

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<sup>1</sup> und R. HERGT

Technisch-Physikalisches Institut der Universität Jena

(Z. Naturforschg. **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  $2 \times 10^{-9}$  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 kV with ion currents of  $10^{-11}$  A were measured. For higher currents the charging up is limited by secondary electron backstreaming to roughly 5 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  $10^{-7}$  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. Naturforschg. **8a**, 191 [1953].

<sup>3</sup> M. J. HIGATSBERGER, Z. Naturforschg. **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.



Da wir nur eine begrenzte Wirksamkeit solcher Hilfsfelder feststellen konnten, schien uns eine eingehendere Untersuchung der Wechselwirkungsprozesse zwischen Ionenstrahlen und Photoschicht zweckmäßig zu sein, um die für den Effekt verantwortlichen Komponenten ermitteln und die Erfolgsaussichten verschiedener Unterdrückungsmaßnahmen abschätzen zu können. Über die Untersuchungen und Ergebnisse wird im folgenden berichtet.

## 1. Experimentelle Anordnung

Die Untersuchungen wurden an einem Labor-Massenspektrographen vom MATTAUCH-HERZOG'schen Typ vorgenommen. Um Schwierigkeiten zu vermeiden, die sich aus der Inkonzanz von Funkenionenquellen ergeben, wurden als Ionenquelle das Kanalstrahlrohr und die Thermionenquelle mit Kathoden der Art  $\text{Me}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$  verwendet. Auf diese Weise konnten Ionenstrahlen von  $\text{He}^+$ ,  $\text{Li}^+$ ,  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{A}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Rb}^+$  und  $\text{Cs}^+$  bei konstanten Strömen von  $2 \cdot 10^{-11}$  bis  $2 \cdot 10^{-9}$  A auf der Photoplatte erhalten werden. Als Photoplaten wurden ORWO-UV2- und ILFORD-Q2-Platten benutzt. Die Anordnung der Photoplatte in der Magnetfeldkassette ist schematisch in Abb. 1 dargestellt. Während es bei einigen kommerziellen Geräten, wie z. B. dem MS 7 der AEI Manchester üblich ist, die Photoplatte zwecks einfacher Justierung und Unterbringung von Zwischenblenden in einem gewissen Abstand von der Polschuhkante und damit im magnetischen Streufeld anzuordnen, befindet sich bei unserem Gerät die Photoplatte nur etwa 0,3 mm entfernt von der Polschuhkante, wo das Magnetfeld noch nicht sehr verschieden vom Feld im 3 mm hohen Magnetspalt ist. Der Druck in der Magnetfeldkammer lag meistens bei etwa  $3 \cdot 10^{-5}$  Torr.

Um eine massenspektrographische Analyse der Zerstäubungsprodukte machen zu können, die bei der Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Photoschichten entstehen, wurde am gleichen Massenspektrographen eine Zerstäubungsionenquelle angebracht. Mit ihrer Hilfe konnten die Emulsionsschichten von UV2- und Q2-Platten unter einem Einfallswinkel von  $45^\circ$  mit den oben genannten Ionen beschossen werden. Die erzeugten positiven und negativen Sekundärionen wurden mit 15 kV nachbeschleunigt und in den Massenspektrographen fokussiert. Erwartungsgemäß verursachte die Aufladung normaler Photoemulsionen auf Glasunterlage erhebliche Schwierigkeiten bei der Gewinnung von Sekundäremissionsspektren. Deshalb wurden die Emulsionsschichten vorsichtig von der Glasunterlage getrennt und auf Kupferstreifen aufgebracht. Über die erhaltenen positiven und negativen Massenspektren soll in anderem Zusammenhang berichtet werden; hier jedoch lieferten diese Massenspektren den Schlüssel zur Aufklärung der wichtigsten Komponenten des Sekundäreffektes.

## 2. Experimentelle Ergebnisse

Schon bei Expositionen von etwa  $3 \cdot 10^{-8}$  Coulomb ab treten im allgemeinen Sekundärschwärzungen im um so größeren Ausmaß auf, je schwerer die erzeugenden Ionen sind und je größer der mittlere Ionenstrom ist. Man findet einen mehr oder weniger großen Schwärzungsfleck um die Hauptlinien herum und weitere Figuren, deren Abstand und Form von der Lage der Photoplatte im magnetischen Feld abhängt.

Die zwei in Abb. 1 gezeigten typischen Plattenanordnungen haben recht unterschiedliche Erscheinungsformen des Sekundäreffektes zur Folge. Bei Aufnahmen mit Expositionen von  $10^{-7}$  C findet man z. B. beim MS 7 unter bestimmten Bedingungen

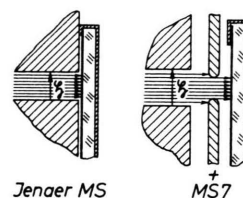


Abb. 1. Schema der Photoplattenanordnung im Magnetfeld beim Jenaer Massenspektrographen und beim MS 7.

(elektrostatische Unterdrückerplatte geerdet) eine „Halotrompete“, wie sie Abb. 2a\* für  $\text{Si}^+$ -Ionen zeigt<sup>9</sup>. Abb. 2b läßt erkennen, wie sich die Figur beim Anlegen einer Gegenspannung von +650 Volt verändert. Die Art der Figur macht es zusammen mit der Lage der Photoplatte im weitgehend unbekannten magnetischen Streufeld sehr schwer, die erzeugenden Komponenten dieser Sekundärschwärzung zu erkennen. Die Plattenanordnung in unserem Massenspektrographen liefert dagegen Schwärzungsfiguren wie in Abb. 3, deren zumindest teilweise Ähnlichkeit mit Massenspektren Möglichkeiten zu einer Identifizierung der Komponenten eröffnet.

### 2.1. Die Ionenkomponente des Sekundäreffektes

Die Auswertung zahlreicher Aufnahmen zeigte, daß die Ausbildung der linienhaften Struktur auf der Seite der größeren Massen stark von der Konstanz des Ionenstromes während der Exposition abhängt: Bei konstantem Strom erscheint eine relativ scharfe Linie, bei Schwankungen des Stromes kann

<sup>9</sup> Die Aufnahmen Abb. 2a und 2b entstanden am MS 7 des Instituts für Metallphysik Dresden der DAdW Berlin. Wir danken Herrn Dipl.-Phys. MAI für ihre Anfertigung.

\* Abb. 2a, b, 3 und 4 auf Tafel Seite 1986a

sie verschmiert werden oder wie in Abb. 3 aufspalten. Unter günstigen Bedingungen treten bei starker Exposition noch weitere Sekundärlinien und Liniengruppen im Gebiet der schwereren Massen auf, die sich durch ihre Unschärfe bzw. Breite von den normalen Massenlinien unterscheiden.

Der Abstand dieser Linien von der zugehörigen Hauptlinie hängt nicht von der Größe der aufgestrahlten *Ladung*, sondern von der des *Ionenstromes* ab. Offensichtlich stellt sich am Ort der Hauptlinien sehr schnell ein positives Aufladungspotential ein, das die Energie der Sekundärionen und damit ihren Krümmungsradius im Magnetfeld bestimmt. Dieses Potential kann berechnet werden, wenn mindestens eine Ionenart und ihre kinetische Anfangsenergie eindeutig bestimmt werden können.

Aus der Lage der Sekundärlinien rechts von der Emissionsstelle im Gebiet der schwereren Massen ist zu entnehmen, daß die erzeugten Sekundärteilchen positive Ionen sein müssen. Die verhältnismäßig gute Ausbildung von Linien der Sekundärionen beispielsweise in Abb. 4 lassen nur den Schluß zu, daß diese positiven Ionen eine sehr geringe Anfangsenergie haben müssen, also Zerstäubungsprodukte der Emulsionsschicht sind. Reflektierte Ionen, deren Auftreten bei genügend kleinen Primärionennmassen stoßkinetisch möglich ist und deren Anfangsenergie wesentlich größer und winkelabhängig wäre, scheinen am Sekundäreffekt in diesem Intensitätsbereich nicht merklich beteiligt zu sein. Negative Ionen und Sekundärelektronen aus der Emulsionsschicht können die Schicht offensichtlich wegen der positiven Aufladung nicht verlassen und so fehlen entsprechende Linien der an sich in großen Mengen entstehenden negativen Ionen.

Zur Identifizierung der Sekundärlinien brauchen deshalb nur die oben erwähnten positiven Spektren von zerstäubten Photoemulsionen herangezogen zu werden. Als stärkste Linien treten dort  $H^+$ ,  $^{107}Ag^+$  und  $^{109}Ag^+$  auf. Bei Verwendung von Alkali-Ionen als Primärionen erscheinen auch deren Sekundärionenlinien infolge Selbsttargetbildung sehr intensiv. Mit geringerer Intensität findet man  $H_2^+$  sowie zahlreiche Linienserien, deren wichtigste mit den Massen 12, 23 und 36 beginnen. Ganz allgemein entspricht das positive Zerstäubungsspektrum der untersuchten Photoschichten weitgehend dem einer nicht ausgeheizten Metalloberfläche, wenn man vom Auftreten der Silberionen absieht.

Die linienförmige Sekundärfigur am Rande der Abb. 3 kann deshalb mit Sicherheit als von  $H^+$ -Ionen herrührend gedeutet werden. Die den weiteren Linien zugehörigen Massen lassen sich unschwer aus der Magnetfeldgeometrie berechnen und an Hand der Vergleichsspektren kontrollieren. Ein besonders schönes durch  $Cs^+$ -Ionen erzeugtes Beispiel eines Sekundärspektrums zeigt Abb. 4. Es ist bemerkenswert, daß sogar die  $^{133}Cs^+$ -Ionen noch nachzuweisen sind, obwohl die Abbildungseigenschaften der hier vorliegenden Feldgeometrie sicher sehr unvollkommen sind; ihr Auflösungsvermögen läßt sich aus der Linienbreite der Sekundärlinien zu etwa 200 berechnen.

## 2.2. Die Aufladung der Emulsionsschicht

Die nunmehr bekannten Massen der Sekundärlinien erlauben es, auch die Energie der Sekundärionen und damit das Aufladungspotential ihres Startortes annähernd zu bestimmen. Wir müssen dazu vereinfachend annehmen, daß die Sekundärionen unter der Wirkung des elektrischen Feldes nahezu senkrecht zur Schicht starten und beim Eintritt in den Magnetspalt bereits nach wenigen Millimetern eine dem Aufladungspotential entsprechende Energie gewonnen haben. Das Magnetfeld führt sie dann auf die Schicht zurück, wobei die Verhältnisse, wie in Abb. 5 schematisch dargestellt, weitgehend einem  $180^\circ$ -Spektrometer entsprechen. Aus der Ma-

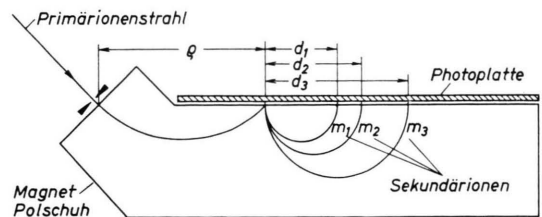


Abb. 5. Schema der Feldgeometrie und der Ionenbahnen im magnetischen Feld des Massenspektrographen.

gnetfeldgeometrie des MATTAUCH-HEROZG-Spektrographen läßt sich deshalb die Ionenenergie und damit das Aufladungspotential  $U$  annähernd berechnen gemäß

$$U = \frac{1}{2} (d/q)^2 (m_{pr}/m_{sek}) U_{pr}. \quad (1)$$

Dabei ist  $d$  der Abstand der Sekundärlinie von der Primärlinie,  $q$  der Abstand der Primärlinie vom Eintrittspunkt im Magnetfeld,  $m_{pr}$  und  $m_{sek}$  die zur Primär- bzw. Sekundärlinie gehörige Masse und  $U_{pr}$  die Energie der Primärionen.

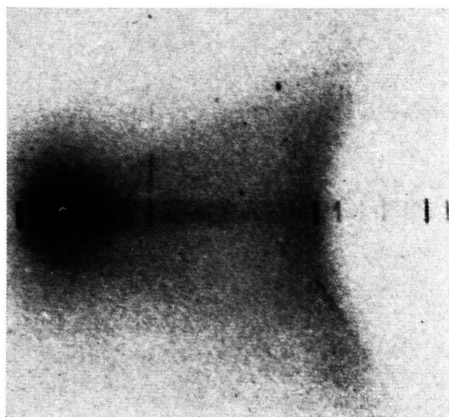


Abb. 2a.

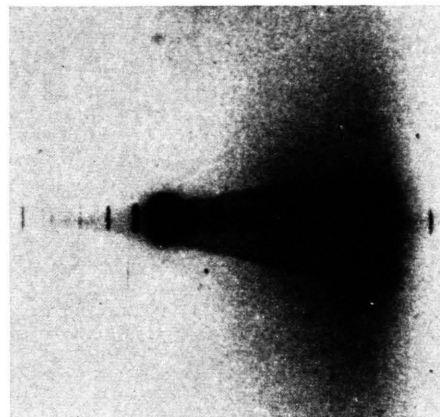


Abb. 2b.

Abb. 2a. Sekundärschwärzungsfigur („Halotrompete“) beim MS 7. Q2-Platte. 20 keV-Si<sup>+</sup>-Ionen. Unterdrückerelektrode geerdet. Exposition  $10^{-7}$  Coulomb. Mittlerer Ionenstrom etwa  $10^{-10}$  A. Näherungsweise berechnete Aufladungsspannung 2000 Volt.

Abb. 2b. Bremspotential an der Unterdrückerelektrode + 650 V. Sonst gleiche Bedingungen wie Abb. 2a.



Abb. 3. Sekundärschwärzungsfigur beim Jenaer Massenspektrographen. Q2-Platte S 4374. 11 keV-K<sup>+</sup>-Ionen. Exposition  $3 \cdot 10^{-8}$  Coulomb. Ionenstrom  $1,5 \cdot 10^{-9}$  A. Aufladungspotential  $3,2 \cdot 10^{-4}$  kV.

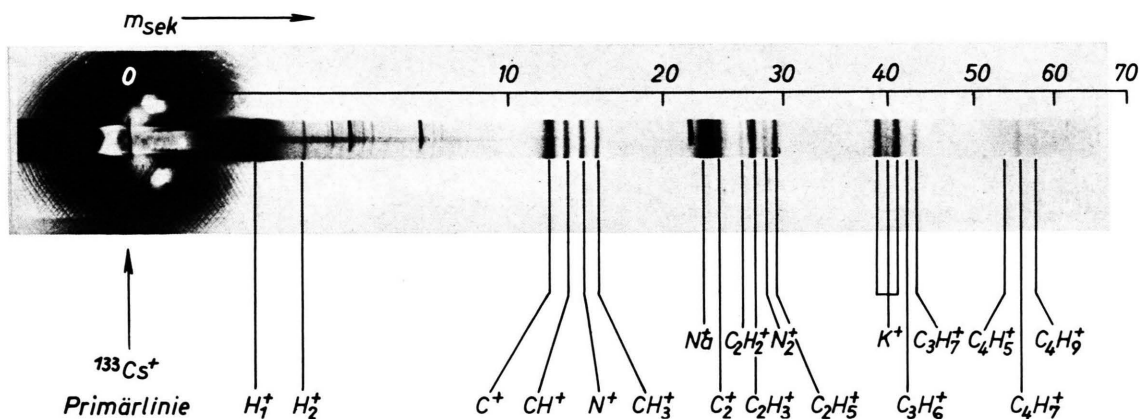


Abb. 4. Ausgedehntes linienförmiges Sekundärspektrum. Q2-Platte. S 4253. 6 keV-Cs<sup>+</sup>-Ionen. Exposition  $9 \cdot 10^{-7}$  Coulomb. Ionenstrom  $3 \cdot 10^{-9}$  A. Aufladungspotential 3,3 kV. Die primären Massenlinien sind infolge unvollständiger Spaltausleuchtung verkürzt und lassen sich deshalb leicht von den Sekundärlinien unterscheiden.



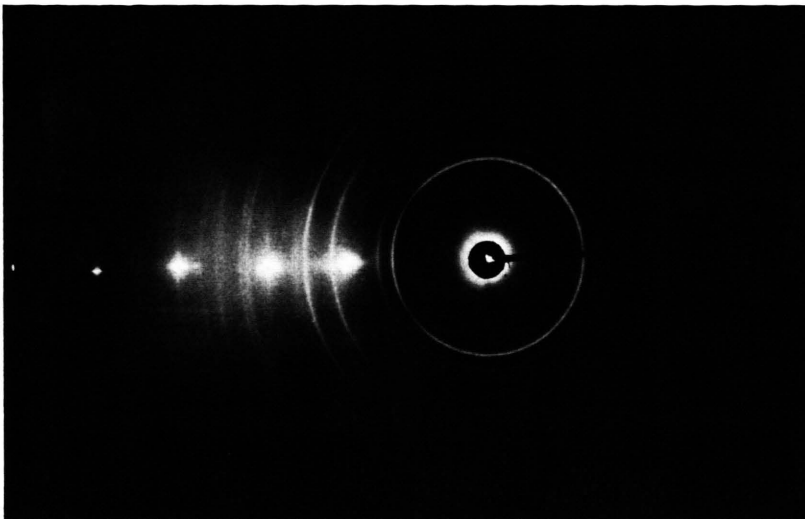


Abb. 1. Reflexionsaufnahme (Punkte) an Natriumchlorid kombiniert mit Durchstrahlungsaufnahme (Ringe) von Gold.

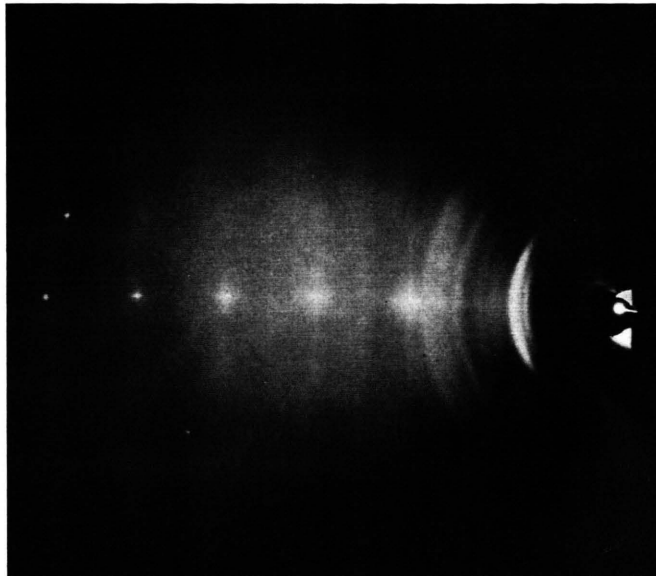


Abb. 2. Reflexionsaufnahme (Punkte) an Kaliumbromid kombiniert mit Reflexionsaufnahme (Ringe) von aufgedampftem Magnesiumoxid.

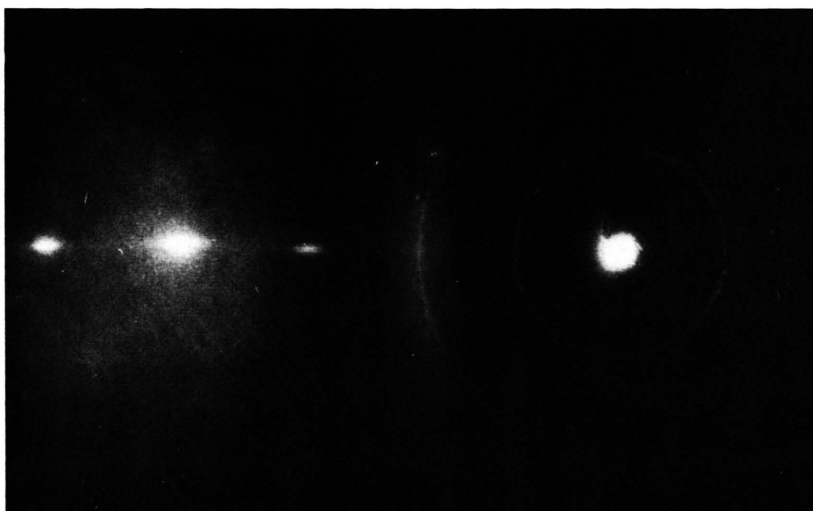


Abb. 3. Reflexionsaufnahme (Punkte) an einer (111)-Ebene eines Cu-Einkristalls kombiniert mit Durchstrahlungsaufnahme (Ringe) von Gold.

In Abb. 6 sind die gemessenen und nach Gl. (1) berechneten Aufladungspotentiale als Funktion des Ionenstromes dargestellt, wie sie sich aus Untersuchungen mit  $\text{Cs}^+$ -Ionen ergaben. Andere Ionen zeigen keine wesentlich abweichenden Ergebnisse. Zu dem Diagramm ist zunächst zu bemerken, daß die Meßkurven für Ionenenergien oberhalb etwa 10 keV praktisch zusammenfallen. Wie der Sättigungscharakter der Kurven zeigt, gibt es ein maximales Aufladungspotential, das für Q2-Platten in unserem

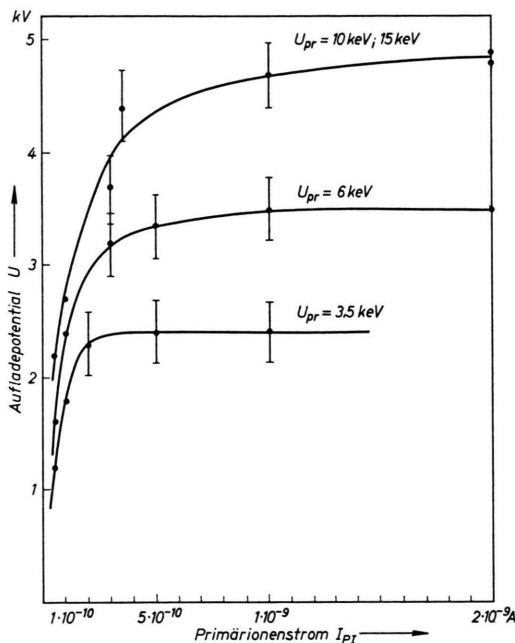


Abb. 6. Nach Gl. (1) berechnete Aufladepotentiale von Q2-Platten als Funktion des Ionenstromes. Die Meßwerte wurden mit  $\text{Cs}^+$ -Ionen gewonnen, jedoch ergeben sich mit anderen Ionen keine wesentlich anderen Ergebnisse.

Massenspektrographen ungefähr bei 5 kV und damit noch erheblich unter der Primärionenenergie liegt. Dieses Grenzpotential wird um so weniger erreicht, je näher Primärionenenergie und Aufladungspotential zusammenrücken. Aber es ist bemerkenswert, daß bei den in der Massenspektroskopie üblichen Ionenenergien von 10 bis 20 keV schon bei Strömen von  $2 \cdot 10^{-11}$  A Aufladungspotentiale zwischen 1 und 2 kV auftreten.

Die Zeitkonstante des Ladungsaufbaus ist dabei, wie ebenfalls aus der relativen Schärfe der Linien der Sekundärfigur geschlossen werden kann, klein gegen die Expositionszeit, für die wir als kleinsten Wert 100 s verwendeten.

Zur weiteren Klärung des Mechanismus der Aufladung wurde der Widerstand von Q2- und UV2-Platten im Vakuum bei etwa  $2 \cdot 10^{-6}$  Torr gemessen. Um die Verhältnisse im Massenspektrographen möglichst gut nachzubilden, wurden Photoplatten des Formats  $22 \times 2,2$  cm<sup>2</sup> in der gleichen Kassette wie im Massenspektrographen untersucht. Als Abtastelektrode diente eine Kupferelektrode mit einem Querschnitt von  $0,1 \times 3$  mm<sup>2</sup>, die mit leichtem Druck die Photoschicht berührte. Die Widerstandsmessung geschah mittels einer Strommessung mit einem Schwingkondensator-Elektrometer bei Spannungen zwischen 10 und 2000 Volt. Abb. 7 zeigt, daß der Widerstand der Gelatineschichten in der Größenordnung von etwa  $10^{14} \Omega$  liegt; wie bei Pro-

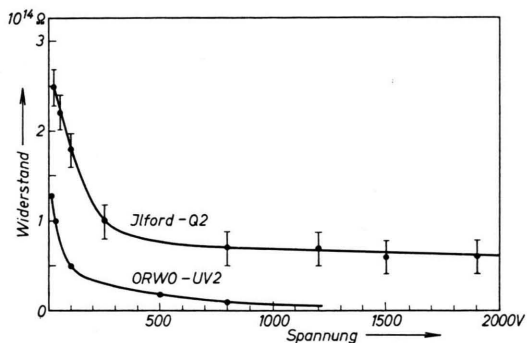


Abb. 7. Widerstände von UV2- und Q2-Photoschichten in Abhängigkeit von der Meßspannung. Die Meßwerte wurden im Vakuum an Platten mit einer Fläche von  $22 \times 2,2$  cm<sup>2</sup> gemessen. Die Platten waren in der im Massenspektrometer verwendeten Kassette untergebracht. Die Berührung der Meßelektrode erfolgte etwa in der Plattenmitte.

teinen zu erwarten, ist bei Spannungen unter 500 V eine merkliche Spannungsabhängigkeit des Widerstandes festzustellen. Der Widerstand der UV2-Schicht liegt um den Faktor 2–3 niedriger als der der Q2-Platte. Das mag damit zusammenhängen, daß die UV2-Emulsionsschicht etwa 20  $\mu\text{m}$ , dagegen die Q2-Schicht nur 3–4  $\mu\text{m}$  dick ist.

Die aus Abb. 7 entnehmbaren Widerstandswerte stimmen recht gut mit den aus den Anfangssteigungen der Kurven in Abb. 6 berechenbaren Werten überein. Die Aufladungspotentiale bei Strömen unterhalb von  $10^{-10}$  A können deshalb als Spannungsabfall des über die hochohmige Emulsionsschicht abfließenden Ionenstroms angesehen werden. Bei höheren Strömen wird dann zunehmend ein Begrenzungseffekt wirksam, indem die an den Wänden gebildeten Sekundärelektronen auf die

Schicht gesaugt werden und die Aufladung kompensieren. Es stellt sich ein Gleichgewichtspotential ein gemäß

$$U = R(U) \cdot (I_{PI} - I_{SI} - |I_{SE}|), \quad (2)$$

wobei  $I_{PI}$  der auffallende Primärionenstrom,  $I_{SI}$  der abgehende Sekundärionenstrom und  $I_{SE}$  der auf die Platte gesaugte Sekundärelektronenstrom bedeuten.  $R(U)$  ist der aus Abb. 7 zu entnehmende spannungsabhängige Widerstand der Schicht.

### 2.3. Die Elektronenkomponente des Sekundäreffektes

Der nach Gl. (2) auf die Schicht fließende Elektronenstrom muß sich natürlich ebenfalls durch seine Schwärzungswirkung bemerkbar machen und so zum Sekundäreffekt beitragen. Tatsächlich ist der große runde Schwärzungsfleck in Abb. 3 und Abb. 4 in der unmittelbaren Umgebung der Hauptlinien auf Elektronen zurückzuführen, die von den im Aufladungsfeld beschleunigten positiven Sekundärionen und -molekülen an den der Photoschicht gegenüberliegenden Polschuh- und Blendenflächen ausgelöst worden sind. Auf ihrem Weg zur aufgeladenen Photoschicht durchlaufen diese zum größten Teil nur wenige Elektronenvolt Energie besitzenden Tertiärelektronen die volle Potentialdifferenz und werden durch diesen Energiegewinn befähigt, die Photoschicht intensiv zu schwärzen. Einen eindeutigen Beweis für den Entstehungsort dieser Sekundärelektronen kann man in Abb. 3 finden. Das wie Interferenzstreifen aussehende Streifenmuster am Rande des runden schwarzen Fleckes ist die Abbildung feiner Frässpuren an den seitlichen Polschuhflächen. Sie entstehen durch Abschattungen der streifend in den 0,3 mm schmalen Spalt zwischen Photoplatte und äußerer Polschuhfläche einfallenden zerstäubten Partikel, die hier Sekundärelektronen auslösen. Auch der in Abb. 3 sichtbare breite Längsstreifen, der nach rechts in eine Spitze ausläuft, rührt von Sekundärelektronen her, die an den inneren Polschuhflächen gebildet werden und unter Führung durch die gekrümmten magnetischen Randfeldlinien vom elektrischen Aufladungsfeld auf die Schicht gezogen werden. Es läßt sich im einzelnen zeigen, daß die Breite dieses Streifens von der Stärke des magnetischen und des elektrischen Feldes abhängt und daß die Ränder Abbildungen der Kanten der Magnetpolschuhe sind.

### 3. Zusammenfassung und Schluß

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, daß die Sekundär-Untergrundschwärzung bei massenspektrographischen Expositionen von SCHUMANN-Schichten im Bereich von etwa  $10^{-6}$  bis  $10^{-8}$  Coulomb und bei Ionenströmen zwischen  $10^{-11}$  und  $10^{-9}$  A praktisch nur von positiven Sekundärionen und -molekülen sowie von tertiären Elektronen erzeugt wird. Eine entscheidende Rolle spielt dabei die Aufladung der Photoschicht, die erstmalig gemessen werden konnte und bei unserem Gerät bis zu 5 kV erreichte. Die Begrenzung der Aufladung erfolgt bei genügend großen Primärionenenergien durch den tertiären Elektronenstrom zur Photoschicht. Kommt jedoch das Aufladungspotential in die Nähe der Primärionenenergie, so setzt ein neuer Begrenzungsmechanismus ein: Der Primärionenstrahl wird aufgefächert und auf die Polschuhe abgelenkt, wodurch auch der Kompensationseffekt durch die an den Polschuhen ausgelösten Sekundärelektronen nochmals verstärkt wirksam wird. Die solarisierten weißen Flecke an den Enden der Hauptlinie in Abb. 4 sind ein Hinweis auf diesen Effekt. Entsprechend sind, wie Abb. 6 zeigt, die erreichten Endpotentiale um so geringer, je weniger Energie die Primärionen besitzen.

Die eigentlich photolytisch zum größten Teil unwirksamen langsamen Zerstäubungsionen und Tertiärelektronen werden erst durch diese erheblichen Aufladungen genügend beschleunigt, um überhaupt eine wesentliche Rolle bei der Sekundärschwärzung spielen zu können. Ihre Schwärzungswirkung wächst dabei im hier vorliegenden Energiebereich etwa proportional mit der Aufladung, so daß der Effekt in doppelter Weise vom Primärionenstrom abhängt. Wird der Ionenstrom von einer HF-Funkenionenquelle geliefert, bei der Ionenpakete der verschiedensten Größe in statistischer Folge auf die Photoplatte gelangen, so wird die linienförmige Struktur der von den positiven Sekundärionen herrührenden Figur verwischt. Allerdings muß dabei in Betracht gezogen werden, daß der Ladungsabbau wesentlich langsamer als der Aufbau verläuft, so daß der Augenblickswert der Aufladung in komplizierter Weise von der Impulsform des Ionenstroms abhängen kann. Sekundärfiguren wie in Abb. 2a und 2b sind so aus dem Zusammenwirken der zeitabhängigen Aufladung und der Bewegung der geladenen Sekundärteilchen in den inhomogenen magnetischen

und elektrischen Feldern zu verstehen, wobei die „Halotrompete“ nach den Ergebnissen von Abschnitt 2.1 von  $H_1^+$ - und  $H_2^+$ -Ionen herrührt. Eine merkliche Wirkung der schwereren Sekundärionen wird hier erst bei stärkeren Expositionen eintreten, indem die mit den Massen 12, 23 und 39 beginnenden Liniengruppen als Schwärzungsflecke erscheinen sollten.

Diese seit langem vermutete Rolle der Aufladung bestätigt auch die Erfahrungen aus der massenspektrometrischen Spurenanalyse, daß die vom Sekundär-Effekt herrührende Untergrundschwärzung um so geringer ist, je kleiner der mittlere Ionenstrom bei Expositionen über  $10^{-8}$  Coulomb gewählt wird. Der dann erforderlich werdende erhöhte Zeitaufwand pro Analyse setzt allerdings eine natürliche Grenze für den Mindestwert des Ionenstromes, so daß dieser Weg praktisch nicht gangbar ist.

Eine gewisse Unterdrückung des Sekundäreffektes ist durch ein elektrostatisches Bremsfeld<sup>8</sup> zu erreichen, wie es in Abb. 1 angedeutet ist. Ein *positives* Bremsfeld sorgt dafür, daß die Sekundärionen beim Verlassen der Schicht weniger beschleunigt werden und damit beim Auftreffen auf die Brems-elektrode weniger Elektronen auslösen können. Diese Elektronen wiederum gewinnen im verbliebenen positiven Differenzpotential ebenfalls nur wenig Energie, so daß die Elektronenkomponente insgesamt geschwächt wird. Die Ionenkomponente wird dagegen nur wenig beeinflusst, wie auch Abb. 2b zeigt, da die Bremsspannung meist nicht groß genug gemacht werden kann, wenn man nicht ungünstige Auswirkungen auf die Bahn der Primärionen in Kauf nehmen will. Im allgemeinen beschränkt man sich bisher darauf, eine feste Spannung von etwa

+ 600 Volt an die Brems-elektrode zu legen. Im Vergleich zu den hier gemessenen Aufladungsspannungen von einigen Tausend Volt ist das aber offenbar zu wenig.

Ein *negatives* Bremsfeld ist nicht anwendbar, denn es führt wegen der Erhöhung aller Teilchenenergien zu einer Verstärkung des Effektes.

Die Ergebnisse unserer Untersuchung legen nahe, eine Unterdrückung des Sekundäreffektes durch eine Herabsetzung des Widerstandes der Photoschicht zu erreichen. Solche Versuche sind bereits durch Aufbringung einer leitfähigen Zwischenschicht<sup>10</sup> auf den Glasträger unternommen worden. Bei dieser Methode ist allerdings zu bedenken, daß die Auftreffstelle sich je nach Stärke der Gelatineschicht erst auf 100–500 Volt aufladen muß, ehe die Gelatineschicht durchschlägt und die Aufladung abfließen kann. Auch haben die Versuche von MAI<sup>5</sup> gezeigt, daß selbst bei Verhinderung jeder Aufladung der energiereichere Anteil der zerstäubten Ionen und der reflektierten Ionen sowie die weiche RÖNTGEN-Strahlung sich bemerkbar machen, so daß dann bei sehr hohen Expositionen über  $10^{-6}$  Coulomb neue Formen der sekundären Untergrundschwärzung auftreten werden. Die erfolgversprechendste Methode bleibt deshalb gegenwärtig die Verhinderung jeglicher Wechselwirkung der intensivsten Ionenstrahlen mit der Photoschicht durch Anbringung geeigneter Ausschnitte in der Photoplatte.

Wir danken dem Direktor des Technisch-Physikalischen Institutes der Friedrich-Schiller-Universität Jena, Herrn Prof. Dr. A. ECKARDT, für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Untersuchung und sein stets förderndes Interesse.

<sup>10</sup> Proc. 6th Ann. MS 7 Users Conf. März 1966.