und der Austrittsspalt wieder auf die Ringöffnung. Mit Interferenzfiltern wurden größere Bestrahlungsstärken erreicht. Die zu schildernden Versuche stellen zugleich sicher, daß es sich wirklich um Injektionsströme und nicht um Ströme durch die optische Freisetzung von Elektronen aus Haftstellen handelt.

#### A. Entleerung möglicher Hafstellen

Aufheizen des Kristalls von 20 °C auf 150 °C ohne Elektroden und ohne Lichteinstrahlung; Beobachtung mit Photovervielfacher; es zeigte sich keine Emission.

#### B. Messung der I-U-Kennlinien bei 293, 77 und 4,2 K ohne Lichteinstrahlung

Die Kennlinien werden punktweise mit Abwarten des stationären Zustandes des Stromes an jedem Meßpunkt (alle zeitabhängigen Ströme sind abgeklungen) gemessen. Bei 77 und 4,2 K setzt der Strom erst bei äußeren Feldstärken von 1 kV/mm ein. Da hier thermisch nicht injiziert werden kann, liegt offenbar ein feldabhängiger Injektionsmechanismus vor, über den keine genauen Aussagen gemacht werden können. Nach zeitlich stabiler Einstellung einer Stromstärke von maximal  $10^{-8}$  A erfolgte eine Rückstrommessung: der Kristall wird über ein Elektrometer kurzgeschlossen. Man beobachtet nach dem Abklingen des kapazitiven Entladungsstromes (Zeitkonstante 10 s) einen mit der Zeit sehr langsam abnehmenden Strom (siehe E).

<sup>14</sup> C. A. MEAD, Solid State Electronics 9, 1023 [1966].

#### C. Prüfung auf mögliche Löcherinjektion

Abkühlung auf 77 K und Anlegung eines nicht zu starken Feldes in Sperr-Richtung bezüglich der Elektronen-Photoinjektion und Einstrahlung von Licht. Es ergibt sich ein sehr kleiner Strom, der offenbar durch Streulichtwirkung auf die Gegenelektrode verursacht wird, keinesfalls jedoch durch Löcherinjektion. Etwas anders verhält es sich bei den Pd-Elektroden. Hier wird ein kleiner Strom beobachtet, der möglicherweise durch Löcherinjektion zustande kommt. Die Distanz zwischen Fermi-Kante und Leitungsbandunterkante entspricht hier etwa der halben Lücke. Wir verwenden deshalb im wesentlichen In- und Ag-Elektroden. Es ergibt sich kein Anzeichen eines zeitabhängigen Stromes infolge einer Haftstellenentleerung durch Lichteinwirkung.

#### D. Dauerphotoinjektion

Ausdehnung eines Photoinjektionsversuches bei 77 K auf 24 h bei Überwachung mit Photozelle. Der Strom erreicht nach 4 h einen stationären Wert und behält diesen bei. Nach 15 min ist jedoch der größte Teil des zeitabhängigen Stromes bereits abgeklungen; diese Zeit genügt zur Festlegung eines Meßpunktes der I-U-Kennlinie.

#### E. Thermolumineszenzprobe und LGK-Messung nach Photoinjektion

Bei 4,2 oder 77 K wird die I-U-Kennlinie punktweise mit Photoinjektion gemessen. Anschließend wird die LGK bis etwa 200 K aufgenommen. Die Aufnahme der LGK, also des Rückstromes mit Aufheizung, ist notwendig, weil das Abklingen des sehr kleinen Rückstromes bei 4,2 oder 77 K nicht abgewartet werden kann (siehe auch B). Durch die Aufheizung auf 200 K wird die haftende Ladung schnell ausgetrieben. Nach der Lichtabschaltung und während der Aufheizung werden die Kristalle mit dem Photovervielfacher beobachtet. Es ergeben sich keine Anzeichen einer Emission.

### III. Ergebnisse

Abb. 1 zeigt die TGK eines Kristalls des hauptsächlich verwendeten Typs bei völliger Abschirmung von IR-Einstrahlung zwischen 4,2 und 77 K. Das von den Pulverleuchtstoffen bekannte<sup>13</sup> Quasikontinuum flacher Haftstellen tritt nicht auf, denn die Temperaturpositionen der Glowmaxima nahe 10 bzw. 45 K sind unabhängig von der Abklingzeit (gestrichelte Kurve in Abb. 1); das Leuchten der Kristalle klingt nach Abschaltung der Anregung sehr viel schneller ab als bei den meisten Pulverleuchtstoffen. Bei 130 K besitzen die Kristalle noch ein weiteres, gut ausgeprägtes Glowmaximum. Die TGK aller Kristallarten zwischen 77 und 293 K gleichen den TGK-Typen

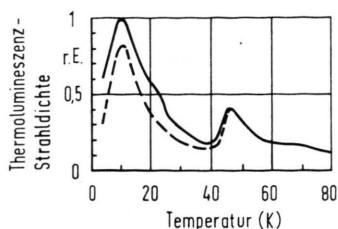


Abb. 1. Thermolumineszenz-Glowkurve eines ZnS-Kristalls zwischen 4 und 77 K. Der Kristall ist gegen Wärmestrahlung abgeschirmt.

von Pulverproben nach MADER<sup>4,15</sup>. Die Temperaturpositionen sämtlicher Glowmaxima aller 6 Kristallarten sind von der Abklingzeit unabhängig. Sie sind auch durch IR-Einstrahlung nicht beeinflußbar.

Die Aufnahme der  $I-U$ -Kennlinien lieferte folgende Ergebnisse: Ohne Photoinjektion läßt sich bei allen 6 Kristallarten bei 293 K und bei äußerer Feldstärken  $> 0,5$  V/mm ein Injektionsstrom ziehen. Bei 77 und 4,2 K sind zur Erzeugung von Strömen äußere Feldstärken  $> 1$  kV/mm notwendig. Bei kleineren äußeren Feldstärken muß Photoinjektion verwendet werden, welche allerdings bei  $10^{-12}$  A eine Sättigung erreicht. Mit und ohne Photoinjektion, bei allen Temperaturen und allen 6 Kristallarten lassen sich keine stufenartigen, aus dem normalen Verlauf herausragenden Kennlinienabschnitte finden, die z. B. nach<sup>10</sup> und<sup>11</sup> auf die Auffüllung von diskreten Haftstellen deuten würden. Dabei müßten solche Kennlinienabweichungen auch dann auftreten, wenn es sich nicht, wie bei<sup>10</sup>, um einen raumladungsbeschränkten, sondern um einen Schottky-Strom handeln würde. Bei 293 K, sowie im Falle der Photoinjektion auch bei 77 und 4,2 K, gleichen unsere Kennlinien denjenigen für raumladungsbeschränkte Ströme nach<sup>11</sup>. Ohne Lichteinstrahlung werden bei 77 und 4,2 K Kennlinien beobachtet, die mit dem Schottky-Effekt zusammenhängen können.

Die Abb. 2 a zeigt die Rückstromkurve eines Kristalls bei 293 K ohne Aufheizung. Die Abb. 2 b und c zeigen solche Kurven, beginnend bei 77 bzw. 4,2 K, mit Aufheizung (LGK). In einfach logarithmischer Darstellung ergibt sich stets ein kontinuierlich abklingender Verlauf. Bei den Rückstrom-

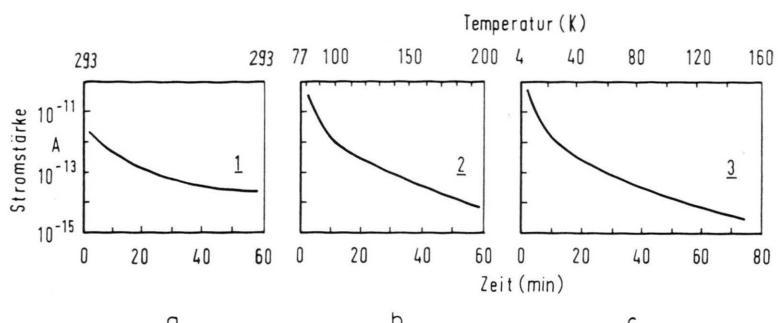


Abb. 2. Rückstrom als Funktion der Zeit. Der ZnS-Kristall wird im Anschluß an die stabile Einstellung einer Stromstärke von  $10^{-8}$  A bei 293 K (a), 77 K (b) bzw. 4,2 K (c) über ein Elektrometer kurzgeschlossen. In den Fällen b und c wird aufgeheizt.

messungen, denen jeweils eine vollständige Messung der  $I-U$ -Kennlinien bis maximal  $10^{-8}$  A vorausging, wurde die Freisetzung von  $8 \cdot 10^{10}$  bis  $3,7 \cdot 10^{12}$  Elektronen (daraus kann eine Dichte der besetzten Haftstellen von  $10^{13}$  bis  $10^{14}$  cm $^{-3}$  abgeschätzt werden) beobachtet, jedoch in keinem Fall eine leuchtende Rekombination. Der verwendete empfindliche Photovervielfacher EMI 6256 SA müßte bei 12 cm Abstand vom Kristall vor allem am Anfang der Rückstrommessung, also nach Abschaltung der Beleuchtung, auch ein schwaches Leuchten nachweisen können. Mit diesem Ergebnis, sowie mit den Resultaten der Versuche C, D und E kann die Bildung von angeregten Zuständen sowie die Befreiung von Elektronen aus Haftstellen als ausgeschlossen betrachtet werden. Mit einem Kontrollversuch sollte schließlich geprüft werden, ob die während der Leistungsmessung vorhandene Zahl von angeregten Aktivatoren zu klein ist, um leuchtende Rekombinationen überhaupt bemerkbar zu machen. Dazu wurde ein Kristall zunächst bei 4 K 15 min lang bei 365 nm angeregt. Bei Abschaltung dieser Anregung wurde der Photovervielfacher geöffnet und sodann eine Spannung an den Kristall gelegt. 15 min lang wurde eine Stromstärke von etwa  $10^{-8}$  A gezogen. Abgesehen vom normalen und schnell abklingenden Nachleuchten des Kristalls wurde keine Emission beobachtet. Anschließend wurden TGK und LGK gleichzeitig aufgenommen. Bis 77 K lassen sich keine merklichen Unterschiede gegenüber den bisherigen Ergebnissen finden. Heizen wir nun auf  $T > 77$  K auf, so sind der LGK sehr schwach ausgeprägte Maxima überlagert, deren Temperaturpositionen mit denjenigen der TGK nur teilweise übereinstimmen. Offensichtlich können Ladungen aus optisch ange-

<sup>15</sup> N. RIEHL, G. BAUR u. L. MADER, Z. Naturforsch. **24a**, 1296 [1966].

regten Zuständen in nur sehr kleinem Umfang verschoben bzw. abgeführt werden. Damit ist nur in diesem Fall, also bei Injektion während oder nach der UV-Anregung, nicht etwa bei der Bestrahlung der Elektroden zur Photoinjektion, eine extrem schwache Einfangwechselwirkung zwischen optisch angeregten Zentren und injizierten Ladungen möglich. Bei der Ladungsverschiebung müßte ein Tausch stattfinden: ein aus einer Ladungsträgerhaftstelle ausgeheiztes Elektron ersetzt ein Elektron auf einem angeregten Zentrum, denn die TGK-Lichtsumme wird innerhalb der Meßempfindlichkeit durch diesen Injektionsversuch nicht verändert.

#### IV. Diskussion

Wir wollen zunächst die Thermolumineszenz von Kristallen und Pulvern vergleichen. Die TGK von ZnS-Pulvern zwischen 4,2 und 77 K sind durch die starke Abhängigkeit der Temperaturpositionen der Glow-Maxima von der Abklingdauer gekennzeichnet (vgl.<sup>13</sup>). Nur in einigen Fällen können Maxima existieren, deren Temperaturpositionen von der Abklingdauer (Zeit zwischen dem Ende der Anregung und dem Beginn der Aufheizung) unabhängig sind. Alle zu besprechenden Vergleiche beruhen auf gleichwertigen physikalischen Ausgangsbedingungen, also bei den TGK beispielsweise auf gleichen Anregungstemperaturen, Anregungswellenlängen und Heizraten. Im Rahmen unserer Meßempfindlichkeit sind dagegen die Temperaturpositionen aller Glow-Maxima unserer Einkristalle von der Abklingzeit unabhängig. Das Nachleuchten klingt sehr viel schneller ab als bei den meisten Pulvern. Bei den untersuchten Kristallen fehlen also das von den Pulvern her bekannte Quasikontinuum flacher Haftterme, von denen aus die leuchtende Rekombination stattfindet, sowie die Änderungen der TGK zwischen 4,2 und 77 K durch Einstrahlung von langwelligem IR während der Abklingzeit.

Die auffallenden Unterschiede zwischen den Resultaten für Kristalle und Pulver lassen einen Zusammenhang mit den stark unterschiedlichen Oberflächen/Volumen-Verhältnissen vermuten. Das würde eine Lokalisierung der Zentren der *optisch* beobachtbaren Quasikontinua sehr flacher Haftstellen der Pulver auf die Oberflächenbereiche bedeuten.

Wir erkennen aus den TGK-Messungen an allen 6 Kristallen, daß sie mehrere diskrete Haftterme besitzen. Ihre mittlere energetische Tiefe unter dem

leitenden Zustand kann mit der Randall-Wilkins-Formel  $E_H \approx 25 kT_{\max}$  abgeschätzt werden<sup>1</sup>;  $T_{\max}$  ist die Temperatur des Glow-Maximums. Wir haben also eine Folge von diskreten Haftterminen vor uns. Das gemeinsame Kennzeichen aller dieser Haftterme ist, daß ihre Entleerung mit einem optischen Übergang verknüpft ist. Für ihre Beobachtung ist vorherige Anregung im Bereich des langwelligeren Ausläufers der Grundgitterabsorption notwendig. Wenn es sich hier um Ladungsträgerhaftstellen handeln würde, also um Zentren, welche Träger aus dem leitenden Zustand einfangen können, dann müßten sie auch mit fremden, von außen injizierten Ladungsträgern besetzt werden können. Dies müßte sich bei den *I-U*-Kennlinien bemerkbar machen und der Kristall müßte sich dabei aufladen. Eine Rückstrom- bzw. Leitungsmessung im Verlauf einer Aufheizung müßte eine LGK liefern, die der TGK gleicht. Dies ist nicht der Fall.

Die Leitungsmessungen lassen jedoch den Schluß zu, daß die Kristalle nur quasikontinuierlich verteilte Haftstellen besitzen. Die *I-U*-Kennlinienmessungen an allen 6 Kristallarten liefern keinerlei Hinweis auf die Füllung diskreter Haftstellen. Diese Aussage beschränkt sich natürlich auf einen Tiefenbereich unter dem Leitungsband, der mit den optisch erfaßbaren Haftstellentiefen vergleichbar ist. Das deutlichste Zeichen einer kontinuierlichen Verteilung der Ladungsträgerhaftterme in den Kristallen ist aber das kontinuierliche Abfallen der Rückstromkurven (Abb. 2). Wie kommt nun der Rückstrom zu stande? In Übereinstimmung mit dem Modell von RIEHL, BECKER und BÄSSLER<sup>16</sup> setzt sich der gesamte Strom durch den Kristall bei angelegter Spannung aus einem zeitunabhängigen Injektionsstrom  $I_i$  und zwei zeitabhängigen Anteilen, dem kapazitiven Ladestrom  $I_c(t)$  zur Aufladung bzw. Entladung der durch die Meßschaltung bestimmten Kapazität (Zeitkonstante 10 s) und dem Haftstellenfüllungs- bzw. Entleerungsstrom  $I_H(t)$  zusammen. Modellmäßig verringert sich der Injektionsstrom um den Strom  $I_H(t)$ , wenn aufzufüllende Haftstellen eingebaut werden, und nimmt erst nach vollständiger Füllung den stationären Wert an. Umgekehrt wird der Strom  $I_H(t)$  angegeben, wenn Haftterme entleert werden.  $I_H(t)$  fließt beim Anlegen des Feldes in dessen Richtung und nach dem Abschalten und Kurzschließen in Gegenrichtung. Die Abklingzeit von

<sup>16</sup> N. RIEHL, G. BECKER u. H. BÄSSLER, Phys. Stat. Sol. 15, 339 [1966].

$I_H(t)$  ist die Zeit bis zur Haftstellenentleerung; sie wächst mit sinkender Temperatur.  $I_H(t)$  verhält sich wie ein Polarisationsstrom: wird ein Ladungsträger im Kristall beweglich, so wird er auf einer mittleren Verschiebungsstrecke verschoben; diese Verschiebung wird als Änderung der Influenzladung auf den Elektroden beobachtet. Hier ist wesentlich, daß  $I_H(t)$  (s. Abb. 2) in einfacher logarithmischer Darstellung keine geraden Abschnitte und keine Knicke aufweist, wie etwa im Fall von Anthracenkristallen<sup>16</sup>, sondern kontinuierlich verläuft.

Insgesamt ist also zu folgern, daß die Haftstellen bzw. Terme für optisch angeregte Elektronen von ganz anderer Art sind als jene, welche Stromträger speichern können. Von außen injizierte Ladungsträger können also nicht in Haftzentren geraten, von

denen aus ein optischer Übergang stattfinden kann. Am deutlichsten sehen wir das bei der Injektion nach der UV-Anregung. Wenn dabei die Elektronen in irgendwelche, mit dem angeregten Zentrum nicht zusammenhängende, aber optisch besetzbare Haftstellen gelangen und dort auch verbleiben würden (wie die TGK auch vermuten lassen), so müßte sich bei der anschließenden starken Injektion (bei  $T = T_{\text{Anregung}}$ ) eine sehr deutliche Emission durch Rekombination der injizierten Träger mit den Zentren zeigen. Dies ist aber nicht der Fall.

Bei den Haftstellen, die man in *Thermolumineszenz* beobachten kann, handelt es sich um Zentren bzw. Zustände, die eng mit dem Leuchtzentrum zusammenhängen und zu deren Bildung die UV-Anregung erforderlich ist.

## Zum Einfluß elektrischer Felder auf den Szintillationsprozeß in CsJ/Tl

A. SCHARMANN und H. TRAUNFELDER

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. **26 a**, 828—832 [1971]; eingegangen am 9. Februar 1971)

*Herrn Professor Dr. Nikolaus Riehl zum 70. Geburtstag gewidmet*

The luminescence yield of CsJ/Tl-crystals under the influence of electric fields is investigated. At excitation with ionizing radiation the intensity depends on the incident particles and their differential energy loss. The Tl-centres are not influenced by the electric field during UV-irradiation, while at  $\beta$ - and  $\gamma$ -excitation a decrease of luminescence intensity is observed, depending on the Tl-concentration. When  $\alpha$ -irradiated, the intensity of the Tl-band remains unaffected. The possible mechanisms of the energy transfer are discussed in terms of the excitation density and Tl-concentration.

Der Lumineszenzprozeß der Aktivator-Leuchtzentren in CsJ ist häufig untersucht worden<sup>1—6</sup>. Während Zentren durch Experimente unmittelbar beeinflußt und untersucht werden können, ist dagegen eine Aussage über den Anregungsmechanismus schwierig. Durch Messungen der Quantenausbeute<sup>7, 8</sup>, des differentiellen Energieverlustes<sup>9</sup>, der Abklingzeiten<sup>10, 11</sup> und der Anregungstiefen<sup>12</sup> wurden unterschiedliche Möglichkeiten für einen Energietransport gefordert:

1. Erzeugung und Diffusion von unabhängigen Elektronen und Löchern mit nachfolgendem Einfang und strahlender Rekombination an Leuchtzentren.
2. Ambipolare Diffusion der Ladungsträger, ausgehend von einer Stelle mit großer Anregungsdichte.
3. Excitonen-Diffusion (in den Alkalihalogeniden durch Frenkel-Excitonen).

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. G. SCHARMANN, I. Physikalisches Institut der Universität Gießen, D-6300 Gießen, Leihgesterner Weg 108.

<sup>1</sup> W. REHMANN u. A. SCHARMANN, Z. Naturforsch. **21 a**, 1684 [1966].

<sup>2</sup> J. BONANOMI u. J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta **25**, 725 [1952].

<sup>3</sup> H. ENZ u. J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta **31**, 25 [1958].

<sup>4</sup> H. BLUME, P. BRAUER u. K. WESTERMANN, Z. Naturforsch. **17 a**, 662 [1962].

<sup>5</sup> F. E. SENFTLE, P. MARTINETZ u. V. P. ALEKNA, Rev. Sci. Instrum. **33**, 819 [1962].

<sup>6</sup> W. REHMANN, K. REIBER u. A. SCHARMANN, Z. Naturforsch. **18 a**, 1139 [1963].

<sup>7</sup> A. MEYER u. R. B. MURRAY, Phys. Rev. **128**, 98 [1962].

<sup>8</sup> R. GWIN u. R. B. MURRAY, Phys. Rev. **131**, 501 [1963].

<sup>9</sup> R. B. MURRAY u. A. MEYER, Phys. Rev. **122**, 815 [1961].

<sup>10</sup> R. S. STOREY, W. JACK u. A. WARD, Proc. Phys. Soc. London **72**, 1 [1959].

<sup>11</sup> A. SCHARMANN, Z. Physik **157**, 301 [1959].

<sup>12</sup> F. FEHSENFELD u. A. SCHARMANN, Z. Naturforsch. **24 a**, 1414 [1969].