

# Feldionenmikroskopische Untersuchungen im Mischkristallsystem Wolfram-Molybdän

Von E. K. CASPARY und E. KRAUTZ

OSRAM-Studiengesellschaft Augsburg

(Z. Naturforsch. **19 a**, 591—595 [1964]; eingegangen am 21. Januar 1964)

*Herrn Professor Dr. E. JUSTI zum 60. Geburtstag gewidmet*

Einkristalle des Mischkristallsystems Wolfram—Molybdän konnten feldionenmikroskopisch mit Heliumionen bei 20 °K hochaufgelöst abgebildet werden. Mit zunehmender Molybdänkonzentration (25, 50, 75 Atom-Proz.) zeigte sich eine verstärkte Auflockerung der Kristallflächen. Neben den von der Herstellung herrührenden Gitterdefekten werden Leerstellen beobachtet, die insbesondere bei dem atomaren Abbau von Kristallflächen durch Feldeinwirkung gebildet und auf bevorzugte Feldverdampfung des Molybdäns aus den Mischkristallen zurückgeführt werden.

Die in der Metallphysik benutzten Untersuchungsmethoden vermögen zumeist nur Mittelwerte für die interessierenden Festkörpereigenschaften zu liefern, die sich auf einen größeren Bereich der Oberfläche oder des Volumens des Metalls beziehen.

Das von MÜLLER<sup>1</sup> entwickelte Feldionenmikroskop hat jedoch mit seinem extrem hohen Auflösungsvermögen die Möglichkeit eröffnet, die atomare Struktur der Oberfläche feinsten Spitzen von hochschmelzenden Metallen bei tiefen Temperaturen mit Helium- oder Neon-Ionen auf einem Leuchtschirm unmittelbar sichtbar abzubilden. Die Edelgasionen werden in sehr geringem Abstand vor der Metalloberfläche unter der Einwirkung sehr hoher elektrischer Feldstärken erzeugt, die für Helium bei 450 MV/cm und für Neon bei 350 MV/cm liegen<sup>2</sup>. Für gute feldionenmikroskopische Abbildungen ist demgemäß zu fordern, daß die Metallkristallspitzen derart hohe Feldstärken aushalten, d. h., daß die zu untersuchenden Metalle hinreichend hohe Zerreißfestigkeit und Verdampfungswärme besitzen, die Metallatome also hohe Bindungsfestigkeit und Ionisierungsspannung aufweisen, so daß während der Abbildung noch kein stärkerer atomarer Abbau, Feldverdampfung<sup>3, 4</sup>, stattfindet. Diese Bedingungen werden von mehreren hochschmelzenden Metallen erfüllt, am besten von Wolfram, das daher feld-

ionenmikroskopisch auch am meisten untersucht worden ist.

Neben dem Studium des Wachstums und der Abbauförmungen von Metallkristallen ist für die Festkörperphysik auch der unmittelbare Nachweis der verschiedenen Gitterfehler von besonderem Interesse, die durch Fremdstoffzusätze und Fehlorderungen der Gitterbausteine im Kristall hervorgerufen werden und insbesondere die strukturempfindlichen Metalleigenschaften bestimmen.

Während zunächst vor allem hochschmelzende Metalleinkristalle mit möglichst geringem Fremdstoffgehalt untersucht worden sind<sup>5</sup>, haben wir uns den Metallegierungen zugewandt, bei denen die Zusatzkomponente in möglichst hoher Konzentration hinzugefügt werden kann. Dafür bietet sich das Zweistoffsystem Wolfram—Molybdän an, das eine lückenlose Mischkristallbildung aufweist. Gegenüber den bisher untersuchten Einzellegierungen mit festen Zusatzkonzentrationen<sup>6–8</sup> läßt das Mischkristallsystem Wolfram—Molybdän die Untersuchung über den vollen Konzentrationsbereich zu. Hierbei kann man zugleich den Einfluß eines Zusatzmetalles mit niedrigerem sowie höherem Schmelzpunkt als dem des Wirtsgitters verfolgen. Von besonderem Interesse ist auch die Frage, ob eine Unterscheidung zwischen den beiden Legierungskomponenten feldionenmikroskopisch möglich ist.

<sup>1</sup> E. W. MÜLLER, Z. Naturforsch. **11 a**, 88 [1956]; Adv. Electronics Electron Physics **13**, 83 [1960].

<sup>2</sup> E. W. MÜLLER, Direct Observation of Imperfections in Crystals, J. Wiley & Sons, New York 1962, S. 77.

<sup>3</sup> E. W. MÜLLER, J. Appl. Phys. **27**, 474 [1956].

<sup>4</sup> M. DRECHSLER u. G. PANKOW, Proc. Int. Conf. Electron Microscopy, London 1954, S. 405.

<sup>5</sup> E. W. MÜLLER, Z. Phys. **156**, 399 [1959]; J. Phys. Soc., Japan **18**, Suppl. II, 1 [1963].

<sup>6</sup> E. W. MÜLLER, Bull. Amer. Phys. Soc. (Ser. II) **7**, 27 [1962].

<sup>7</sup> A. H. COTTRELL, J. Inst. Met. **90**, 449 [1961/62].

<sup>8</sup> B. RALPH u. D. G. BRANDON, Phil. Mag. **8**, 919 [1963].



### Die Meßanordnung

Für die Untersuchungen wurden Feldionenmikroskopröhren nach Abb. 1 benutzt, die aus Hartglas gefertigt waren und gründlich ausgeheizt werden konnten. Die zu untersuchende Metallspitze wurde auf einen Wolframbügel (0,2 mm  $\phi$ ) aufgeschweißt, der über zwei Stromzuführungen geheizt oder durch flüssigen Wasserstoff gekühlt werden konnte. Die Innenwandungen des doppelten DEWAR-Gefäßes sind zur Vermeidung von Aufladungen mit einer leitenden Zinnoxyschicht versehen, die geerdet wird. Für den Leuchtschirm wurde grün lumineszierendes Zinksilikat verwendet.

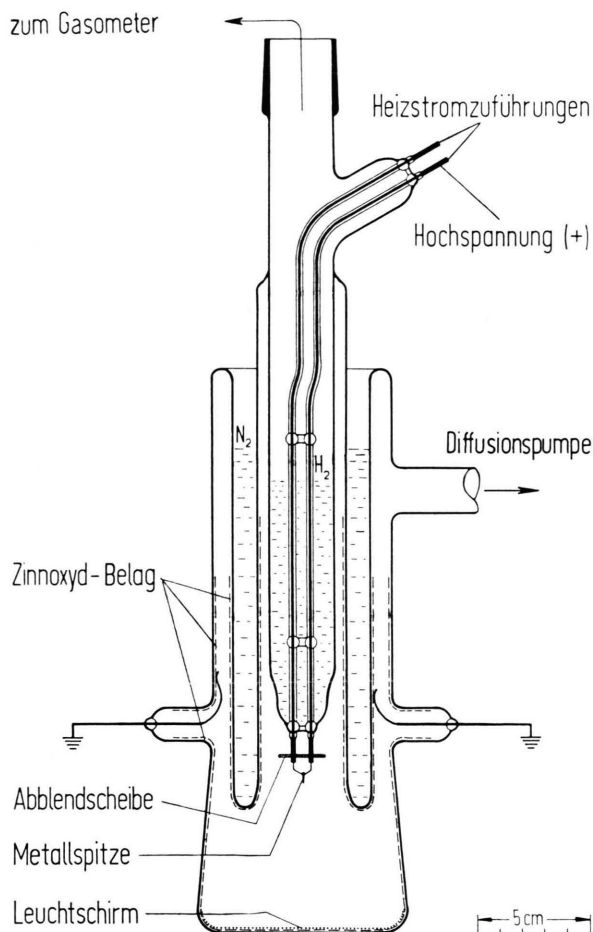


Abb. 1. Feldionenmikroskopröhre.

Zur Feldionenabbildung wurde ein Heliumgasdruck von  $10^{-4}$  bis  $3 \cdot 10^{-3}$  Torr eingestellt und mit einer BAYARD-ALPERT-Meßröhre überwacht. Die benutzten Gleichspannungen betragen je nach Durchmesser der Metallspitzen 4–40 kV. Zur Aufnahme der Leuchtschirmbilder wurde eine Exakta Varex II a mit einem lichtstarken Objektiv (Zeiss-Sonnar 1 : 1,4;  $f = 50$  cm) und Kodak Spectroscopic Film 103 a – G benutzt.

### Die Herstellung der Meßproben

Neben den reinen Komponenten W und Mo sind die W–Mo-Legierungen mit 75, 50 und 25 Atom-Proz. W (Tab. 1, I–V) untersucht worden. Als Ausgangsmaterial für die Metallspitzenherstellung dienten Drähte von 0,2 mm  $\phi$ , die nach bekannten pulvermetallurgischen Verfahren aus Sinterstäben durch Hämmern und Ziehen im OSRAM-Drahtwerk hergestellt worden sind. Sämtliche Drähte zeigten Kristallvorzugsorientierung in  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen.

Die Ätzung der Spitzen erfolgte durch elektrolytische Abtragung in 15-proz. wäßriger KOH-Lösung bei Stromstärken von 1 bis 0,1 A, indem die Drahtenden wiederholt kurzzeitig in den Elektrolyten getaucht wurden.

Statt der üblichen thermischen Formierung erfolgte die Glättung der Spitzen durch Felddesorption, um stärkere Entmischungsvorgänge der Spitzen zu vermeiden, die wegen des unterschiedlichen Dampfdruckes der Legierungskomponenten bei Glühbehandlungen entstehen können. Die chemische Analyse und Berechnung des Atomverhältnisses aus röntgenographisch ermittelten Gitterkonstanten nach dem VEGARDSCHEN Gesetz<sup>9</sup> haben ergeben, daß bei der Verarbeitung keine nennenswerte Entmischung der Mischkristalle eingetreten ist. In Übereinstimmung damit weisen auch die ermittelten Widerstandsverhältnisse einen Maximalwert für die Legierung 50 W 50 Mo auf, was bei der stärksten gegenseitigen Gitterstörung zu erwarten ist. Weitere nähere Angaben über die Meßanordnung und die Herstellung der Meßproben sind der Dissertation von CASPARY<sup>10</sup> zu entnehmen.

Die chemische Überprüfung der Proben verdanken wir Herrn Dr. A. DANNEIL, die Messung der Restwiderstände Herrn Dr. H. SCHULTZ.

### Ergebnisse

Aus den feldionenmikroskopischen Aufnahmen I bis V der Abb. 2\* ist zu ersehen, daß die Oberfläche des Wolfram-Einkristalles am besten abgebildet werden konnte, weil die Voraussetzungen dafür optimal erfüllt sind, da bei Wolfram die Verdampfungsfeldstärke mit etwa 510 MV/cm beträchtlich über der optimalen Abbildungsfeldstärke von etwa 450 MV pro cm bei Abbildung mit Heliumionen liegt, wie aus Tab. 1 ersichtlich. An den Spitzenkristallen des Wolframs sind die Kristallflächen mit den dichtesten Atompackungen des kubisch-raumzentrierten Kristallgitters am stärksten abgeflacht, insbesondere die Bereiche um die Pole  $\{110\}$ . In Gebieten um die Pole

<sup>9</sup> L. VEGARD u. H. SCHJELDERUP, Phys. Z. **18**, 93 [1917].

<sup>10</sup> E. K. CASPARY, Dissertation Techn. Hochschule Braunschweig 1963.

\* Abb. 2 bis 6 auf Tafel S. 594 a, b.

Metallproben	I		II		III		IV		V			
Legierungskomponenten:	W	Mo	W	Mo	W	Mo	W	Mo	W	Mo		
a) Einwaage [At%]	100		75	25	50	50	25	75		100		
b) Analyse [At%]				25,5		49,9		75,2				
c) Aus Gitterkonstanten nach VEGARDSchem Gesetz berechnet [At%]				25,0		50,4		75,3				
Widerstandsverhältnis	0,0428		0,3084		0,3347		0,2542		0,0339			
Schmelzpunkte [°C]	3380		3150		2930		2740		2620			
Feldstärke für Feldverdampfung am Spitzenscheitel (110) [MV/cm]	510		480		460		445		425			
Bei feldionenmikroskopischer Abbildung												
a) noch gut ausgebildete Flächen {hkl}	110	200	211	110	200	211	110	200	211	110	200	211
	222	411	332	222	411	332	222	411	332	222	411	332
	433	442	611	433	442	611	433			433	442	
	622	552	644									
	662											
b) bereits aufgelockerte Flächen {hkl}	772		662		442		433		611			

Tab. 1. Ausbildung von Kristallflächen der <110>-Zonen im Mischkristallsystem Wolfram—Molybdän.

{222} sind dagegen beträchtlich kleinere Krümmungsradien verwirklicht, wie es aus den Untersuchungen von MÜLLER<sup>11</sup> und von DRECHSLER und WOLF<sup>12</sup> an Wolfram bekannt ist.

Im Falle des Molybdäns liegt dagegen die Verdampfungsfeldstärke sogar etwas unter der optimalen Abbildungsfeldstärke. Erst etwas unterhalb der optimalen Abbildungsfeldstärke gelingt es hier, größere Bereiche der Kristalloberfläche hinreichend scharf abzubilden (Abb. 2, V). Auch dann findet aber in der näheren Umgebung des Spitzenscheitels, insbesondere zwischen den Zonen <111> und <120>, noch immer geringfügiger Feldabbau statt. Stärkeren Feldabbau zeigen hingegen bei den gleichen Bedingungen die Kristalldreiecke zwischen den Zonen <111> mit den {222}-Polen als Mittelpunkte vor allem in den Gebieten mit kleineren Krümmungsradien. Demzufolge sind die Oberflächen in den Zonenbereichen <110> und <311> in der Nähe der Oktaederpole von Molybdän-Einkristallen weniger gut abzubilden als die von Wolfram-Einkristallen. Die höhere Bildhelligkeit in den Bereichen um die {222}-Pole dürfte auf lokale Aufrauungen infolge vorhergegangener Feldverdampfung zurückzuführen sein. Durch Ableitungen kleiner Kristallbereiche, wie wir es auch an Palladiumspitzen beobachten

konnten, können die Oberflächen unter der Wirkung höherer Feldstärken zusätzlich aufgeraut werden.

Die gegenüber Wolfram geringere Abbildungsgüte bei Molybdän zeigt sich besonders in der schlechteren Ausbildung der höher indizierten Flächen, wie in Tab. 1 angegeben ist. Während bei Wolfram die Flächen {611} bis {662} noch gut ausgebildet sind, trifft dies bei Molybdän bereits für die {611}-Flächen schon nicht mehr zu.

Mit zunehmender Molybdän-Konzentration in den W—Mo-Mischkristallen zeigen die feldionenmikroskopischen Abbildungen ihrer Oberflächen (Abb. 2, II—IV) fortschreitend weniger gut ausgebildete Kristallflächen. Dies ist wiederum besonders deutlich bei den höher indizierten Flächen, wie in Tab. 1 vermerkt, festzustellen. Das liegt zum Teil daran, daß das Verhältnis von Verdampfungsfeldstärke zu optimaler Abbildungsfeldstärke mit steigender Molybdän-Konzentration zunehmend kleiner wird. Würde jedoch allein die Verdampfungsfeldstärke die Ausbildung der Mischkristalloberflächen bestimmen und der Abbau beider Atomarten bei allen W—Mo-Mischkristallen völlig unterschiedslos vonstatten gehen, so sollten die Abbildungen für die Mischkristalloberflächen nicht wesentlich schlechter als für Molybdän ausfallen. Da dies offensichtlich nicht zutrifft, ist

<sup>11</sup> E. W. MÜLLER, IV. Int. Kongr. Elektronenmikroskopie, Berlin 1958, Verhandl. Bd. 1, S. 820.

<sup>12</sup> M. DRECHSLER u. P. WOLF, IV. Int. Kongr. Elektronenmikroskopie, Berlin 1958, Verhandl. Bd. 1, S. 835.

zu folgern, daß die Gitterplatzbesetzung bei den hier untersuchten Mischkristallen nicht so gut wie bei den Einkristallen aus nur einer Atomart ist und daß außerdem der atomare Abbau von Wolfram und Molybdän aus Mischkristallen unter der Einwirkung hoher elektrischer Feldstärken keineswegs unterschiedslos erfolgt, sondern bevorzugte Feldverdampfung von Molybdän aus W—Mo-Legierungen stattfindet. Anderenfalls sollte die Substitution von 25 Atom-Proz. Wolfram in Molybdän keinen wesentlich größeren Einfluß haben als die Substitution von 25 Atom-Proz. Molybdän in Wolfram, jeweils verglichen mit den W- bzw. Mo-Oberflächen. Überdies sollte sonst die Gitterstörung bei den Mischkristallen III mit 50 Atom-Proz. Mo in Übereinstimmung mit dem Widerstandsverhältnis am größten sein. Die gestörteste Oberflächenstruktur weisen jedoch die Mischkristalle IV mit 25 Atom-Proz. W, 75 Atom-Proz. Mo auf. Es liegt nahe, hierfür verstärkte Feldverdampfung von Molybdän aus der Legierungsoberfläche zumindest zusätzlich verantwortlich zu machen. Dadurch wird die Leerstellenkonzentration in der Oberfläche und somit die atomare Oberflächenrauigkeit weiter erhöht, was zu stärkeren lokalen Feldstärkeänderungen und damit zu einer stärker aufgelockerten Verteilung der hellen Bildpunkte führt.

Aus dem Atomabbau der (222)-Fläche, die auf der Aufnahme III in Abb. 2 durch Umrandung gekennzeichnet ist, kann z. B. ebenfalls auf bevorzugte Feldverdampfung von Molybdän aus W—Mo-Mischkristallen geschlossen werden. In Abb. 3 ist der zeitliche Verlauf dieses Flächenabbaues vergrößert wiedergegeben. Während der Abbau der Atome in der Reihenfolge 1, 2, 3 sich in Übereinstimmung mit den Regeln für Kristallwachstum und Kristallabbau nach KOSSEL und STRANSKI<sup>13</sup> befindet, erfolgt der Abbau des Atoms 4 innerhalb einer Atomreihe zwischen 5 und 6 im Widerspruch zu obigen Abbauregeln, woraus wohl zu schließen ist, daß es sich bei dem Atom 4 um ein weniger fest gebundenes Molybdänatom handelt.

Bei den in feldionenmikroskopischen Abbildungen aufgefundenen Leerstellen muß man wohl unterscheiden zwischen Leerstellen, die bei der Kristallisation, Verformung und Abschreckung der Kristallproben entstanden und im Volumen verteilt sind, so-

wie Leerstellen, die durch Einwirkung hoher elektrischer Feldstärken in der Kristalloberfläche zusätzlich erzeugt werden. Der Anteil der Leerstellen der zweiten Gruppe wird um so größer sein, je geringer die Bindungsenergie des Zusatzatoms ist. Einige Beispiele für Oberflächenleerstellen in Flächen von W—Mo-Mischkristallen mit 75 Atom-Proz. und 50 Atom-Proz. W und in Kanten an W—Mo-Mischkristallen mit 75 Atom-Proz. W sind in Abb. 4 wiedergegeben.

Änderungen in der Gitterplatzbesetzung, z. B. Bildung und Wanderung von Leerstellen, in einer Folge mehrerer feldionenmikroskopischer Abbildungen derselben Metallspitze bei langsamer Feldverdampfung können leicht ermittelt werden, indem auf das Positiv des Ausgangsbildes eines der nachfolgenden Negative der Reihe projiziert oder das Ausgangspositiv mit einem der zu vergleichenden nachfolgenden Negative zur Deckung gebracht vergrößert wird. Dann markieren sich die eingetretenen Änderungen durch helle Punkte auf dunklem bzw. durch dunkle Punkte auf hellem Untergrund. Gegenüber dem Farbverfahren von MÜLLER<sup>14</sup> ist dieses vereinfachte Positiv-Negativ-Verfahren eine völlig ausreichende Methode, die neuerdings auch von BRANDON und Mitarb.<sup>15</sup> zum Nachweis der Entstehung von Oberflächenleerstellen beim Beschuß mit  $\alpha$ -Teilchen und Neutronen mit Erfolg verwendet worden ist.

Als besonders bemerkenswert ist hervorzuheben, daß auf gewissen Kristallflächen, z. B. (200) und (310) des Mischkristalles mit 75 Atom-Proz. W (in Abb. 2, II umrahmt), Atomanordnungen zu finden sind, bei denen die Abstände der Atome die Normalabstände der Atome in diesen Flächen übertreffen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß bei hinreichend hohen Feldstärken die Oberflächenatome infolge von Abstoßungskräften zwischen induzierten parallelen Dipolen<sup>16</sup> neue Gleichgewichtslagen einnehmen. In der Kristallfläche (200), die in Abb. 5 a vergrößert wiedergegeben ist, ist nur jeder zweite der möglichen Oberflächenplätze (Abb. 5 b) besetzt. Auch die nächst tiefere (200)-Netzebene zeigt an den Ecken, also an Orten höherer Feldstärke, diese Auflockerung.

Ähnlich, doch weniger regelmäßig, sind die Atome auf den Flächen (310), die in Abb. 6 vergrößert sind, angeordnet. Die Kante in Richtung  $[\bar{3}11]$  (Abb. 6 a) entspricht der Atomreihe in dem zuge-

<sup>13</sup> O. KNACKE u. I. STRANSKI, Erg. exakt. Naturw. **26**, 383 [1952].

<sup>14</sup> E. W. MÜLLER, Umschau **57**, 579 [1957].

<sup>15</sup> D. G. BRANDON, M. WALD, M. J. SOUTHOON u. B. RALPH, J. Phys. Soc., Japan **18**, Suppl. II, 324 [1963].

<sup>16</sup> M. DRECHSLER, Phys. Verh. VDPG (H. 3), 115 [1962].



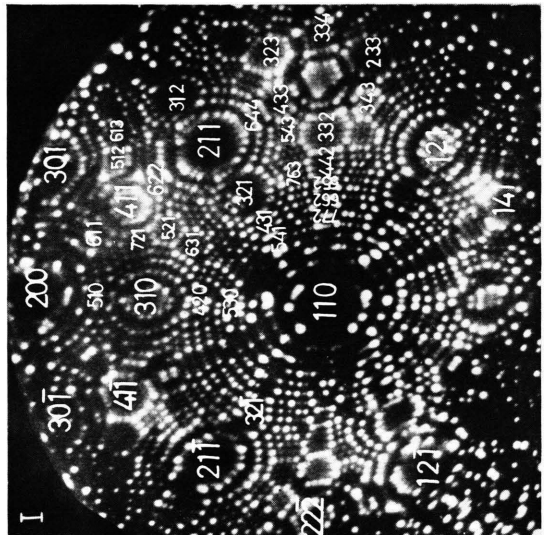
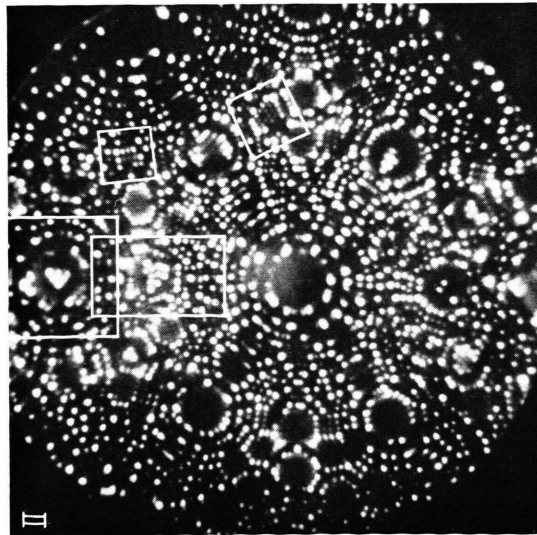
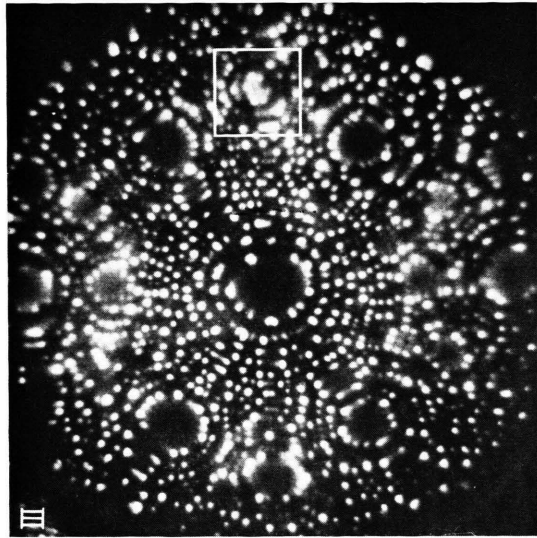
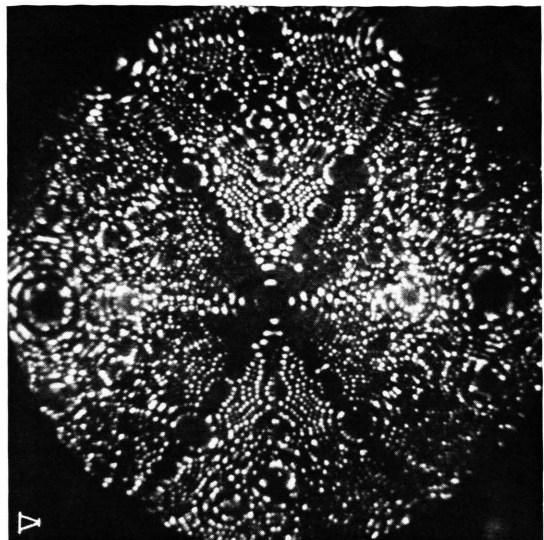
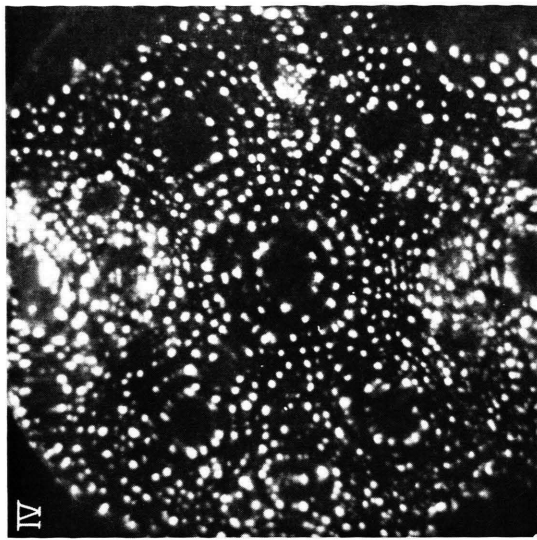


Abb. 2. Feldionenmikroskopische Abbildungen der Oberfläche einkristalliner Metallspitzen des Mischkristallsystems Wolfram—Molybdän mit He-Ionen bei  $T \approx 20^\circ \text{K}$ .

- I. W-Einkristall
- II. 75 Atom-Proz. W  
25 Atom-Proz. Mo-Mischkristall
- III. 50 Atom-Proz. W  
50 Atom-Proz. Mo-Mischkristall
- IV. 25 Atom-Proz. W  
75 Atom-Proz. Mo-Mischkristall
- V. Mo-Einkristall.

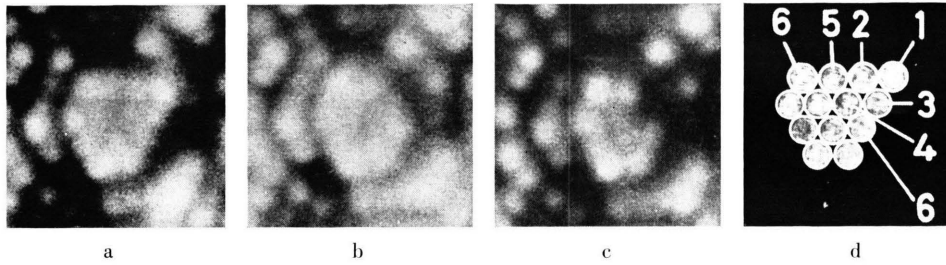


Abb. 3. Atomarer Abbau einer (222)-Fläche eines 50 W 50 Mo-Mischkristalles bei hohen elektrischen Feldstärken. a) Ausgangszustand; b) nach Abbau der Atome 1, 2, 3; c) nach Abbau des Atoms 4 (Kantenleerstelle); d) zeitliche Reihenfolge des Atomabbaues.

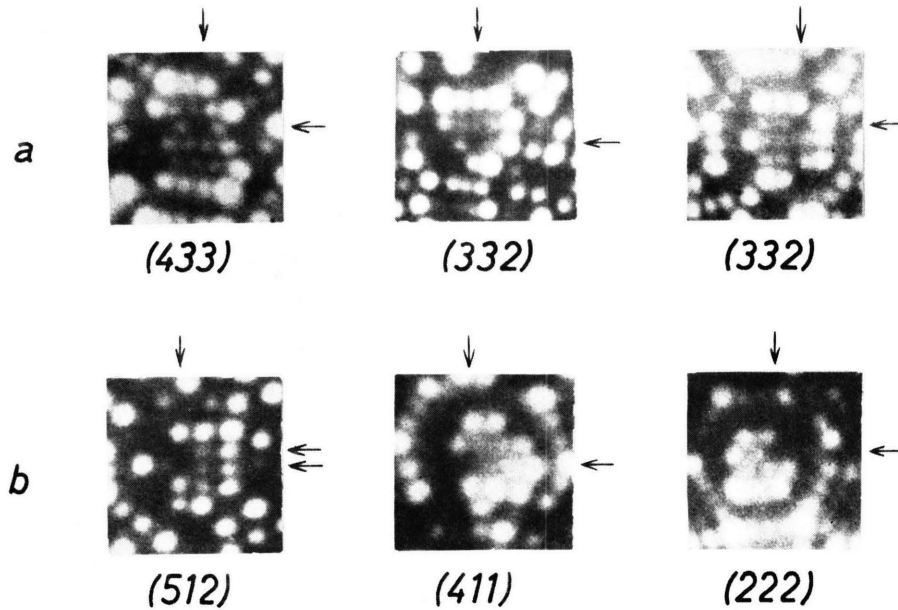


Abb. 4. Oberflächenleerstellen in Flächen (a) und Kanten (b) von W—Mo-Mischkristallen mit 75 Atom-Proz. W: a (433), (332); b (512), (411), (222); 50 Atom-Proz. W: a (332).

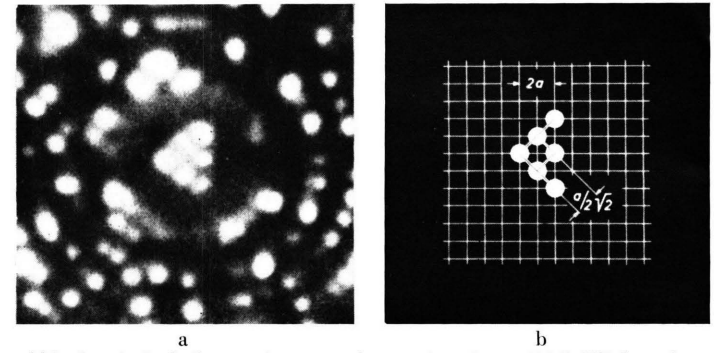


Abb. 5. Aufgelockerte Atomanordnung in einer (200)-Fläche eines W—Mo-Mischkristalles mit 75 Atom-Proz. W. a) feldionenmikroskopische Abbildung (Ausschnittsvergrößerung aus Abb. 2, II); b) Atomabstände in der aufgelockerten Gitterplatzbesetzung.

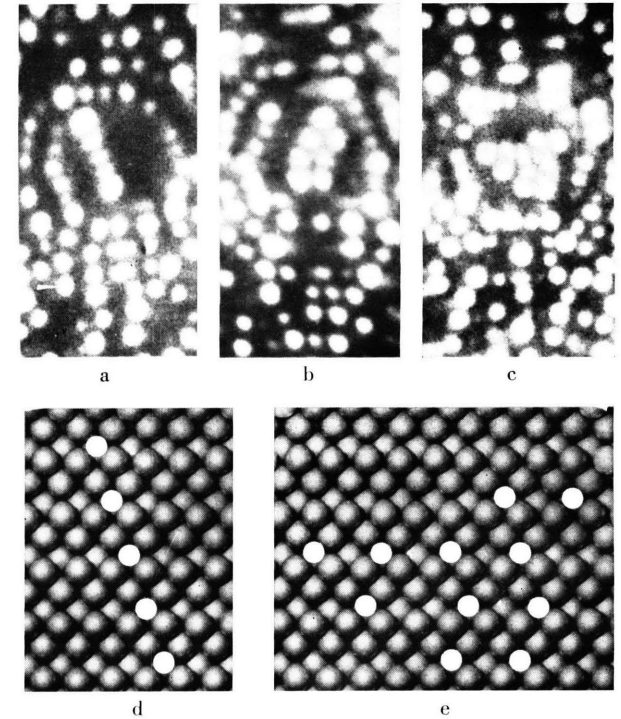


Abb. 6. Aufgelockerte Atomanordnung in (310)-Flächen aus W—Mo-Mischkristallen mit 75 Atom-Proz. W. a, b, c feldionenmikroskopische Abbildungen (c Ausschnittsvergrößerung aus Abb. 2, II); d, e Modell Darstellungen der Atomanordnungen für a bzw. c.

hörigen Modell (Abb. 6 d). Durch Anlagerung weiterer Oberflächenatome im doppelten Atomabstand  $2a$  parallel zu  $\langle 311 \rangle$ -Richtungen gelangt man zunächst zur Atomanordnung in Abb. 6 b und dann zu der in Abb. 6 c, die wieder im Modell (Abb. 6 e) dargestellt ist.

Bei den W – Mo-Mischkristallen dürften sich die abstoßenden Kräfte zwischen den Oberflächenatomen wegen der größeren Polarisierbarkeit der Molybdänatome<sup>17</sup> gegenüber Wolframatomen stärker bemerk-

bar machen. Da die Bindungen zwischen den Atomen bei den Legierungen ohnehin durch das Zusammen-treten unterschiedlicher Komponenten geschwächt sind und Umlagerungen durch Feldverdampfung einiger Molybdän-Oberflächenatome noch unterstützt werden, ist die größere Ausdehnung dieser aufgelockerten Kristallflächen bei den W – Mo-Mischkristallen gegenüber den bisherigen Beobachtungen an Wolfram-Einkristallen verständlich.

<sup>17</sup> H. LIEPACK u. M. DRECHSLER, Naturwiss. 43, 52 [1956].

## Beitrag zur Oberflächenelektronik in der Sicht der thermionischen Energiewandlung

Von Prof. Dr.-Ing. WERNER KLUGE

Institut für Gasentladungen und Photoelektronik der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforsch. 19 a, 595—601 [1964]; eingegangen am 20. Januar 1964)

Herrn Professor Dr. E. JUSTI zum 60. Geburtstag gewidmet

Mit dem Begriff „Oberflächen-Elektronik“ wollen wir alle jene Prozesse bezeichnen, die zur Befreiung von Elektronen — in besonderen Fällen auch von Ionen — aus der Oberfläche fester oder flüssiger Körper führen. Zur Befreiung von Elektronen aus diesen Körpern kommt es, wenn ihnen hinreichend viel Energie zugeführt wird, sei es durch Wärme, Licht, Ladungsträgerstoß, Feldenergie oder durch Anregungsenergie metastabiler Atome. Dabei ist die Leistung einer Austrittsarbeit unumgänglich. Die Aufnahme der befreiten Elektronen durch eine Nachbarelektrode unter Abgabe einer Eintrittswärme gehört im weiteren Sinne zum Arbeitsgebiet der Oberflächenelektronik. Schließlich gehören dazu alle jene Prozesse, die eine Oberfläche bei Ladungsträgerabgabe oder -aufnahme vorübergehend oder bleibend verändern. Der vorliegende Aufsatz befaßt sich mit einigen wichtigen Fragen der oben umrissenen Oberflächenelektronik und ihrer Bedeutung in dem heute so aktuellen Gebiet der thermionischen Energiewandlung. Der Verfasser stützt sich hierbei in erster Linie auf neuere Arbeiten seines o. a. Instituts.

### 1. Austrittsarbeit und Kontaktpotential

Im Festkörper sind die Elektronen auf die besetzbaren Energieniveaus gemäß der FERMI-Statistik verteilt. Beim Metall liegt das FERMI-Niveau wegen der großen Zahl von freien Elektronen im Leitungsband,

beim Halbleiter gewöhnlich im verbotenen Band. Energie-reiche Elektronen im Festkörper verhalten sich so wie ein MAXWELL-Gas mit einer potentiellen Energie, die gleich dem negativen energetischen Abstand des FERMI-Niveaus  $W_i$  vom Vakuumniveau  $W_a$  ist (s. Abb. 1).

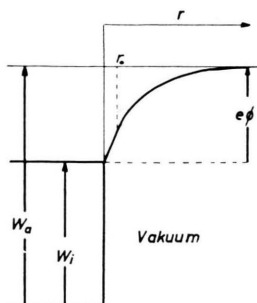


Abb. 1. Bändermodell und Potentialverlauf vor der Oberfläche eines metallischen Körpers.

Diese Energie — die Austrittsarbeit  $e\Phi$  — beträgt für jedes Elektron, das den Festkörper verlassen soll,

$$e\Phi = W_a - W_i.$$

Sie ist aufzubringen, und zwar entweder durch Wärme oder Licht oder Stoß geladener Partikel. Die RICHARDSONsche Gleichung

$$j_s(\Phi) = A T^2 \exp(-e\Phi/kT) \quad (1)$$

$j_s$  Elektronenstromdichte,  $e\Phi$  Austrittsarbeit,  $k$  BOLZMANN-Konstante,  $T$  Temperatur,  $A = 120 \text{ A/cm}^2 (\text{°K})^2$