

Energieverteilung der von 2, 5, 10 und 15 keV He- und Ar-Ionen an Molybdän ausgelösten Elektronen

GÜNTER WEHNER *

Physikalisches Institut der Universität Mainz

Eingegangen am 17. Februar 1966

The energy distribution of electrons ejected from Mo by He und Ar-ions of 2, 5, 10 and 15 keV has been measured by an electrostatic analyzer of the 127° cylindrical condenser type. The relative number of faster electrons grows with increasing primary energy, but the position of the maximum of the distribution curves (1.9 eV for He and 1.7 eV for Ar) is the same for ion energies of 5, 10 and 15 keV. Only for 2 keV the maximum is shifted slightly towards lower energies.

Ein auf die Oberfläche eines Festkörpers treffendes Ion kann Elektronen sowohl auf Grund seiner Ionisierungsenergie (Potentialemission) als auch seiner kinetischen Energie (kinetische Emission) auslösen. Während die Potentialemission durch die ausführlichen Untersuchungen von HAGSTRUM¹ im wesentlichen geklärt ist, gibt es bis heute keine abgeschlossene Theorie der kinetischen Emission. Dies liegt daran, daß theoretische Aussagen über die Energieabgabe an die Elektronen des Festkörpers nur dann möglich sind, wenn die Geschwindigkeit des Ions entweder sehr viel größer oder sehr viel kleiner ist als die Geschwindigkeit der Elektronen auf ihren Bohrschen Bahnen. Für große Primärenergien hat STERNGLASS² eine Theorie entwickelt, während sich mit dem Bereich kleiner Primärenergien Arbeiten von v. ROOS³, PARILIS und KISHINEVSKII⁴, HARRISON, CARLSTON und MAGNUSON⁵ befassen. Die experimentellen Arbeiten beschränken sich vorwiegend auf die Bestimmung der Ausbeute. Nur in wenigen Fällen wird die Energieverteilung der austretenden Elektronen mit der Gegenfeldmethode gemessen⁵⁻⁹.

* Jetzt Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig.

¹ HAGSTRUM, H. D.: Phys. Rev. **96**, 336 (1954).

² STERNGLASS, E. J.: Phys. Rev. **108**, 1 (1957).

³ ROOS, O. v.: Z. Physik **147**, 210 (1957).

⁴ PARILIS, E. S., i L. M. KISHINEVSKII: Soviet Phys. — Solid State **3**, 885 (1960).

⁵ HARRISON, P. E., C. E. CARLSTON, and E. D. MAGNUSON: Phys. Rev. **139** A, 737 (1965).

⁶ WATERS, P. M.: Phys. Rev. **111**, 1053 (1958).

⁷ BRUNNÉ, C.: Z. Physik **147**, 161 (1957).

⁸ LAPONSKY, A. B.: J. Appl. Phys. **34**, 1568 (1963).

⁹ RAKHIMOV, R. R., and KH. DZHURAKULOV: Radio Eng. Electronic Phys. (USA) **9**, 263 (1964).

Eine zusammenfassende Übersicht gibt KAMINSKY¹⁰. Einzelheiten zu den folgenden Messungen vgl. WEHNER¹¹.

Versuchsanordnung

Die Primärionen werden mit einer Ionendüse *B 1* nach GOLDMANN¹² erzeugt (Fig. 1). Zwischen dem Glühdraht *G* und *B 1* liegt eine Spannung von 100 oder 75 V, je nachdem ob Helium oder Argon durch das Nadelventil *N* eingelassen wird. Die durch Elektronenstoß entstehenden Ionen*

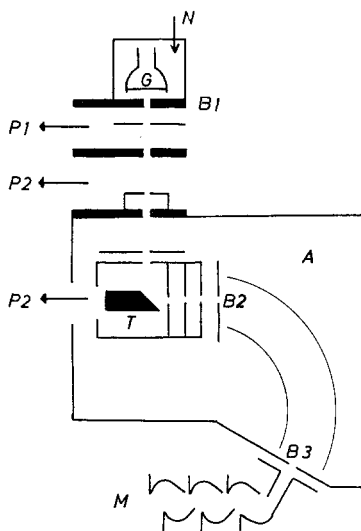


Fig. 1. Schematische Darstellung der Meßanordnung (vgl. Text)

werden abgesaugt und in Richtung auf das Target *T* weiterbeschleunigt. Die Pumpen *P 1* und *P 2* sorgen dafür, daß der Druck in der Analysator-kammer *A* nicht über $5 \cdot 10^{-6}$ Torr ansteigt.

Das Target besteht aus einem Molybdän-Zylinder von 15 mm Durchmesser, auf dessen polierte Stirnfläche die Ionen unter einem Winkel von 45° auftreffen. Während der Messung wird das Target durch eine bifilar gewickelte Heizwendel auf einer Temperatur von ca. 500°C gehalten. Ein Teil der ausgelösten Elektronen durchläuft ein Blenden-system und tritt – um 10 V nachbeschleunigt – in den 127° -Zylinderkondensator ein. Dieser hat einen inneren Radius von 45,0 mm, einen

äußeren Radius von 57,5 mm; der Eintrittsspalt *B 2* ist 1 mm breit, der Austrittsspalt *B 3* 0,5 mm. Die den Zylinderkondensator verlassenden Elektronen werden mit 350 V nachbeschleunigt und mit einem Multiplier *M* gezählt. Alle Teile der Apparatur, die die Elektronen auf ihrem Weg vom Target bis zur Blende *B 3* passieren, sind vergoldet. Das Kontaktpotential zwischen Target und Wand sowie das magnetische Erdfeld werden kompensiert.

* Nach LANDOLT-BÖRNSTEIN verhalten sich die Ionisierungswahrscheinlichkeiten für die Erzeugung von doppelt und einfach geladenen Ar-Ionen wie 1:10 bei einer Elektronenenergie von 75 eV. Auf eine Abtrennung der doppelt geladenen Ionen konnte daher verzichtet werden.

¹⁰ KAMINSKY, M.: Atomic and ionic impact phenomena on metal surfaces. Berlin-Heidelberg-New York: Springer 1965.

¹¹ WEHNER, G.: Diss. Mainz 1964.

¹² GOLDMANN, F.: Ann. Physik, Ser. V, **10**, 460 (1931).

Zur *Kontrolle* wurden Energieverteilungen gemessen, bei denen als Primärteilchen *Elektronen* vom Glühdraht *G* dienten. Bei Primärenergien zwischen 500 eV und 8 keV waren die Energieverteilungen unabhängig von der Primärenergie und stimmten mit den von KOLLATH¹³ an ausgeheiztem Mo gemessenen überein.

Meßergebnisse

Die gemessenen Zählratenkurven wurden auf Energieverteilungen umgerechnet¹⁴ und dann auf gleiche Höhe der Maxima normiert. Diese Energieverteilungen, die beim Beschuß von Mo mit He- und Ar-Ionen erhalten wurden, sind in Fig. 2 und 3 (s. S. 442) wiedergegeben. Jeder Meßpunkt ist der Mittelwert von zwei bis drei Zählungen zu je 6 sec. Gasdruck und Heizstrom der Ionenquelle wurden so eingestellt, daß die Zählraten im Maximum ungefähr 3000 Imp/6 sec betrugen. Der weitere Verlauf der Energieverteilungskurven nach größeren Energien wurde in einigen Fällen verfolgt. Ein Beispiel für 15 keV He-Ionen gibt die folgende Tabelle:

Energie der Elektronen: (eV)	24	32	42	52	83	146	167
Zählraten: (Imp/6 sec)	440	190	55	32	16	10	11

Die Zählrate im Maximum betrug bei dieser Messung 5300 Imp/6 sec bei einem Nulleffekt von 10 Imp/6 sec. Nach diesen Messungen lösen also 15 keV He-Ionen Elektronen mit Energien bis zu ca. 80 eV aus.

Die Abhängigkeit der Energieverteilung von der Primärenergie der Ionen ist in zwei kürzlich erschienenen Arbeiten^{5,9} untersucht worden. In Übereinstimmung mit den hier vorliegenden Ergebnissen wird in beiden Fällen festgestellt, daß der Anteil der schnelleren Elektronen mit zunehmender Primärenergie wächst. Außerdem finden auch RAKHIMOV und DZHURAKULOV⁹ beim Beschuß von *polykristallinem Mo* mit Ne-Ionen der Energie 3 und 5 keV nur eine geringe Verschiebung des Maximums von 1,9 auf 2,0 eV. Dagegen berichten HARRISON, CARLSTON und MAGNUSON⁵ beim Beschuß von *Cu-Einkristallen* mit Ar-Ionen der Energie 2 und 10 keV über eine Verschiebung des Maximums von 2 auf 5 eV. Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß die 5 keV-Kurven in Fig. 2 bzw. Fig. 3 gut mit den Energieverteilungen übereinstimmen, die BRUNNÉ⁷ mit Li- bzw. K-Ionen der Energie 2,5 keV an Mo gemessen hat.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Mainz ausgeführt. Herrn Professor Dr.-Ing. R. KOLLATH danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein förderndes Interesse. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich dafür, daß ich eine von ihr zur Verfügung gestellte Zählapparatur benutzen konnte.

¹³ KOLLATH, R.: Ann. Physik, Ser. VI, **1**, 357 (1947).

¹⁴ KOLLATH, R.: Ann. Physik, Ser. V, **27**, 721 (1936).

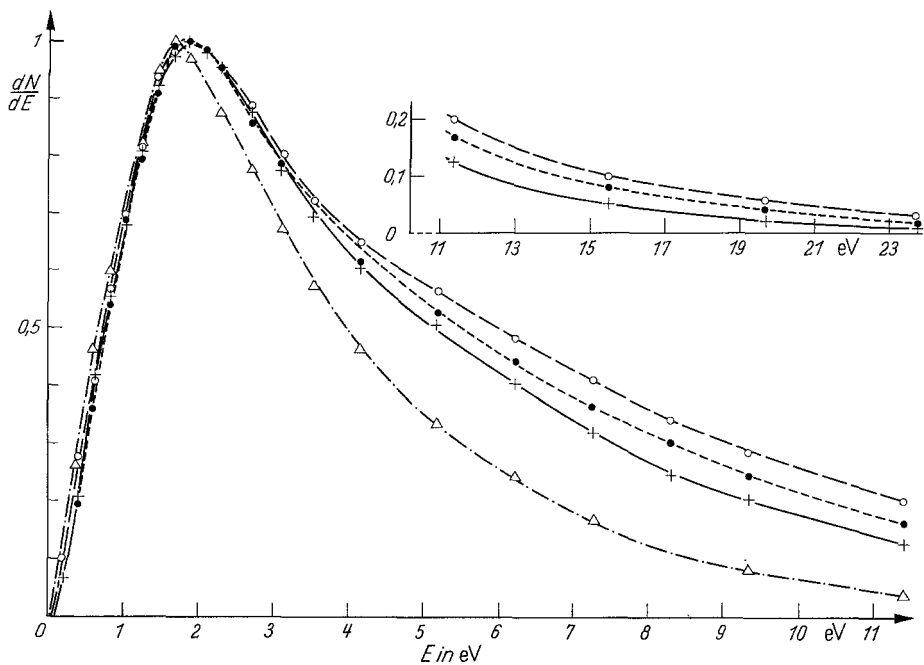


Fig. 2. Energieverteilungen der von He-Ionen an Molybdän ausgelösten Elektronen. Ionenenergie: 2 keV $\triangle\triangle\triangle$; 5 keV $++++$; 10 keV $\bullet\bullet\bullet$; 15 keV $\circ\circ\circ$

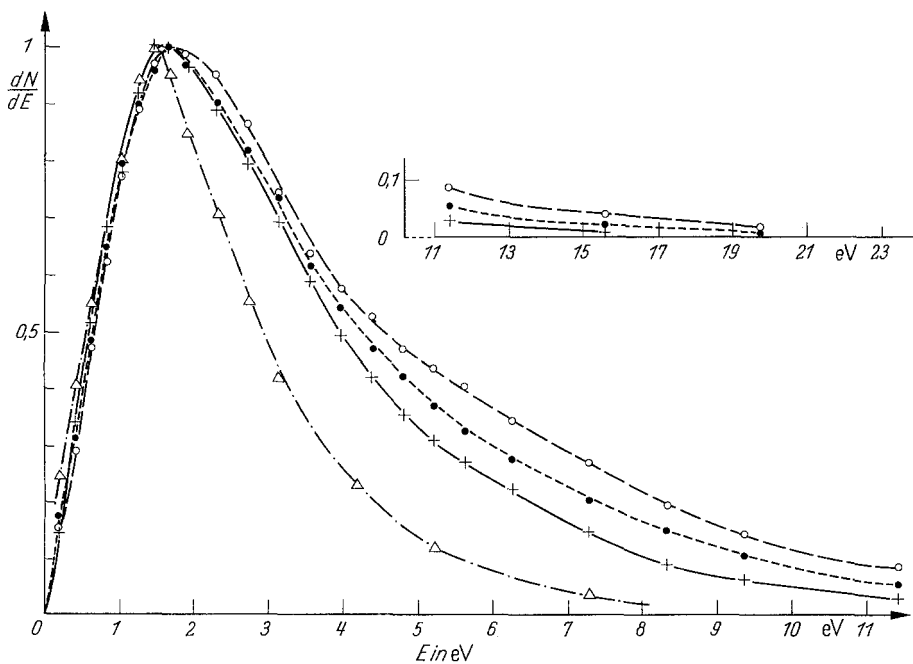


Fig. 3. Energieverteilungen der von Ar-Ionen an Molybdän ausgelösten Elektronen. Ionenenergie: 2 keV $\triangle\triangle\triangle$; 5 keV $++++$; 10 keV $\bullet\bullet\bullet$; 15 keV $\circ\circ\circ$