

Abb. 5. Verteilung der Zündverzüge einer Niederdruck-funkenstrecke mit Trigger in der Anode.  $p_0 = 2,5 \cdot 10^{-2}$  Torr. Zugspannung 20 kV. Induktivität des Triggerkreises  $3,3 \cdot 10^{-7}$  H. Triggerkondensator-Ladespannung 20 kV; Polarität: a feldverstärkend (identisch mit Abb. 2a), b feldschwächend.

aufgenommen wurde. Die Kurven unterscheiden sich in der kürzesten Aufbauzeit und der mittleren Streuzeit; weiterhin zeigt die Verteilung bei feldverstärkender Triggerspannung den bereits erwähnten Knick bei  $N/N_0 \approx 0,3$ , der bei Feldschwächung nicht auftritt.

Der Knick, die geringfügig verkürzte kleinste Aufbauzeit und die von 14 auf 10 ns reduzierte mittlere Streuzeit lassen sich somit auf die Auswirkung der Feldverstärkung durch die Triggerspannung zurückführen.

Der Einfluß der Feldverstärkung auf die Verteilung der Zündverzüge ist gering, da die Spannung an der gezündeten Triggerfunkentstrecke nur die Größenordnung 1 kV erreicht.

Fräulein D. SCHWAB sowie den Herren J. STROH und F. BECKER sei für ihre Mithilfe bei den Experimenten, Herrn W. HERTZ für wertvolle Diskussionen herzlich gedankt.

## Über die Zündwahrscheinlichkeit einer Niederdruckfunkentstrecke bei Spannungswiederkehr nach Strombelastung

W. FRIE und A. MICHEL

Siemens Aktiengesellschaft, Forschungslaboratorium Erlangen

(Z. Naturforschg. 22 a, 1980—1984 [1967]; eingegangen am 26. Juli 1967)

Kehrt bei einer fremdausgelösten Niederdruckfunkentstrecke nach vorangegangener Impulstrombelastung die Elektrodenspannung zeitverzögert wieder, so nimmt die Wahrscheinlichkeit der Selbstzündung mit fortschreitender Entionisierung ab. Die Durchbruchshäufigkeit als Funktion der Verzögerungszeit beschreibt die Wiederkehr der Spannungsfestigkeit. Eine von der Entionisierung durch ambipolare Diffusion und Volumenrekombination ausgehende Theorie der Wiederzündwahrscheinlichkeit ist in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Sie gilt auch für die den gleichen Mechanismen unterliegenden Ignitrons und Vakuum-Leistungsschalter.

Bei fremdausgelösten Niederdruckfunkentstrecken mit Hilfsfunken in Kathode<sup>1</sup> oder Anode<sup>2</sup> ist nicht nur das Schaltvermögen und der Zündmechanismus von Interesse, sondern auch die Frage, wie schnell die Strecke nach vorangehender Strombelastung wieder spannungsfest wird. An die Elektroden kann nach Ende des Stromflusses nicht sofort wieder die volle Arbeitsspannung angelegt werden, da die Leitfähigkeit des Plasmas nur langsam abklingt. Die Zeit bis zur Wiederkehr der Spannungsfestigkeit wird abhängig sein von der Art und dem Druck des Füllgases, dem Strom, der Stromflußdauer und den Elektroden- und Wandmaterialien des Entladungs-

gefäßes. Weiter kann die Expansionsmöglichkeit für das Entladungsplasma und die Sauggeschwindigkeit der Vakuumpumpe einen Einfluß haben.

### 1. Experimentelle Anordnung

Um die Wiederkehr der Spannungsfestigkeit zu messen, ist ein einmaliger Rechteckstromstoß zur Ionisation des Gases am günstigsten. Ein solcher Verlauf ist aber experimentell nur mit großem Aufwand herzustellen, und es wurden deshalb nahezu kritisch gedämpfte Stromimpulse verwendet. Die Meßschaltung ist in Abb. 1 wiedergegeben. Nicht

<sup>1</sup> W. FRIE u. A. MICHEL, Z. Naturforschg. 22a, 1963 [1967].

<sup>2</sup> W. FRIE u. A. MICHEL, Z. Naturforschg. 22a, 1975 [1967].



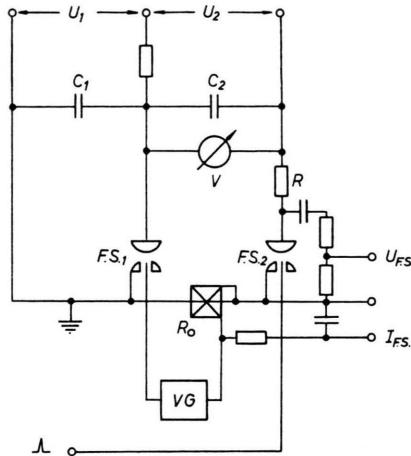


Abb. 1. Schaltung zum Messen der Zündwahrscheinlichkeit.

gezeichnet ist die Kreisinduktivität. Der Widerstand  $R$  dient zur Dämpfung. Die Kondensatoren  $C_1$  und  $C_2$  werden auf unterschiedliche Spannung aufgeladen und die Prüffunkenstrecke FS 2 gezündet. Dadurch fließt ein Teil der Ladung des höher aufgeladenen Kondensators bis zum Spannungsausgleich ab. Die Impulsstromamplitude ist der Spannungsdifferenz  $\Delta U$  direkt proportional.

Der Anstieg des Ausgleichsstromes induziert in dem Rogowski-Gürtel  $R_o$  ein Signal, welches vom Verzögerungsgerät VG um eine wählbare Zeit  $t_u$  verzögert die Funkenstrecke FS 1 zündet. Dadurch kehrt über der Prüffunkenstrecke plötzlich die Ausgleichsspannung wieder, die dann zusammenbricht, wenn die Funkenstrecke erneut zündet. Abb. 2\* zeigt Oszillogramme des Stromes durch die Prüfstrecke sowie der daran abfallenden Spannung, und zwar 2a für den Fall der sofortigen Wiederzündung, 2b der verzögerten Wiederzündung und 2c der Spannungsfestigkeit bei Spannungswiederkehr.

Die Ladespannungen  $U_1$  und  $U_2$  der beiden Kapazitäten  $C_1$  und  $C_2$  berechnen sich bei vorgegebener Spannungsdifferenz  $\Delta U$  und Ausgleichsspannung  $\bar{U}$  aus der Bedingung für den Spannungsausgleich:

$$\bar{U} = (C_1 U_1 + C_2 U_2) / (C_1 + C_2) \quad (1)$$

$$\text{zu} \quad U_1 = \bar{U} + \frac{1}{1 + C_1/C_2} \Delta U, \quad (2)$$

$$U_2 = U_1 - \Delta U. \quad (3)$$

Werden bei einer festen Verzögerung  $t_u$  der wiederkehrenden Spannung  $\bar{U}$  gegen den Anstieg des Im-

pulsstromes insgesamt  $N_0$  Versuche gemacht und wird der Bruchteil  $N_{tu}/N_0$  der Versuche, die zu einer Wiederzündung der Prüffunkenstrecke im Intervall  $t_u \leq t \leq \infty$  führen, in halblogarithmischem Maßstab gegen  $t_u$  aufgetragen, so ergibt sich ein waagrechter Verlauf, der asymptotisch in eine abfallende Gerade einmündet.

## 2. Theorie der Zündwahrscheinlichkeit bei Spannungswiederkehr

Bei niedrigen Drucken, wie sie in der Funkenstrecke gegen Ende des Abklingvorganges vorliegen, erfolgt die Entionisierung durch ambipolare Diffusion. Der Allgemeinheit wegen soll in den folgenden Überlegungen auch die bei höheren Drucken noch zu berücksichtigende Volumenrekombination in Rechnung gestellt werden. Ist  $\tau$  die Zeitkonstante für die ambipolare Diffusion und  $R$  der Rekombinationskoeffizient, dann gilt für das zeitliche Abklingen der Elektronendichte  $n_e$ :

$$dn_e/dt = -(n_e/\tau + R n_e^2), \quad (4)$$

$$n_e(t) = n_{e0} \frac{\exp(-t/\tau)}{1 + R n_{e0} \tau (1 - \exp(-t/\tau))}. \quad (4a)$$

Wird zur Zeit  $t = 0$  im Entladungsraum die Elektronendichte  $n_{e0}$  geschaffen und zur Zeit  $t_u$  eine konstante Spannung an die Elektroden gelegt, so bricht die Strecke mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch. Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron vor der Kathode während  $t$  bis  $t + dt$  anzutreffen, sei  $a \cdot n_e(t)$ . Aus einem Elektron in Kathodennähe entwickelt sich mit der ab Anlegen der Spannung konstanten Wahrscheinlichkeit  $p$  eine Lawine, die zum Durchbruch führt. Wird mit  $n_{t_u}^t$  die Anzahl der Versuche bezeichnet, die von  $t_u$  bis  $t$  noch keine Zündung ergeben, so beträgt ihre Abnahme<sup>3</sup> im Intervall von  $t$  bis  $t + dt$ :

$$(dn_{t_u}^t)/n_{t_u}^t = -a p n_e(t) dt. \quad (5)$$

Wegen

$$p = \begin{cases} 0 & \text{für } 0 \leq t < t_u \\ \text{const} > 0 & \text{für } t_u \leq t \leq \infty \end{cases}$$

und  $n_{t_u}^t = N_0$  für  $t \leq t_u$

gilt im Intervall  $t_u \leq t \leq \infty$

$$\frac{n_{t_u}^t}{N_0} = \left\{ \frac{1 + R n_{e0} \tau (1 - \exp(-t_u/\tau))}{1 + R n_{e0} \tau (1 - \exp(-t/\tau))} \right\}^{ap/R}. \quad (6)$$

<sup>3</sup> M. v. LAUE, Ann. Phys. Leipzig **76**, 261 [1925].

\* Abb. 2 auf Tafel S. 1970 b.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ab Wiederkehr der Spannung zur Zeit  $t_u$  bis  $t \rightarrow \infty$  ein Durchbruch stattfindet, ist:

$$W_{t_u}^{\infty} = 1 - n_{t_u}^{\infty} / N_0 \\ = 1 - \left\{ 1 - \frac{R n_{e_0} \tau}{1 + R n_{e_0} \tau} \exp(-t_u/\tau) \right\}^{ap/R}. \quad (7)$$

Bei den hier vorliegenden Drucken spielt die Volumenrekombination noch keine Rolle. Für  $R \rightarrow 0$  bekommt man aus (7):

$$W_{t_u}^{\infty} = 1 - \exp(-a p n_{e_0} \tau \exp(-t_u/\tau)). \quad (7a)$$

Mit den Abkürzungen:

$$t_u/\tau = x; \quad a p n_{e_0} \tau = e^{x'}, \quad (8)$$

ergibt sich die normierte Darstellung:

$$W_x^{\infty} = 1 - \exp(-e^{x'} - x), \quad (9)$$

die in Abb. 3 wiedergegeben ist. Für  $x - x' < -2$  fällt der Funktionsverlauf praktisch mit der Geraden  $W^{\infty} = 1$  zusammen und geht für  $x - x' > 2$

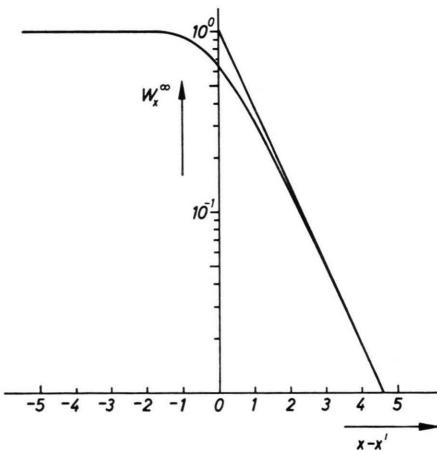


Abb. 3. Theoretischer Verlauf der Zündwahrscheinlichkeit einer Niederdruckfunkstrecke bei Spannungswiederkehr nach Impulsbelastung als Funktion der Zeit in dimensionslosen Einheiten.

asymptotisch in einen exponentiellen Abfall über. Die Gleichung der Asymptote ist

$$W_x^{\infty} = e^{-(x - x')}. \quad (10)$$

Sie schneidet die Gerade  $W^{\infty} = 1$  für  $x = x'$ . Für  $x = x'$  ergibt sich

$$W_{x'}^{\infty} = 1 - 1/e. \quad (11)$$

Durch  $t' = x' \tau = \tau \cdot \ln(a p n_{e_0} \tau)$  und  $\tau$  wird somit die Wiederkehr der Spannungsfestigkeit einer Funkenstrecke charakterisiert.

### 3. Vergleich von Experiment und Theorie

Abb. 4 zeigt den theoretischen Verlauf zusammen mit den experimentellen Werten aus neun Meßreihen. Die Punkte fallen teilweise aufeinander, was durch Verstärkung angedeutet ist.

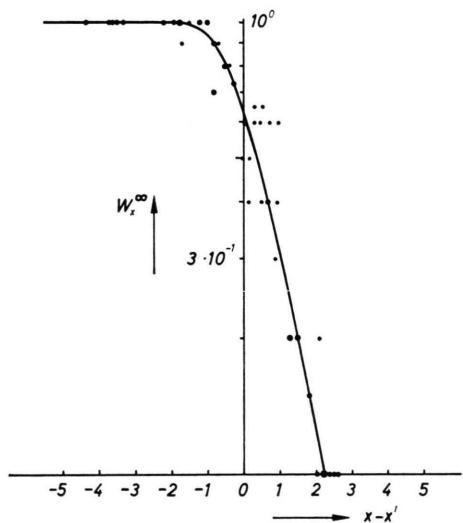


Abb. 4. Experimenteller und theoretischer Verlauf der Zündwahrscheinlichkeit einer Niederdruckfunkstrecke bei Spannungswiederkehr nach Impulsbelastung als Funktion der Zeit in dimensionslosen Einheiten.

In Abb. 5 ist der bei einem Druck von  $5 \cdot 10^{-3}$  Torr Luft und einer Impulsstromamplitude von 9,4 kA gemessene zusammen mit dem theoretischen Verlauf der Wiederzündwahrscheinlichkeit für 10 bzw. 15 kV dargestellt. Um den theoretischen Verlauf

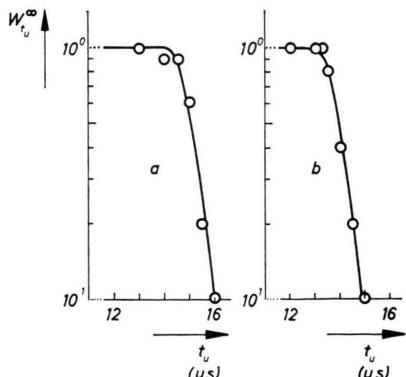


Abb. 5. Zündwahrscheinlichkeit einer Luft-Niederdruckfunkstrecke bei Spannungswiederkehr nach 9,4 kA Impulsstrombelastung als Funktion der Zeit nach Stromflußbeginn.  $p_0 = 5 \cdot 10^{-3}$  Torr. a Wiederkehrende Spannung 10 kV,  $t' = 14,9 \mu s$ ,  $\tau = 0,5 \mu s$ ; b Wiederkehrende Spannung 15 kV,  $t' = 13,8 \mu s$ ,  $\tau = 0,5 \mu s$ .

berechnen zu können, ist  $t'$  und  $\tau$  aus den experimentellen Werten zu ermitteln. Es ist:

$$\ln \ln[(1 - W_{t_u}^{\infty})^{-1}] = - (1/\tau) (t_u - t'). \quad (12)$$

Wird  $\ln \ln[(1 - W_{t_u}^{\infty})^{-1}]$  gegen  $t_u$  aufgetragen, so ergeben sich  $\tau$  und  $t'$  aus der Neigung bzw. dem Schnittpunkt der die Meßwerte vermittelnden Geraden mit der Geraden:

$$\ln \ln[(1 - W_{t_u}^{\infty})^{-1}] = 0. \quad (13)$$

$\tau$ , die mittlere Lebensdauer von ambipolar diffundierenden Ladungsträgern, ist dem von Gasart und Dichte abhängigen Diffusionskoeffizienten umgekehrt proportional. Sie ist, wie Abb. 5 zeigt, unter sonst gleichen Bedingungen für 10 und 15 kV wiederkehrende Spannung im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich. Weiterhin ändert sich die charakteristische Zeit  $t'$  für 10 und 15 kV nur unwesentlich. Dies ist qualitativ verständlich, da im vorliegenden Druck- und Spannungsbereich die Ionisationsrate nur schwach von der Spannung abhängt. Ist  $v$  die Elektronengeschwindigkeit,  $q(v)$  der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation durch Elektronenstoß und  $U_I$  die Ionisierungsspannung, dann ist nämlich nach <sup>4</sup> (siehe auch <sup>5</sup>):

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e n_0 q(v) v \sim n_e n_0 U^{-1/2} \ln(4 U/U_I). \quad (14)$$

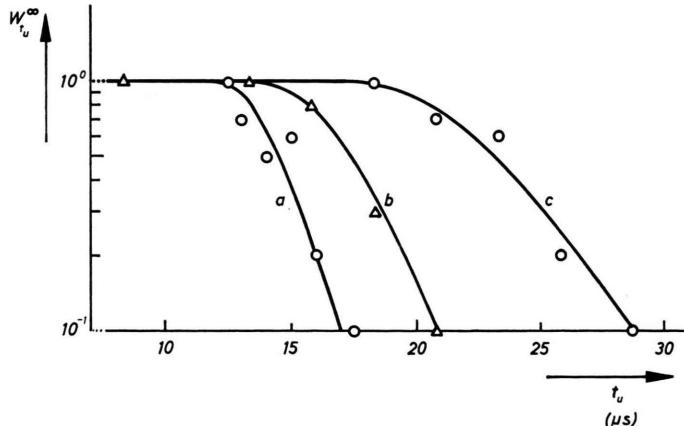


Abb. 6. Zündwahrscheinlichkeit einer Luft-Niederdruckfunkentstrecke bei Spannungswiederkehr nach 13,8 kA Impulstrombelastung als Funktion der Zeit nach Stromflußbeginn. Wiederkehrende Spannung 15 kV.

- a  $p_0 = 5 \cdot 10^{-3}$  Torr,  $t' = 14,1 \mu s$ ,  $\tau = 1,3 \mu s$ ;
- b  $p_0 = 1,5 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $t' = 16,6 \mu s$ ,  $\tau = 1,9 \mu s$ ;
- c  $p_0 = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $t' = 22 \mu s$ ,  $\tau = 3 \mu s$ .

Abb. 6 gibt für eine Impulstromamplitude von 13,8 kA den Verlauf der Wiederzündwahrscheinlichkeit bei 15 kV und  $5 \cdot 10^{-3}$ ,  $1,5 \cdot 10^{-2}$  und  $3 \cdot 10^{-2}$  Torr Luft wieder. Der Vergleich von Abb. 5b mit 6a zeigt, daß die Zeitkonstante mit wachsendem Impulstrom unter sonst gleichen Bedingungen größer wird. Dies läßt sich durch die Annahme erklären, daß mit zunehmender Strombelastung der Funkentstrecke Material aus den Elektroden und der Wand in den Entladungsraum hinein verdampft, welches einen kleineren Diffusionskoeffizienten hat.

Abb. 6 zeigt, daß sowohl die Zeitkonstante  $\tau$  als auch die charakteristische Zeit  $t'$  mit wachsendem Fülldruck der Funkentstrecke zunimmt. Die Abhängigkeit ist qualitativ verständlich, da  $\tau$  und somit auch  $t'$  eine Funktion der Gasdichte ist.

Wird die Niederdruckfunkentstrecke mit dem als Löschmittel in Leistungsschaltern verwendeten Schwefelhexafluorid betrieben, so ergibt sich der in Abb. 7 dargestellte Verlauf der Wiederzündwahrscheinlichkeit.

Der dieser Verteilung zugrunde liegende Fülldruck der Strecke ist nicht genau bekannt. Er dürfte aber, wie ein Vergleich der Eichkurven des zur Druckmessung verwendeten PIRANI-Manometers für Freon und Luft zeigt, größerenordnungsmäßig  $5 \cdot 10^{-3}$

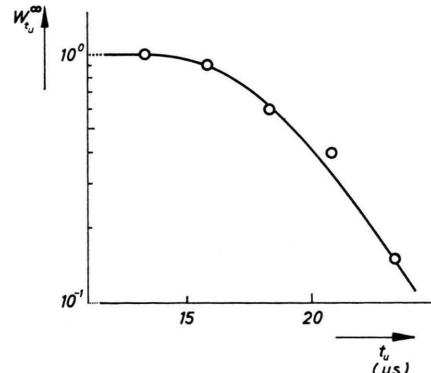


Abb. 7. Zündwahrscheinlichkeit einer SF<sub>6</sub>-Niederdruckfunkentstrecke bei Spannungswiederkehr nach 13,8 kA Impulstrombelastung als Funktion der Zeit nach Stromflußbeginn. Wiederkehrende Spannung 15 kV.  $p_0 = 5 \cdot 10^{-3}$  Torr,  $t' = 18,2 \mu s$ ,  $\tau = 2,8 \mu s$ .

<sup>4</sup> H. S. W. MASSEY u. E. H. S. BURHOP, Electronic and Impact Phenomena, Oxford University Press, London 1952, S. 140.

<sup>5</sup> S. W. MATHER u. A. H. WILLIAMS, Rev. Sci. Instr. **31**, 297 [1960].

Torr betragen haben. Unter den gleichen Bedingungen ist also die charakteristische Zeit  $t'$  und die Zeitkonstante  $\tau$  für  $\text{SF}_6$  größer als für Luft.

Da in Ignitrons und Vakuum-Leistungsschaltern im Hinblick auf die Entionisierung die gleichen Verhältnisse wie in Niederdruckfunkenstrecken herr-

schen, gilt für sie auch die Beziehung (7a) für die Zündwahrscheinlichkeit bei Spannungswiederkehr.

Fräulein D. SCHWAB sowie den Herren J. STROH und F. BECKER sei für ihre Mithilfe bei den Experimenten, Herrn W. HERTZ für wertvolle Diskussionen herzlich gedankt.

## Zum Mechanismus der Sekundär-Untergrundschwärzung ionenbestrahlter Photoplatten

H. WAGNER und R. HERGT

Technisch-Physikalisches Institut der Universität Jena

(Z. Naturforsch. **22 a**, 1984–1989 [1967]; eingegangen am 3. August 1967)

The strong secondary underground blackening on photographic plates highly exposed to ion beams in mass spectrometers has been investigated.

It is found that the most effective components causing the blackening with primary ion currents up to  $2 \times 10^{-9} \text{ A}$  are: Positively charged ions sputtered from the emulsion surface and secondary electrons released by positive ions impinging on faces opposite to the photographic plate. However, these particles will become effective only if the emulsion is appreciably charged up by the ion current.

In the mass spectra produced by our MATTAUCH-HERZOG mass spectrograph the ion component under favourable conditions appears as a secondary mass spectrum, the most intensive lines therein being those of the hydrogen ions. Numerous different ion species could also be identified.

Assuming a deflection of the secondary ions through  $180^\circ$  it was possible to calculate their kinetic energies. Thus positive charging up potentials of  $1-2 \text{ kV}$  with ion currents of  $10^{-11} \text{ A}$  were measured. For higher currents the charging up is limited by secondary electron backstreaming to roughly  $5 \text{ kV}$ .

Es ist seit langem bekannt, daß beim Auftreffen intensiver Ionenstrahlen auf Photoplatten nicht nur die Auftreffstelle geschwärzt wird, sondern auch in ihrer Umgebung flächenhafte Schwärzungen auftreten. Bei der massenspektrometrischen Spurenanalyse macht sich dieser Effekt in der Nähe der intensivsten Linien der Spektren als ausgedehnte Untergrundschwärzung bemerkbar, wenn die Spektren mit mehr als  $10^{-7} \text{ Coulomb}$  exponiert werden. Die Schwärzungsintensität wächst mit der Exposition und auch mit dem mittleren Ionenstrom, so daß einerseits die Nachweisempfindlichkeit beeinträchtigt wird und andererseits die aufzuwendende Expositionszeit verlängert werden muß. Im Gegensatz zu den Umladungslinien und -kontinua, die hier nicht weiter betrachtet werden sollen, hängt die Schwärzungsintensität nicht von der Güte des Vakuums ab.

Erscheinungsformen dieses Sekundärschwärzungseffektes sind in einigen früheren Arbeiten von KOLLATH<sup>1</sup>, HERZOG<sup>2</sup> und HIGATSBERGER<sup>3</sup> untersucht worden. WAGNER<sup>4</sup> diskutierte Wechselwirkungsprozesse zwischen Ionenstrahl und Emulsionsschicht zusammen mit deren Aufladung als vermutliche Hauptursache des Effektes. MAI<sup>5</sup> untersuchte den Einfluß verschiedener Targetmaterialien, die am Ort der Hauptlinie auf der Photoplatte angebracht waren und kam zu dem Ergebnis, daß der Sekundäreffekt nur dann fast völlig verschwindet, wenn durch Spalte an den Stellen der Hauptlinien jede Wechselwirkung intensiver Ionenstrahlen mit der Photoschicht vermieden wird. Über ähnliche Ergebnisse berichten AHEARN<sup>6</sup> und ADDINK<sup>7</sup>. Es werden aber auch Methoden angegeben<sup>8</sup>, die durch Anwendung elektrostatischer Felder vor der Photoplatte eine Unterdrückung dieses Sekundäreffektes erreichen wollen.

<sup>1</sup> R. KOLLATH, Ann. Phys. Leipzig **26**, 705 [1936].

<sup>2</sup> R. F. K. HERZOG, Z. Naturforsch. **8a**, 191 [1953].

<sup>3</sup> M. J. HIGATSBERGER, Z. Naturforsch. **8a**, 206 [1953].

<sup>4</sup> H. WAGNER, Physiker-Tagung Bad Nauheim 1964.

<sup>5</sup> H. MAI, J. Sci. Instr. **42**, 339 [1965].

<sup>6</sup> A. J. AHEARN u. D. L. MALM, Appl. Spectr. **20**, 411 [1966].

<sup>7</sup> N. W. H. ADDINK, Nature **211**, 1168 [1966].

<sup>8</sup> B. R. N. GREEN, Brit. Pat. 951687.