

Neue Messungen der Energieverteilung kathodenzerstäubter Ionen und ihre Bedeutung für das Verständnis des Zerstäubungsvorganges

F. KIRCHNER und H. J. KLEIN

I. Physikalisches Institut der Universität Köln

(Z. Naturforsch. **22 a**, 577–578 [1967]; eingegangen am 4. März 1967)

Von genauen Messungen der Energieverteilung zerstäubter Ionen kann man Aufschluß über den Mechanismus der Kathodenzerstäubung erwarten. Bei den bisherigen massenspektrometrischen Untersuchungen an verschiedenartigen Ionen, die beim Beschuß mit Primärionen von ca. 1 keV emittiert wurden¹, haben sich Energieverteilungskurven ergeben, deren „Halbwertsbreite“ bei einigen eV lag; in einer Untersuchung an Mo und Ta mit Cs-Ionen von ca. 1 keV ist sogar ein Maximum bei 5–20 eV und eine Halbwertsbreite von 30–50 eV gefunden worden². Bei neueren Messungen im hiesigen Institut³ wurden zwar deutliche Unterschiede in der Breite der Verteilungskurven, z. B. zwischen den Ionen des Grundmetalls und denen von Verunreinigungen, gefunden; aber auch bei diesen Messungen lag die Breite der Verteilungskurven in der gleichen Größenordnung wie bei den erwähnten früheren Messungen. Im Hinblick auf die beobachteten hohen Werte der mittleren Energie der zerstäubten Teilchen schienen jedenfalls die bisherigen Messungen mehr für die „Impulstheorie“ (*collision model, momentum transfer*), als für die ältere „Verdampfungstheorie“ (*hot-spot model*) der Zerstäubung zu sprechen, und in einem kürzlich erschienenen zusammenfassenden Bericht⁴ ist deshalb die gegenwärtige Auffassung so formuliert worden, daß Verdampfung eine sehr unwahrscheinliche Erklärung des Zerstäubungsprozesses sei.

Nun sind zweifellos bei allen bisherigen Versuchen, soweit sie bei normalen Temperaturen durchgeführt wurden, die untersuchten Oberflächen mit einer mehr oder weniger dicken adsorbierten Gasschicht bedeckt gewesen, die den Austritt von Ionen mit kleiner Anfangsenergie erschweren oder verhindern kann; außerdem führt der Beschuß der Metalloberfläche zur Beladung einer mehr oder weniger dicken Oberflächenschicht mit den eingeschossenen Teilchen, weil sich ein Gleichgewicht zwischen den eingeschossenen und den wieder herausdiffundierenden Teilchen herausbilden muß, wobei es auch zu lokalen positiven Aufladungen der Oberfläche kommen kann. Eine adsorbierte oder auch oberflächlich absorbierte Gasschicht läßt sich aber bekanntlich durch Erhitzen auf wenige Hundert °C beseitigen, und unsere Erfahrungen über die Zerstäubung von erhitzten Metalloberflächen haben gezeigt, daß der effektive Bedeckungsgrad einer auf einige Hundert °C

erhitzten Metalloberfläche selbst bei einem Gasdruck von einigen 10^{-5} Torr und während des Auftreffens eines Edelgas-Ionenstrahls so gering bleibt, daß weder Ionen aus einer adsorbierten Gasschicht noch Edelgasionen eine störende Rolle bei der Analyse der Teilchenemission spielen.

Zur Klärung der Situation haben wir deshalb die Energieverteilung der Zerstäubungsprodukte von Edelgasionen an verschiedenen Metalloberflächen gemessen, die während des Beschusses erhitzt werden konnten. Die Primärionen wurden in einer Elektronenstoß-Ionenquelle erzeugt, so daß ihre Intensität unabhängig vom Gasdruck beliebig verändert und so niedrig gehalten werden konnte, daß sie zur Messung der Energieverteilung gerade ausreichte. Um möglichst günstige Bedingungen für die Impulsübertragung der auftreffenden Ionen auf die zerstäubten Teilchen zu haben, wurde der Winkel zwischen der Einfallsrichtung der Primärionen und der Emissionsrichtung der untersuchten Sekundärionen, der bei den bisherigen Messungen größer als 90° war, auf 20° reduziert. Die zu untersuchende Metallprobe bestand aus einem aufheizbaren schmalen Streifen eines sehr feinmaschigen Drahtnetzes. Zwischen diesem Drahtnetz und einem zweiten Drahtnetz, das den Eintrittspalt in das Beschleunigungssystem des Massenspektrometers bedeckte, lag die zur Messung der Energieverteilung der Teilchen dienende variable Hilfsspannung. Nach dem Durchlaufen des Massenspektrometers (magnetisches Sektorfeld 60° , Bahnradius 10 cm) wurden die Teilchen in einem Öldampfzähler registriert. Der Gasdruck in der Ionenquelle und im Massenspektrometer lag gewöhnlich bei einigen 10^{-5} Torr. Die registrierte Teilchenzahl in Abhängigkeit von der zwischen den beiden Netzen liegenden Hilfsspannung liefert nicht unmittelbar die wahre Energieverteilung der emittierten Teilchen, sondern hängt außerdem auch von dem durch die Heizung des ersten Netzes verursachten Potentialabfall, ferner von eventuellen Kontaktpotentialen, vom Durchgriff des Massenspektrometer-Beschleunigungsfeldes und schließlich von den geometrischen Abmessungen des Hilfsfeldes ab, weil nur die in der Feldrichtung liegende Geschwindigkeitskomponente der schräg zur Feldrichtung emittierten Teilchen durch das Hilfsfeld beeinflusst wird. Um trotz dieser störenden Einflüsse ein einwandfreies Bild der Energieverteilung der zerstäubten Teilchen zu gewinnen, wurde die an den zerstäubten Teilchen gemessene Abhängigkeit der Teilchenzahl von der angelegten Hilfsspannung mit derjenigen verglichen, die sich bei der gleichen Temperatur und unter sonst gleichen Bedingungen für die thermische Emission von Alkali-Ionen aus der gleichen Metallprobe ergab. (Die für eine Messung der Energieverteilung der thermischen Ionenemission erforderlichen Alkalimengen sind näm-

¹ R. E. HONIG, J. Appl. Phys. **29**, 549 [1958]. — R. C. BRADLEY, J. Appl. Phys. **30**, 1 [1959]. — H. E. STANTON, J. Appl. Phys. **31**, 678 [1960].

² V. I. VEKSLER, Soviet Phys. — JETP **11**, 235 [1960].

³ A. BENNINGHOVEN u. F. KIRCHNER, Z. Naturforsch. **18 a**, 1008 [1963]. — A. BENNINGHOVEN, Ann. Phys. Leipzig **15**, 113 [1965].

⁴ M. KAMINSKY, Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces (Struktur u. Eigensch. d. Materie XXV), Springer-Verlag, Berlin 1965, S. 211.



lich in jeder Metallprobe reichlich vorhanden!) Die Ergebnisse solcher Vergleiche, die wir an verschiedenen Metallproben durchgeführt haben, sind aus der Abb. 1 ersichtlich. Die Energieverteilung des größten Teils der zerstäubten Metallionen stimmt mit derjenigen der thermischen Ionenemission völlig überein. Ein Unterschied der beiden Verteilungen besteht nur insofern, als ein kleiner Teil der bei der Zerstäubung emittierten Teilchen eine beträchtlich größere Energie aufweist als die Teilchen der thermischen Ionenemission.

Durch diesen Befund wird die alte Frage nach der Natur der Kathodenzerstäubung endgültig geklärt. Der überwiegende Teil der kathodenzerstäubten Teilchen verläßt die Metalloberfläche infolge eines lokalen Verdampfungsvorgangs an der Auftreffstelle der Primärteilchen — in Übereinstimmung mit den älteren Vorstellungen über die Natur des Zerstäubungsvorgangs,

wie sie zuerst von HITTORF⁵ und später ausführlicher von v. HIPPEL⁶ entwickelt worden sind. Die Tatsache, daß außer den Teilchen mit thermischer Anfangsenergie auch solche mit wesentlich größerer Energie beobachtet werden, beweist aber, daß auch unmittelbare mechanische Impulsübertragungen vom Primärion auf die Atome des Metallgitters, wie sie zuerst von LAMAR und COMPTON⁷ diskutiert worden sind, zur Emission von zerstäubten Teilchen führen können.

Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung in Bad Godesberg danken wir für die Gewährung einer Sachbeihilfe, durch die die vorstehenden Untersuchungen ermöglicht worden sind. Herr Dr. R. BAUMHÄKEL hat uns in dankenswerter Weise bei der Durchführung der Messungen unterstützt. Über weitere Einzelheiten der Versuchsergebnisse werden wir an anderer Stelle berichten.

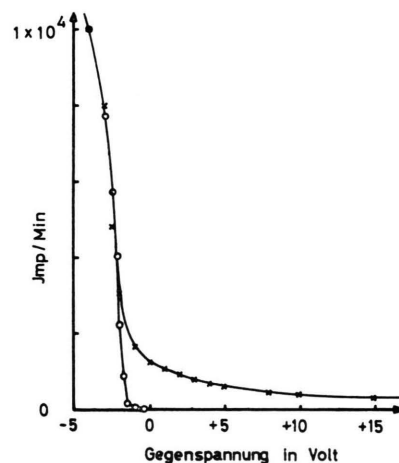
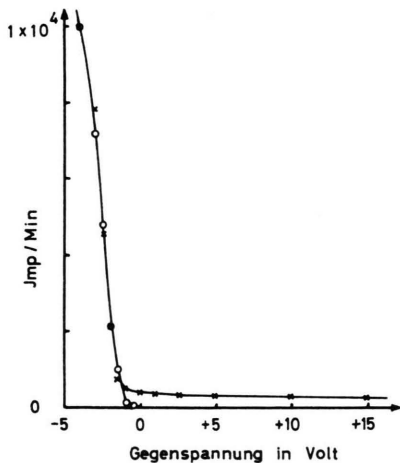


Abb. 1. Gemessene Ionenintensität als Funktion der angelegten Gegenspannung in Volt bei beginnender Rotglut:

a) ○: Thermische Ionen ($^{39}\text{K}^+$) aus Molybdän,
x: Sekundärionen ($^{98}\text{Mo}^+$) beim Beschuß von Mo mit Xe-Ionen von 1 keV;

b) ○: Thermische Ionen ($^{23}\text{Na}^+$) aus Chromstahl,
x: Sekundärionen ($^{52}\text{Cr}^+$) beim Beschuß von Chromstahl mit Xe-Ionen von 1 keV.

⁵ W. HITTORF, Ann. Physik **21**, 126 [1884].

⁶ A. v. HIPPEL, Ann. Physik **81**, 1043 [1926].

⁷ E. S. LAMAR u. K. T. COMPTON, Science **80**, 541 [1934].