

Bemerkungen zum Mechanismus des Sekundär-emissionseffektes an Erdalkalioxydschichten

Von P. Görlich, A. Krohs und H.-J. Pohl

VEB Carl Zeiss, JENA

(Z. Naturforsch. 10a, 1029–1030 [1955]; eingeg. am 7. November 1955)

Bei der Entwicklung serienmäßig herstellbarer Photoelektronenvervielfacher¹ ließen einige Meßergebnisse, insbesondere Abweichungen von der Linearität bei höheren Primärstromdichten², die Vermutung aufkommen, daß der Sekundäremissionskoeffizient (SEK) δ (gemeint ist das Verhältnis zwischen Sekundärstrom und Primärstrom) oberhalb einer gewissen Primärstromdichte kleiner werden müßte, sofern oxydierte Erdalkalischichten oder oxydierte Erdalkalilegierungsschichten als Sekundärkathoden Verwendung finden. Der Effekt hätte früheren Beobachtern entgehen können, weil er durch Ermüdungserscheinungen der genannten Kathodenschichten, die bei höheren Primärstromdichten experimentell nachgewiesen sind, überdeckt werden könnte.

Nach kritischer Überprüfung der bekannten Meßmethoden, worüber einer von uns (H.-J. Pohl) nächstens im Jenaer Jahrbuch berichtet wird, konnte mit Hilfe oszillographischer Registrierung sichergestellt werden, daß bei konstanter Saugspannung der SEK δ oberhalb einer Primärstromdichte von $\sim 10^{-6} \text{ A/mm}^2$ an einer oxydierten Erdalkalilegierungsschicht mit wachsender Primärstromdichte abnimmt. Es handelt sich um einen durchaus gut reproduzierbaren Effekt.

Als bemerkenswertes Resultat der vorläufigen Untersuchungen muß vermerkt werden, daß der Effekt vom Oxydationsgrad der Erdalkalilegierung abhängig ist, und zwar in der Weise, daß die Abhängigkeit des SEK δ von der Primärstromdichte bei um so niedrigeren Werten der letzteren einsetzt, je weiter die Oxydation fortgeschritten ist. Der Einfluß der Primärstromdichte wird geringer, wenn ein höheres Absaugfeld angelegt wird und ebenso, wenn die SE-Kathode erhitzt wird. Die Erhitzung erfolgt dabei natürlich nur in einem Temperaturbereich, in dem keine Veränderung des SEK durch Strukturänderung der Schicht auftreten kann.

Um Sättigung des Sekundäremissionsstromes zu erhalten, mußten wir zwischen Kollektor und SE-Kathode Saugspannungen von $\sim 20 \text{ V}$ anlegen. Diese Tatsache wird auch von Lepeschinskaja und Tumorin³ mitgeteilt, die an oxydierten Erdalkalilegierungen bei Primärstromdichten im Bereich von 10^{-11} bis 10^{-8} A/mm^2 $\sim 20 \text{ V}$ Saugspannung anlegen mußten, um Sättigung des SE-Stromes zu erzielen. Eine Abhängigkeit des SEK δ konnte von ihnen bei den von ihnen benutzten Primärstromdichten naturgemäß nicht gefunden werden. Jedoch schlossen sie aus ihren Untersuchungen, daß die Ober-

fläche der oxydierten Erdalkalilegierung eine hemmende Wirkung haben müßte.

Die Vielfältigkeit der experimentellen Befunde an zusammengesetzten SE-Schichten, neben den Erdalkalischichten und den Erdalkalilegierungsschichten (beide Schichtenarten zudem oxydiert bzw. anderweitig formiert) die entsprechenden Alkalikombinationen eingeschlossen, bietet im Augenblick noch wenig Ansatzmöglichkeiten zur Eliminierung gemeinsamer Gesetzmäßigkeiten; uns scheint jedoch, daß der von uns beschriebene Effekt dazu auffordert, den Oberflächenzuständen der Schichten größere Bedeutung zuzuschreiben als etwa den Fragen nach dem Einfluß der Elektronennachlieferung oder den Fragen nach dem Einfluß der Struktur der tieferen Schichtlagen auf die SE-Ausbeute⁴, ohne den letzteren Fragen Bedeutungslosigkeit zuschreiben zu wollen. Wir befinden uns damit in Übereinstimmung mit Lepeschinskaja und Tumorin, aber auch mit anderen, insbesondere mit Nelson⁵, der die Wirkung der inhomogenen Oberfläche (allerdings nicht einer oxydierten Erdalkalilegierungsschicht) in Analogie zur Wirkung des negativen Steuergitters einer Elektronenröhre setzt. Die Primärstromdichten, bei denen die von uns festgestellte Abhängigkeit des SEK δ einzusetzen beginnt, sind nicht hinreichend groß, um im Vakuum Raumladungsschichten hervorzurufen, wohl aber, um solche in der Oberfläche der SE-Schicht zu erzeugen. Liegt die Entstehungszeit der SE-Elektronen⁶ in der Größenordnung von $5 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$, so befinden sich im Auslösevolumen, begrenzt durch 1 mm^2 der Oberfläche, bei unseren Primärstromdichten jeweils ~ 2500 Primär- und Sekundärelektronen, statt deren ~ 25 bei den niedrigeren Primärstromdichten, die Lepeschinskaja und Tumorin anwandten.

Die weitere Untersuchung des Effektes scheint uns lohnend, mag sie in der Richtung weitergehen, daß, etwa durch schrägen Auffall der Primärstrahlung, versucht werden soll, Aufklärung über die wirksame Tiefe der SE-Auslösung und damit über die Größe des Auslösevolumens zu erhalten, oder in einer Richtung, die die Verteilung der Raumladung in Oberflächennähe zu ermitteln gestattet. Unter Berücksichtigung der Ergebnisse der neueren Halbleiterforschung könnte man sich einen Zusammenhang mit der *channel*-Bildung durchaus vorstellen. Die vorgesehenen Untersuchungen wollen wir in der Weise ergänzen, daß auch Aufklärung darüber erhalten wird, ob die festgestellte Abnahme des SEK δ oberhalb der kritischen Primärstromdichte eine „wahre“ oder nur eine durch gewisse Absorptionsverhältnisse der Elektronen, bzw. durch die Art der verwendeten Schichtstrukturen oder auf eine andere Weise hervorgerufene „scheinbare“ Abnahme ist, ob also, bezogen auf die Zahl der zum SE-Prozeß beitragenden Primärelektronen, die

¹ P. Görlich u. L. Schmidt, Nachrichtentechnik 5, 306 [1955].

² Nichtlinearität wird über größere Bereiche allgemein festgestellt, vgl. z.B. J. F. Raffle u. E. J. Robbins, Proc. Phys. Soc., B 65, 320 [1952].

³ N. W. Lepeschinskaja u. W. M. Tumorin, Z. techn. Phys. (russ.) 24, 1933 [1954].

⁴ Vgl. z. B. P. Görlich, Phys. Z. 42, 129 [1941]; 43, 121 [1942].

⁵ H. Nelson, J. Appl. Phys. 9, 592 [1938].

⁶ Vgl. u. a. R. R. Law, Phys. Rev. 85, 391 [1952]; M. H. Greenblatt, Phys. Rev. 95, 633 [1954].



Zahl der erzeugten Sekundärelektronen mit steigender Primärstromdichte oberhalb ihres kritischen Wertes abnimmt oder nicht.

Zusammenfassung: Es wird darauf aufmerksam ge-

macht, daß an oxydierten Erdalkalilegierungsschichten bei festgehaltener Saugspannung der Sekundäremissionskoeffizient δ von der Primärstromdichte abhängig ist, wenn diese größer als $\sim 10^{-6} \text{ A/mm}^2$ wird.

Magnetische Eigenschaften von elektrolytisch niedergeschlagenen dünnen Nickelschichten

Von Ludwig Reimer

Physikalisches Institut der Universität Münster/Westf.
(Z. Naturforsch. **10a**, 1030—1031 [1955]; eingeg. am 26. Oktober 1955)

Nach einer Theorie von Néel¹ und Kittel² bilden sich unterhalb einer kritischen Schichtdicke, wenn diese in die Größenordnung der Dicke einer Blochschen Wand gelangt, keine Bloch-Wände mehr aus und die ganze Schicht besteht aus Eindomänenbereichen. Da eine Ummagnetisierung durch Wandverschiebungsprozesse dann nicht mehr möglich ist, können nur Drehprozesse ablaufen, die wesentlich höhere Koerzitivkräfte zur Folge haben. Je nachdem welche Anisotropiekräfte für die Einstellung der Magnetisierungsvektoren wirksam sind, kann man die Abschätzungsformeln für die Größe der Koerzitivkraft angeben:

$$H_c = 2K/J_s \text{ (Kristallanisotropie)}, \quad (1)$$

$$H_c = 3\lambda\sigma_i/J_s \text{ (Spannungsanisotropie)}, \quad (2)$$

$$H_c = (N_t - N_0)J_s \text{ (Gestalts- oder Formanisotropie)}. \quad (3)$$

Der letzte Fall tritt dann ein, wenn die Einzelteilchen eine längliche Gestalt haben und der Unterschied der Entmagnetisierungsfaktoren N_0 in der längsten Achse und N_t transversal hierzu so groß wird, daß die magnetostatische Energie die Kristall- und Spannungsanisotropie überwiegt.

Die theoretisch zu erwartenden Änderungen der Koerzitivkraft mit abnehmender Schichtdicke sind daher besonders groß. Aber auch in anderen Kenngrößen der Magnetisierungskurve ist eine Änderung zu erwarten, sobald die Eindomänenstruktur unterhalb einer kritischen Schichtdicke einsetzt. In der Spannungstheorie des Ferromagnetismus bestehen interessante Zusammenhänge zwischen Koerzitivkraft und Anfangspermeabilität und anderen Größen. Auch diese Zusammenhänge ändern sich, so daß man in ihnen ein Kriterium besitzt, unterhalb welcher Schichtdicke die Eindomänenstruktur eingesetzt hat und oberhalb welcher man noch mit der klassischen Spannungstheorie rechnen kann. Zu diesem Zweck war eine genaue ballistische Messung der magnetischen Kenngrößen über einen möglichst großen Schichtdickenbereich erwünschenswert.

Die Schwierigkeiten liegen begreiflicherweise darin, daß die Schichten unterhalb einer gewissen Dicke keine ausreichende Induktionsspannung mehr ergeben. Elenbaas³ gelangte immerhin bis zu einer Schichtdicke von $0,1 \mu$, was auch als Empfindlichkeitsgrenze vom Verfasser erreicht wurde. Um an noch dünneren Schichten messen

zu können, wurde der ballistische Ausschlag dadurch verstärkt, daß mehrere Nickelschichten übereinander elektrolysiert wurden mit jeweils einer ebenfalls elektrolytisch niedergeschlagenen Kupferschicht als Zwischenlage. Die Abscheidung der Nickelschichten erfolgte aus einem technischen Nickelbad mit 6 mA/cm^2 Stromdichte. Die Schichtdicke wurde bei den dicken Schichten stets durch Wägung und bei den dünnen Schichten mit Hilfe des Faradayschen Gesetzes ermittelt, nachdem Versuche ergaben, daß dieses bis zu den geringsten Schichtdicken gültig ist. In einem besonderen Versuch wurde festgestellt, daß die Dicke der Kupferschicht etwa 10-mal so dick wie die einzelnen Nickelschichten sein muß, damit diese sich nicht gegenseitig beeinflussen.

Die Meßergebnisse der Koerzitivkraft (Abb. 1) ergeben bei dicken Schichten oberhalb 1μ einen fast konstanten Wert von 70 Oe, den man mit Hilfe der Spannungstheorie des Ferromagnetismus erklären kann, da die Schichten stets unter großen Zugspannungen stehen (Röntgenographische Messungen der Linierverschiebung der Debye-Scherrer-Linien und magnetische Messungen der reversiblen Magnetisierungsarbeit ergaben übereinstimmend Zugspannungen von 24 kg/mm^2). Dies bestätigt auch eine Temperung bei der relativ geringen Temperatur von 200°C (Abb. 1). Demgegenüber ändert selbst eine Temperung bei 400°C die hohen Koerzitivkräfte der Schichten unterhalb 1μ kaum. Hier wird die Erhöhung der Koerzitivkraft durch das Auftreten der Eindomänenstruktur hervorgerufen. Die Messung der Temperaturabhängigkeit der Koerzitivkraft (Messungen bei -190°C) ergab Proportionalität mit der Sättigungsmagnetisierung J_s . D. h. aber, daß hier nach (3) Gestaltsanisotropie für die Größe der Koerzitivkraft bestimmend ist.

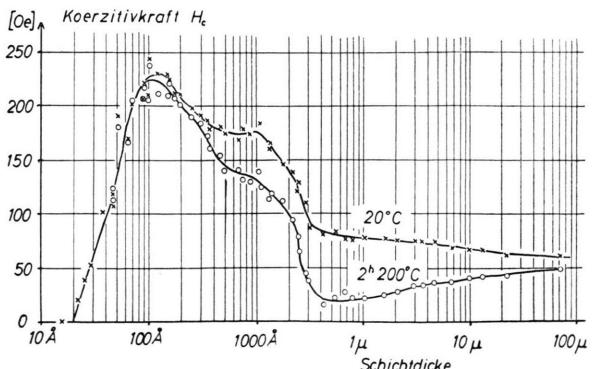


Abb. 1. Koerzitivkraft elektrolytisch abgeschiedener Nickelschichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke nach Herstellung (20°C) und nach 2-stdg. Temperung bei 200°C .

¹ L. Néel, C. R. Acad. Sci., Paris, **224**, 1488 [1947].

² C. Kittel, Phys. Rev. **70**, 96 [1946].

³ W. Elenbaas u. W. F. von Peype, Z. Phys. **76**, 829 [1932].