

tronenwärme C_e sich um diesen Betrag erhöhen müßte. Andererseits stimmt der Betrag von $C_e = 5,8$ bzw. $6,6 \cdot 10^{-4} \cdot T$ gut mit dem bei tiefen Temperaturen von anderer Seite erhaltenen überein. Aus den Messungen von COBBLE et al.³ folgt $\Theta = 275$, jedoch mit einer Elektronenwärme von $C_e = 14,0 \cdot 10^{-4} \cdot T$.

Der Vollständigkeit halber seien noch die aus Leitfähigkeitsmessungen folgenden charakteristischen Temperaturen erwähnt: HULM und GOODMAN¹¹ erhalten $\Theta(\text{DEBYE}) = 294^\circ$, ASCHERMANN und JUSTI¹² 283° , während MEISSNER und VOIGT¹³ 310° finden.

Die Variation der charakteristischen Temperaturen beim Rhenium ist bemerkenswert groß, ist doch der Θ -Wert für 0°K von 420° ⁹ um mehr als 50% größer als derjenige für mittlere Temperaturen von

275. Dies ist um so erstaunlicher, als das in hexagonal dichtester Kugelpackung kristallisierende Rhenium ein nahezu ideales Achsenverhältnis von 1,615 zeigt. Ähnlich große Änderungen zeigen nur Zink und Cadmium.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Überlassung einer Präzisionsmeßbrücke sowie dem verstorbenen Herrn Prof. Dr. KLAUS CLUSIUS für seine großzügige Unterstützung der vorliegenden Arbeit. Nicht zuletzt möchte ich Herrn Dr. RUTHARDT und den technischen Mitarbeitern der Fa. W. C. Heraeus, Hanau, meinen besten Dank dafür aussprechen, daß eigens für die hier mitgeteilten Messungen die Versuchskörper hergestellt und mir leihweise überlassen wurden.

¹¹ I. K. HULM u. B. B. GOODMAN, Phys. Rev. **106**, 659 [1957].

¹² G. ASCHERMANN u. E. JUSTI, Phys. Z. **43**, 207 [1942].

¹³ W. MEISSNER u. B. VOIGT, Ann. Phys., Lpz. **7**, 761, 892 [1930].

Bestimmung der Reichweite schneller schwerer Ionen in Festkörpern

Ein experimenteller Nachweis des Stenons

Von H. LUTZ * und R. SZMANN

Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. **19 a**, 1079—1089 [1964]; eingegangen am 3. Mai 1964)

The range of fast heavy particles in solids is determined by a sensitive method (removal of thin surface-layers by low energy sputtering). The range distributions in various directions of copper single crystals are measured using Kr 85 ions of energies between 25 and 150 keV. The mean range in $\langle 111 \rangle$ fits the general range vs. energy relation given by LINDHARD and SCHARFF. In $\langle 100 \rangle$ and especially in $\langle 110 \rangle$, the range distributions show long tails which increase the mean penetration of the krypton ions in these directions. These "super ranges" are caused by so-called stenons, i. e. ions which move in the structural "channels" of the f.c.c. lattice.

Über die Eindringtiefe schneller schwerer Ionen von 10–150 keV in Festkörpern sind bisher erst wenige zuverlässige Daten bekannt geworden. Weitere experimentelle Untersuchungen sind deshalb lohnend. Es ist z. B. zu erwarten, daß in einem Kristallgitter die Reichweite *orientierungsabhängig* ist.

Messungen dieser Art lagen bei Beginn der Arbeit noch nicht vor. Theoretische Reichweitebeziehungen sind bisher nur für regellos angeordnete Atome aufgestellt worden^{1,2}. Neuere Modelluntersuchungen der Bewegung schneller Teilchen im Kristallgitter mittels Rechenmaschinen^{3,4} zeigten eine starke Ab-

* Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation des Dipl.-Ing. HANS LUTZ, München 1964 (Tag der Promotion 20. 2. 1964).

¹ K. O. NIELSEN, in Electromagnetically Enriched Isotopes and Mass Spectrometry, Academic Press Inc., New York 1956, S. 68. — N. BOHR, Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.-Fys. Medd. **18**, 8 [1948].

² J. LINDHARD u. M. SCHARFF, Phys. Rev. **124**, 128 [1961]. — J. LINDHARD, M. SCHARFF u. H. E. SCHIÖTT, Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.-Fys. Medd. **33**, 14 [1963].

³ M. T. ROBINSON u. O. S. OEN, Appl. Phys. Letters **2**, 30 [1963]. — M. T. ROBINSON u. O. S. OEN, wird veröffentlicht in Phys. Rev.

⁴ J. R. BEELER JR. u. D. G. BESCO, Radiation Damage in Solids, IAEA Vienna 1962, Vol. **1**, 43. — J. R. BEELER JR. u. D. G. BESCO, J. Appl. Phys. **34**, 2873 [1963]. — D. G. BESCO u. J. R. BEELER JR., Bull. Amer. Phys. Soc. **8**, 339 [1963].



hängigkeit der Eindringtiefe von der kristallographischen Lage der Einschußrichtung. In einem kubisch-flächenzentrierten Gitter (z. B. Kupfer) wurde vor allem in 110-Richtung ein ausgeprägter Ausläufer der Reichweiteverteilung errechnet. ROBINSON und OEN³ haben für diese tief eindringenden Teilchen den Namen „Stenon“ (vom griechischen *στενν*, Engpaß) vorgeschlagen.

Die Bestimmung der Reichweite schwerer Teilchen mit Energien bis zu etwa 200 keV in Festkörpern ist experimentell schwierig, da die mittleren Eindringtiefen nur etwa 100 Å betragen. Die übliche, früher bei höheren Ionenenergien angewandte Sandwich-Methode (Messung der Transparenz dünner Folien für schwere Teilchen) versagt hier im allgemeinen. Die Folien dürfen nur Dicken um 100 Å haben; diese Dicken selbst sollten abgestuft herstellbar und außerdem möglichst genau bekannt sein. JECH⁵ versuchte nach dieser Methode die Reichweite von Kr 85-Ionen in PVC und Nickel zu messen, konnte aber keine Reichweiteverteilungen erhalten.

In den letzten Jahren wurden von verschiedenen Autoren weitere Methoden für die Bestimmung der Eindringtiefe schwerer Teilchen in Festkörpern entwickelt:

SCHMITT und SHARP⁶ setzten Kupfer-, Silber- und Goldproben einem hochenergetischen γ -Beschluß aus und maßen den Bruchteil der (γ, n)-Rückstoßatome, die aus den Proben austraten. Sie konnten damit die durchschnittlichen Reichweiten von Cu-Atomen in Kupfer, Ag-Atomen in Silber usw. berechnen. Die mittlere Energie der Rückstoßatome lag bei 100 keV. Eine Orientierungsabhängigkeit der Reichweiten wurde nicht untersucht.

POWERS und WHALING⁷ beschossen Festkörper mit schnellen Ionen und bestimmten die Änderung der Rückstreuung von Protonen an den so hergestellten Präparaten. Sie erhielten nur grobe Meßwerte der Reichweiteverteilungen der eingeschossenen Ionen.

PHILLIPS und READ⁸ verwendeten zur Bestimmung der Reichweite schneller N 15-Ionen in Gold die Schwellwertsreaktion der 898 keV-Resonanz in der Kernumwandlung N 15 (p, α) C 12. Auch diese

Autoren konnten die Reichweiteverteilungen nur ungenau angeben.

BERGSTRÖM und Mitarbeiter⁹ schossen Rn 222-Ionen in Festkörper ein und bestimmten die Energieverteilung der beim Rn 222-Zerfall emittierten α -Teilchen. Sie konnten so auf die Reichweiteverteilung schließen.

ROBINSON¹⁰ zeigte theoretisch, daß man aus der Zahl der beim Beschuß von einer Festkörperoberfläche reflektierten Ionen auf ihre Reichweite im Festkörper schließen kann.

Eine sehr einfache und genaue Methode zur Reichweitenbestimmung beschreiben schließlich DAVIES und Mitarbeiter an Aluminium¹¹. Durch anodische Oxydation läßt sich Aluminium oberflächlich in Aluminiumoxydhydrat überführen. Die Dicke der erzeugten Oxidschicht ist abhängig von der elektrischen Potentialdifferenz zwischen Elektrolyt und Metall und läßt sich zwischen 10 und etwa 100 Å variieren. Durch nachträgliches Auflösen der Oxidhaut werden daher von der Aluminiumprobe sehr dünne Schichten abgetragen. Zur Reichweitebestimmung wurde das Aluminium mit monoenergetischen radioaktiven Ionen (Na 24, Cs 137, Kr 85 usw.) beschossen und anschließend schichtweise abgetragen. Aus der Änderung der Radioaktivität mit der abgetragenen Schichttiefe läßt sich die Reichweiteverteilung finden. Dieses Verfahren wurde später (ab März 1963) auch benutzt, um eine Orientierungsabhängigkeit der Reichweite zu bestimmen¹². Ähnliche chemische Methoden sind inzwischen von DAVIES et al. für W, Au, Ge, Si ausgearbeitet worden.

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Methode beruht ebenfalls auf einer Abtragung dünnster Schichten von Festkörpern. Sie verwendet die *Kathodenzerstäubung* durch niederenergetische schwere Ionen (z. B. Krypton-Ionen). Es lassen sich reproduzierbar Schichten von 10 Å und mehr abtragen. Die Methode ist nicht auf bestimmte Materialien beschränkt und wurde inzwischen erfolgreich auf verschiedene Festkörperklassen angewendet (Metalle, Halbleiter, Ionenkristalle).

⁵ C. JECH, Conference on Chemical Effects of Nuclear Transformations, Prag 1960.

⁶ R. A. SCHMITT u. R. A. SHARP, Phys. Rev. Letters **1**, 445 [1958]. — V. A. J. VAN LINT, R. A. SCHMITT u. S. C. SUFFRENDINI, Phys. Rev. **121**, 1457 [1961].

⁷ D. POWERS u. W. WHALING, Phys. Rev. **126**, 61 [1962].

⁸ W. R. PHILLIPS u. F. H. READ, Proc. Phys. Soc., Lond. **81**, 1 [1963].

⁹ I. BERGSTRÖM, J. A. DAVIES, B. DOMELJ u. J. UHLER, Ark. Fys. **24**, 289 [1963].

¹⁰ M. T. ROBINSON, Appl. Phys. Letters **1**, 49 [1962].

¹¹ J. A. DAVIES, J. FRIESEN u. J. D. McINTYRE, Can. J. Chem. **38**, 1526 [1960].

¹² G. R. PIERCY, F. BROWN, J. A. DAVIES u. M. McCARGO, Phys. Rev. Letters **10**, 399 [1963].

Wir haben mit der Zerstäubungsmethode in Kupfer-Einkristallen die Reichweite von Krypton-Ionen in Abhängigkeit von ihrer Energie und von der kristallographischen Lage der Beschußrichtung bestimmt.

Experimentelles

1. Meßprinzip

Besonders präparierte Kupfer-Einkristalle (siehe Abschnitt 2) wurden in einer Beschleunigungsapparatur für schwere Ionen senkrecht zu den drei Hauptkristallebenen (111), (110) und (100) mit einem Gemisch aus inaktiven Krypton-Ionen und Ionen des β -aktiven Isotops Kr 85 beschossen (weiterhin als Krypton I bezeichnet)¹³. Die Ionenenergien lagen zwischen 25 und 150 keV. Die in das Kristallgitter eindringenden Krypton-Teilchen bauen um eine wahrscheinlichste Reichweite ein Konzentrationsprofil auf, dessen Lage und Struktur untersucht wurde. Zu diesem Zweck brachte man die mit Kr I-Ionen beschossenen Einkristalle (Präparate) in den Bestrahlungsraum einer Zerstäubungsapparatur. Mittels eines dort eingebauten GM-Zählrohres konnte die Aktivität der Präparate bestimmt werden. Durch kontrollierte Kathodenzerstäubung mit nicht-radioaktiven Krypton-Ionen von 2,9 keV Energie (weiterhin auch Kr II) wurden dann von den Präparaten dünne Schichten (10 Å und mehr) mit dem darin enthaltenen Krypton-I abgetragen und jeweils die Restaktivität gemessen. Man erhält Kurven der Restaktivität als Funktion der Tiefe. Durch Differenzieren dieser Kurven (z. B.¹⁴) ergeben sich die Reichweiteverteilungen der in das Gitter eingeschossenen Krypton I-Ionen.

Um die Eindringtiefe in Å zu erhalten, mußte die Dicke D der zerstäubten Schichten als Funktion der Zahl der zerstäubenden Krypton II-Teilchen ermittelt werden. Dies geschah mittels der TOLANSKY-Interferenzmethode. Die Methode ist prinzipiell auf alle Festkörper anzuwenden.

2. Präpariertechnik

Von einem Kupfer-Einkristall¹⁵ (Elektrolytkupfer) wurden parallel zur 100-, 110- und 111-Ebene rund $1,5 \times 1,5 \times 0,6$ cm³ große Stücke geschnitten, ihre Oberfläche mit 50-proz. Salpetersäure um mehrere Millimeter abgeätzt, und jeweils ein Fleck von 6 mm Durchmesser mit 40-proz. Orthophosphorsäure elektroliert. Durch LAUE-Rückstrahlaufnahmen wurde die kristallographische Orientierung der Oberflächen überprüft. Die Kristalloberflächen waren meist innerhalb $\pm 2^\circ$ identisch mit den gewünschten Ebenen.

Nun wurden die elektrolierten Stellen der Kupferkristalle in der Zerstäubungsapparatur mit nicht-radio-

aktiven Krypton II-Ionen von 2,9 keV beschossen, wobei die Dosis etwa $300 - 500 \cdot 10^{15}$ Ionen/cm² betrug. Einmal erreicht man dadurch eine ausgezeichnete Säuberung der Oberflächen, zum anderen wird die ursprünglich durch das Ätzen und Elektropolieren hervorgebrachte Oberflächenstruktur für die spätere schichtweise Abtragung durch Zerstäubung vorbereitet¹⁶. Da bei Krypton-Ionen der Zerstäubungsgrad an Kupfer hoch ist [zwischen $S=3,85$ bei (110) und $S=8,1$ bei (111), s. u.] und die Eindringtiefe klein (um 10 Å), ist eine merkliche Beladung der Oberfläche mit den inaktiven Krypton II-Ionen nicht zu befürchten. Auch eine Zerstörung der Oberfläche durch den Beschuß ist nicht zu erwarten, da durch die geringe Eindringtiefe die entstehenden Zwischengitteratome nicht stabil sind, sondern sich zur Oberfläche verschieben.

3. Der Beschuß mit schnellen Kr 85-Ionen (Kr I)

Die so vorbehandelten Kupfer-Einkristalle wurden sofort in einer zweiten Apparatur mit Ionen des radioaktiven Isotops Kr 85 (Kr I) beschossen:

Das mit 3% Kr 85 angereicherte Kryptongas wurde in einer Elektronenstoß-Ionenquelle ionisiert (die Energie der Elektronen war etwa 30 bis 50 eV) und in einem Linear-Nachbeschleuniger auf die vorbestimmte Energie gebracht. Die Ionenenergie ließ sich mittels eines Zeiss-Hochspannungsgerätes kontinuierlich zwischen 25 und 150 keV einstellen und war auf $\pm 1,5\%$ reproduzierbar.

Jeweils fünf Präparate waren an einem Drehteller befestigt und konnten nacheinander in den Ionenstrahl geschwenkt werden. Der Ionenstrahl wurde stark defokussiert und als ein Fleck von 3,5 mm Durchmesser auf die Kristalloberfläche ausgeblendet. Die Teilchendichte war somit an jeder Stelle des bestrahlten Querschnittes ungefähr gleich. Die Strahlströme auf diesen rd. 0,1 cm² großen Fleck waren rd. 10^{-8} A, die Bestrahlungszeiten um 250 sec, die Flächendosis somit etwa $2 \cdot 10^{14}$ Ionen/cm².

4. Das Abtragen dünner Schichten durch kontrollierte niederenergetische Kathodenzerstäubung (Abb. 1)

Die Präparate konnten mitsamt dem Präparatraumdeckel (Y) vom Ionenbeschleuniger in die Zerstäubungsapparatur gebracht werden. Die Kathoden(O) hatten bei beiden die gleichen Abmessungen. Der Präparathalter war auch in der Zerstäubungsapparatur drehbar. Die Präparate konnten so abwechselnd über ein eingebautes GM-Zählrohr (Z) geschwenkt werden, wo ihre Aktivität bestimmt wurde, und dann wieder in den Krypton II-Ionenstrahl, wo durch kontrollierte Kathodenzerstäubung bei immer den gleichen Versuchsbedingungen dünne Schichten abgetragen wurden.

¹³ Das Kryptongas war zu 3% mit Kr 85 angereichert (geliefert von Isotope Division, Harwell, England).

¹⁴ R. SZMANN, Chemiker-Zeitung **87**, 347 [1963].

¹⁵ Für die freundliche Überlassung der Einkristalle sind wir Herrn Dr. O. KRISEMENT (Max-Planck-Institut für Eisenfor-

schung, Düsseldorf), und Herrn Dr. W. SCHMATZ (Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München) zu Dank verpflichtet.

¹⁶ H. HEINEN, H. LUTZ u. R. SZMANN, Z. Naturforschung **19 a**, 1131 [1964].

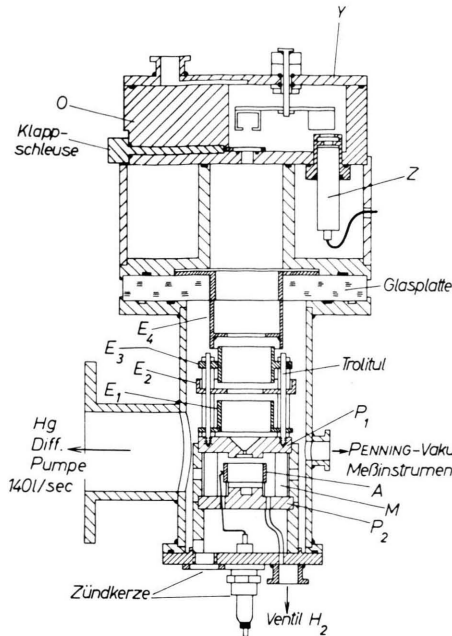


Abb. 1. Zerstäubungsapparat. E_1, E_2, E_3, E_4 elektrostatisches Linsensystem; M Permanentmagnet; P_1, P_2 Pol-schuhe; A Anodenzylinder.

Das Zählrohr war direkt in den Bestrahlungsraum der Apparatur eingebaut; es war vom Hochvakuum durch ein Glimmerfenster von 10μ Dicke getrennt.

Um den ganzen mit Kr 85 beschossenen aktiven Fleck zu erfassen (3,5 mm Durchmesser) und die Schichten gleichmäßig abzutragen, wurde auch bei der Zerstäubung der Ionenstrahl defokussiert und auf einen Durchmesser von 6,5 mm ausgeblendet. Der Ionenstrom auf diesen ca. $0,35 \text{ cm}^2$ großen Fleck betrug immer $4 \mu\text{A}$; die Zerstäubungsdauer war von Messung zu Messung einige Minuten. Die Krypton-Ionen traten mit etwa

0,9 keV Energie aus der PENNING-Ionenquelle¹⁷ aus. Die Nachbeschleunigungsspannung war 2 kV.

Jedes Präparat befand sich in einem Faradaykäf. Die Zerstäubung erfolgte somit in einem praktisch feldfreien Raum. Um die Strommessung nicht durch Sekundärelektronen zu verfälschen, erhielt jeder Käfig eine positive Vorspannung von 50 V gegen die Umgebung.

5. Messung der Dicke der zerstäubten Schichten

Ein wie oben präparierter Kupfer-Einkristall wird an einer Stelle durch eine Rasierklinge abgedeckt und dem zerstäubenden Krypton II-Ionenbeschuß ausgesetzt. An der Stelle, an der er nicht abgedeckt ist, wird Material abgetragen; es entsteht eine Vertiefung. Die Höhe der Stufe wird im Interferenz-Mikroskop bestimmt; sie ergibt sich aus der Streifenversetzung (Abb. 2 a). Man erkennt mit dieser Methode auch, daß die Abtragung gleichmäßig über den ganzen bestrahlten Querschnitt erfolgt.

Abb. 2 b zeigt die Dicke D der beim Beschuß von Kupfer-Einkristallen zerstäubten Schicht in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis (Krypton II-Ionen). Die Kurven sind Gerade durch den Nullpunkt; der Zerstäubungsgrad ist somit konstant. In Tab. 1 ist die Größe D der Vertiefung angegeben, die beim Beschuß eines Kupfer-Einkristalles senkrecht zu den drei Hauptebenen mit $1 \cdot 10^{15}$ Krypton II-Ionen pro $F=0,35 \text{ cm}^2$ entsteht. Der Zerstäubungsgrad S ergibt sich aus den Werten für D und dem Atomabstand im Kupfergitter.

Ebene	$D(\text{\AA})$	S
111	28,5	8,1
110	13,5	3,85
100	21,5	6,1

Tab. 1. Dicke D der zerstäubten Kupferschicht bei $1 \cdot 10^{15}$ Krypton II-Ionen/ $F=0,35 \text{ cm}^2$ oder $3 \cdot 10^{15}$ Krypton II-Ionen/ cm^2 ; S Zerstäubungsgrad.

6. Genauigkeit

Sämtliche Messungen in der Zerstäubungsapparatur, sowohl die Abtragung der dünnen Schichten als auch

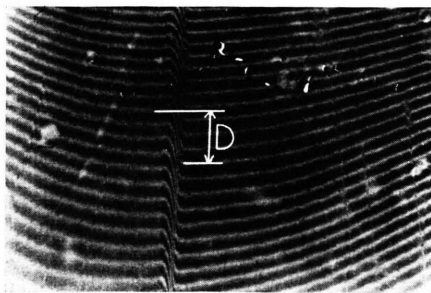


Abb. 2 a. Interferenzaufnahme des Randes einer durch niederenergetische Kathodenzerstäubung erzeugten Vertiefung D (10 500 \AA). Die Wellenlänge der interferierenden Lichtstrahlen ist 5400 \AA .

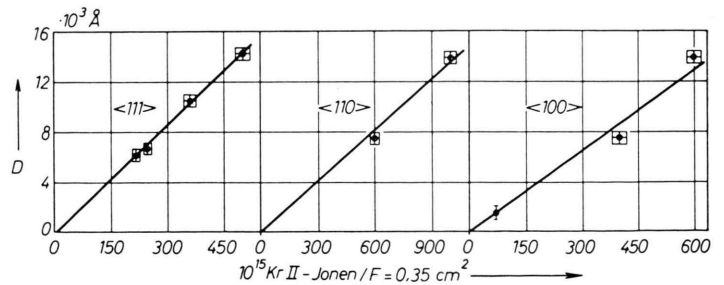


Abb. 2 b. Dicke D von zerstäubten Kupferschichten beim Beschuß mit Krypton II-Ionen von 2,9 keV Energie. Beschossene Fläche $F=0,35 \text{ cm}^2$.

¹⁷ M. v. ARDENNE, Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie I, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956, S. 536.

die Bestimmung des Zerstäubungsgrades, wurden bei denselben experimentellen Bedingungen vorgenommen: gleiche Gaszufuhr in die Ionenquelle, gleiches Vakuum ($< 10^{-5}$ Torr), gleiche Ionenenergie, gleiche Ionenströme ($4 \mu\text{A}$) auf die Präparatoberfläche. Systematische Fehler, die z. B. bei der Strommessung oder durch Rückstreuung von zerstäubtem Material auftreten können, sind dadurch ausgeschaltet.

Der Fehler bei der Bestimmung der Eindringtiefe eines mit hoher Energie eingeschossenen radioaktiven Ions setzt sich zusammen aus

- dem Fehler der Strommessung der zerstäubenden Teilchen: rd. 2%;
- dem Fehler bei der Zeitmessung der Bestrahlung: $\ll 1\%$;
- dem Fehler bei der Energiebestimmung der zerstäubenden Ionen: etwa 2%;
- dem Fehler der Zählstatistik bei der Aktivitätsbestimmung der Präparate: etwa 1%;
- dem Umrechnungsfehler der Ionen-Dosis Krypton II in abgetragene Schichttiefe: rd. 4%.

Die Methode der Abtragung dünner Schichten durch Kathodenzerstäubung ist so empfindlich, daß Unregelmäßigkeiten im Kristallaufbau oder dünne Schichten einer Fremdschicht auf der Oberfläche des Präparates deutlich in den gemessenen Aktivitätskurven zum Ausdruck kommen. Ein Kupfer-Einkristall, dessen Oberfläche mechanisch bearbeitet und nicht genügend geätzt worden ist (nur rd. 0,5 mm), wurde mit Krypton I-Ionen von 100 keV Energie senkrecht zur 100-Ebene beschossen. Die Aktivitäts-Tiefe-Kurve wurde mit der beschriebenen Methode der Abtragung dünner Schichten durch kontrollierte Kathodenzerstäubung gemessen (Abb. 3).

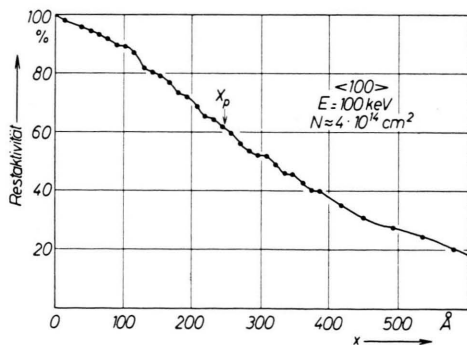


Abb. 3. Integrale Reichweiteverteilung von 100 keV-Krypton-Ionen in einem gestörten Kupferkristall, 100-Richtung. Statt cm^2 lies cm^{-2} .

Die Kurve ist nicht glatt, sondern girlandenförmig. Diese Girlandenform ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß der Kristall periodisch von Gitterstörungen durchzogen war. Offensichtlich gibt es Stellen im Kristall, an denen die eingeschossenen Krypton I-Ionen bevorzugt zum Stillstand kommen, oder Stellen, die von den Krypton I-Ionen gemieden werden. Die wahrscheinlichste Reichweite der eingeschossenen schnellen Ionen wird durch das gestörte Kristallgitter nicht verändert, wohl dagegen der Ausläufer der Reichweiteverteilung.

Ergebnisse

Es werden folgende Bezeichnungen verwendet (X -Achse ist die Einschubrichtung):

$f(x)$ = gemessene Reichweiteverteilung entlang der X -Achse (senkrecht zur Oberfläche);

X_p = wahrscheinlichste Reichweite, die Lage des Maximums von $f(x)$;

\bar{X} = mittlere auf die X -Achse projizierte Reichweite:

$$\bar{X} = \frac{\int_0^{\infty} x f(x) dx}{\int_0^{\infty} f(x) dx}; \quad (1)$$

\bar{R} = mittlere gesamte Wegstrecke;

$X_{1/2}$ = Halbwerts-Reichweite;

$$\int_0^{x_{1/2}} f(x) dx = \int_{x_{1/2}}^{\infty} f(x) dx. \quad (2)$$

Die Reichweiteverteilungen von Krypton-Ionen in Kupfer-Einkristallen¹⁸

Abb. 4 zeigt die durch Differenzieren der gemessenen Aktivitäts-Tiefe-Kurven erhaltenen Reichweiteverteilungen von Krypton-Ionen in Kupferkristallen. Die Ionen wurden mit Energien von 25 – 150 keV senkrecht zu den drei Hauptebenen (100), (110) und (111) eingeschossen. Bei niedrigen Energien (26 keV) ergeben sich monoton abnehmende Kurven ohne erkennbares Maximum, während sie ab 50 keV die Gestalt von GAUSS-Verteilungen mit einem langen Ausläufer annehmen.

Bei vielen Reichweiteverteilungen tritt auf der rechten Flanke ein kleines Maximum auf. Dieses kann im allgemeinen auf einen geringen Anteil an doppelt geladenen Krypton-Ionen zurückgeführt werden, die bei der Beschleunigung die doppelte Energie erreichten. Ihre Zahl (1–3%) würde mit der Fläche unter dem Nebenmaximum übereinstimmen.

Ein von der kristallographischen Orientierung der beschossenen Kupferoberfläche abhängiger Bruchteil der eingeschossenen Krypton I-Ionen besitzt eine wesentlich größere Reichweite als X_p . Abb. 5 zeigt die integralen Reichweitenverteilungen (die gemesse-

¹⁸ Über die Ergebnisse der Messung der Reichweiteverteilungen von Krypton-Ionen in Galliumarsenid-Einkristallen siehe ²⁷.

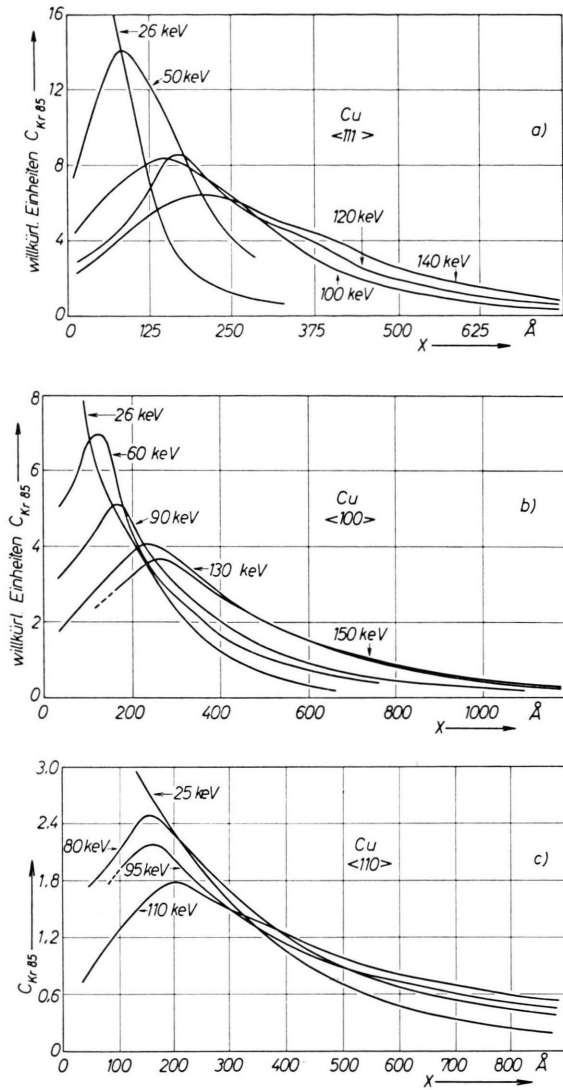


Abb. 4. Differentielle Reichweiteverteilungen von Krypton-Ionen in Kupfereinkristallen, a) Einschub in 111-Richtung, b) Einschub in 100-Richtung, c) Einschub in 110-Richtung. Die Ordinaten der drei Abb. sind untereinander nicht vergleichbar.

nen Kurven der Restaktivität, auf 100% Gesamtaktivität normiert) von Krypton I-Ionen, die bei 18 °C in Kupfer-Einkristalle eingeschossen wurden. Die Form der Ausläufer ist in erster Näherung exponentiell. Der Exponent nimmt zu mit abnehmender Ionenenergie und mit der kristallographischen Orientierung der beschossenen Oberfläche in der Reihenfolge (110), (100), (111).

Einen Vergleich der integralen Reichweiten in den Hauptkristallrichtungen gibt Abb. 6 für 26 keV-Krypton I-Ionen.

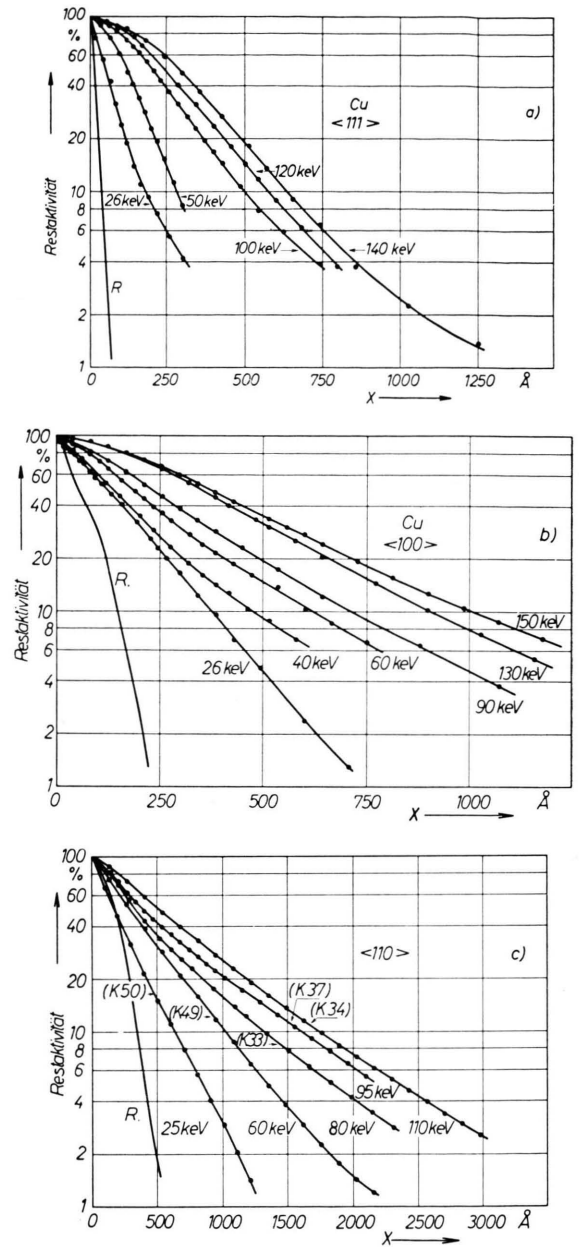


Abb. 5. Integrale Reichweiteverteilung von Krypton-Ionen in Kupfereinkristallen (gemessene Kurve Restaktivität als Funktion der Dicke der abgetragenen Schicht), a) Einschub in 111-Richtung, b) Einschub in 100-Richtung, c) Einschub in 110-Richtung.

Die Kurven lassen sich meist nicht unter 1% Restaktivität verfolgen, da die Zählraten zu klein wurden. Bei Einschub von 140 keV Kr 85-Ionen auf eine 110-Kupferoberfläche konnten noch in 5000 Å Tiefe Kr 85-Teilchen nachgewiesen werden; das ist etwa das 20-fache der wahrscheinlichsten Reichweite.

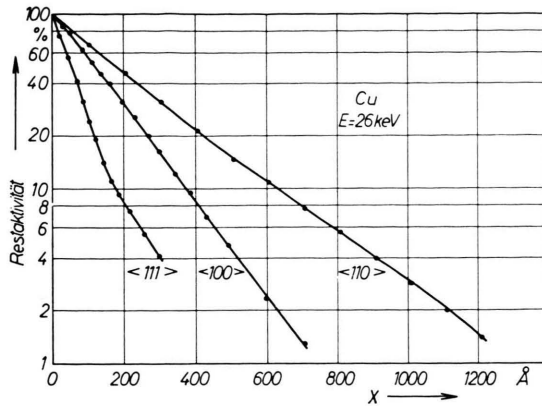


Abb. 6. Vergleich der integralen Reichweiteverteilung von 26 keV-Krypton-Ionen in verschieden orientierten Kupferkristallen.

Diskussion

Schwere Teilchen, die in ein Kristallgitter eingeschossen werden, unterliegen einer Vielfachstreuung, die immer dann auftritt, wenn das Gitter aus regellos verteilten Atomen aufgebaut wäre. Außerdem kann in einem periodischen Gitter ein merklicher Teil der eingeschossenen Ionen in Kanäle fokussiert werden und bei günstiger Schußrichtung große Reichweiten erzielen (Stenonen). Die gemessenen Kurven zeigen dementsprechend eine Häufung der eingeschossenen Partikel nahe der Oberfläche um eine wahrscheinlichste Reichweite X_p .

Daran schließt sich vor allem bei 100- und 110-Orientierung ein langer, annähernd exponentieller Ausläufer an („Überreichweite“), der sich über mehr als das 20-fache der „normalen Reichweiten“ erstrecken kann. Auch die normale Reichweite besitzt eine weiter reichende Flanke, wie aus Monte-Carlo-Rechnungen in einem regellosen Gitter hervorgeht^{19, 20}. Diese Flanke ist jedoch erheblich schwächer ausgeprägt.

Der Verlust kinetischer Energie der schnellen Teilchen im Kristall erfolgt durch elastische Stöße mit den Gitteratomen; bei genügend hoher Energie ist auch eine Wechselwirkung mit den Elektronen des Gitters zu berücksichtigen.

1. Ionisationsbremsung

Einen Anhaltspunkt für die Energie, bei der Ionisationsbremsung eine maßgebliche Rolle zu

spielen beginnt, gibt in Metallen die Beziehung²¹ $E_c \approx M_1 \varepsilon_F / 16 m_e$; M_1 und m_e sind die Massen des Ions und eines Elektrons, ε_F die FERMIsche Grenzenergie der Leitungselektronen. In einer eingehenderen Untersuchung finden LINHARD und SCHARFF², daß für ein schweres Teilchen im keV-Bereich in einem Elektronengas der Energieverlust angenähert proportional zur Ionengeschwindigkeit v ist:

$$(d\varepsilon/d\rho)_e = k \cdot \varepsilon^{1/2} \quad (3)$$

$$\text{mit } \rho = 4 \pi a^2 \bar{R} N M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2 \quad (4)$$

$$\text{und } \varepsilon = a M_2 E / 2 Z_1 Z_2 E_R a_B (M_1 + M_2); \quad (5)$$

M_1, Z_1 und M_2, Z_2 Masse und Kernladungszahl des Ions und der Gitteratome; \bar{R} Reichweite und E Energie des Ions; $a = 0,8853 a_B$. $(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ der Abschirmradius eines Atoms; $a_B = 5,29 \cdot 10^{-9}$ cm; $E_R = 13,56$ eV; $N = \text{Zahl der Atome/cm}^3$. Der Parameter k ist eine Funktion von Z_1, Z_2, M_1, M_2 und beträgt z. B. für Kr 85-Ionen in Kupfer $k \approx 0,14$. E_c wird in diesem Fall etwa 70 keV.

2. Reichweiten in einer regellosen Atomanordnung

Es sollen nun die Versuchsergebnisse mit einer analytischen Reichweite-Energie-Beziehung verglichen werden, die von LINHARD und SCHARFF unter Voraussetzung eines THOMAS-FERMI-Wechselwirkungs-Potentials abgeleitet wurden². Zuvor muß jedoch untersucht werden, welche experimentellen Größen mit dieser für eine regellose Atomanordnung berechneten Beziehung verglichen werden dürfen.

Ein Teil der Ionen wird während des Beschusses aus dem Präparat zurückgestreut. Dadurch würden die experimentell bestimmten Reichweiten zu klein ausfallen, verglichen mit Teilchen, die im Inneren des Kristalls gestartet werden (z. B. als Rückstoßatom bei einem Photoneutron (γ, n) Prozeß⁶). Versuche zeigten jedoch, daß der Bruchteil der von einer (polykristallinen) Kupferoberfläche reflektierten Krypton-Ionen oberhalb einer Ionenenergie von 15 keV kleiner als 10% wird. Die Auswertung der Reichweitenmessungen erfolgte jedoch erst bei Ionenenergien über 25 keV.

Entnimmt man $X_{1/2}$ oder \bar{X} direkt aus den gemessenen Reichweiteverteilungen, so werden beide durch einen exponentiellen Ausläufer der Überreichweiten beeinflusst und ergeben zu große Werte (Abb.

¹⁹ J. A. DAVIES u. G. A. SIMS, *Canad. J. Chem.* **39**, 601 [1961].

²⁰ O. S. OEN, D. K. HOLMES u. M. T. ROBINSON, *J. Appl. Phys.* **34**, 302 [1963].

²¹ G. H. KINCHIN u. R. S. PEASE, *Rept. Progr. Phys.* **18**, 1 *Phys.* **34**, 2821 [1963].

7 und Abb. 8). Auch die wahrscheinlichste Reichweite X_p wird von den Überreichweiten beeinflusst (Abb. 9) und hängt so von der kristallographischen Orientierung der beschossenen Oberfläche ab. Die Werte liegen in 111-Richtung um etwa 20% niedriger als in 110- und 100-Richtung.

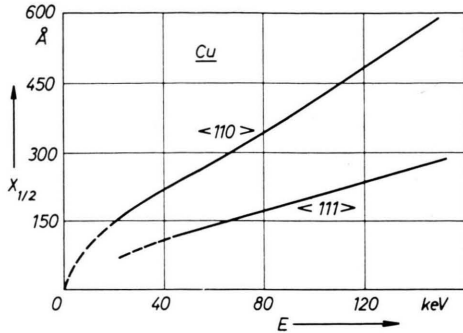


Abb. 7. Halbwerts-Reichweite $X_{1/2}$ von Krypton-Ionen in Kupfereinkristallen.

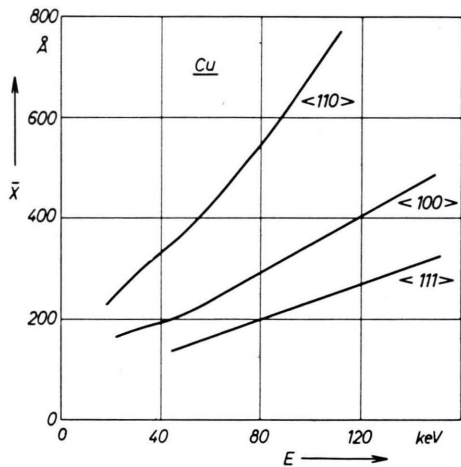


Abb. 8. Mittlere Reichweite \bar{X} von Krypton-Ionen in Kupfereinkristallen.

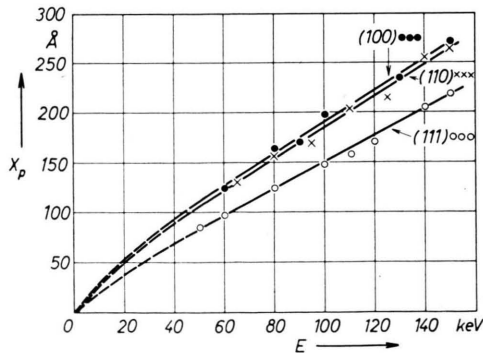


Abb. 9. Wahrscheinlichste Reichweite X_p von Krypton-Ionen in Kupfereinkristallen.

Nur in einem amorphen Präparat sind keine Überreichweiten möglich. Ein Vergleich von Reichweite-Energie-Beziehungen, die unter Voraussetzung einer regellosen Atomanordnung abgeleitet wurden, mit an kristallinen Substanzen gemessenen Reichweiten, ist nur dann erlaubt, wenn Überreichweiten keine Rolle spielen oder nachträglich eliminiert werden können.

Wie die Experimente zeigen, sind in einem kubisch-flächenzentrierten Kristall die 111-Kanäle am wenigsten wirksam; bei den in den Hauptorientierungen gemessenen Reichweiteverteilungen von Krypton-Ionen in Kupfer-Einkristallen sind daher allenfalls die in 111-Richtung mit der Theorie vergleichbar. Bricht man zur Elimination des Stenonen-Anteils die in $\langle 111 \rangle$ gemessene Reichweiteverteilung bei 4% ab, so beträgt der Unterschied zwischen den mittleren Reichweiten \bar{X}_m und \bar{X}_0 ohne Überreichweiten etwa 15%. Die Halbwerts-Reichweite $X_{1/2}$ fällt dann zusammen mit \bar{X}_0 .

Die mittlere Reichweite \bar{X} ist noch auf die gesamte mittlere Wegstrecke \bar{R} umzurechnen. LINHARD und SCHARFF geben hierfür die Beziehung

$$\bar{R}/\bar{X} = 1 + (M_2/3M_1)$$

an. Für Kr 85-Ionen in einem Kupfergitter wird $\bar{R} = 1,25 \bar{X}$. In Tab. 2 sind die aus \bar{X}_m und \bar{X}_0 errechneten Werte \bar{R}_m und \bar{R}_0 zusammengestellt und in ein LINDHARD-SCHARFF-Diagramm mit den verallgemeinerten ϱ - ϵ -Koordinaten eingetragen (Abb. 10). Für die Definition von ϱ und ϵ siehe Gln. (2) und (3).

E (keV)	\bar{R}_m (Å)	\bar{R}_0 (Å)
50	184	159
60	200	181
80	253	217
100	290	254
120	346	287
140	389	337
150	392	352

Tab. 2. Mittlere Reichweiten von Kr 85-Ionen in Kupfer-Einkristallen. \bar{R}_m : gemessene Reichweite, \bar{R}_0 : Reichweite nach Elimination von 4% Überreichweiten.

Die Meßergebnisse liegen im Bereich $\epsilon < 0,5$. Hier spielt die Ionisationsbremsung noch keine erhebliche Rolle, wenngleich sie keineswegs völlig vernachlässigt werden darf: Tab. 3 zeigt für verschiedene Ionenenergien die Beziehungen \bar{X}_0/X_p , $\delta_1 = \delta_0/X_p$ (δ_0 die Halbwertsbreite der Reichweiteverteilung) und $\delta_2 = \delta_0/\bar{X}_m$. Oberhalb 100 keV nehmen die Werte deutlich ab, d. h. die Reichweiteverteilungen werden schärfer, infolge des zunehmenden Anteils elektronischer Wechselwirkung am Bremsvorgang.

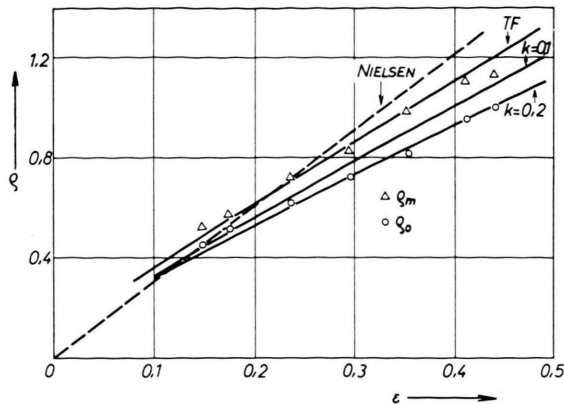


Abb. 10. Allgemeine Reichweite-Energie-Beziehung für schwere Ionen, nach ². Meßwerte \bar{X}_m und \bar{X}_0 für Krypton-Ionen in Kupferkristallen, 111-Richtung. \bar{X}_m ohne Korrektur aus den gemessenen Reichweiteverteilungen entnommene mittlere Reichweite. \bar{X}_0 nach Abbruch der Reichweiteverteilungen bei 4% Restaktivität erhaltene mittlere Reichweite. Die mit „NIELSEN“ bezeichnete Kurve wurde mit einem r^{-2} -Wechselwirkungspotential errechnet¹, die mit TF bezeichnete Kurve unter Voraussetzung eines THOMAS-FERMI-Wechselwirkungspotentials². Durch den Parameter „k“ wird die elektronische Wechselwirkung berücksichtigt.

E (keV)	X_0/X_p	$\delta_1 = \delta_0/X_p$	$\delta_2 = \delta_0/X_m$
50	1,54	2,4	1,32
60	1,5	2,4	1,44
80	1,4	2,5	1,54
100	1,37	2,2	1,4
110	—	2,2	1,35
120	1,35	1,6	1,0
140	1,32	1,8	1,2
150	1,3	1,6	1,13

Tab. 3. Bezeichnungen: X_p = wahrscheinlichste Reichweite, \bar{X}_m , \bar{X}_0 = mittlere auf die Einschubrichtung projizierte Reichweite von Kr85-Ionen in Kupfer-Einkristallen (111-Richtung), \bar{X}_m unmittelbare Meßgröße, \bar{X}_0 wurde aus \bar{X}_m gewonnen durch Abzug von 4% Überreichweiten, δ_0 = Halbwertsbreite der Reichweiteverteilung.

Wie Abb. 10 zeigt, geben die ρ_0 -Werte (aus R_0) für $\epsilon \gtrsim 0,25$ gute Übereinstimmung mit der Kurve $k=0,2$ [s. Gl. (3)]. Bei niedrigeren Energien $\epsilon < 0,25$ nähern sich die ρ_0 -Werte mehr der Kurve $k=0,1$. $\epsilon=0,25$ entspricht einer Energie der Krypton-Ionen von etwa 90 keV. Unterhalb dieser Energie scheint die Proportionalität des Energieverlustes

durch Wechselwirkung mit den Elektronen ($d\epsilon/dQ$)_e mit der Ionengeschwindigkeit v nicht mehr gegeben.

Zur Beschreibung des Bremsvorganges von Krypton-Ionen in einem (regellosen) Kupfergitter erweist sich somit der Ansatz von LINDHARD und SCHARFF (statistisches THOMAS-FERMI-Potential als Wechselwirkungspotential und Energieverlust durch elektronische Wechselwirkung proportional der Ionengeschwindigkeit für $E \gtrsim 90$ keV) als vorzüglich brauchbar.

3. Reichweiten in einem periodischen Gitter.

Das Stenon

Erst vor kurzem wurde gefunden, daß sich die periodische Gitterstruktur auf die Reichweite schneller Teilchen auswirkt.

ROBINSON et al. (Oak Ridge, National Laboratory)³ und BEELER Jr. et al. (General Electric, Cincinnati)⁴ fanden bei der rechnerischen Untersuchung der Bremsvorgänge schneller schwerer Teilchen in einem Kristallgitter, daß schnelle Ionen in offene Kanäle des Gitters fokussiert werden können. Dieser Effekt wurde bereits von OGILVIE²² bei der Erklärung der Kathodenzerstäubung von Ag-Kristallen mit Ar-Ionen vermutet. Im letzten Jahr sind darüber mehrere theoretische^{3, 4, 23} und experimentelle (an polykristallinem Material^{9, 11, 24}, an Einkristallen^{12, 25-27}) Arbeiten erschienen, so daß man sich ein Bild von den physikalischen Vorgängen machen kann.

In einem aus periodisch angeordneten Gitteratomen aufgebauten Kristall läßt die Orientierung Kanäle erkennen, die von dichtgepackten Atomreihen begrenzt sind. Abb. 11 zeigt den Fall eines kubisch-flächenzentrierten Gitters (z. B. Kupfer). Ein schnelles Ion, das von einem Punkt der Achse unter einem kleinen Winkel in den Kanal einfliegt, passiert die Gitteratome der begrenzenden Reihen anfangs in großem Abstand und erfährt von jedem eine entsprechend kleine Ablenkung in Richtung zurück zur Achse. Das Teilchen kreuzt die Achse und das ganze wiederholt sich an der gegenüberliegenden Atomreihe. Ein solches Stenon bewegt sich nicht in einer Ebene, sondern beschreibt im allgemeinen einen spiralförmigen Weg. Wie ROBINSON und OEN³ mit

²² G. J. OGILVIE, J. Phys. Chem. Solids **10**, 222 [1959].

²³ CHR. LEHMANN u. G. LEIBFRIED, J. Appl. Phys. **34**, 2821 [1963].

²⁴ J. A. DAVIES u. G. A. SIMS, Canad. J. Chem. **39**, 601 [1961]. — J. A. DAVIES, B. DOMEIJ u. J. UHLER, Ark. Fys. **24**, 377 [1963]. — J. A. DAVIES, F. BROWN u. M. McCARGO, Canad. J. Phys. **41**, 829 [1963]. — M. McCARGO, J. A. DAVIES u.

F. BROWN, Canad. J. Phys. **41**, 1231 [1963]. — M. McCARGO, F. BROWN u. J. A. DAVIES, Canad. J. Chem. **41**, 2309 [1963].

²⁵ R. S. NELSON u. M. W. THOMPSON, Phil. Mag. **8**, 1677 [1963].

²⁶ H. LUTZ u. R. SIZMANN, Phys. Letters **5**, 113 [1963].

²⁷ G. PÖHLAU, H. LUTZ u. R. SIZMANN, Z. Angew. Phys. **17**, 404 [1964].

Maschinenrechnungen an einem kubisch-flächenzentrierten Gitter zeigen konnten, wechselt das Stenon in der 110-Richtung häufig von einem Kanal in einen anderen, parallel daneben verlaufenden, über. Wird der Startwinkel zu groß, so kommt das Teilchen zu nahe an einzelne Atome der Reihe. Die Ablenkungswinkel wachsen an und das Teilchen wird entweder aus dem Kanal hinausgestreut oder verliert in einer kurzen Wegstrecke nahezu seine gesamte kinetische Energie.

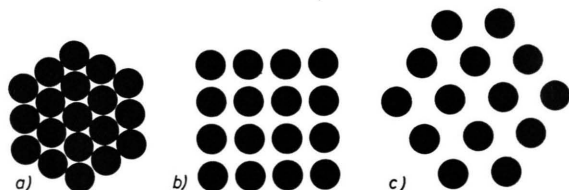


Abb. 11. Modell eines kubisch-flächenzentrierten Gitters (z. B. Cu), a) in eine 111-Ebene projiziert, b) in eine 100-Ebene projiziert, c) in eine 110-Ebene projiziert.

Mit einem, den speziellen Erfordernissen der Maschinenrechnung angepaßten BORN-MAYER-Potential wurden von ROBINSON und OEN³ die Reichweiteverteilungen von 5 keV Cu-Partikeln ermittelt, die senkrecht zu verschiedenen indizierten Kupfer-Kristallebenen eingeschossen wurden. Die entsprechenden Kurven sind in den Abb. 5 a, b, c mit eingezeichnet. Es ist hier nicht möglich, mehr als die Größenordnungen zu vergleichen, da die niedrigste im Laufe dieser Arbeit verwendete Ionenenergie 25 keV und damit 5-mal so groß war wie die in den Rechnungen von ROBINSON und OEN angenommene ist. Die Verschiedenheit der Massen von Cu- und Krypton-Ionen wirkt sich kaum auf die Reichweiten aus, wie in der Modellrechnung für „leichte“ und „schwere“ Cu-Ionen gezeigt werden konnte.

Es zeigt sich im Fall $\langle 111 \rangle$ und $\langle 100 \rangle$ recht gute Übereinstimmung, während für $\langle 110 \rangle$ die berechneten Reichweiten etwas größer ausfallen, als die Experimente erwarten lassen. Allerdings mußten bei der Maschinenrechnung eine Reihe von Vereinfachungen gemacht werden, so daß ein Vergleich vor allem der Ausläufer in größeren Tiefen nicht entscheidend ist. Vom experimentellen Standpunkt muß bemerkt werden, daß eine oberflächliche Verunreinigung der

Kupfer-Einkristalle, z. B. durch eine Oxidschicht, sich nicht so sehr auf die normalen Reichweiten wie auf die Überreichweiten auswirken wird. Die Sauerstoffatome des Cu_2O befinden sich gerade in den 110- bzw. den 100-Kanälen des Kupfergitters. Es läßt sich kaum abschätzen, wie stark die Stenonen dadurch beeinflußt werden.

Einige Auswirkungen von Stenonen

Es hat den Anschein, daß bei der *Kathodenzerstäubung* auch Stenonen beteiligt sind. FLUIT et al.²⁸ beobachteten beim Beschuß von Kupfer-Einkristallen mit 20 keV-Edelgasionen Minima der Zerstäubungsausbeute in den Richtungen, in denen Stenonen möglich sind. Sie führen diese Erscheinungen auf eine verschiedene „Transparenz“ des Metallgitters für die in verschiedenen kristallographischen Richtungen einfallenden Ionen zurück. NELSON und THOMPSON²⁹ beschossen eine Kupfer-Einkristalloberfläche mit 50 keV Argonionen. Die zerstäubten Kupferatome bildeten auf einem Auffänger ein Muster, in dem sich Einzelheiten erklären lassen, wenn man die Beteiligung von Stenonen am Zerstäubungsvorgang annimmt. THOMPSON³⁰ maß das Energiespektrum von Goldatomen, die durch Beschuß mit 40 keV Argonionen von einer Gold-Einkristalloberfläche zerstäubt werden. Er fand, daß ein geringer Prozentsatz der herausgeschleuderten Goldatome eine Energie über 1 keV hat und damit wahrscheinlich auf Stenonen zurückgeht, die aus dem Gitter herauslaufen.

Bei der Untersuchung der *Wechselwirkung energiereicher Strahlung auf Festkörper* werden vor allem bei der Bestrahlung mit schnellen Neutronen Defektzahlen gefunden, die erheblich kleiner sind als die Theorie voraussagt. Für diese Diskrepanz sind eine Reihe von Effekten diskutiert worden, insbesondere die spontane Rekombination der Defekte in den Verlagerungskaskaden (radiation annealing), die in der vereinfachten Theorie nicht berücksichtigt wurden. Auch ein Beitrag von Stenonen am Verlagerungsgeschehen würde die theoretische Defektkonzentration vermindern, wie OEN und ROBINSON³¹ und später SIGMUND³² abschätzten. So zeigten neuerdings BEELER und BESCO³³ in einer modellmäßigen Maschinen-

²⁸ J. M. FLUIT, P. K. ROL u. J. KISTEMAKER, J. Appl. Phys. **34**, 690 [1963]. — J. M. FLUIT, Le bombardement ionique; théories et applications; colloques internationaux du centre national de la recherche scientifique; No. **113**, 119 [1962].

²⁹ R. S. NELSON u. M. W. THOMPSON, Phys. Letters **2**, 124 [1962].

³⁰ M. W. THOMPSON, Phys. Letters **6**, 24 [1963].

³¹ O. S. OEN u. M. T. ROBINSON, Appl. Phys. Letters **2**, 83 [1963].

³² P. SIGMUND, Phys. Letters **6**, 251 [1963].

³³ J. R. BEELER JR. u. D. G. BESCO, J. Appl. Phys. **34**, 2873 [1963].

rechnung, daß infolge der unterschweligen Energie-dissipation durch Stenonen erheblich weniger Defekte entstehen als ohne deren Beteiligung. Die entscheidende Frage ist allerdings, ob auch im realen Fall während eines Verlagerungsprozesses in einem Kristallgitter Stenonen in merklicher Anzahl gebildet werden. Bei der direkten Verlagerung eines Atoms von seinem regulären Gitterplatz ist es aus geometrischen Gründen nicht möglich, daß es unmittelbar in

einen günstigen Gitterkanal gelangt und zu einem Stenon wird. Inwieweit dagegen Stenonen z. B. aus dem kurzzeitig sehr turbulenten Gebiet der Verlagerungskaskaden austreten können, ist zur Zeit noch ungeklärt.

Herrn Professor Dr. N. RIEHL sind wir für den regen Anteil an der Arbeit und für ihre stete Förderung sehr zu Dank verpflichtet.

Über die Rolle der Trägheitskräfte beim linearen z-Pinch

Von W. HERTZ, A. KOLLER und A. MICHEL

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG, Erlangen

(Z. Naturforsch. 19 a, 1089—1098 [1964]; eingegangen am 30. April 1964)

In a fast linear z-pinch ($f=600$ kc/s, $W=800$ joules) the LORENTZ-force is essentially effective on the plasma near the chamber wall. Only during the later phase of the implosion it prevents the formation of the rarefaction wave, which propagates radially outward from the outer surface of the pressure wave following the shock front. The vanishing of the LORENTZ-force does not influence further propagation of the cylindrical shock wave if the discharge is crowbarred in the first current-zero before the shock front hits the axis or if the current is damped to a small amount compared with its initial value. No KRUSKAL-SCHWARZSCHILD instabilities have been observed. Under these conditions the z-pinch may be followed by a Θ -pinch before the plasma of the first reaches the chamber walls. There is no screw-shaped superposition of the magnetic fields in this case.

Theoretical calculations of the plasma flow are in good qualitative agreement with the experiments. For a 60 kJ discharge plasma pressure and temperature are calculated at the time of maximum contraction by numerical integration of the equation of motion.

In Stoßentladungen besteht gemäß der Bewegungsgleichung

$$\varrho (dv/dt) + \text{grad } p = \dot{j} \times \mathfrak{B} \quad (1)$$

ein Gleichgewicht zwischen den Trägheitskräften, dem Druckgradienten und der LORENTZ-Kraft. Ist

$$\varrho |dv/dt| \geq |\text{grad } p|, \quad (2)$$

so wird die Entladung als „schnell“ bezeichnet. ARTSIMOWICH¹ unterscheidet zwei verschiedene Entladungsformen, je nachdem, ob in (1) dv/dt oder $\text{grad } p$ vernachlässigbar ist. Das erste ist bei den stationären Einschließungsmethoden der Fall (magnetischer Spiegel, Cusp, Stellarator), das zweite bei den Pinchentladungen und bei der magnetischen Plasmabeschleunigung.

BURKHARDT und LOVBERG² fanden an einem schnellen B_2 -stabilisierten linearen z-Pinch, daß magnetische Sondenmessungen nur dann den Druck

des eingeschlossenen Plasmas ergeben, wenn die Trägheitskräfte berücksichtigt werden.

Bei numerischen Rechnungen über die Nachströmung hinter einer zylindrischen Stoßwelle³ und bei Untersuchungen des Anwachsens kleiner Unregelmäßigkeiten der Plasmaoberfläche während des Kontraktionsvorganges eines linearen z-Pinches⁴ ergaben sich schon früher Hinweise darauf, daß bei Stoßentladungen Phasen unterschiedlicher Wirkung der LORENTZ-Kraft existieren.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß es beim linearen z-Pinch Phasen gibt, in denen in (1) die LORENTZ-Kraft vernachlässigbar ist, sofern nur der Verlauf der Stoßwelle ohne nachfolgende adiabatische Kompression betrachtet wird. Die LORENTZ-Kraft wirkt im wesentlichen nur während der Anfangsphase der Entladung am Rande des Gefäßes und löst eine Stoßwelle aus. In der anschließenden

¹ L. A. ARTSIMOWICH, Proc. 2nd UN Int. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva 1958, Vol. 31, 6.

² L. C. BURKHARDT u. R. H. LOVBERG, Proc. 2nd UN Int. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva 1958, Vol. 32, 39.

³ A. KOLLER, Z. Angew. Math. Mech. 42 [1962], Sonderheft, T 145.

⁴ W. HERTZ, Z. Naturforsch. 17 a, 681 [1962].