

Zum Leuchten der Carborundkristalle beim Stromdurchgang

Von MICHAEL SCHÖN

Aus der OSRAM-Studiengesellschaft, Zweigstelle Mosbach (Baden)

(Z. Naturforschg. 8a, 442—446 [1953]; eingegangen am 4. Mai 1953)

Das Leuchten beim Stromdurchgang durch Carborund läßt sich in der gleichen Weise wie bei den Kristallphosphoren mit Rekombinationsleuchten als Rekombination von Elektronen und Löchern an Gitterstörungen verstehen. Der Unterschied besteht darin, daß durch die Anregung in den Kristallphosphoren Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, während beim Carborundleuchten durch eine p-n-Schicht Löcher in n-Bereiche bzw. Elektronen in p-Bereiche injiziert werden. Das Termschema des Carborund wird aufgestellt und ein Ausdruck für die Abhängigkeiten der Lichtausbeute angegeben. Es sind drei Rekombinationsbereiche zu unterscheiden, Rekombination im n-Gebiet, im p-Gebiet und in der p-n-Schicht. Wenn die Lichtemission mit dem Übergang eines Elektrons in den Aktivator verbunden ist, ist eine nennenswerte Lichtausbeute nur im n-Bereich zu erwarten. Sie ändert sich, wenn überhaupt, nur wenig mit der Konzentration der injizierten Löcher. Bei großen Stromstärken ist der Anteil der p-n-Schicht an der Rekombination zu vernachlässigen, so daß die Helligkeit der Stromstärke proportional ist. Bei kleiner Stromstärke überwiegt der Anteil der p-n-Schicht, in der die Ausbeute verschwindend klein ist. Hierauf beruht der Einsatz des Leuchtens erst bei einer Mindeststromstärke. Die Temperaturabhängigkeit dieses Schwellenwertes des Stroms beruht darauf, daß infolge der Abnahme der Trägerdichte bei tiefen Temperaturen zur Erzielung gleicher Stromstärke größere Spannungsdifferenzen erforderlich sind, wodurch der Anteil der p-n-Schicht an der Rekombination abnimmt. Die Temperaturabhängigkeit der Steilheit des Helligkeitsanstiegs ist durch verschiedene Faktoren bestimmt, deren relative Anteile nur schwer abzuschätzen sind. Die Temperaturabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses der Emissionsbanden erklärt sich in der gleichen Weise wie bei den Kristallphosphoren, doch ist eine wesentlich kleinere Abhängigkeit von der Erregungsdichte zu erwarten.

Die beim Stromdurchgang durch Carborund häufig zu beobachtende Lumineszenz besteht aus zwei nicht notwendig gleichzeitig auftretenden, in ihren Anregungsbedingungen und in ihren physikalischen Ursachen verschiedenen Anteilen. Das Leuchten in der Umgebung der Anode wird allgemein als thermisches Leuchten infolge lokaler Überhitzung an Stromengen aufgefaßt. Daß die Lumineszenz in der Nähe der Kathode eng mit der Gleichrichterwirkung des Carborunds zusammenhängt, ist schon seit längerer Zeit bekannt¹, ebenso, daß dies auf einer Sperrschicht beruht, die elektronenleitende von löcherleitenden Bereichen trennt². An diesen Sperrschichten ist auch ein Kristallphotoeffekt beobachtet worden³, der von Lossew als zu dem der Lumineszenz inverser Prozeß auf-

gefaßt worden ist. Das kathodische Leuchten wurde zunächst als Elektronen-Bremsstrahlung gedeutet⁴, doch hat Tetzner⁵ in einer größeren Untersuchung dagegen eingewandt, daß die dann zu erwartende Verschiebung der Emission nach kürzeren Wellenlängen mit wachsender Spannungsdifferenz an den Elektroden von ihm nicht beobachtet werden konnte und darauf hingewiesen, daß die Gleichheit des Leuchtens bei Stromdurchgang und bei Strahlungsanregung dafür spricht, daß das Detektorleuchten das eines Kristallphosphors ist.

Kürzlich haben nun Lehovec, Accardo und Jamgochian⁶ neue Beobachtungen über das kathodische Leuchten veröffentlicht, die in den wesentlichen Punkten mit den Ergebnissen früherer Beobachter übereinstimmen, in den Einzelheiten aber

¹ O. W. Lossew, Drahtl. Telegr. [russ.] Nr. 44, 485 [1927]; Philos. Mag. (7) 6, 1024 [1928]; Physik. Z. 34, 397 [1933].

² O. W. Lossew, C. R. [Doklady] Acad. Sci. URSS 29, 360 [1940]; s. hierzu auch B. M. Hochberg u. M. S. Sominski, Physik. Z. Sowjetunion 13, 198 [1938].

³ O. W. Lossew, Physik. Z. 34, 397 [1933]; C. R. [Doklady] Acad. Sci. URSS 29, 360, 363 [1940]; J. Physics [Moskau], 4, 174 [1941]; P. Specht, Physik. Z. 34, 640 [1933]; Z. Physik 90, 145 [1934].

⁴ O. W. Lossew, Physik. Z. 30, 920 [1929]; 32, 692 [1931]; B. Claus, Ann. Physik (5) 11, 131 [1931]; W. Finkelburg, Kontinuierliche Spektren, Berlin 1938.

⁵ H. Tetzner, Z. angew. Physik 1, 153 [1948].

⁶ K. Lehovec, C. A. Accardo u. E. Jamgochian, Physic. Rev. 83, 603 [1951]; 86, 615 [1952]; dieses gleichlautend mit Bull. Amer. physic. Soc. 27, 40 [1952]; 89, 20 [1953].



darüber so weit hinausgehen, daß sie in Verbindung mit unseren heutigen Kenntnissen über die Leuchtvorgänge in den Kristallphosphoren ein endgültiges Verständnis der kathodischen Lumineszenz des Carborunds ermöglichen. Sie kommen zu dem Ergebnis, daß das Leuchten auf der Rekombination von Elektronen und Löchern in einer p-n-Schicht beruht, die sich beim richtigen Vorzeichen der angelegten Spannung (Durchlaßrichtung) aufeinander zu bewegen.

Gemessen wurde die Helligkeit der Lumineszenz und ihre spektrale Verteilung in Abhängigkeit von der Stromdichte und von der Temperatur. Bei einer Probe bestand das Emissionsspektrum aus zwei breiten Banden mit Maximis bei 5500 Å und 6100 Å. Die spektrale Verteilung war von der Stromdichte nahezu unabhängig. Sie hing dagegen stark von der Temperatur ab und zwar derart, daß bei -150°C die kurzwellige Bande stärker war als die langwellige im Gegensatz zum Intensitätsverhältnis bei Zimmertemperatur. Für das Auftreten des Leuchtens gibt es einen Schwellenwert des Stroms, der stark von der Temperatur abhängt und mit abnehmender Temperatur abnimmt. Oberhalb des Schwellenwerts nimmt die Helligkeit linear mit der Stromdichte zu. Bei niedrigen Temperaturen ist die Steilheit des Anstiegs größer als bei höheren, so daß also die Lumineszenz bei gleicher Stromdichte mit abnehmender Temperatur stark zunimmt. Bezogen auf die durchtretenden Elektronen ist die Ausbeute klein. Bei einer Probe wurde ein Wert von 10^{-6} Quanten/Elektron gefunden, bei einer andern folgte die Ausbeute der Beziehung

$$2 \cdot 10^{-8} e^{1370/T} \text{ Quanten/Elektron.}$$

Das Leuchten klingt gleichzeitig mit dem Strom ab. Doch sind die Abklingzeiten ebenso wie die spektrale Energieverteilung für verschiedene Präparate beträchtlich verschieden. Es wurde noch bei Verwendung einer Spitze als negativer Elektrode durch Abtasten die Potentialverteilung auf der Oberfläche gemessen. Bei negativer Spitze leuchtet ein meist, aber nicht immer scharf begrenzter kreisförmiger Bereich, an dessen Grenze kein Potentialsprung zu beobachten ist. Dagegen ist dort ein Potentialsprung zu finden, wenn die Spitze positiv ist.

Im folgenden soll nun gezeigt werden, daß man diese Beobachtungen auch in ihren Einzelheiten aus unseren Kenntnissen über die Vorgänge in Kristallphosphoren mit Rekombinationsleuchten verstehen kann. Danach ist eine unmittelbare Band-Band-Rekombination der Elektronen und Löcher unwahrscheinlich, vielmehr ist anzunehmen, daß die angeregten Elektronen im allgemeinen nur über Gitterstörungen ins Valenzband übergehen. Ob diese Übergänge (Leitfähigkeitsband \rightarrow Gitterstörung und Gitterstörung \rightarrow Valenzband) unter Ausstrahlung oder strahlungslos verlaufen, hängt von der Größe der entsprechenden Rekombinationskoeffizienten ab. Der für strahlende Rekombination ist sehr klein und von der Temperatur unabhängig (bei Sulfiden ist er von der Größenordnung $10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$), während die für strahlungslose Rekombination offenbar auch von der zu überspringenden Energiedifferenz und von der Temperatur abhängen. Sie nehmen mit wachsender Temperatur und abnehmender Energiedifferenz zu⁷.

Wir nehmen also an, daß die Rekombination an Störstellen erfolgt. Hierfür spricht auch der Unterschied in der Wellenlänge der Emissionsbande und der langwelligen Grenze der Grundgitterabsorption, die nach Lehovc und Mitarb. bei 4400 Å liegt. Die Erfahrung an den Phosphoren spricht dafür, daß zwei Arten von Gitterstörungen vorliegen, eine — als Aktivator bezeichnet —, bei der einer der beiden Elektronenübergänge unter Ausstrahlung erfolgt, während die andere — Haftstellen genannt — für die Größe und die Abhängigkeiten der Ausbeute verantwortlich ist. Wenn das Emissionsspektrum mehrere Maxima hat, liegen verschiedene Aktivatoren vor.

Für das Termschema gibt es zwei Möglichkeiten, je nachdem, ob die Lichtemission mit dem Übergang eines Elektrons aus dem Leitfähigkeitsband in eine Störstelle oder mit dem Übergang eines Elektrons aus einer Störstelle ins Valenzband verbunden ist. Bei den Sulfidphosphoren ist das erstere der Fall. Jedoch gibt es auch Beispiele für den zweiten Fall⁸. Aus den Leuchtvorgängen allein läßt sich nicht entscheiden, welcher Fall vorliegt. Wir müssen daher zwei Termschemen als gleich möglich zugrunde legen (Abb. 1a und b). Die zu erwartenden Gesetzmäßigkeiten des Leuchtens diskutieren wir

⁷ S. hierzu M. Schön, Z. Naturforschg. **6a**, 251 [1951]; Techn.-wiss. Abh. Osram, Bd. 6, im Druck.

⁸ F. A. Kröger, Some Aspects of the Luminescence

of Solids, Elsevier Publishing Co. Inc. Amsterdam 1948, S. 40; P. Brauer, Z. Naturforschg. **5a**, 156 [1950].

für den ersten Fall, für den außerdem spricht, daß das Leuchten vorwiegend auf der n-Seite der Sperrschicht emittiert wird.

Der langwelligen Absorptionskante bei 4400 Å entspricht eine Breite der verbotenen Zone von 2,8 eV, der Emissionsbande bei 6100 Å eine Lage des für den optischen Übergang maßgebenden Aktivatorterms 2,0 eV unterhalb des Leitfähigkeits- und 0,8 eV oberhalb des Valenzbands. Diese Aktivatorterme gelten aber nicht für die thermischen Wechselwirkungen zwischen Aktivatoren und dem Valenzband. Da nämlich mit jeder Ladungsänderung einer Störstelle das Gitter sich in der Umgebung der Störung umlagert und damit Energie an das Gitter übergeht, muß man im Termschema diese Energiebeträge berücksichtigen, und zwar unter Beachtung des Franck-Condon-Prinzips. Wie an anderer Stelle⁹ gezeigt wurde, sind für die Aktivatoren drei Terme anzugeben, von denen der höchste für den optischen Übergang eines Elektrons in den Aktivator, der tiefste für die optische Entfernung eines Elektrons aus ihm und der mittlere für die thermischen Elektronenübergänge maßgebend ist. Der tiefste dieser Terme ist in dem Termschema der Abb. 1 nicht eingezeichnet. Bei den

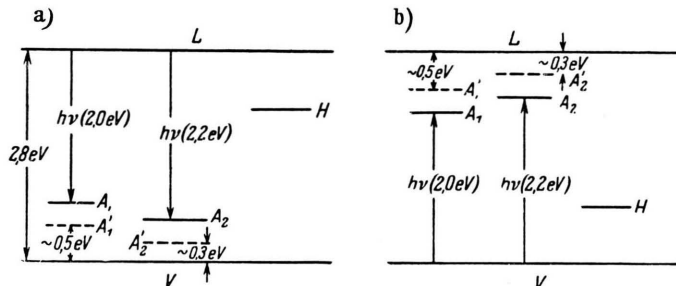


Abb. 1. Termschema des SiC mit Aktivatoren a) für leuchtenden Elektronenübergang, b) für leuchtenden Übergang eines Lochs.

Sulfidphosphoren sind die Abstände der einzelnen Terme von der Größe 0,3 bis 0,5 eV. Im Termschema haben wir den Wert 0,3 eV angenommen, so daß für die thermischen Wechselwirkungen zwischen Aktivator und Valenzband eine Energie von 0,5 eV maßgebend ist. Die entsprechenden Werte für den zweiten Aktivator (Bande bei 5500 Å) sind: für die Emissionsbande 2,2 eV unterhalb des Leitfähigkeits- und 0,6 eV oberhalb des Valenzbands, für die thermische Wechselwirkung 0,3 eV oberhalb des Valenzbands. Außer den Aktivatoren sind Haft-

stellen vorhanden, über deren energetische Lage und Konzentration sich Aussagen machen lassen, wenn bei Strahlungsanregung die Abhängigkeit der Ausbeute von der anregenden Intensität in einem großen Intensitätsbereich gemessen worden ist. Hoch liegende Haftstellen, d. h. solche, deren Abstand vom Leitfähigkeitsband kleiner ist als der Abstand des Aktivatorterms für thermische Wechselwirkung vom Valenzband haben im Bereich schwacher und mittlerer Anregung keinen großen Einfluß auf die in diesen Fällen gute Ausbeute und im Bereich extrem starker Anregung — zu der auch die Anregung durch Kathodenstrahlen gehört, da jedes Elektron lokal eine große Erregungsdichte erzeugt — nur merklichen Einfluß, wenn ihre Konzentration größer ist als die der Aktivatoren. Bei tiefen Haftstellen sind zwei Fälle zu unterscheiden. Wenn die Haftstellenkonzentration kleiner ist als die der Aktivatoren, ist die Ausbeute bei kleiner Erregungsdichte des Phosphors klein, bei mittleren Erregungsdichten nimmt sie stark zu bis zu einem Maximum, um dann bei großen Erregungsdichten wieder auf einen Endwert abzunehmen, der vom Konzentrationsverhältnis der Haftstellen und der Aktivatoren abhängt. Ist jedoch die

Konzentration der tiefen Haftstellen größer als die der Aktivatoren, dann sind die Präparate bei kleinen und mittleren Anregungsintensitäten kaum leuchtfähig und erst bei extrem starker Anregung kann eine merkliche Lumineszenz auftreten. Bei schlechter Ausbeute gehen die durch die Einstrahlung angeregten Elektronen bevorzugt über die Haftstellen und nur in geringem Maß über die Aktivatoren in den Grundzustand über.

Beim Carborundleuchten werden die Elektronen und Löcher nicht an Ort und Stelle erzeugt, sondern wandern von außen in die leuchtende Schicht ein. Da sie aus n- bzw. p-Schichten aufeinander zuwandern, ändern sich die relativen Konzentrationen der Elektronen und der Löcher mit der Tiefe der Schicht. Wenn n_e bzw. n_v ihre Konzentrationen sind, erhält man für das Verhältnis der strahlenden zu den strahlungslosen Übergängen I/I' den Ausdruck:

$$\frac{I}{I'} = \frac{\beta}{\alpha_{HV}} \cdot \frac{A}{H} \cdot \frac{n_e + \frac{\gamma_{HL}}{\alpha_{LH}} + \frac{\alpha_{HV}}{\alpha_{LH}} n_v}{\frac{\beta}{\alpha_{AV}} n_e + \frac{\gamma_{AV}}{\alpha_{AV}} + n_v}, \quad (1)$$

⁹ M. Schön, Z. Naturforschg. 6a, 287 [1951].

in dem A und H die Konzentrationen der Aktivatoren und der Haftstellen, β der Koeffizient für die Rekombination mit Ausstrahlung, α_{LH} , α_{HV} und α_{AV} die Koeffizienten für die strahlungslosen Rekombinationen für Übergänge vom Leitfähigkeitsband in die Haftstellen und von den Haftstellen bzw. von den Aktivatoren ins Valenzband sind. Die thermische Wechselwirkung zwischen Haftstellen und Leitfähigkeitsband bzw. zwischen Aktivatoren und Valenzband sind durch

$$\frac{\gamma_{\text{HL}}}{\alpha_{\text{LH}}} = \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} e^{-E_{\text{HL}}/kT} \quad (2)$$

bzw. durch

$$\frac{\gamma_{\text{AV}}}{\alpha_{\text{AV}}} = \frac{(2\pi m_v kT)^{3/2}}{h^3} e^{-E_{\text{AV}}/kT} \quad (3)$$

berücksichtigt, in denen m_e und m_v die effektive Masse der Elektronen und der Löcher, E_{HL} und E_{AV} die energetischen Abstände der Haftstellen vom Leitfähigkeitsband bzw. der Aktivatoren vom Valenzband sind. n_e und n_v dürften von der Stromstärke nicht oder nur wenig abhängen, dagegen stark von der Temperatur. Hierzu müßte man wissen, ob die Donatoren und Acceptoren mit den Haftstellen und den Aktivatoren identisch sind oder, was wahrscheinlicher sein dürfte, nicht. A und H ändern sich wohl auch mit der Schichttiefe, zum mindesten dürften sie auf der p- und der n-Seite verschieden sein. Über die Haftstellen läßt sich lediglich die Angabe machen, daß sie tief liegen ($E_{\text{HL}} > E_{\text{AV}}$) und daß ihre Konzentration größer ist als die der Aktivatoren. Sonst wären die Carborunde gute Kristallphosphore.

Wenn auch zu einer quantitativen Behandlung die Unterlagen fehlen (Art und Konzentration der Donatoren und Acceptoren, Konzentrationsverhältnis der Haftstellen und Aktivatoren, Elektronen- und Löcherbeweglichkeit zur Berechnung der Elektronen- und Löcherdichte), so lassen sich doch qualitative Aussagen machen. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß nach den Erfahrungen an den Kristallphosphoren die Verhältnisse

$$\frac{\beta}{\alpha_{\text{AV}}}, \frac{\beta}{\alpha_{\text{HV}}} \quad \text{und} \quad \frac{\alpha_{\text{HV}}}{\alpha_{\text{AV}}}$$

kleine Größen sind.

Bei der Diskussion müssen wir drei Bereiche unterscheiden, in denen die Elektronen mit den Löchern rekombinieren, 1. den n-Bereich, in den bei annähernd konstantem n_e die Löcher injiziert werden, deren Konzentration, die gegen n_e klein ist,

mit der Eindringtiefe steil abfällt, 2. den p-Bereich, in den die Elektronen injiziert werden, deren Konzentration gegen die der Löcher klein ist, und 3. die Sperrschicht, in der im Gegensatz zum Germanium die Rekombination nicht allgemein zu vernachlässigen ist. Die Ausbeute des Leuchtens ist nach (1) am größten in dem n-Bereich, wenn wir vom unbekannten Einfluß des Faktors A/H absehen und $n_e > \gamma_{\text{HL}}/\alpha_{\text{LH}}$ ist, was der Fall sein dürfte. Im p-Bereich ist die Ausbeute bei $n_v > \gamma_{\text{AV}}/\alpha_{\text{AV}}$ verschwindend gering, so daß er zum Leuchten kaum beitragen dürfte. In der Sperrschicht ($n_e < \gamma_{\text{HL}}/\alpha_{\text{LH}}$, $n_v < \gamma_{\text{AV}}/\alpha_{\text{AV}}$) ist die Ausbeute zwar größer als im p-Bereich, aber gegen die des n-Bereich noch immer sehr klein, sofern, wie wir begründet angenommen haben, $E_{\text{HL}} > E_{\text{AV}}$. Im n-Bereich bleibt die Ausbeute bei Variation der Stromstärke konstant, solange nicht die Konzentration der injizierten Löcher so groß wird, daß durch sie n_e herabgesetzt wird oder daß es mit den übrigen Gliedern des Nenners vergleichbar wird. Durch beides würde sie erniedrigt, was aber offenbar nicht der Fall ist, da auch bei großen Stromstärken die Helligkeit linear mit dem Strom ansteigt.

Mit zunehmender Stromstärke nimmt die Konzentration der injizierten Löcher im n-Bereich und die der injizierten Elektronen im p-Bereich zu. Damit nimmt auch der Anteil der beiden Bereiche an den Rekombinationen zu und der der Sperrschicht wird verschwindend gering. Wegen der konstanten Ausbeute, insbesondere im n-Bereich, der ja allein zum Leuchten beiträgt, ist die Helligkeit der Stromstärke proportional. Nur bei sehr kleinen Stromstärken ist die Löcher- bzw. Elektroneninjektion in die n- und p-Bereiche so gering, daß ihr Anteil an den Rekombinationen zu vernachlässigen ist und der Anteil der Sperrschicht mit der schlechten Ausbeute überwiegt. Bei diesen Stromstärken wird somit praktisch kein Leuchten emittiert. Der beobachtete Schwellenwert des Stroms für den Einsatz des Leuchtens ist die Stromstärke, bei der die Zahl der Rekombinationen in dem n- und p-Bereich größer wird als in der Sperrschicht. Da bei abnehmender Temperatur zum Erreichen der gleichen Stromstärke höhere Spannung erforderlich ist, ist auch die Injektion der Löcher und der Elektronen in die n- und p-Schicht größer und die Einsatzstromstärke nimmt ab. Die Temperaturabhängigkeit der Einsatzspannung für das Leuchten sollte daher kleiner sein als die des Schwellenwerts der Stromstärke, was offenbar auch der Fall ist.

Die Temperaturabhängigkeit der Steilheit des Helligkeitsanstiegs mit dem Strom ist schwer im einzelnen zu übersehen. Sie hängt einmal ab von der Temperaturabhängigkeit des Verhältnisses der Löcher- und der Elektroneninjektion, d. h. von der des Verhältnisses der Zahl der Rekombinationen im n- und p-Bereich, über das ohne Kenntniss von Einzelheiten nichts ausgesagt werden kann, und außerdem von der Temperaturabhängigkeit der Ausbeute im n-Bereich, die durch (1) wiedergegeben wird. Im Zähler ist n_e das ausschlaggebende Glied, dessen Temperaturabhängigkeit durch die energetische Lage der Donatoren unterhalb des Leitfähigkeitsbands gegeben ist. Der Einfluß des Nenners auf den Temperaturgang der Ausbeute hängt davon ab, ob das $n_e \cdot \beta / \alpha_{AV}$ größer als $\gamma_{AV} / \alpha_{AV}$ ist oder nicht. Im ersten Fall ist sie durch die Temperaturabhängigkeit des Koeffizientenverhältnisses $\alpha_{AV} / \alpha_{HV}$ allein gegeben. Im zweiten geht über $\gamma_{AV} / \alpha_{AV}$ der energetische Abstand der Aktivatoren vom Valenzband mitbestimmend ein. Das Größenverhältnis der beiden Glieder des Nenners ist aber selbst temperaturabhängig. Wenn n_e langsamer mit der Temperatur abnimmt als $\gamma_{AV} / \alpha_{AV}$, so wird, auch wenn bei Zimmertemperatur dieses überwiegt, unterhalb einer kritischen Temperatur jenes größer.

Auch die Temperaturabhängigkeit der Emissionsfarbe ordnet sich in das Schema ein. Sie beruht auf den gleichen Vorgängen, die für den Farbumschlag bei Mehrbandenphosphoren maßgebend sind¹⁰. Es sind verschiedene Aktivatoren vorhanden, die in dem für das Leuchten maßgebenden n-Bereich durch die injizierten Löcher angeregt werden, die dabei in die Aktivatoren übergehen. Für diesen Prozeß sind nur die Konzentrationen der Akti-

vatoren und die Rekombinationskoeffizienten α_{AV} , nicht aber die energetische Lage der Aktivatorterme bestimmend, so daß zunächst bei der Anregung die Gleichgewichtsangregung der Aktivatoren, bei der bevorzugt die hoch liegenden Aktivatoren angeregt sind, nicht erreicht wird. Sie stellt sich erst durch die thermische Wechselwirkung zwischen Aktivatoren und dem Valenzband, d. h. durch den thermischen Übergang der Löcher aus den Aktivatoren ins Valenzband ein, und zwar um so langsamer, je niedriger die Temperatur ist. Mit diesem Ausgleichsprozeß steht die strahlende Rekombination der Elektronen im Leitfähigkeitsband in Konkurrenz. Bei schneller Einstellungsgeschwindigkeit der Gleichgewichtsverteilung entspricht das Intensitätsverhältnis der Emissionsbande der Gleichgewichtsverteilung der Aktivatoren, d. h. die langwellige Emission ist begünstigt, bei kleiner Einstellungsgeschwindigkeit, d. h. bei niedriger Temperatur, ist die kurzwellige intensiver. Während die Temperaturabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses der Emissionsbanden die gleiche ist wie bei den Kristallphosphoren, verschwindet in erster Näherung beim Detektorleuchten die Abhängigkeit von der Anregungsintensität, da sich zwar mit zunehmender Stromstärke die Konzentration der injizierten Löcher erhöht, die der Elektronen in der n-Schicht aber wesentlich konstant bleibt. Erst bei großen Löcherdichten ist ein Einfluß der Stromstärke zu erwarten. Die früher von Clauß⁴ beobachtete Violettverschiebung der Emission mit steigender Stromstärke bei tiefer Temperatur braucht daher nicht notwendig mit den neueren Befunden von Tetzner⁵ und Lehovc und Mitarb.⁶ im Gegensatz zu stehen.

¹⁰ S. M. Schön, Z. Physik **119**, 463 [1942]; H. A. Klasens, Nature [London] **158**, 306 [1946]; M. E.

Wise u. H. A. Klasens, J. Opt. Soc. Amer. **38**, 226 [1948]; M. Schön, Ann. Physik (6) **3**, 333 [1948].