

# Geschwindigkeitsmessungen an den beim Ionenbeschuß von Metall-Einkristallen ausgesandten Partikeln zur Untersuchung der Fokussierungsenergien der Kristalle

Von HANS-ERHART STIER\* und KONRAD KOPITZKI

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1377—1381 [1964]; eingegangen am 3. August 1964)

The mean velocity of particles ejected due to focused collision sequences along specific preferential crystallographic directions of metal-monocrystals under ion bombardment has been measured. These experiments have been performed in f. c. c. crystals (Au, Pb) and b. c. c. crystals (W), irradiated with Xe- and Ar-ions in the energy region from 25 to 60 keV.

From the mean energy of particles ejected along crystal directions of closest packing the focusing energies, which belong to these directions, have been deduced. The focusing energies determined in this way are compared with the focusing energies computed from the interaction of lattice atoms.

Die Kathodenzerstäubung von Metalleinkristallen ist in besonderem Maße zur experimentellen Untersuchung von fokussierenden Stoßfolgen in Kristallgittern geeignet. Indem man beobachtet, in welchen Richtungen die zerstäubte Substanz bevorzugt ausgesandt wird, erfährt man, in welchen Kristallrichtungen sich fokussierende Stoßfolgen ausbilden können<sup>1, 2</sup>.

Führt man überdies Geschwindigkeitsmessungen an den in diesen ausgezeichneten Richtungen ausgesandten Partikeln durch, so erhält man Auskunft über die Fokussierungsenergien, die zu den einzelnen fokussierenden Stoßfolgen im Kristallgitter gehören. Da nämlich die Energie, die durch Fokussierungsstöße längs einer Gittergeraden transportiert wird, nicht größer sein kann als die Fokussierungsenergie, die zu der betreffenden Kristallrichtung gehört, besteht zwischen der Geschwindigkeit der Teilchen, die durch Fokussierungsstöße von der Oberfläche abgelöst werden und der Fokussierungsenergie ein Zusammenhang<sup>3</sup>.

In dieser Arbeit wird über Messungen der mittleren Geschwindigkeit der beim Ionenbeschuß von Gold-, Blei- und Wolfram-Einkristallen ausgesandten Partikel berichtet. Die Ergebnisse entsprechender Messungen an Kupfer-Einkristallen und an einer großen Anzahl polykristalliner Metalle wurden von uns bereits in früheren Arbeiten mitgeteilt<sup>3, 4</sup>.

## Meßergebnisse

Es wurden beim Ionenbeschuß von Metalleinkristallen mit kubisch-flächenzentrierter und kubisch-raumzentrierter Gitterstruktur in den Kristallrichtungen, in denen durch direkte oder indirekte Stoßfokussierung<sup>1, 2, 5, 6</sup> eine bevorzugte Aussendung von zerstäubter Substanz auftritt, die mittlere Geschwindigkeit der von der Oberfläche ausgesandten Teilchen gemessen, und zwar in Abhängigkeit von der Energie und Art der auftreffenden Ionen sowie vom Kristallschnitt. Die benutzte Meßmethode wurde ausführlich in einer früheren Arbeit beschrieben<sup>4</sup>.

### a) Metalle mit kubisch-flächenzentriertem Gitter

Im kubisch-flächenzentrierten Kristallgitter ist die 110-Richtung die Richtung dichtester Packung (Abb. 1 a). In dieser Richtung kann eine direkte Stoßfokussierung auftreten. Den Einfluß der Nachbaratome darf man hier vernachlässigen. In den weniger dicht gepackten 100- und 111-Richtungen macht sich hingegen der Einfluß der Atome benachbarter Gittergeraden bemerkbar. Bei einem Stoß in der 100-Richtung durchläuft in Abb. 1 b das Atom A<sub>1</sub> auf seinem Wege zum Atom A<sub>2</sub> einen Ring aus den vier Atomen N<sub>1</sub> bis N<sub>4</sub>; bei einem Stoß in der 111-Richtung durchläuft das Atom A<sub>1</sub> (Abb. 1 c) zwei Ringe aus je drei Atomen N<sub>1</sub> bis N<sub>3</sub> und N<sub>4</sub> bis N<sub>6</sub>. Hierdurch wird in beiden Fällen eine indirekte Fokussierung bewirkt.

\* Jetzt: Physikalisches Institut der Universität Bonn.

<sup>1</sup> R. H. SILSBEE, J. Appl. Phys. **28**, 1246 [1957].

<sup>2</sup> R. S. NELSON u. M. W. THOMPSON, Proc. Roy. Soc., Lond. A **259**, 458 [1961].

<sup>3</sup> K. KOPITZKI u. H.-E. STIER, Phys. Letters **4**, 232 [1963].

<sup>4</sup> K. KOPITZKI u. H.-E. STIER, Z. Naturforsch. **17 a**, 346 [1962].

<sup>5</sup> CHR. LEHMANN u. G. LEIBFRIED, Z. Phys. **162**, 203 [1961].

<sup>6</sup> P. H. DEDERICHS u. G. LEIBFRIED, Z. Phys. **170**, 320 [1962].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

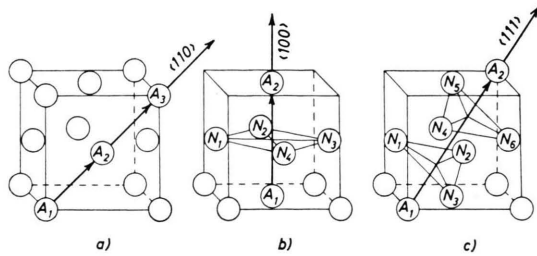


Abb. 1. Fokussierende Stoßfolgen in kubisch-flächenzentrierten Kristallen.

Das Auftreten von fokussierenden Stoßfolgen in den 110-, 100- und 111-Richtungen wird beim Ionenbeschuß von Einkristallen des kubisch-flächenzentrierten Kristallsystems experimentell bestätigt durch die bevorzugte Aussendung von zerstäubter Substanz in diesen Richtungen. Dabei wird für Ionenenergien zwischen 25 und 60 keV der größte Teil der zerstäubten Substanz in der 110-Richtung ausgesandt. Aber auch in den 100- und den 111-Richtungen läßt sich eine bevorzugte Emission von Substanz beobachten. In den 110-, 100- und 111-Richtungen wurde deshalb die mittlere Geschwindigkeit der bei der Kathodenzerstäubung ausgesandten Partikel gemessen, und zwar beim Ionenbeschuß von Gold- und Bleieinkristallen.

In Abb. 2 sind für den Beschuß einer 110-Schnittfläche eines Gold-Einkristalls mit Xenon-Ionen die gemessenen Werte der mittleren Energie  $\bar{E}$  der ausgesandten Atome in Abhängigkeit von der Energie  $E_I$  der auftreffenden Xenon-Ionen aufgetragen, und zwar für eine Teilchenemission in den 110-, 100-

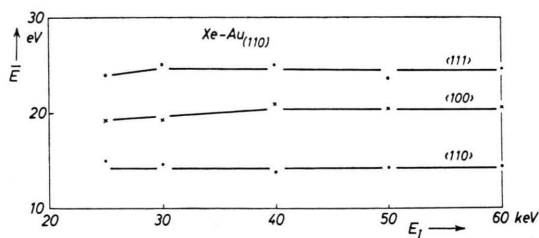


Abb. 2. Mittlere kinetische Energie  $\bar{E}$  der bei der Bestrahlung einer 110-Schnittfläche eines Au-Einkristalls mit Xe-Ionen in 110-, 100- und 111-Richtung ausgesandten Atome in Abhängigkeit von der Energie  $E_I$  der auftreffenden Ionen.

und 111-Richtungen. Hierbei sind, wie immer in dieser Arbeit, statt der gemessenen Werte der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{v}$  die Werte der mittleren kinetischen Energie  $\bar{E}$  aufgetragen, die nach der Beziehung  $\bar{E} = \frac{1}{2} m \bar{v}^2$  berechnet wurden. Diese Umrechnung wurde durchgeführt, weil wir aus unseren Mes-

sungen Rückschlüsse auf die Werte der Fokussierungsenergien ziehen wollen. Sie ist in Strenge natürlich nur dann erlaubt, wenn gilt  $(\bar{v})^2 = (\bar{v}^2)$ . Für eine genauere Umrechnung müßte die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Teilchen bekannt sein.

Man sieht in Abb. 2 zunächst, daß in den verschiedenen Kristallrichtungen unterschiedliche Werte der mittleren kinetischen Energie der ausgesandten Teilchen auftreten. In der dichtest-gepackten Kristallrichtung, das ist in einem kubisch-flächenzentrierten Kristallgitter die 110-Richtung, liegt der niedrigste Wert von  $\bar{E}$  vor. Das entspricht der Vorstellung<sup>2</sup>, daß in einer dichtest-gepackten Richtung im Kristall die Fokussierungsenergie den kleinsten Wert hat. In den weniger dicht gepackten Richtungen, wie der 100- und der 111-Richtung, treten höhere mittlere Austrittsgeschwindigkeiten auf. Weiter sieht man, daß die mittlere kinetische Energie  $\bar{E}$  der ausgesandten Atome nahezu unabhängig von der Energie  $E_I$  der aufgeschossenen Xenon-Ionen ist.

Beim Ionenbeschuß anderer Schnittflächen von Gold-Einkristallen mißt man in den 110-, 100- und 111-Richtungen ähnliche Werte für die mittlere kinetische Energie der ausgesandten Atome wie bei der Bestrahlung einer 110-Fläche. Das zeigt Tab. 1

Bestrahlte Schnittfläche	Art der auftreffenden Ionen	$\bar{E}$ in eV in den untersuchten Emissionsrichtungen:		
		$\langle 110 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	$\langle 111 \rangle$
100	Xe	15	21	22
111	Xe	17	21,5	—

Tab. 1. Mittlere kinetische Energie  $\bar{E}$  der beim Beschuß von Au-Einkristallen mit Edelgasionen einer Energie zwischen 20 und 60 keV ausgesandten Atome.

für den Beschuß einer 100- und einer 111-Schnittfläche mit Xenon-Ionen. In der Regel mißt man für eine bestimmte Emissionsrichtung die niedrigsten Werte der mittleren kinetischen Energie der ausgesandten Teilchen bei einer solchen Schnittfläche, bei der besonders viele Partikel in dieser Richtung ausgesandt werden. Wenn in einer ausgezeichneten Kristallrichtung nur relativ wenige Teilchen emittiert werden, so liefert die Geschwindigkeitsmessung eine zu hohe Geschwindigkeit der auf Grund von Fokussierungsstößen in dieser Richtung ausgesandten Teilchen, da in diesem Falle schnelle Targetatome, die aus der primären Stoßkaskade stammen, das Ergebnis beeinflussen können. Beim Beschuß mit Argon-Ionen beobachtet man annähernd die gleichen Energiewerte  $\bar{E}$  wie beim Beschuß mit Xenon-Ionen. Dasselbe gilt für eine Bestrahlung mit Neon-Ionen.

Aus den angeführten Messungen erkennt man, daß nahezu unabhängig vom bestrahlten Kristallschnitt und von der Masse und der Energie der auftreffenden Ionen in jeder Kristallrichtung die Teilchen mit einer bestimmten, für die betreffende Richtung charakteristischen mittleren kinetischen Energie ausgesandt werden.

Der in einer früheren Arbeit<sup>4</sup> gemessene Wert von  $\bar{E}$  für polykristallines Gold liegt bei 20 eV. Dieser Wert ist nicht viel höher als der Wert von  $\bar{E}$  für eine Teilchenemission in einer 110-Richtung beim Beschuß eines Goldeinkristalls. Dieses Ergebnis wird verständlich, wenn man berücksichtigt, daß die zerstäubte Substanz unter den vorliegenden Bedingungen bevorzugt in den 110-Richtungen emittiert wird.

In Abb. 3 sind für den Beschuß einer 110-Schnittfläche eines Blei-Einkristalls mit Xenon-Ionen die gemessenen Werte der mittleren kinetischen Energie  $\bar{E}$  der ausgesandten Atome in Abhängigkeit von der Energie  $E_I$  der auftreffenden Xenon-Ionen auf-

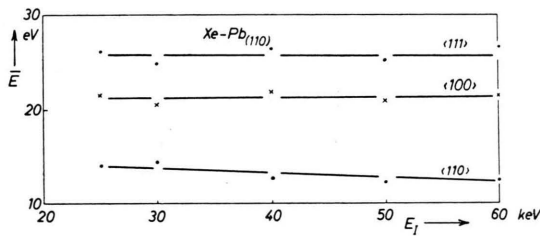


Abb. 3.  $\bar{E}$  in Abhängigkeit von  $E_I$  beim Beschuß einer 110-Schnittfläche eines Pb-Einkristalls mit Xe-Ionen für eine Teilchenemission in 110-, 100- und 111-Richtung.

getragen. Es wurden, wie im Falle der Gold-Einkristalle, Messungen an den in 110-, 100- und 111-Richtungen ausgesandten Atomen durchgeführt. Wie bei den Gold-Einkristallen liegt auch hier in der dichtest-gepackten Kristallrichtung, d. h. in der 110-Richtung, der niedrigste Wert von  $\bar{E}$  vor. In den weniger dicht gepackten Richtungen, wie der 100- und der 111-Richtung, treten höhere mittlere Austrittsgeschwindigkeiten auf. Auch bei Blei ist die mittlere kinetische Energie der ausgesandten Atome fast unabhängig von der Energie  $E_I$  der aufgeschossenen Edelgasionen. Beim Ionenbeschuß anderer Schnittflächen von Blei-Einkristallen mißt man wieder ähnliche Werte von  $\bar{E}$  wie sie in Abb. 3 dargestellt sind. Der für polykristallines Blei schon früher<sup>4</sup> von uns gemessene Wert von  $\bar{E}$  von etwa 14 eV liegt auch hier nur wenig höher als der Wert von  $\bar{E}$  für eine Teilchenemission in einer 110-Richtung.

#### b) Metalle mit kubisch-raumzentriertem Gitter

Im kubisch-raumzentrierten Kristallgitter ist die 111-Richtung die Richtung dichtester Packung. In dieser Richtung kann eine direkte Stoßfokussierung auftreten (Abb. 4 a). In der 100- und der 110-Richtung ist eine indirekte Fokussierung durch die Linsenwirkung von Nachbaratomen möglich, wie Abb. 4 b und 4 c zeigen. Es wurden von uns Geschwindigkeitsmessungen an Wolfram-Einkristallen durchgeführt.

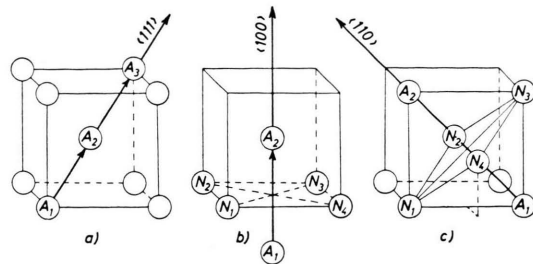


Abb. 4. Fokussierende Stoßfolgen in kubisch-raumzentrierten Kristallen.

In Abb. 5 sind für den Beschuß einer 100-Schnittfläche eines Wolfram-Einkristalls mit Xenon-Ionen die Werte der mittleren Energie  $\bar{E}$  der ausgesandten Atome in Abhängigkeit von der Energie  $E_I$  der auftreffenden Xenon-Ionen aufgetragen, und zwar für eine Teilchenemission in den 111-, 100- und 110-Richtungen. Der niedrigste Wert von  $\bar{E}$  gehört zur

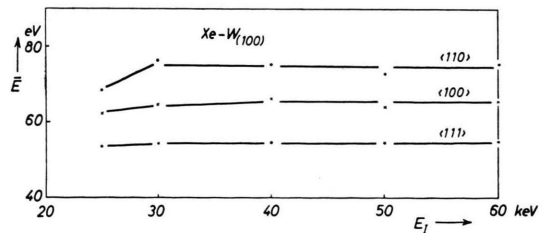


Abb. 5.  $\bar{E}$  in Abhängigkeit von  $E_I$  beim Beschuß einer 100-Schnittfläche eines W-Einkristalls mit Xe-Ionen für eine Teilchenemission in 111-, 100- und 110-Richtung.

111-Richtung, d. h. zur dichtest gepackten Richtung des kubisch-raumzentrierten Kristallgitters, zu der auch theoretisch die kleinste Fokussierungsenergie gehört. Höhere mittlere Austrittsgeschwindigkeiten liegen in den 100- und 110-Richtungen, den weniger dicht gepackten Richtungen, vor. Die Austrittsenergie ist auch hier nahezu unabhängig von der Energie der auftreffenden Ionen.

Überraschend ist hier die Tatsache, daß man für die in den ausgezeichneten Kristallrichtungen emittierten Teilchen im Mittel eine wesentlich niedrigere Energie mißt als bei polykristallinem Wolfram. Wir fanden beim Beschuß polykristalliner Wolfram-Kathoden mit Xenon-Ionen einer Energie von 35 keV für  $\bar{E}$  einen Wert bei 185 eV<sup>4</sup>. Eine mögliche Erklärung für diese Erscheinung wäre darin zu suchen, daß hochenergetische Teilchen, die durch sogenannte Tunnelstöße nach außen gelangen<sup>7,8</sup>, bei polykristallinem Material die Meßergebnisse stark beeinflussen. Im kubisch-raumzentrierten Gitter haben nämlich die 110-Netzebenen einen verhältnismäßig großen Abstand voneinander. Zwischen ihnen können hochenergetische Teilchen nahezu ungestört nach außen fliegen. Wir konnten nun beobachten, daß beim Beschuß von Wolfram-Einkristallen außerhalb der Hauptemissionsrichtungen an den Stellen, an denen eine 110-Fläche den Auffänger der zur Geschwindigkeitsmessung benutzten Mikrowaage schneidet, Teilchen mit sehr hoher Geschwindigkeit auf den Auffänger treffen. Eine nur annähernd genaue Geschwindigkeitsmessung läßt sich für diese hohen Energien nicht durchführen, da hier die Wiederzerstäubung der auf dem Auffänger haftenden Substanz zu groß ist.

Das gleiche Bild wie beim Beschuß der 100-Schnittfläche ergibt sich auch beim Ionenbeschuß anderer Schnittflächen von Wolfram-Einkristallen, wie Tab. 2 für den Beschuß einer 110- und einer 111-Fläche mit Xenon-Ionen zeigt, sowie beim Beschuß von Wolfram-Einkristallen mit Ionen anderer Edelgase, wie es in Tab. 2 für die Bestrahlung einer

Bestrahlte Schnittfläche	Art der auftreffenden Ionen	$\bar{E}$ in eV in den untersuchten Emissionsrichtungen:		
		$\langle 111 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	$\langle 110 \rangle$
110	Xe	56	68	85
111	Xe	55	67	—
110	Ar	55	64	77

Tab. 2. Mittlere kinetische Energie  $\bar{E}$  der beim Beschuß von W-Einkristallen mit Edelgasionen einer Energie zwischen 20 und 60 keV ausgesandten Atome.

110-Schnittfläche mit Argon-Ionen dargestellt ist. Unabhängig von der bestrahlten Fläche sowie von der Masse und Energie der auftreffenden Ionen werden also auch bei Wolfram-Einkristallen in jeder

Kristallrichtung die Teilchen mit einer bestimmten, für die betreffende Richtung charakteristischen mittleren kinetischen Energie ausgesandt.

Wie bereits erwähnt, wurde bei der von uns angewandten Methode zur Messung der mittleren Geschwindigkeit der bei der Kathodenzerstäubung ausgesandten Teilchen eine Mikrowaage benutzt, auf deren eine Waagschale ein Teil der zerstäubten Substanz auftrat<sup>4</sup>. Wir haben noch einmal die möglichen Fehlerquellen der Methode untersucht. Es muß im wesentlichen folgendes beachtet werden:

1. Die Wiederzerstäubung der auf der Waagschale niedergeschlagenen Substanz durch die auftreffenden Teilchen darf nur gering sein, anderenfalls würde die Geschwindigkeitsmessung zu hohe Werte ergeben. Eine Methode zur Abschätzung des durch Wiederzerstäubung entstehenden Fehlers wurde von uns in einer früheren Arbeit<sup>4</sup> angegeben. Danach kann dieser Fehler im Rahmen des bei unseren Messungen vorliegenden Meßfehlers von  $\pm 5\%$  vernachlässigt werden.

2. Die Zahl der Teilchen, die von der Waagschale reflektiert werden, muß klein sein gegenüber der Zahl der an der Waagschale haftenbleibenden Teilchen. In der gegen die bestrahlte Kathode abgedeckten Umgebung eines Auffängers ließ sich nun keine zerstäubte Substanz nachweisen. Die Zerstäubung von radioaktivem Gold gestattete hierbei einen besonders empfindlichen Nachweis. Der Einfluß der reflektierten Teilchen auf die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen kann bei den von uns untersuchten Metallen Gold, Blei und Wolfram vernachlässigt werden.

3. Das Gewicht der am Auffänger anhaftenden Substanz darf nicht durch die Absorption von Restgas vergrößert werden. Daß eine solche Getterwirkung die Messungen in unserem Falle nicht verfälscht, zeigen Messungen der mittleren Geschwindigkeit der ausgesandten Partikel in Abhängigkeit vom Restgasdruck in der Meßkammer, die an Kupfer und an Metallen mit besonders großer Getterwirkung, wie Wolfram und Molybdän, durchgeführt wurden<sup>9</sup>, in einem Druckbereich zwischen  $10^{-4}$  und  $10^{-8}$  Torr.

4. Schließlich können Teilchen des Primärionenstromes, die nach wenigen Stößen von der Kathodenoberfläche reflektiert worden sind, auf die Waag-

<sup>7</sup> M. T. ROBINSON u. O. S. OEN, Appl. Phys. Letters **2**, 30 [1963].

<sup>8</sup> CHR. LEHMANN u. G. LEIBFRIED, J. Appl. Phys. **34**, 2821 [1963].

<sup>9</sup> O. BEER, Diplomarbeit, Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn, 1964.



schale treffen. Da deren Energie unter Umständen viel größer ist als die Energie der bei Kathodenzerstäubung auf Grund von fokussierenden Stoßfolgen emittierten Teilchen, können sie die Ergebnisse verfälschen, wenn sie in relativ großer Zahl auf die Waagschale auftreffen. Daß der Einfluß dieser aus dem Primärionenstrom stammenden Teilchen auf die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen vernachlässigt werden kann, ergibt sich aus der Unabhängigkeit der gemessenen Geschwindigkeitswerte von der Masse und der Energie der auf die Kathode auftreffenden Edelgas-Ionen.

### Diskussion der Meßergebnisse

An anderer Stelle<sup>3</sup> hatten wir einen Ausdruck abgeleitet für den Zusammenhang zwischen der Fokussierungsenergie  $E_F$  und der mittleren kinetischen Energie  $\bar{E}$  der bei der Kathodenzerstäubung in einer dichtest gepackten Kristallrichtung ausgesandten Teilchen. Wir erhielten

$$\bar{E} = \frac{\frac{1}{4} E_F^2 - E_B E_F + \frac{3}{4} E_B^2 + \frac{1}{2} E_B^2 \ln E_F/E_B}{(E_F + E_B) \ln E_F/E_B - 2(E_F - E_B)} - E_B, \quad (1)$$

wobei  $E_B$  die Energie ist, mit der ein Metallatom an der Oberfläche gebunden ist. Gl. (1) gilt unter der Annahme, daß der Energieabfall in einer Stoßfolge längs einer Gittergeraden exponentiell erfolgt. Nimmt man hingegen einen linearen Energieabfall an, so erhält man entsprechend

$$\bar{E} = \frac{\frac{1}{18} E_F^3 - \frac{1}{2} E_B^2 E_F + \frac{1}{6} E_B^3 + \frac{1}{4} E_B^3 \ln E_F/E_B}{\frac{1}{4} E_F^2 - E_B E_F + \frac{3}{4} E_B^2 + \frac{1}{2} E_B^2 \ln E_F/E_B} - E_B. \quad (2)$$

In Tab. 3 sind für die von uns untersuchten Metalle die Fokussierungsenergien für die dichtest gepackten Kristallrichtungen angegeben, wie man sie nach Gl. (1) und Gl. (2) aus den gemessenen Werten von  $\bar{E}$  ermittelt. Für  $E_B$  wurde hierbei die Sublimationsenergie der betreffenden Metalle eingesetzt.

	Exponentieller Energieabfall [siehe Gl. (1)]	Linearer Energieabfall [siehe Gl. (2)]	Berechneter Wert [nach <sup>6</sup> u. Gl. (3)]
Au	160	78	300
Pb	150	68	54
W	640	252	385

Tab. 3. Fokussierungsenergien in den dichtest gepackten Kristallrichtungen in eV.

Die in der letzten Spalte von Tab. 3 angeführten Werte von  $E_F$  sind nach einem von LEHMANN und LEIBFRIED<sup>5</sup> angegebenen Ausdruck berechnet. In diesen Ausdruck gehen die Konstanten  $A$  und  $\varrho$  des BORN-MAYER-Potentials  $V(r) = A e^{-r/\varrho}$  ein, das man bei derartigen Untersuchungen gewöhnlich für das Wechselwirkungspotential der Atome im Kristallgitter benutzt. Für die Konstanten  $A$  und  $\varrho$  gibt es allerdings nur sehr grobe Ansätze. Wir haben hier zur Berechnung von  $A$  und  $\varrho$  einen Ausdruck benutzt, der von BRINKMANN<sup>10</sup> für Elemente, deren Ordnungszahl größer als 30 ist, vorgeschlagen wurde:

$$A = 2,58 \cdot 10^{-5} Z^{1/2} \text{ eV}, \quad \varrho = 0,795 Z^{-1/2} \text{ \AA}. \quad (3)$$

Mehr als eine qualitative Übereinstimmung mit den nach Gl. (1) und (2) ermittelten Werten von  $E_F$  ist nicht zu erwarten.

In einer kürzlich veröffentlichten Arbeit bestimmte THOMPSON<sup>11</sup> die Fokussierungsenergie, die zu der 110-Richtung von Gold-Kristallen gehört, aus dem Geschwindigkeitsspektrum der bei der Kathodenzerstäubung von Gold-Einkristallen ausgesandten Partikel. Er fand für  $E_F$  einen Wert von  $(167 \pm 7) \text{ eV}$ .

Herrn Prof. Dr. W. PAUL möchten wir an dieser Stelle für sein förderndes Interesse an unseren Arbeiten besonders danken.

<sup>10</sup> J. A. BRINKMAN, USAEC Report, NAA-SR-6642 [1961].

<sup>11</sup> M. W. THOMPSON, Symposium on Atomic Collision Cascades in Radiation Damage, Unclassified AERE-Report, Harwell, Juli 1964.