

Induzierte Photoelektronen- und Thermoelektronennachemission von Na_2CO_3

Von A. SCHARMANN und G. SEIBERT

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. **18 a**, 257–258 [1963]; eingeg. am 30. Dezember 1962)

An anderer Stelle wurde berichtet, daß die Kristallwasserabgabe kristallwasserhaltiger Stoffe bei Temperaturerhöhung in der Regel mit einer Elektronenemission verbunden ist¹. Die mit der Kristallwasserabgabe verbundenen Glow-Maxima beim Aufheizen der wasserhaltigen Modifikationen liegen bei denselben Temperaturen wie die Glow-Maxima, die man erhält, wenn man die entwässerten Substanzen mit Elektronen beschießt und dann aufheizt. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde an entwässertem Na_2CO_3 der Effekt der induzierten Photoemission (IPE) beobachtet.

Unter IPE wird eine Emission von Elektronen bereits bei einer Bestrahlung mit sichtbarem oder ultrarotem Licht verstanden, wenn der Kristall vorher z. B. durch energiereiche Strahlung oder mechanisch angeregt wurde. Im Gegensatz zum gewöhnlichen Photoeffekt, der ohne vorherige Anregung des Kristalls erst bei kürzeren Wellenlängen auftritt, nimmt die Intensität der IPE zeitlich ab.

Zunächst kann man vermuten, daß die für die Thermoemission verantwortlichen Haftstellen mit denen der IPE identisch sind, wie es z. B. bei Ge und Si der Fall ist². Um dies zu entscheiden, wurden die Glow-Kurven nach Elektronenanregung mit und ohne Einstrahlung von sichtbarem Licht aufgenommen (Abb. 1).

Die Intensität der Elektronenemission bei Kristallwasserabgabe des $\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot 10 \text{ H}_2\text{O}$ -Kristalls ist im Vergleich zu der Intensität der Elektronenemission der entwässerten Substanz nach Anregung durch 4 keV-Elektronen relativ klein. Ergänzend sei bemerkt, daß die Intensität der hier gemessenen Elektronenemission bei der Kristallwasserabgabe im Vergleich zu der anderer Substanzen relativ hoch ist¹.

Während sich die drei Kurven im Hinblick auf die Intensität stark unterscheiden, haben sie alle gleiche äußere Form und die Maxima aller drei Kurven liegen jeweils bei denselben Temperaturen. Das Maximum der im sichtbaren Licht aufgenommenen Glow-Kurve (a) ist etwa doppelt so hoch wie das der im Dunkeln erhaltenen Kurve (b). Aus Messungen mit einer wesentlichen Wartezeit im Dunkeln konnte weder ein wesentlicher Einfluß der Zeit auf die Thermoelektronennachemission noch auf die IPE festgestellt werden.

Läßt man jedoch nach Elektronenanregung die IPE bei Zimmertemperatur während Lichteinstrahlung bis unter 1% der Anfangsintensität abklingen, so ergibt sich beim anschließenden Aufnehmen der Glow-Kurve mit und ohne Lichteinstrahlung der gleiche Kurvenverlauf wie bei der Thermoelektronennachemission

(Kurve b). Das bedeutet, daß die Quelle für die IPE eine andere sein muß als für die Thermoelektronennachemission. Die Störstelleneigenschaften für die IPE und die Thermoelektronennachemission sind verschieden.

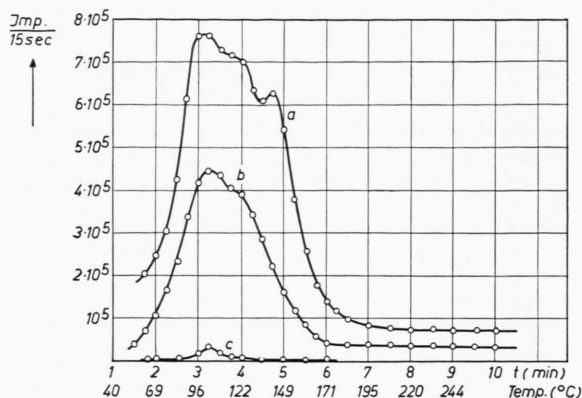


Abb. 1. Thermoelektronenemission und induzierter Photoeffekt von Natriumcarbonat. a) Thermoelektronennachemission von entwässertem Na_2CO_3 nach Elektronenanregung (4 keV, 10^{15} Elektronen pro $0,5 \text{ cm}^2$) bei gleichzeitiger Einstrahlung mit sichtbarem Licht (IPE). b) Thermoelektronennachemission von entwässertem Na_2CO_3 nach Elektronenanregung (4 keV, 10^{15} Elektronen pro $0,5 \text{ cm}^2$) ohne Lichteinstrahlung. c) Thermoelektronenemission beim Aufheizen des kristallwasserhaltigen Kristalls ($\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot 10 \text{ H}_2\text{O}$). Aufheizgeschwindigkeit in allen Fällen $0,5 \text{ Grad/sec}$.

Eine weitere in der bisher untersuchten induzierten Photoemission nicht aufgetretene Eigenschaft ergab folgendes Experiment: Nach Anregung eines Na_2CO_3 -Einkristalls durch Elektronen (4 keV) wurde die Probe im Dunkeln auf 250°C hochgeheizt, wieder auf Zimmertemperatur abgekühlt und auf IPE untersucht. Es stellte sich heraus, daß durch das Hochheizen im Dunkeln auf 250°C die Empfindlichkeit für Licht verlorengegangen war; es trat beim anschließenden Hochheizen keine Emission mehr auf. Das steht im Gegensatz zu den Ergebnissen bei den Alkalihalogeniden (z. B. NaCl). Dort zeigt sich auch noch eine IPE nach mehrmaligem Hochheizen auf 300°C , ohne zwischendurch neu mit Elektronen anzuregen³.

Wie nach Elektronenanregung zeigt Na_2CO_3 auch nach α -Anregung mit einem Po-210-Präparat (5,3 MeV) bei etwa 100°C ein Maximum der Thermoelektronennachemission und eine schwache IPE.

Die Meßergebnisse können mit folgendem anschaulichen Bild gedeutet werden:

Bei Anregung durch Elektronenbeschuß wird eine dünne Oberflächenschicht, etwa aus adsorbiertem oder chemisorbiertem Fremdgas, gestört. Die entstandenen Störstellen bilden die Quelle für die Thermoelektronennachemission.

¹ W. HANLE, A. SCHARMANN u. G. SEIBERT, Z. Phys. **171**, 497 [1963].

² G. KANZLER, Dissertation, Gießen 1961.

³ G. HERKLOTZ, Diplomarbeit, Gießen 1962; dort weitere Literatur.



Da die Eindringtiefe des sichtbaren Lichts größer ist als die Dicke dieser Oberflächenschicht, muß man annehmen, daß die für die IPE verantwortlichen Haftstellen, die ebenfalls beim Elektronenbeschuß entstehen, tiefer im Kristall liegen als die Störstellen der Thermoelktronennachemission. Durch das sichtbare Licht gelangen die Elektronen, die sich in mehr im Inneren des Kristalls liegenden Haftstellen befinden, ins Leitungsband und laufen an die Oberfläche. Dort können sie

durch einen noch ungeklärten Emissionsmechanismus, in dem auch die gestörte Oberflächenschicht eine Rolle spielt, befreit werden. Hierdurch wird verständlich, daß durch eine Regeneration der gestörten Oberflächenschicht auch die IPE verschwindet.

Herrn Prof. Dr. W. HANLE sind wir für stete Förderung und Diskussionen, der Deutschen Forschungsgemeinschaft für Zuwendungen zu großem Dank verpflichtet.

Spiralstrukturen und Widerstandsextrema in Hochfrequenzentladungen

Von H. SCHLÜTER *

The University of Texas, Austin, Texas, U.S.A.

(Z. Naturforsch. 18 a, 258—259 [1963]; eingegangen am 14. Januar 1963)

In früheren Arbeiten¹⁻³ wurden stationäre Hochfrequenzentladungen in einem statischen Magnetfeld beschrieben. Die beobachteten Minima der Sendergitterspannung (eine monotone Funktion des Ohmschen Entladungswiderstandes) als Funktion der Magnetfeldstärke wurden im Hinblick auf Resonanzen bei der hybriden Ionen-Elektronen-Gyrationsfrequenz $\nu_0 = \sqrt{\nu_i \nu_e}$ und in Analogie zu anomalen Diffusionseffekten bei Gleichstromentladungen diskutiert. Hier werden einige neuere Beobachtungen (gewonnen an einer Apparatur ganz ähnlich der früher benutzten) kurz dargestellt, die typisch für die Entladungsvorgänge sind und von Interesse für laufende theoretische Untersuchungen sein dürften.

1.

Abb. 1 zeigt eine Aufsicht auf das Entladungsrohr entlang der Achse des Magnetfeldes. Fünf Spiralarme sind erkennbar, die von hinten außen, aus dem Gebiet der Senderspule und schwächerer Magnetfeldstärke, nach innen vorne laufen, in den „Hals“ der benutzten „magnetischen Flasche“. Solche Spiralstrukturen sind bisher beobachtet worden, wenn die Kopplung zwischen Sender und Entladung verhältnismäßig stark ist (14 bis 30 MHz Senderfrequenz f , 1 oder 2 Windungen der Kopplungsspule)⁴. Die Spiralarme sind stationär für gewisse Magnetfeldstärken. Diese fallen im früher hauptsächlich untersuchten Druckbereich ($\sim 0,2$ mm Hg Wasserstoff-Druck) recht gut mit den Magnetfeldstärken zusammen, für die Minima der Sendergitterspannung beobachtet sind¹. (Wenn bei extremer Kopplung die Gitterspannungskurven entarten und abflachen, sind die Minima nicht mehr beobachtbar; für solche Fälle

können die Messungen bei schwächerer Kopplung extrapoliert werden.) Auf Experimente bei wesentlich tieferem Druck ist im 2. Abschnitt eingegangen. Bei hohem Druck tritt eine Plasmaballung im „Hals der magnetischen Flasche“ auf, wie sie im Zentrum von Abb. 1 zu sehen ist. Die genaue Form einer solchen Ballung hängt hauptsächlich von der Magnetfeldstärke ab; für etwa den zweifachen Wert der Magnetfeldstärke, bei der die Spiralstruktur stationär ist, bekommt die Plasmaballung annähernd die Form eines Hohlzylinders.

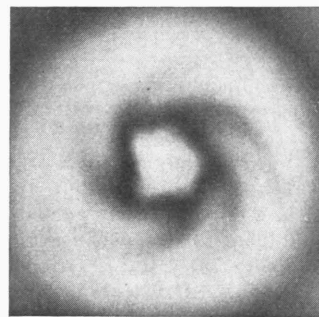


Abb. 1. Aufsicht auf die Spiralstruktur.

Der Windungssinn der Spiralarme ist derart, daß $\mathbf{B} \times \mathbf{v}$ nach innen, von der Wand des Entladungsgefäßes weg zeigt, wenn \mathbf{v} ein Vektor entlang eines Spiralarmes ist und vom Gebiet der Senderspule zum Gebiet stärkerer Magnetfeldstärke zeigt (\mathbf{B} Magnetfeldvektor). Dieser Windungssinn wäre nicht zu erwarten, falls ein enger Zusammenhang bestände mit einem anomalen Diffusionsmechanismus beschrieben durch eine erweiterte Form der KADOMTSEV-NEDOSPASOV-Theorie, unter Annahme eines (Elektronen-)Stromes in Richtung stärkerer Magnetfeldstärke. Die KADOMTSEV-NEDOSPASOV-Theorie erklärt in recht befriedigender Weise die anomalen Diffusionseffekte in Gleichstromentladungen unter Annahme helischer Störungen in der Stromverteilung^{5,6}. Untersuchungen von GELLER⁷ bestätigten kürz-

* Beurlaubt vom Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

¹ H. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. 15 a, 281 [1960].

² H. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. 15 a, 744 [1960].

³ H. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. 16 a, 972 [1961].

⁴ Erste Beobachtungen sind enthalten im Anhang zur Dissertation, München 1961.

⁵ B. B. KADOMTSEV u. A. V. NEDOSPASOV, J. Nucl. Energy 1, 230 [1960].

⁶ G. GUEST u. A. SIMON, Phys. Fluids 5, 121 [1962].

⁷ R. GELLER, Phys. Rev. Letters 9, 248 [1962].