

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

Über den Mechanismus der Zerstäubung  
durch leichte Ionen im keV-Energiebereich

About the Mechanism of Sputtering with  
Light Ions in the keV-energy Region

R. Behrisch, P. Sigmund,<sup>+</sup> R. Weißmann

IPP 9/13

June, 1973

<sup>+</sup>H. C. Ørsted Institute, DK-2100 Kopenhagen

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem  
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die  
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

ABSTRACT

Sputtering yields for 33 - 150 keV protons normally incident on Cu-films were determined by Rutherford backscattering. The Cu-films were deposited on different base materials (Be, V, Nb, Ta) which have different backscattering intensities. The measured sputtering yields are dependent on the nuclear charge  $Z$  of the base material, i. e. the backscattered ions from the interior of the base material contribute to sputtering.

The contribution of the backscattered ions was calculated by the theory of Sigmund, which was extended for the case of light ions. The comparison of the theoretical sputtering yields with measurements of other authors shows better agreement of the energy dependence than former sputtering theories. A comparison with own measurements was only possible with reservation and yields for the relative contribution of the backscattered ions to sputtering greater deviations, which could not yet be completely explained.

<sup>+</sup> H. C. Ørsted Institute, DK-2100 Copenhagen

## ZUSAMMENFASSUNG

Die Zerstäubungsausbeuten dünner Cu-Filme ( $230\text{\AA}$ ) durch senkrecht einfallende Protonen im Energiebereich von 33 - 150 keV wurden mit Hilfe der Schichtdickenmessung durch Rutherfordrückstreuung bestimmt. Die Cu-Filme waren auf vier verschiedenen Grundmaterialien (Be, V, Nb, Ta) aufgedampft, von denen die Protonen unterschiedlich stark zurückgestreut werden. Die gemessenen Zerstäubungsausbeuten sind von der Kernladungszahl  $Z$  des Grundmaterials abhängig, d.h. die aus dem Grundmaterial zur Oberfläche des Cu-Films zurückgestreuten Protonen tragen zur Zerstäubung bei.

Dieser Beitrag der zurückgestreuten Protonen wurde nach der Theorie von Sigmund berechnet, die für diesen Zweck allgemein für leichte Ionen weiterentwickelt wurde. Ein Vergleich der theoretischen Zerstäubungsausbeuten mit den Messungen anderer Autoren zeigt, daß die Energieabhängigkeit besser wiedergegeben wird als durch ältere Zerstäubungstheorien. Ein Vergleich mit den eigenen Messungen war nur mit Vorbehalt möglich und ergibt für den relativen Beitrag der zurückgestreuten Ionen zur Zerstäubung größere Abweichungen, die noch nicht vollständig erklärt werden konnten.

## INHALT

### 1. EINLEITUNG UND PROBLEMSTELLUNG

### 2. MEßMETHODE

Zerstäubungsmessungen mit leichten Ionen  
Messung der Zerstäubungsausbeute

### 3. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

Versuchsaufbau  
Targetherstellung  
Durchführung der Messungen

### 4. MEßERGEBNISSE

Vorversuche  
Zerstäubungsausbeuten

### 5. THEORIE

Grundgleichung  
Näherungen für den Fall leichter Ionen  
Theoretische Zerstäubungsausbeuten  
Berechnung des Beitrags der zurückgestreuten Ionen an der Zerstäubung  
Vergleich mit den Meßergebnissen

### 6. ZUSAMMENFASSUNG

### 7. ANHANG

Blasenbildung  
Einfluß der Stromdichteverteilung auf die Zerstäubungsausbeute  
Berechnung von  $\nu(E)$

## 1. EINLEITUNG UND PROBLEMSTELLUNG

Unter Zerstäubung verstehen wir hier die Abtragung einer Festkörperoberfläche als Folge von Beschuß mit energiereichen Ionen. Sie hat in den letzten Jahren für die Oberflächenphysik und für technische Anwendungen zunehmend an Bedeutung gewonnen /1, 2/. Beispiele dafür sind die Sekundärionenmassenspektrometrie /3/, die Herstellung dünner Filme /4/ oder die Probleme bei der Plasma-Wand-Wechselwirkung in einem Fusionsreaktor (Wandproblem der Plasmaphysik) /5, 6/.

Man weiß heute, daß die Zerstäubung vorwiegend durch Stöße der einfallenden Ionen mit den Festkörperatomen und nachfolgende Stöße der Festkörperatome untereinander verursacht wird. So ausgelöste Stoßkaskaden breiten sich im Festkörper nach allen Richtungen aus. Ist die Energie der stoßenden Atome kleiner als eine kritische Energie, die Fokussierungsenergie /7/, so werden im Einkristall Stoßfolgen in dichtgepackte Gitterrichtungen bevorzugt. Erreicht die Stoßkaskade die Festkörperoberfläche, können ein oder mehrere Atome diese verlassen, wenn ihre kinetische Energie größer als die Oberflächenbindungsenergie ist. Ein Maß für die Abtragung ist die Zerstäubungsausbeute  $S$ . Sie wird als das Verhältnis der abgetragenen Atome zur Zahl der einfallenden Ionen definiert. Die Zerstäubungsausbeute ist abhängig von der Ion-Target-Kombination, der Energie und dem Einfallswinkel der Ionen.

In den letzten Jahren haben sich die experimentellen und theoretischen Bemühungen vor allem darauf konzentriert, die Entstehung und Ausbreitung der Stoßkaskaden im Festkörper detaillierter zu untersuchen. Dazu wurden zahlreiche Messungen zur Energie- und Winkelverteilung der abgetragenen Atome hauptsächlich an Einkristallen gemacht. Daneben wurde versucht, die Stoßkaskaden auf Computern zu simulieren, um die Stoßvorgänge Schritt für Schritt zu verfolgen und um besonders den Einfluß der Gitterstruktur auf die Ausbreitung der Stoßkaskaden zu studieren /3, 9/.

Ein anderer, sehr erfolgreicher Versuch zum Verständnis der Vorgänge bei der Festkörperzerstäubung ist die Beschreibung der Stoßprozesse durch eine Boltzmann-Transportgleichung. Mit der Transporttheorie konnte man Reichweiten und Energietransport der Stoßkaskaden sowie die Anzahl und Energieverteilung der an der Stoßkaskade beteiligten Atome berechnen.

Für einen Überblick über diese Arbeiten und Ergebnisse sei auf die zusammenfassenden Darstellungen von Behrisch /2/, Kaminsky /10/, Carter und Colligon /11/, Pleshivtsev /12/, Sigmund /13/ und Mac Donald /14/ verwiesen.

Verhältnismäßig wenig Untersuchungen liegen bis heute für den Fall der Festkörperzerstäubung durch sehr leichte Ionen (H, D, T, He) im keV Energiebereich vor. Hier ist die Stoßkaskade im Gitter verhältnismäßig übersichtlich, da Stöße der einfallenden Ionen mit den Gitteratomen selten sind. Die Ionen laufen auf nahezu geraden Bahnen in den Festkörper hinein, wobei sie Energie vorwiegend an die Elektronen verlieren /15/. Findet ein Stoß mit einem Targetatom statt, so ist die übertragene Energie klein und die räumliche Ausdehnung der im Gitter ausgelösten Stoßkaskade klein gegenüber der Reichweite der Ionen. Die Ionen, welche genügend zentral mit einem Gitteratom stoßen, werden zurückgestreut und laufen in erster Näherung wieder auf geraden Bahnen zur Oberfläche zurück.

Die Intensität der zurückgestreuten Ionen ist nur ein Bruchteil der Intensität der einfallenden Ionen, jedoch ist ihr Wirkungsquerschnitt für Stöße mit Atomen in der Oberflächenschicht wegen der kleineren Energie wesentlich größer als die der Ionen des Primärstrahles. Daher sind für leichte Ionen zwei Möglichkeiten denkbar, daß Stoßkaskaden in der Oberflächenschicht ausgelöst werden und zur Zerstäubung beitragen /16/ (Abb. 1).

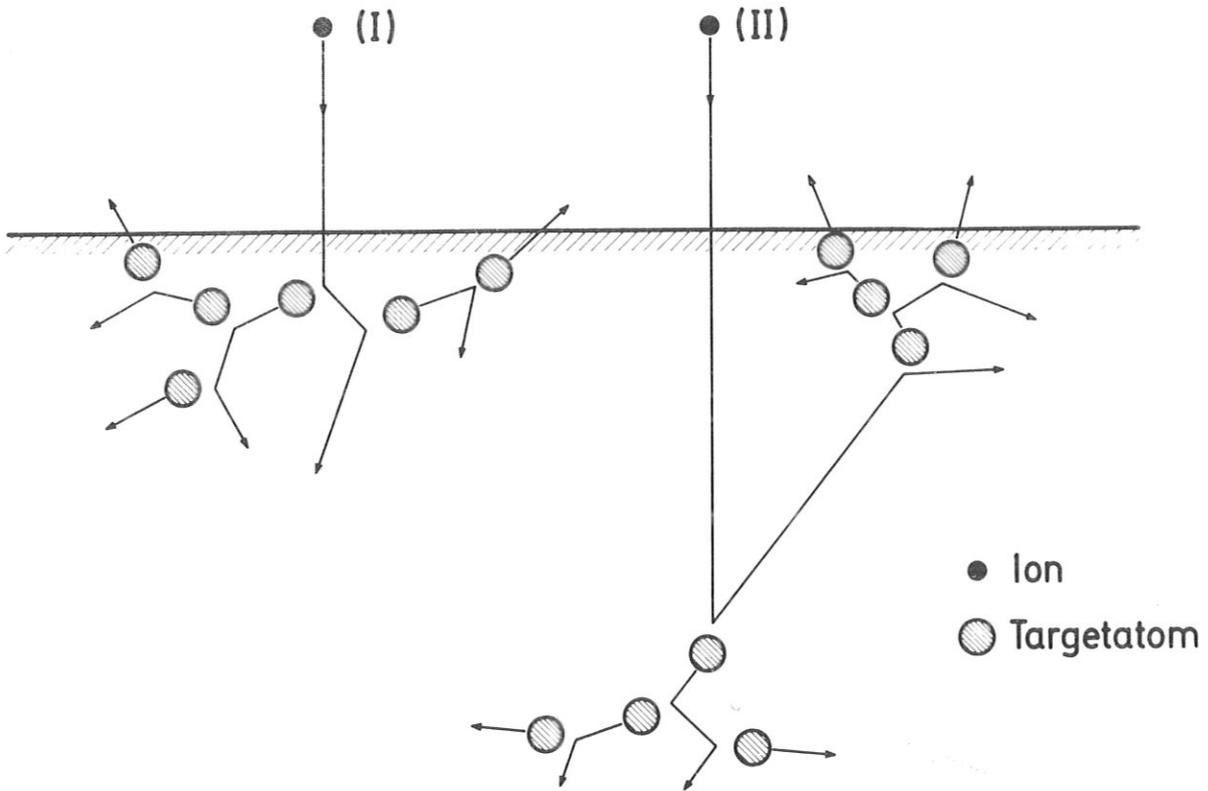


Abb. 1 Zerstäubungsmechanismus für leichte Ionen. (I) Zerstäubung durch einfallende Ionen, (II) Zerstäubung durch Ionen die aus dem Festkörperinneren zur Oberfläche zurückgestreut werden.

Zerstäubungsmechanismus I: Durch die einfallenden Ionen.

Zerstäubungsmechanismus II: Durch Ionen die aus dem Festkörperinneren zur Oberfläche zurückgestreut werden.

Die Zerstäubungsausbeute  $S$  läßt sich daher aus zwei Anteilen zusammensetzen:

$$S = S_I + S_{II} \quad (1)$$

Die Größe von  $S_{II}$  wird durch die Intensität der zurückgestreuten Ionen bestimmt, welche vom Targetmaterial abhängig ist. Beide Anteile  $S_I$  und  $S_{II}$  sind stets vorhanden. Ihre Trennung ist jedoch nur möglich, wenn die Rückstreuung aus Tiefen erfolgt, die groß sind gegen die Reichweite der ausgelösten Stoßkaskaden.

Bisher wurde für die Zerstäubung nur der Mechanismus I als wesentlich angesehen /8/. Es war das Ziel dieser Arbeit die Zerstäubung durch die zurückgestreuten Ionen sowohl experimentell wie auch theoretisch genauer zu untersuchen.

Die Arbeit gliedert sich in zwei Hauptteile. Im ersten Teil wird eine Meßmethode beschrieben, um den Mechanismus II experimentell nachzuweisen und um die Größe  $S_{II}$  und ihre Energieabhängigkeit zu messen. Im zweiten Teil werden die Meßergebnisse mit den theoretischen Rechnungen verglichen. Zu diesem Zweck wird die Zerstäubungstheorie von Sigmund speziell für den Fall leichter Ionen weiterentwickelt und der Beitrag von Mechanismus II berechnet.

## 2. MEßMETHODE

### Zerstäubungsmessungen mit leichten Ionen

Die Messungen von Zerstäubungsausbeuten müssen mit einem Ionenstrahl bestimmter Energie und Masse an sauberen, ebenen Oberflächen und wohldefiniertem Targetmaterial mit bekannter Struktur und Oberfläche erfolgen. Die besten Voraussetzungen für reproduzierbare Messungen sind bei reinen Einkristalloberflächen mit bekannter Orientierung gegeben. Bei der Zerstäubung von polykristallinen Materialien spielen die Größe der Kristallite und ihre Orientierung an der Oberfläche eine Rolle. Verwendet man dünne Filme als polykristalline Targetmaterialien, so haben die Aufdampfbedingungen einen Einfluß auf die Meßergebnisse /17/. Um Oberflächenbelegung durch Restgasatome zu vermeiden, müssen Ionenstromdichte und das Vakuum so gewählt werden, daß die Zerstäubungsrate wesentlich größer ist als die Auftreffrate der Restgasatome /2/. Während der Messung kann die Zerstäubungsausbeute noch von der Ionenbeschuldosis abhängen /17/.

Sind die eingeschossenen Ionen im Material nicht löslich /18,19/, kommt es nach längerem Beschuß an verschiedenen Stellen im Festkörper zu Phasenausscheidungen. Bei Verwendung von Edelgas- oder Wasserstoffionen können so Gasblasen im Material entstehen /20-24/. Wenn sie sich nahe der Oberfläche bilden, können sie aufplatzen und unter Umständen Teile der Oberfläche wegbrechen. Beispiele dafür sind im Anhang aufgeführt.

Die Zerstäubungsausbeuten von leichten Ionen liegen in der Größenordnung von  $10^{-2}$  -  $10^{-3}$  Atome/Ion. Diese Zerstäubungsausbeute durch Wägung des Materials vor und nach dem Beschuß zu bestimmen, ist für leichte Ionen nicht möglich, da die Gewichtszunahme durch die eingeschossenen Ionen oft größer ist als die Abnahme durch das abgetragene Material. Für eine Korrektur der Gewichtszunahme ist die Zahl der von den eingeschossenen Ionen im Material verbleibenden Ionen nicht genau genug bekannt, da ein wesentlicher Prozentsatz der Ionen durch Rückstreuung und Rückdiffusion verloren geht.

Als brauchbare Methode zur Messung extrem kleiner Zerstäubungsraten hat sich die Verwendung dünner Filme erwiesen. Die Zerstäubungsausbeute kann aus der Zeitdauer ermittelt werden, die ein Ionenstrahl zeitlich konstanter Stromdichten braucht, um einen Film mit bekannter Dicke  $d$  abzutragen (zu durchbohren) /25,26/. Eine andere Möglichkeit besteht darin die Menge des abgetragenen Materials aus Dickenmessungen des Films vor und nach der Zerstäubung zu ermitteln. Die Dickenänderung kann durch optische Methoden (z. B. Tolanskyverfahren) /4/ oder durch Rutherfordrückstreuung gemessen werden.

### Messung der Zerstäubungsausbeute

Alle hier beschriebenen Zerstäubungsmessungen wurden mit Protonen an dünnen Cu-Filmen durchgeführt. Um den Mechanismus II nachzuweisen, wurden die Cu-Filme auf Grundmaterialien mit verschiedener Kernladungszahl  $Z$  aufgedampft. Da die Intensität der zurückgestreuten Ionen mit steigender Ordnungszahl  $Z$  des Grundmaterials anwächst, kann auf diese Weise der Beitrag der zurückgestreuten Ionen zu der Zerstäubung des Cu-Films verändert werden. Dagegen ist die Zerstäubung nach Mechanismus I vom Grundmaterial unabhängig.

Die Zerstäubungsausbeute wurde aus Dickenmessungen des aufgedampften Cu-Films mittels Rutherford-rückstreuung bestimmt. Die Technik der Rutherfordrückstreuung hat in letzter Zeit als eine nahezu zerstörungsfreie Untersuchungsmethode für Oberflächenschichten bis zu einigen  $1000 \text{ \AA}$  Tiefe zunehmend Interesse gefunden /27, 28/. Die Information über die Tiefenverteilung wird aus dem Energiespektrum der zurückgestreuten leichten Ionen (H, D oder He) erhalten. Dazu nimmt man an, daß die Ionen durch einen einzigen Stoß mit einem Targetatom zur Oberfläche zurückgestreut werden /29, 30/. Für diesen Stoß gilt der Rutherfordstreuquerschnitt. Kennt man den Energieverlust des Ions an die Elektronen beim Durchlaufen des Festkörpers, so kann aus der Energie des zurückgestreuten Ions eindeutig auf die Tiefe geschlossen werden, in der der Stoß stattfand. Die Intensität der zurückgestreuten Ionen einer bestimmten Energie gibt Information über die Dichte und die Ordnungszahl der Atome, die sich in dieser Tiefe befinden.

Abb. 2 zeigt ein Energiespektrum von Protonen mit  $100 \text{ keV}$  Primärenergie, die unter einem Winkel von  $30^\circ$  zur Oberflächennormalen aus einem der verwendeten Targets zurückgestreut werden. Die niederenergetischen Ionen werden aus dem Grundmaterial zurückgestreut (in diesem Beispiel V). Der breite Peak nahe der Primärenergie stammt von den Protonen, die aus der Cu-Schicht zurückgestreut wurden. Um in dem Energiespektrum die aus dem Cu zurückgestreuten Ionen von denen aus dem Grundmaterial zu trennen, wurde zusätzlich ein Be-Film zwischen Grundmaterial und Cu-Film aufgedampft. Wegen der kleinen Ordnungszahl trägt Be wenig zur Rückstreuintensität bei. Zusätzlich ergibt sich für die zurückgestreuten Protonen ein großer Energieverlust beim Stoß mit Be-Atomen. Dadurch verschiebt sich das Energiespektrum zur niedrigen Energie hin (Abb. 2), so daß zwischen den an Be und den aus dem Grundmaterial gestreuten Protonen experimentell nicht mehr unterschieden werden kann.

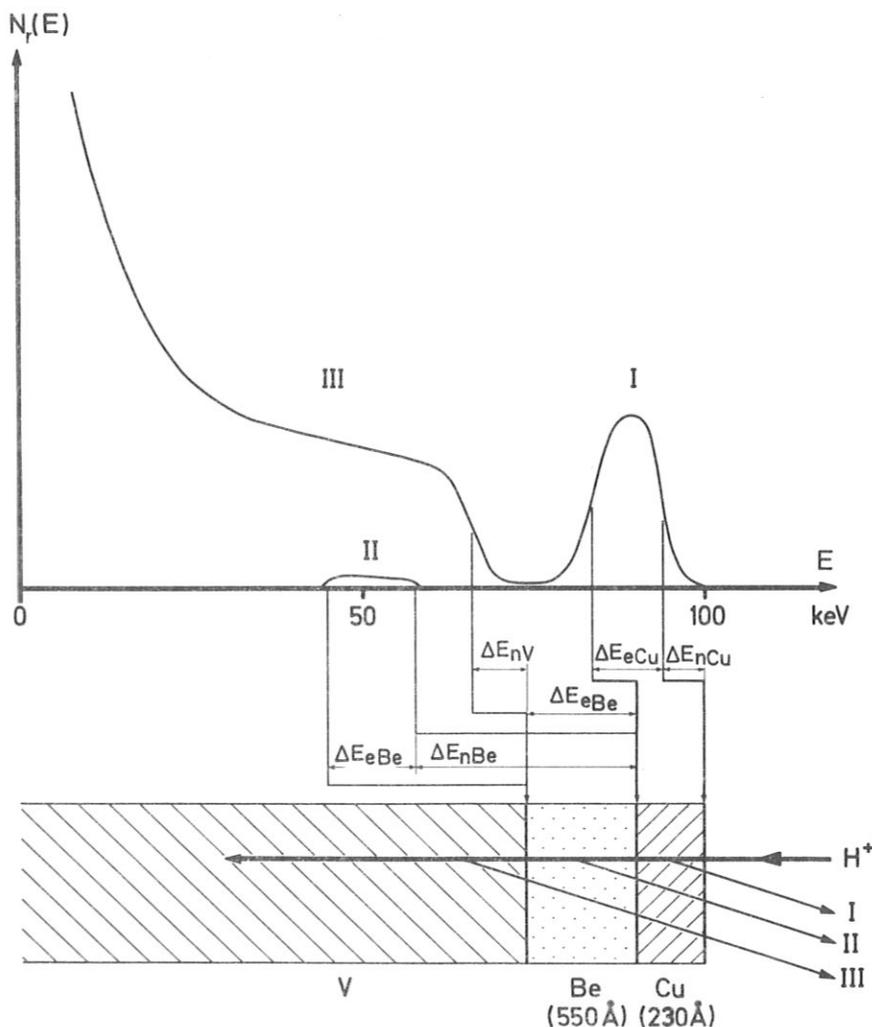


Abb. 2

Energiespektrum von Protonen mit  $100 \text{ keV}$  Primärenergie, die aus einem V-Be-Cu-Target zurückgestreut werden.

$\Delta E_n$  ist der Energieverlust der Protonen durch Rückstreuung an Targetatomen.  $\Delta E_e$  ist der Energieverlust der Protonen an die Elektronen im Festkörper. Die Teile I, II, III des Energiespektrums der Protonen entsprechen der Rückstreuung aus dem Cu-Film (I), dem Be-Film (II) und dem Grundmaterial (III).

Die Dicke  $d$  des Cu-Films kann aus der integralen Intensität  $N_r$  des Peaks bei vorgegebenem Raumwinkel und der Beschußdosis  $N_D$  berechnet werden. Genaugenommen gibt die Rutherforddruckstreuung nicht die Dicke  $d$ , sondern die Zahl der Atome pro Flächeneinheit  $N \cdot d$ , wobei  $N$  die Zahl der Targetatome pro Volumeneinheit ist. In erster Näherung gilt:

$$\frac{N_r}{N_D} = N \cdot d \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \quad (2)$$

Wegen des Energieverlustes der Protonen an die Elektronen im Cu ist der Rutherforddruckstreuquerschnitt  $d\sigma_R$  nicht konstant, sondern hängt von der Dicke des Films ab. Um dies zu berücksichtigen, wurde nicht die Primärenergie  $E_0 = 100$  keV, sondern die Energie  $E_0$  genommen, die ein Proton bei der halben Dicke des Films hat. Bei einer Filmdicke von  $230 \text{ \AA}$  und einem differentiellen Energieverlust  $\frac{dE}{dx} = 20 \text{ eV/\AA}$  für  $100$  keV Protonen in Cu ergibt das für  $E_0 = 97.7$  keV. Aus dem Energiespektrum vor und nach der Zerstäubung mit einer Ionenbeschußdosis  $N_Z$  kann die Änderung  $\Delta d$  der Filmdicke  $d$  und bei bekannter Beschußfläche  $F$  die Zerstäubungsausbeute  $S$  berechnet werden:

$$S = N \cdot \chi_c \cdot \frac{F \cdot d}{N_Z} = \chi_c \cdot \frac{N_{r1} - N_{r2}}{N_D \cdot N_Z} \cdot \frac{F}{\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega} \quad (3)$$

$\chi_c$  ist hier ein Korrekturfaktor, der die ungleichmäßige Abtragung der Beschußfläche durch eine ungleichmäßige Stromdichtenverteilung berücksichtigt (siehe Anhang). Für die bei der Messung verwendete Strahlgeometrie war  $\chi_c = 0,97$ .

Die Schichtdicke  $d$  ließ sich weiterhin aus der Halbwertsbreite des Cu-Peaks bestimmen. Diese stellt im wesentlichen den maximalen elektronischen Energieverlust  $\Delta E_{eCu}$  der zurückgestreuten Protonen in der Cu-Schicht dar. Auf diese Weise hat man eine zusätzliche Kontrolle für die Dicke des Films.

### 3. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

#### Versuchsaufbau

Die Zerstäubungsmessungen wurden am Pharao /31/ (Protonen und Helium Accelerator für Rückstreuung an Oberflächen), einem kleinen Beschleuniger für leichte Ionen von  $30 - 150$  keV mit Ultrahochvakuum im Meßraum durchgeführt. Er ist in Abb. 3 schematisch dargestellt. Protonen oder Heliumionen werden in der HF Ionenquelle erzeugt, abgesaugt und anschließend auf  $30 - 150$  keV beschleunigt. Die Beschleunigungsstrecke ist eine Zylinderlinse, die den Ionenstrahl auf die erste Blende fokussiert. Diese Blende ist zugleich Druckstufe für das Pumpsystem und Eintrittsblende für das magnetische Sektorfeld, das die Ionen in radialer und axialer Richtung auf das Target fokussiert. Gleichzeitig dient das Magnetfeld zum Abtrennen von Molekül- und Fremdionen, so daß nur die gewünschte Ionenart auf das Target auftrifft. Das Vakuumsystem besteht aus einem dreistufigen differentiellen Pumpsystem mit Quecksilberdiffusionspumpen. In der Targetkammer wird ein Endvakuum von einigen  $10^{-8}$  Torr erreicht. Mit dem Beschleuniger konnten Stromstärken von max.  $5 \cdot 10^{-7}$  A auf dem Target erreicht werden. Bei einem Brennfleckdurchmesser von  $0,4$  mm entspricht das einer Ionenbeschußrate von  $2,5 \cdot 10^{15}$  Ionen/cm<sup>2</sup> sec. Die geometrische Anordnung der Blenden vor dem Target ergab eine nahezu trapezförmige Stromdichteverteilung über den gesamten Brennfleck (s. Anhang). Vier Targets konnten auf einem Goniometerkopf montiert werden und pro Target waren drei Beschußstellen möglich. Das Goniometer ermöglichte eine Einjustierung des Targets zur Strahlrichtung.

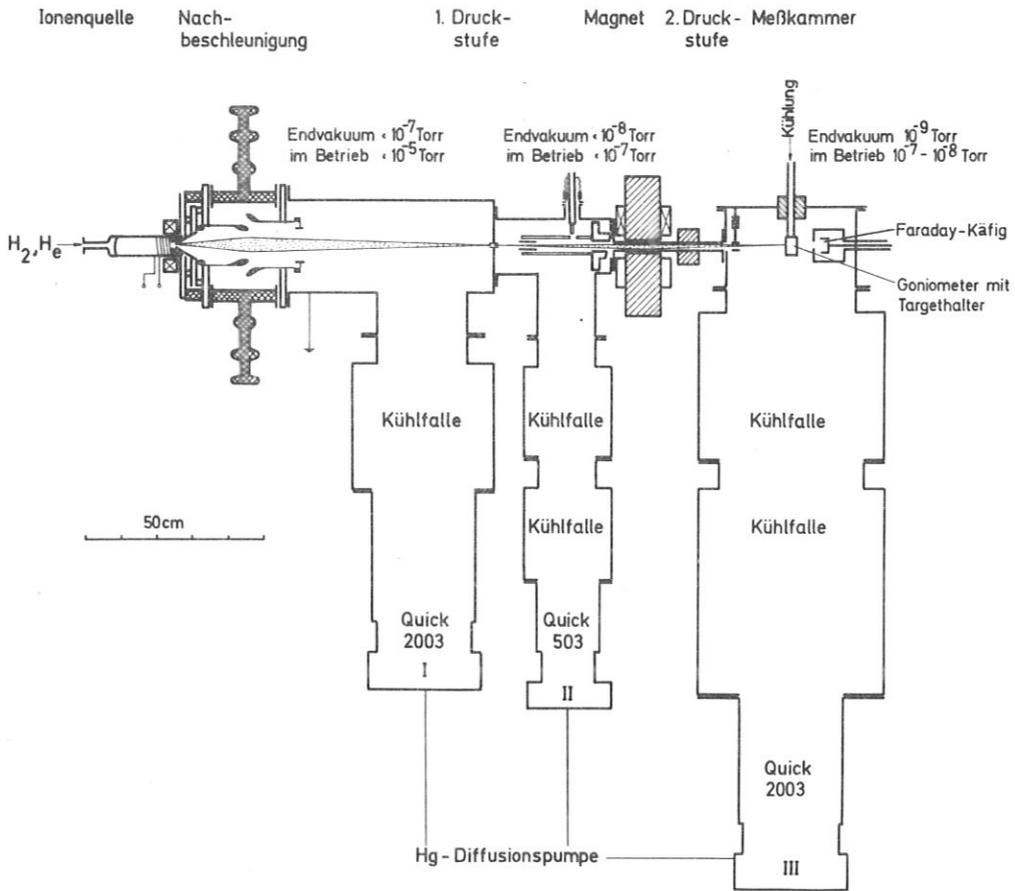


Abb. 3 Schematischer Aufbau des Beschleunigers "Pharao".

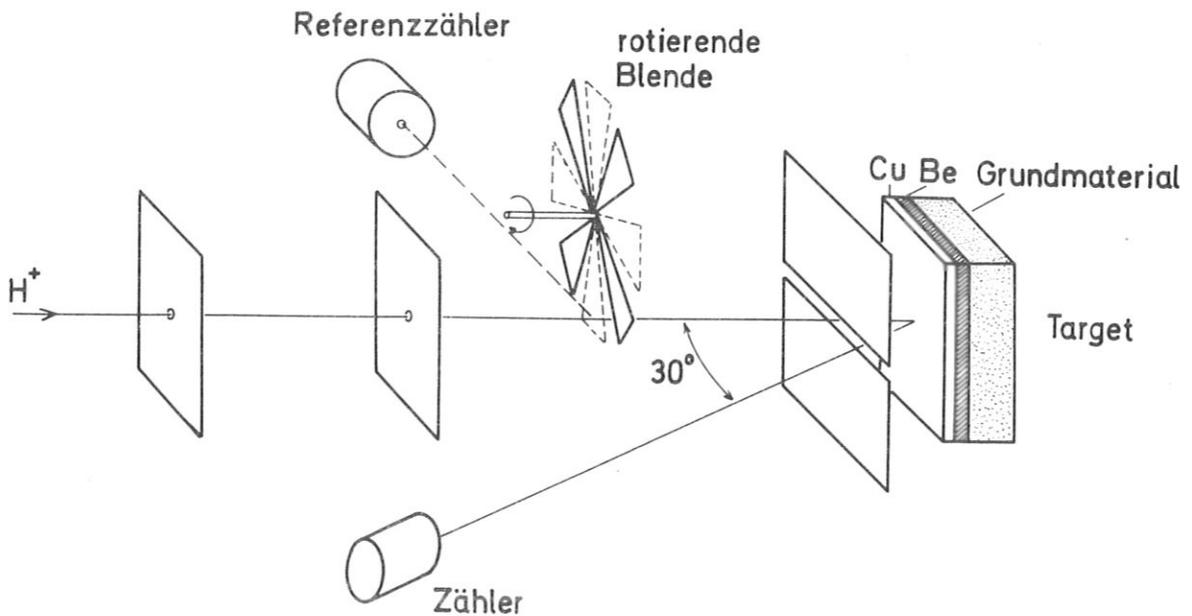


Abb. 4 Meßanordnung

Der Nachweis der zurückgestreuten Ionen oder Neutralteilchen erfolgte durch einen Silizium Oberflächensperrschichtzähler. Diese liefern Ladungsimpulse proportional der Energie der einfallenden Teilchen, welche verstärkt und in einem Vielkanalanalysator nach Impulshöhen sortiert werden. Dadurch erhält man aus einer Messung sofort das gesamte Energiespektrum der zurückgestreuten Teilchen. Der verwendete Zähler hat bei Kühlung auf  $-100^{\circ}$  eine Energieauflösung für Protonen von etwa 3,5 keV FWHM. /32/ Die unterste Nachweisgrenze für die Energie liegt bei 10 keV. Der Zähler kann von  $20^{\circ}$  bis  $135^{\circ}$  zur Ionenstrahlrichtung um das Target herumgeschwenkt werden.

Die Messung des absoluten Stroms auf der das Target fällt, ist auf zwei Arten möglich (Abb. 4). Bei der einen Meßmethode wird ein Teil des Ionenstrahls durch ein rotierendes Flügelrad auf einen zweiten Oberflächensperrschichtzähler reflektiert. Die hier gezählten Impulse wurden mit einem Faradaykäfig auf die Primärstromstärke geeicht. Die rotierende Blende besteht aus Be als Trägermaterial, auf das eine dünne Platinschicht aufgedampft ist. Die Zahl der in dem Platinfilm zurückgestreuten Ionen ist direkt proportional der Zahl der auftretenden Ionen und somit ein Maß für den Primärionenstrom.

Bei der zweiten Meßmethode wird der Targetstrom direkt mit einem Stromintegrator gemessen. Dazu ist vor dem Target eine Schlitzblende angebracht an dem eine Spannung von - 50 V gegenüber dem Target angelegt wurde, um die Sekundärelektronen zurückzuhalten.

#### Targetherstellung

Als Grundmaterialien wurden Be, V, Nb und Ta mit einem Reinheitsgrad von 99,95% verwendet. Die Targets hatten eine Fläche von  $3 \times 6 \text{ mm}^2$ . Die Targetoberfläche wurde mit Diamantschleifmitteln mechanisch vorgepoliert (kleinste Kerngröße 0,25  $\mu\text{m}$ ) und anschließend elektrolytisch poliert.

Dann wurde auf die Grundmaterialien eine Schicht Be ( $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2 = 550 \text{ \AA}$ ) und darauf der Cu-Film ( $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2 = 230 \text{ \AA}$ ) aufgedampft. Der Arbeitsdruck in der Aufdampfanlage von Balzers war während des Aufdampfens einige  $10^{-5}$  Torr bei einer Aufdampfgeschwindigkeit von  $10 \text{ \AA}/\text{sec}$ . Die Menge des aufgedampften Films wurde während des Aufdampfens mit einer Schwingquarzwage kontrolliert.

#### Durchführung der Messungen

Die Zerstäubungsmessungen an den Cu-Filmen wurden mit Protonen mit sechs verschiedenen Energien 33, 50, 75, 100, 125 und 150 keV gemacht. Die Beschußrichtung war stets senkrecht zur Targetoberfläche. Die gesamte Beschußdosis betrug  $0,64 - 3,2 \cdot 10^{19}$  Ionen/ $\text{cm}^2$ . Für die Dickenmessung der Filme durch Rutherford-Rückstreuung wurden stets 100 keV Protonen verwendet. Der Oberflächensperrschichtzähler stand  $30^{\circ}$  zur Beschußrichtung (Öffnungswinkel  $\Delta\Omega = 4,05 \cdot 10^{-5}$  sterad.). Die bei der Dickenmessung verwendete Beschußdosis war mit  $2 \cdot 10^{16}$  Ionen/ $\text{cm}^2$  so klein gewählt, daß die damit verursachte Zerstäubung gegenüber der Gesamtzerstäubung vernachlässigbar werden konnte. Abb. 5 zeigt in halblogarithmischer Darstellung die Energiespektren der aufgedampften Cu-Filme in Abhängigkeit der vier Grundmaterialien. Deutlich ist die Zunahme der Rückstreuintensität der Protonen mit wachsender Kernladungszahl Z des Grundmaterials zu sehen.

Die Messungen wurden so durchgeführt, daß abwechselnd mit 100 keV Protonen Dickenmessungen gemacht wurden und mit hoher Protonenstrahlintensität der Cu-Film zerstäubt wurde. Dadurch konnte die Abnahme der Dicke des Cu-Films zeitlich verfolgt werden. Die Dicke der Cu-Schicht, die durch Rutherford-Rückstreuung vor Beginn der Zerstäubung gemessen wurde, stimmte innerhalb der Fehlergrenzen mit der Messung der Filmdicke mit der Schwingquarzwage beim Aufdampfen überein. Die Kontrolle der Dickenmessung über den elektronischen Energieverlust  $\Delta E_{e\text{Cu}}$  aus der Halbwertsbreite des Cu-Peaks ergab

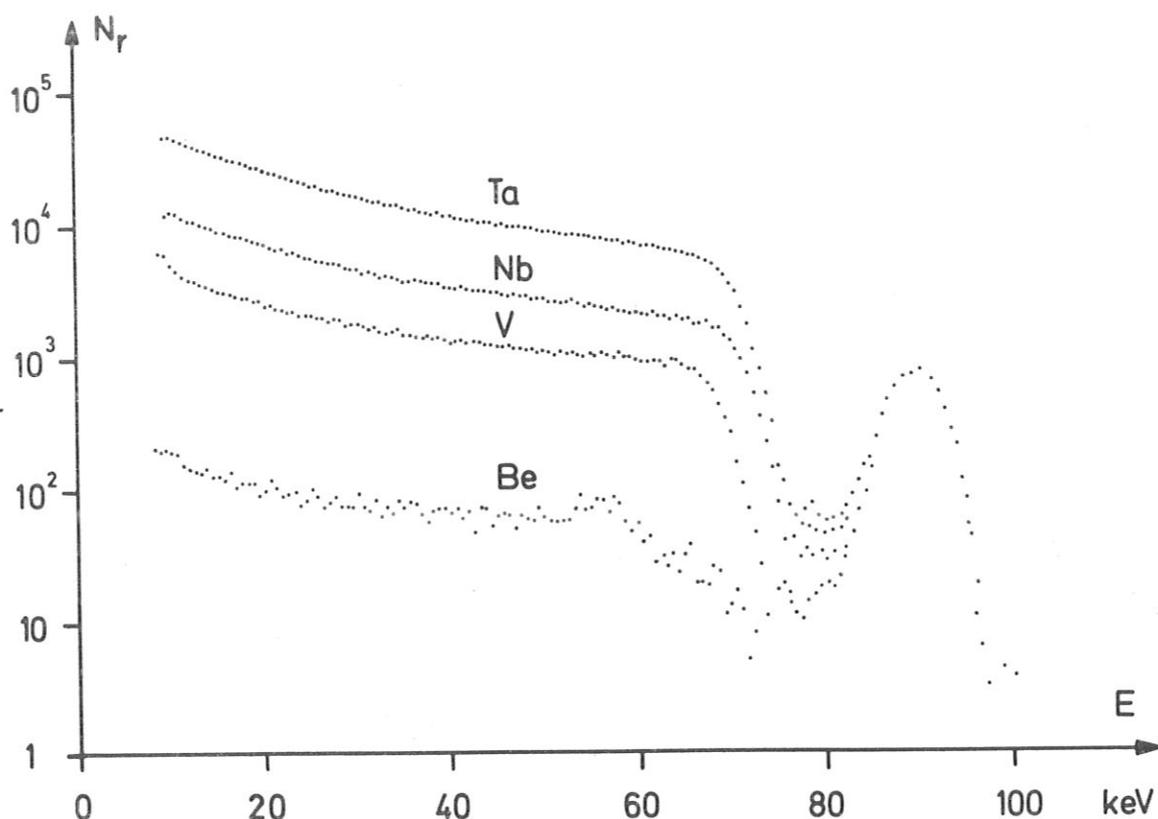


Abb. 5 Energiespektren der unter einem Winkel von  $30^\circ$  zur Einfallrichtung zurückgestreuten Protonen (Primärenergie 100 keV) in Abhängigkeit von den Grundmaterialien Be, V, Nb, Ta.

keine Verbreiterung der Cu-Schicht durch übermäßige Verunreinigung. Bei einer Zerstäubungsmessung wurden etwa 10 - 20% der Schichtdicke abgetragen. Die Meßfehler begrenzten die unterste Nachweisgrenze für die Änderung der Schichtdicke auf etwa  $5 \text{ \AA}$ . Das ergibt für die Zerstäubungsausbeute einen allgemeinen relativen Meßfehler von  $\pm 15\%$ .

Da für niedrige Beschußenergien ( $E < 70 \text{ keV}$ ) die Ionenstrahlintensitäten, die der Beschleuniger liefern kann, sehr gering sind, wurden aus Gründen kürzerer Meßzeiten statt 33 und 50 keV Protonen 100 keV  $\text{H}_3^+$  und 100 keV  $\text{H}_2^+$  Wasserstoffmoleküle verwendet. In beiden Fällen sollten die gleichen Zerstäubungsausbeuten zu erwarten sein /25/. Testmessungen mit 75 keV  $\text{H}^+$  und 150 keV  $\text{H}_2^+$  haben dies innerhalb der Fehlergrenzen bestätigt.

#### 4. MEßERGEBNISSE

##### Vorversuche

Die Abnahme der Dicke des Cu-Films nach einzelnen Beschußmengen am Beispiel der Grundmaterialien Be und Ta zeigt Abb. 6. Innerhalb der Meßfehler ergibt sich eine lineare Abnahme der Schichtdicke. Bei einigen Messungen ergab sich die lineare Abnahme erst nach einer gewissen Anlaufzeit, etwa nach dem zweiten oder dritten Beschuß, was wahrscheinlich auf Verunreinigungen der Oberfläche zurückzuführen war. Während der Zerstäubungsmessungen war aus den gemessenen Rückstreuenspektren (Abb. 2) kein Ineinanderdiffundieren der aufgedampften Schichten zu beobachten.

Vor den endgültigen Messungen wurden eine Reihe Testmessungen an Targets gemacht, die unter verschiedenen Bedingungen, d.h. in zeitlich getrennten Aufdampfvorgängen hergestellt wurden. Sie zeigten alle die gleiche Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeute vom Grundmaterial. Jedoch ergaben sich für gleiche Targets, die aber zu verschiedenen Zeiten bedampft wurden, Abweichungen für die Zerstäubungsausbeute um den Faktor 2 - 3.

Wie bereits erwähnt, ist dies damit zu erklären, daß die Struktur und damit auch die Zerstäubungsausbeute der dünnen Filme von den Herstellungsbedingungen abhängt. Aus diesem Grund wurden die Targets für sämtliche Zerstäubungsmessungen in einem Aufdampfvorgang hergestellt. Damit ist man sicher, daß alle Messungen an Cu-Filmen mit dem gleichen Grad an Verunreinigungen durchgeführt werden. Die gemessenen Zerstäubungsausbeuten sind aber möglicherweise nicht dieselben wie für einen reinen Cu-Film. Das ist für den experimentellen Nachweis des Beitrags der zurückgestreuten Ionen zur Zerstäubung nicht wesentlich, muß jedoch bei einem Vergleich der Absolutwerte mit der Theorie berücksichtigt werden.

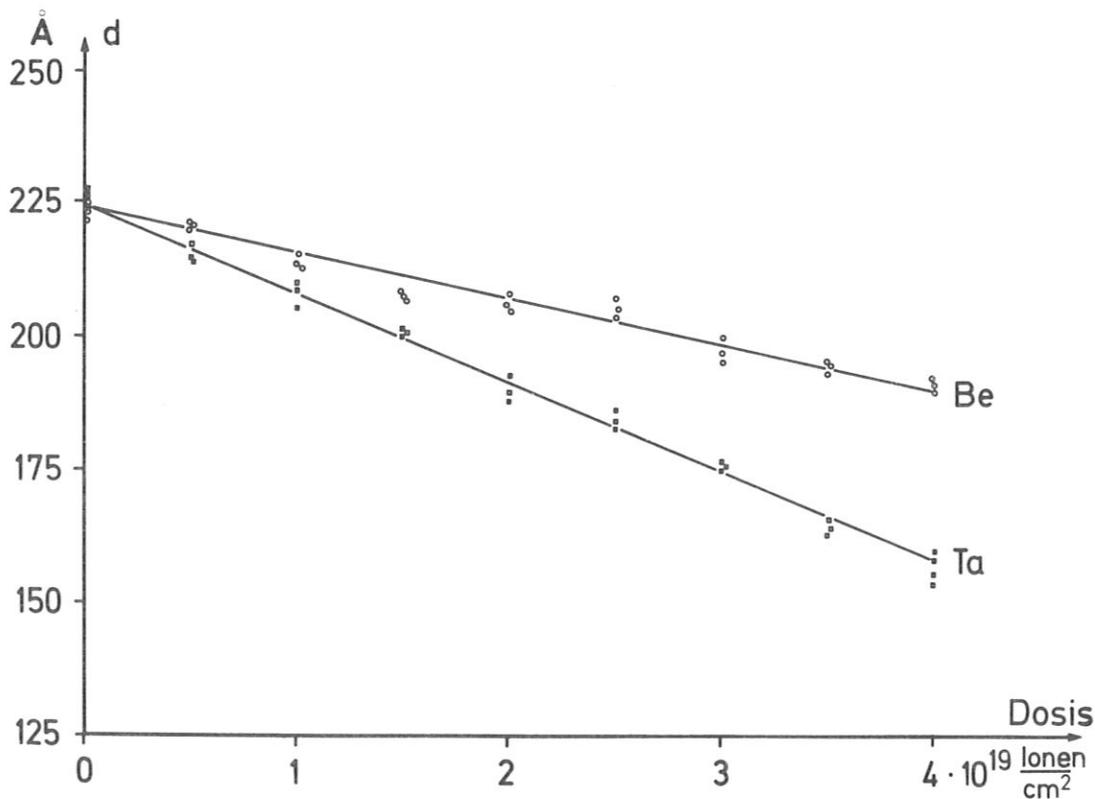


Abb. 6 Abnahme des Cu-Films, der auf den Grundmaterialien Be und Ta aufgedampft ist, während der Zerstäubung durch 75 keV Protonen. Die Dickenmessung wurde mit 100 keV Protonen gemacht.

Zerstäubungsausbeuten

Die gemessenen Zerstäubungsausbeuten der Cu-Filme auf den verschiedenen Grundmaterialien für den Beschuß mit Protonen sind in Abb. 7 aufgetragen. Für Protonenenergien  $> 50$  keV nimmt die Zerstäubungsausbeute des Cu-Films mit wachsender Kernladungszahl  $Z$  des Grundmaterials zu, welches den Beitrag der zurückgestreuten Ionen zur Zerstäubung zeigt. Aus der  $Z$ -Abhängigkeit kann man annehmen, daß die Zerstäubungsausbeute für festes Cu ( $Z = 29$ ) zwischen den Kurven für V ( $Z = 23$ ) und Nb ( $Z = 41$ ) liegt. (Interpolierte Kurve in Abb. 7).

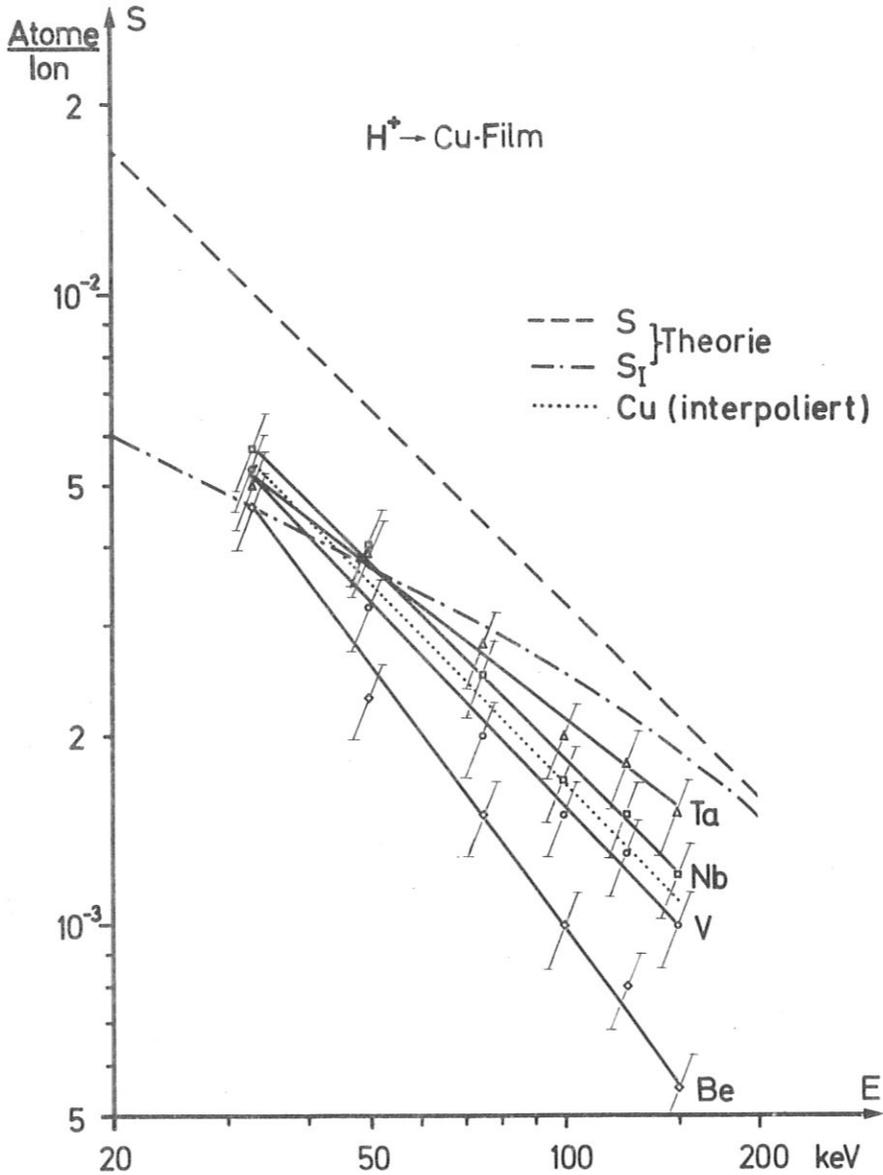
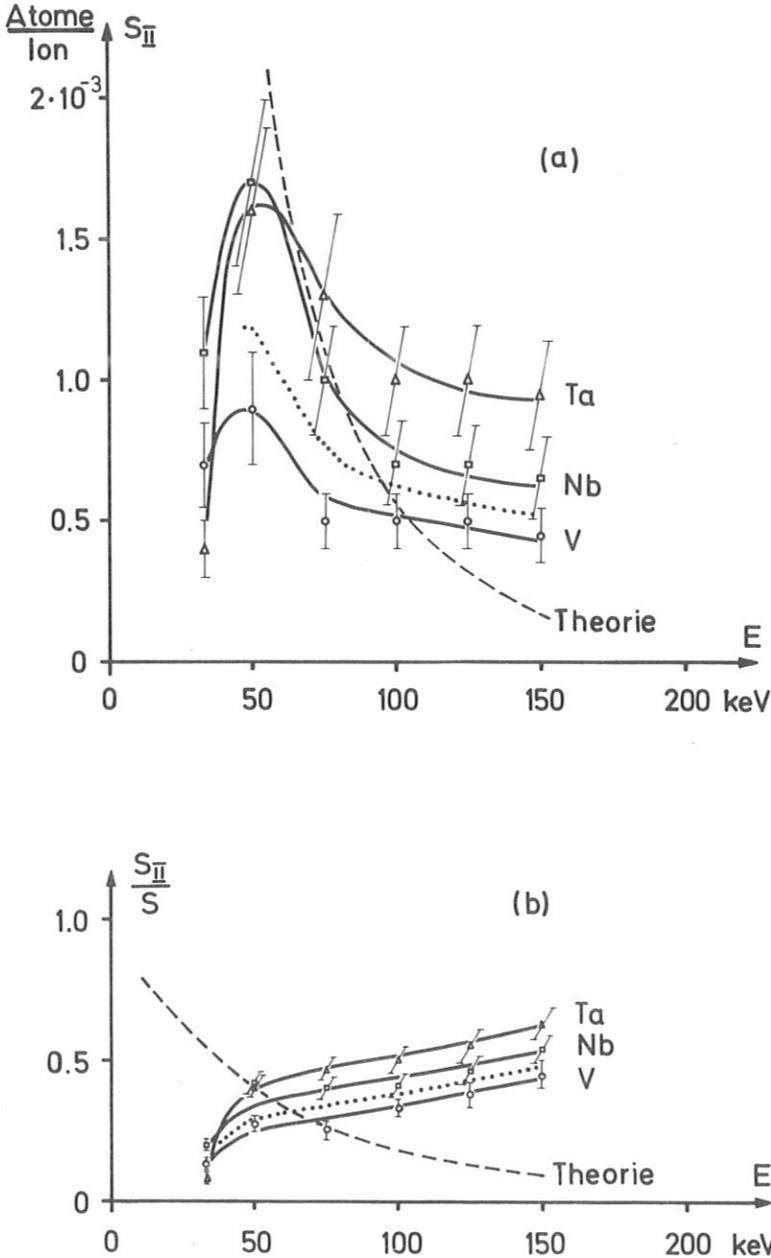


Abb. 7 Zerstäubungsausbeuten von Cu-Filmen, die auf den Grundmaterialien Be, V, Nb und Ta aufgedampft sind, in Abhängigkeit von der Beschußenergie der Protonen. Aus der  $Z$ -Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Grundmaterial kann die Kurve für Cu als Grundmaterial zwischen den gemessenen Kurven von V und Nb als Grundmaterialien angenommen werden (punktierete Kurve). Zum Vergleich sind die theoretischen Zerstäubungsausbeuten  $S$  und  $S_I$  für festes Cu eingezeichnet.

Für Protonenenergien unterhalb 50 keV nähern sich die 4 verschiedenen Kurven für die Zerstäubungsausbeuten einander an. Da die Reichweite der Protonen zu niedrigen Energien hin abnimmt, nimmt auch die Zahl der aus dem Grundmaterial zur Cu-Oberfläche zurückgestreuten Protonen ab. Damit verringert sich auch der Einfluß des Grundmaterials auf die Zerstäubung, bis schließlich nur der Zerstäubungsbeitrag I übrig bleibt.



Wie Abb. 5 zeigt ist für Be mit der niedrigen Kernladungszahl 4 die Zahl der zurückgestreuten Ionen sehr klein. In diesem Fall kann die gemessene Zerstäubungsausbeute  $S$  des Cu-Films gleich  $S_I$  gesetzt werden. Für die übrigen drei Grundmaterialien ergibt sich der Rückstreubeitrag  $S_{II}$  aus der Differenz von  $S$  und  $S_I$ . Die Ergebnisse sind in Abb. 8a aufgetragen. Bei Energien  $> 50$  keV nimmt  $S_{II}$  mit zunehmender Beschußenergie ab. Für Energien  $< 50$  keV ist - wie schon erwähnt - der Einfluß der Schichtstruktur bemerkbar. Abb. 8b zeigt den relativen Beitrag  $\frac{S_{II}}{S}$  der zurückgestreuten Ionen an der Zerstäubung. Bemerkenswert ist, daß der relative Beitrag mit zunehmender Beschußenergie leicht ansteigt und für  $E > 100$  keV bei Ta als Grundmaterial sogar mehr als 50% des Gesamtbeitrages ausmacht.

Abb. 8 Die totale (a) und relative (b) Zerstäubungsausbeute  $S_{II}/S$  von Cu-Filmen durch Protonen, die aus den Grundmaterialien V, Nb und Ta zurückgestreut werden. Punktierte Linie: Interpolierte Kurve für Cu als Grundmaterial. Gestrichelte Linie: Theoretische Werte  $S_{II}$  für festes Kupfer.

5. THEORIE

Grundgleichung

Die älteren theoretischen Arbeiten zur Zerstäubung polykristalliner Materialien mit leichten Ionen berücksichtigen nur den Zerstäubungsmechanismus I /33-36/. Sie lassen die Gitterstruktur unberücksichtigt und nehmen eine wahllose Verteilung der Gitteratome an. Die berechnete Zerstäubungsausbeute ergibt sich im wesentlichen proportional zu dem differentiellen Energieverlust  $NS_n(E)$  der Ionen durch Kernstöße in der Oberflächenschicht. Dies gilt auch für die Zerstäubungstheorie von Thompson /37/, in der zusätzlich die Gitterstruktur für die Ausbildung fokussierender Stoßfolgen berücksichtigt wird.

Ein allgemeiner Ansatz für eine Zerstäubungstheorie polykristalliner Materialien wurde von Sigmund angegeben /13/. Die physikalischen Annahmen für die Berechnung der Zerstäubungsausbeute sind regellos verteilte Stoßkaskaden, einzelne Zweierstöße zwischen den Atomen, ein Thomas-Fermi-Potential für Ion-Atom-Stöße, ein Born-Mayer-Potential für die niederenergetischen Atom-Atom-Stöße und eine konstante Oberflächenbindungsenergie  $U_0$ . In erster Näherung ist dann die Zerstäubungsausbeute proportional der Funktion  $F(x=0, E, \eta)$

$$S(E, \eta) = \Lambda \cdot F(x=0, E, \eta) \tag{4}$$

$F(x, E, \eta) dx$  ist die Energie, die ein einfallendes Ion mit der Energie  $E$  und dem Einfallswinkel  $\eta$  ( $\eta = \cos \phi$ ) über Stoßkaskaden in der Tiefe  $(x, dx)$  deponiert.  $\Lambda$  ist eine nur vom Targetmaterial abhängige Konstante.

$$\Lambda = \frac{3}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{C_0 N U_0} [\hat{A}^{-2}] \tag{5}$$

$C_0$  ist eine Konstante die sich aus dem Streuquerschnitt für niederenergetische Atome ergibt.

Für die Zerstäubungsausbeute leichter Ionen liegen bisher noch keine Rechnungen vor. Um die Energieverteilungsfunktion  $F(x, E, \eta)$  explizit zu berechnen, werden ähnliche Näherungen gemacht, wie sie bereits von Schiøtt /38/ in seiner Arbeit über die Tiefenverteilung leichter Ionen in amorphen Festkörpern verwendet wurden.

Bei den hier gemachten Annahmen von regellos verteilten Gitteratomen und von einzelnen Zweierstößen läßt sich für die Energieverteilungsfunktion  $F(x, E, \eta)$  eine Boltzmanntransportgleichung ansetzen /39-41/

$$-\eta \frac{\partial F}{\partial x} = NS_e \frac{\partial F}{\partial E} + \int d\sigma_n [F(x, E, \eta) - F(x, E - T, \eta') - \hat{F}(x, T, \eta'')] \tag{6}$$

$NS_e(E)$  ist der differentielle Energieverlust der Ionen an die Elektronen und  $d\sigma_n$  der differentielle Wirkungsquerschnitt für Stöße der Ionen mit den Targetatomen.  $\hat{F}$  ist die Energieverteilungsfunktion für ein Targetatom, das an der Oberfläche  $x=0$  mit der Energie  $T$  und dem Winkel  $\eta''$  ( $\eta'' = \cos \phi''$ ) zur  $x$ -Richtung startet. In der Gleichung (6) ist nicht berücksichtigt, daß für die Verlagerung der Targetatome aus den Gitterplätzen im allgemeinen eine Energie nötig ist, die größer als die Schwellenenergie ist ( $\approx 25$  eV).

Wenn wir den Teil der Energie  $E$ , welcher insgesamt an die Elektronen abgegeben wird und daher nicht zur Stoßkaskade beiträgt, mit  $\eta_e(E)$  bezeichnen und den an die Atomkerne abgegebenen Teil  $\nu(E) = E - \eta_e(E)$  /42/, so gilt für  $F$  bei Annahme eines unendlich ausgedehnten Materials die Normierung /41/

$$F(x, E, \eta) dx = \nu(E) \tag{7}$$

Näherung für leichte Ionen

Für leichte Ionen in schweren Targetmaterialien ( $\mu = M_2/M_1 \gg 1$ ,  $M_1, M_2$  Masse des Ions bzw. Targetatoms) ist die räumliche Ausdehnung der Stoßkaskade klein gegenüber der Reichweite der einfallenden Ionen. In diesem Fall kann der Energietransport der Targetatome, beschrieben durch den Term  $\hat{F}$  in der Gleichung (6) gegenüber den anderen Termen vernachlässigt werden /43, 44/.

Der übliche Lösungsweg für die Integralgleichung (6) besteht dann in der Entwicklung von  $F$  nach Legendrepolynome  $P_\ell(\eta)$  /39/

$$F(x, E, \eta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) F_\ell(x, E) P_\ell(\eta) \quad (8)$$

und Übergang zu Momenten der Eindringtiefe  $x$

$$F_\ell^n(E) = \int_{-\infty}^{\infty} x^n F_\ell(x, E) dx \quad (9)$$

Damit vereinfacht sich die Integralgleichung (6) zu folgenden Momentengleichungen, in denen nur die Energie als alleinige Variable enthalten ist.

$$n \ell F_{\ell-1}^{n-1}(E) + n(\ell+1) F_{\ell+1}^{n-1}(E) - (2\ell+1) N S_e(E) \frac{d}{dE} F_\ell^n(E) = (2\ell+1) N \int d\sigma_n [F_\ell^n(E) - F_\ell^n(E-T) \cdot P_\ell(\eta')] \quad (10)$$

wobei  $\eta' = \cos \phi'$ , der Streuwinkel im Laborsystem und  $n = 1, 2, 3 \dots$ ,  $\ell = 0, 1, 2 \dots n$ .

Im Fall  $\mu = M_2/M_1 \gg 1$  ist die beim Stoß übertragene Energie  $T$  sehr viel kleiner als die Primärenergie  $E$

$$T \leq T_m = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot E \gg E \quad (11)$$

Daher kann  $F_\ell^n(E-T)$  nach  $T$  bis zur 1. Ordnung entwickelt werden /38/

$$F_\ell^n(E-T) \approx F_\ell^n(E) - T \frac{d}{dE} F_\ell^n(E) \quad (12)$$

Die Integralgleichung geht dann in eine Differentialgleichung 1. Ordnung über

$$n \ell F_{\ell-1}^{n-1} + n(\ell+1) F_{\ell+1}^{n-1} - (2\ell+1) N S_e \frac{d}{dE} F_\ell^n = (2\ell+1) N F_\ell^n \cdot N \int d\sigma_n [1 - P_\ell(\eta')] \quad (13)$$

Hier wurde der Term  $(2\ell+1) N \frac{d}{dE} F_\ell^n(E) \int_0^{T_m} d\sigma_n T P_\ell(\eta')$  gegenüber  $(2\ell+1) N S_e \frac{dF_\ell^n}{dE}$  vernachlässigt.

Das gilt, solange der Energieverlust an die Elektronen der dominierende Mechanismus für die Abbremsung der Ionen ist.

Aus der Normalisierungsbedingung (7) gilt für das nullte Moment /39/

$$F_\ell^0(E) = \delta_{\ell 0} \nu(E) \quad (14)$$

Beginnend mit  $F_\ell^0$  können durch schnittweises Einsetzen in die Differentialgleichungen die Momente  $F^n$  bestimmt werden. Dabei zeigt sich, daß  $F_\ell^n$  nur dann ungleich Null ist, wenn  $\ell \leq n$  und  $\ell + n$  geradzahlig ist.

Für die explizite Lösung der Differentialgleichung wird zu den von Lindhard eingeführten dimensionslosen Einheiten  $\xi$  für die Energie und  $\zeta$  für die Reichweite übergegangen /45/, wobei

$$\xi = E \cdot \frac{M_2}{M_1 + M_2} \left/ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a} \right. \quad (15a)$$

$$\zeta = x N \pi a^2 \gamma^* \quad (15b)$$

mit  $a = 0,8853 a_B (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ ,  $a_B = 0,529 \text{ \AA}$  und  $\gamma^* = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}$

$Z_1, Z_2$  sind die Kernladungszahlen des Ions bzw. des Targetatoms. In der Tabelle 1 sind als Beispiel für  $\xi = 1$  und  $\zeta = 1$  für verschiedene Ion-Targetkombinationen die entsprechenden Energien in keV und Längen in  $\text{\AA}$  angegeben. Für  $\xi \gg 1$  gilt die Näherung, die in Gleichung (13) gemacht wurde, daß der Energieverlust der Ionen an die Elektronen viel größer als der Energieverlust durch Kernstöße ist /38/.

Tabelle 1

Umrechnung der reduzierten  $\xi$ - $\zeta$ -Einheiten in entsprechende Energien E [keV] und Längen x [ $\text{\AA}$ ]

	entspricht E(keV)			entspricht x ( $10^3 \text{ \AA}$ )		
	H	D	He	H	D	He
Al	1.06	1.10	2.44	1.14	0.61	0.38
V	2.18	2.25	4.75	2.39	1.27	0.74
Cu	2.92	2.97	6.29	2.98	11.54	0.87
Nb	4.57	4.63	9.60	8.00	4.08	2.43
Ag	5.46	5.52	11.40	9.53	4.85	2.62
Ta	9.70	9.75	20.00	20.80	11.05	5.83
Au	10.75	10.80	22.15	23.90	12.05	6.33

$S_e(E)$  in Gleichung (13) wird proportional der Ionengeschwindigkeit angenommen und für  $d\sigma_n$  der differentielle Wirkungsquerschnitt des Thomas-Fermipotentials verwendet /38,45,46,47/. In den  $\xi$ - $\zeta$ -Einheiten ergeben sich dafür folgende Ausdrücke

$$s_e = \frac{d\xi}{d\zeta} = k \cdot \xi^{1/2} \quad (16)$$

Das gilt für  $E < Z_1^{4/3} \cdot M_1 \cdot 25$  (keV) und für  $\mu \gg 1$

$$k \approx 0.0793 \cdot \left( \frac{Z_1}{A_1} \right)^{1/2} \cdot \frac{A_2}{A_1} \quad (16a)$$

$A_1$  und  $A_2$  sind die atomaren Massenzahlen des Ions bzw. Targetatoms und

$$d\sigma_n = \pi a^2 \frac{dt}{2t} f(t^{1/2}) \quad (17)$$

mit 
$$t = \epsilon^2 \cdot \frac{T}{T_m}$$

$f(t^{1/2})$  wird durch folgenden Ausdruck gut angenähert /39/

$$f(t^{1/2}) = \lambda \cdot t^{1/6} [1 + (2\lambda t^{4/6})^{2/3}]^{-3/2} \tag{17a}$$

$$\lambda = 1.309$$

Für die Umrechnung der Momente und der Energieverteilungsfunktion gilt

$$f_\ell^n(\epsilon) = \left(\frac{\epsilon}{E}\right)^n F_\ell^n(E) \tag{18a}$$

$$f(\vartheta, \epsilon, \eta) = \left(\frac{x}{\vartheta}\right) \left(\frac{\epsilon}{E}\right) \cdot F(x, E, \eta) \tag{18b}$$

Die Differentialgleichung für die Momente lautet dann

$$n\ell f_{\ell-1}^{n-1} + n(\ell+1) f_{\ell+1}^{n-1} - (2\ell+1) \epsilon \frac{df_\ell^n}{d\epsilon} = (2+1) f_\ell^n \cdot \frac{\mu}{4} \int_0^\epsilon \frac{dt}{2t} 3^{1/2} f(t^{1/2}) (1 - P_\ell(\eta')) \tag{19}$$

mit 
$$\eta' = \left(1 - \frac{1+\mu}{2} \frac{T}{E}\right) \left(1 - \frac{T}{E}\right)^{-1/2} \approx 1 - \frac{\mu}{2} \frac{T}{E} = 1 - \frac{2t}{\epsilon^2}$$

Sind alle Momente der Verteilungsfunktion bekannt, so kann umgekehrt die Verteilungsfunktion aus den Momenten berechnet werden /47, 48/. Für  $\mu \gg 1$  und  $\epsilon < 10$  ist die Funktion  $f(\epsilon)$  annähernd eine Gaußfunktion. Es ist daher naheliegend,  $f(\epsilon)$  durch eine Reihe von Ableitungen der Gaußfunktion darzustellen. Eine spezielle Form dieser Reihenentwicklung, die unter allgemeinen mathematischen Voraussetzungen eine rasche Konvergenz besitzt, ist die Edgeworthentwicklung /39, 50, 51/.

$$f(\vartheta, \epsilon, \eta) = \frac{\nu(\epsilon)}{\langle \Delta \vartheta^2 \rangle^{1/2}} \left[ \varphi_0(\xi) - \frac{\Gamma_1}{3!} \varphi_3(\xi) \dots \right] \tag{20}$$

wobei

$$\xi = \frac{\vartheta - \langle \vartheta \rangle}{\langle \Delta \vartheta^2 \rangle^{1/2}}$$

$$\langle \Delta \vartheta^n \rangle = \langle (\vartheta - \langle \vartheta \rangle)^n \rangle \tag{20a}$$

$$\langle \vartheta^n \rangle = \frac{1}{\nu(\epsilon)} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) f_\ell^n P_\ell(\eta) \tag{20b}$$

$$\Gamma_1 = \frac{\langle \Delta \vartheta^3 \rangle}{\langle \Delta \vartheta^2 \rangle^{3/2}} \tag{20c}$$

$$\varphi_0 = (2\pi)^{-1/2} \exp(-\xi^2/2) \tag{20d}$$

$$\varphi_3 = \frac{d^3}{d\xi^3} \varphi_0(\xi) \tag{20e}$$

Wenn nur das erste Glied in der Edgeworthentwicklung berücksichtigt wird, erhält man für die Verteilungsfunktion eine Gaußverteilung mit der Halbwertsbreite  $2[\langle \Delta \vartheta^2 \rangle \ln 4]^{1/2}$  um den Mittelwert  $\langle \vartheta \rangle$ . Dieser spezielle Fall wurde von Schiødt in seinen Rechnungen zur projizierten Reichweitenverteilung behandelt /38/. In dieser

Arbeit wurde noch das 2. Glied der Edgeworthentwicklung hinzugenommen, welches die Schiefe (Unsymmetrie) der Verteilungsfunktion berücksichtigt. Dafür werden insgesamt 5 Momente  $f_1^1, f_0^2, f_2^2, f_1^3$  und  $f_3^3$  benötigt. Für senkrechten Einfall  $\eta = 1$  wurden diese Momente aus den Differentialgleichungen (19) numerisch auf der Rechenmaschine IBM 360-91 berechnet. Das nullte Moment  $\nu(\epsilon)$ , das als Startwert benötigt wird ist im Anhang abgeleitet, es ergibt sich folgender Ausdruck

$$\nu(\epsilon) = \frac{1}{k} \cdot g(\epsilon) \tag{21}$$

wobei die Funktion  $g(\epsilon)$  unabhängig vom Targetmaterial ist. Ebenso ist nach (16a)  $\mu/k$  näherungsweise unabhängig vom Targetmaterial. Damit läßt sich zeigen, daß auch die Energieverteilungsfunktion  $f(\rho, \epsilon, \eta)$  in den dimensionslosen Einheiten unabhängig vom Targetmaterial ist.

Abb. 9 zeigt einige der berechneten Energieverteilungskurven für senkrecht einfallende Protonen verschiedener Energien, einmal in der 1. Näherung als Gaußverteilung und zum anderen unter Berücksichtigung des 2. Gliedes der Edgeworthentwicklung. In dem gezeigten Energiebereich  $1 \leq \epsilon \leq 10$  stellt die Schiefe der Verteilung nur eine kleine Korrektur zur Gaußverteilung dar. Das rechtfertigt die Vernachlässigung höherer Terme in der Edgeworthentwicklung.

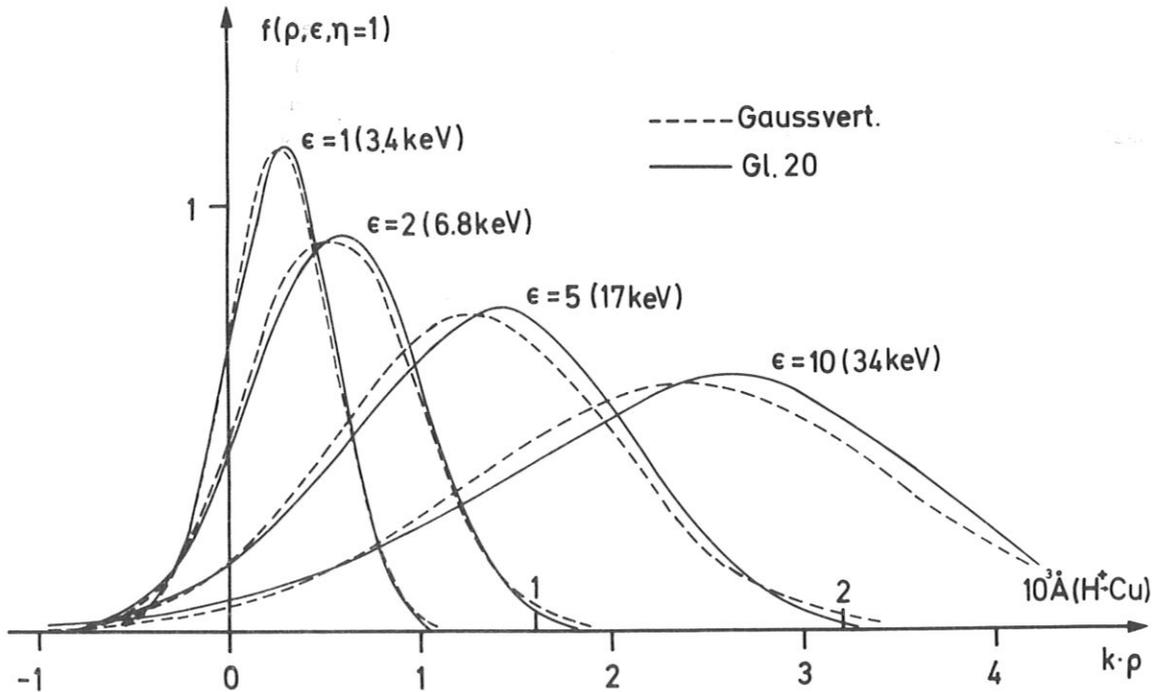


Abb. 9 Berechnete Energieverteilungskurven für senkrecht einfallende Protonen in schweren Materialien in dimensionslosen Einheiten und speziell für  $H^+$  in Cu dargestellt.

Zerstäubungsausbeuten

Die Zerstäubungsausbeute kann nun nach Gleichung (4) aus der Funktion  $F(x = 0, E, \eta)$  oder aus der in reduzierten Einheiten dargestellten Funktion  $f(\zeta = 0, \epsilon, \eta)$  ausgerechnet werden. Da  $f(\epsilon)$  für  $\epsilon > 10$  im wesentlichen proportional  $\epsilon$  ist, wurde zur besseren Darstellung in Abb. 10a-c für senkrechten Einfall ( $\eta = 1$ ) von H, D und He statt  $f(\zeta = 0, \epsilon, \eta = 1)$  die Größe  $\epsilon \cdot f(\zeta = 0, \epsilon, \eta = 1)$  aufgetragen. Zum Vergleich der verschiedenen bis heute veröffentlichten Ergebnisse von Zerstäubungsmessungen mit leichten Ionen /52-58/ mit der Theorie, wurden daher die gemessenen Ausbeuten durch Division mit  $\Lambda$  auf  $F(x, E, \eta)$  und weiter auf  $\epsilon \cdot f(\epsilon)$  umgerechnet. Diese Werte sind ebenfalls in Abb. 10a-c eingetragen. Ebenfalls ist noch das Ergebnis früherer Zerstäubungstheorien  $\epsilon \cdot f(\epsilon) = \epsilon \cdot s_n(\epsilon)$  eingezeichnet, wobei  $s_n(\epsilon)$  der differentielle Energieverlust der Ionen durch Kernstöße in den reduzierten Einheiten ist /33-36/.

Ein Vergleich der theoretischen Kurven mit den Meßwerten zeigt, daß die Energieabhängigkeit besser durch  $f(\epsilon)$  als durch  $s_n(\epsilon)$  wiedergegeben wird. Das gilt vor allem für größeres  $\epsilon$  ( $\epsilon > 10$ ). Die einzigen deutlichen Ausnahmen sind die Werte für D von Yonts et al. /52/, die eine andere Energieabhängigkeit haben sowie die Werte von Gusev et al. /54/.

Allgemein sind die theoretischen Werte um etwa den Faktor 2 zu hoch. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich an der Konstante  $\Lambda$  (Gleichung 5), in der die Oberflächenbindungsenergie und das Wechselwirkungspotential für niederenergetische Atomstöße eingeht. Beide Größen sind aber nicht genau genug bekannt, so daß mit einer Unsicherheit von  $\Lambda$  um den Faktor 2 - 3 gerechnet werden muß /13.40/. Deshalb wurde eine Anpassung der theoretischen Kurven um den Faktor 1/2 vorgenommen. Jedoch sind dann immer noch Abweichungen nach höheren und niedrigen Werten zu beobachten. In Tabelle 2 sind einige Angaben über die Versuchsbedingungen zusammengestellt, die bei den einzelnen Zerstäubungsmessungen herrschten. Es ist zu sehen, daß die Zerstäubungsausbeuten mit den größten Abweichungen auch unter ungünstigsten Versuchsbedingungen wie schlechtes Vakuum und mit der Wägemethode gemacht wurden. Bei den Zerstäubungsmessungen von Yonts et al. /52/ an Cu trat wahrscheinlich bei der hohen Beschußdosis von  $10^{21}$  Ionen  $\text{cm}^{-2}$  starke Blasenbildung auf.

Tabelle 2

Überblick über die Meßbedingungen bei der Bestimmung der Zerstäubungsausbeuten leichter Ionen

	Ion-Target Kombination	Primär-energie keV	Strom-dichte $\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$	Beschuß-dosis Ionen $\text{cm}^{-2}$	Vakuum Torr	Meßmethode für S
Yonts et al. /52/	H, D, He Cu	5-40	$1 \cdot 4 \cdot 10^{-3}$	$0,5 - 1 \cdot 10^{21}$	$2 - 4 \cdot 10^{-5}$	Wägemethode
Grønlund et al. /53/	H, D, He Ag	2-12	$1 \cdot 10^{-4}$	-	$10^{-7}$	Ermittlung des abgetragenen Materials
Gusev et al. /54/	D Ag	5-30	$5 \cdot 10^{-4}$	-	$10^{-5}$	Wägemethode
Behrisch /55/	H Ag	50	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{19}$	$10^{-6}$	Wägemethode
Kaminsky et al. /56/	D Ag, Cu (Einkristall)	$10^2 - 10^3$	$3 - 6 \cdot 10^{-4}$	-	$2 \cdot 10^{-7}$	Ermittlung des abgetragenen Materials
Furr et al. /57/	H AU	0,5-8	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 - 6 \cdot 10^{19}$	$5 \cdot 10^{-8}$	Ermittlung des abgetragenen Materials
Summers et al. /58/	H, D, He Nb	10-80	$1 - 5 \cdot 10^{-3}$	$0,5 - 2,5 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{-8}$	Durchzerstäubung dünner Filme
Eigene Messungen	H Cu	33-150	$4 \cdot 10^{-4}$	$0,6 - 4 \cdot 10^{19}$	$5 \cdot 10^{-8}$	Dickenmessung dünner Filme durch Rutherforddrückstreuung

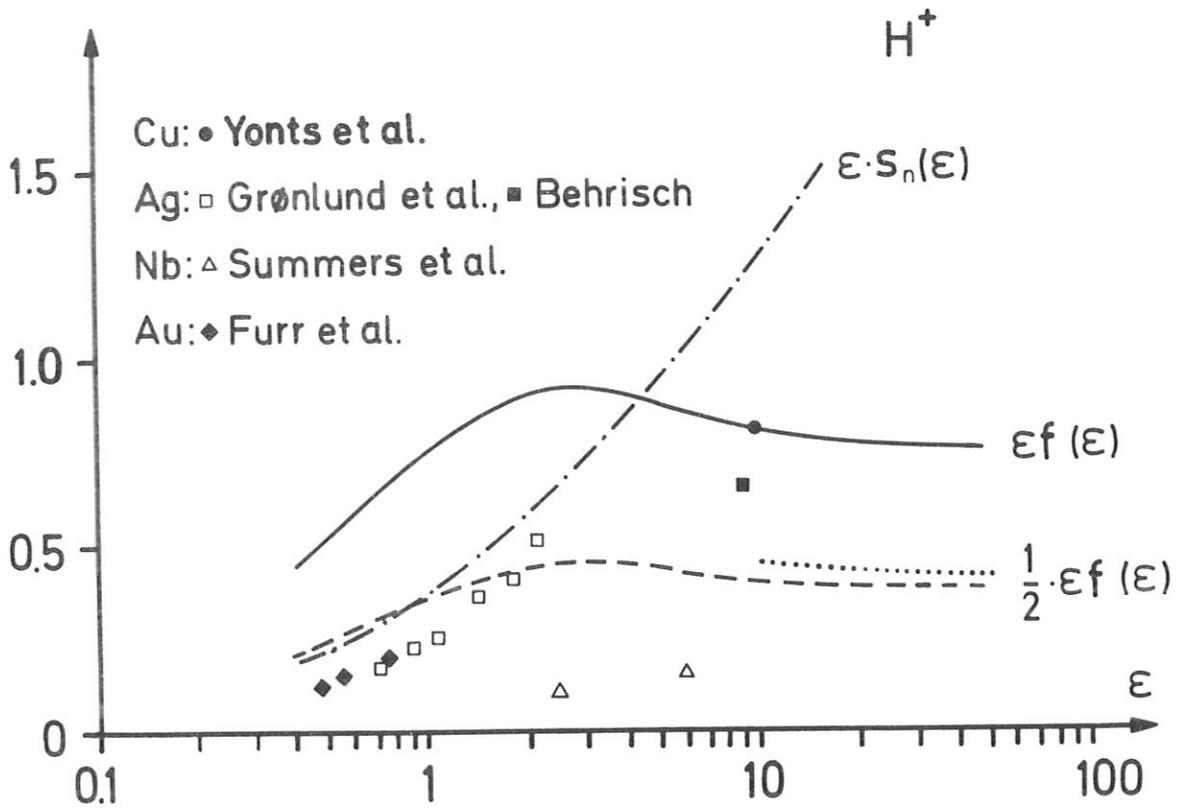


Abb. 10a

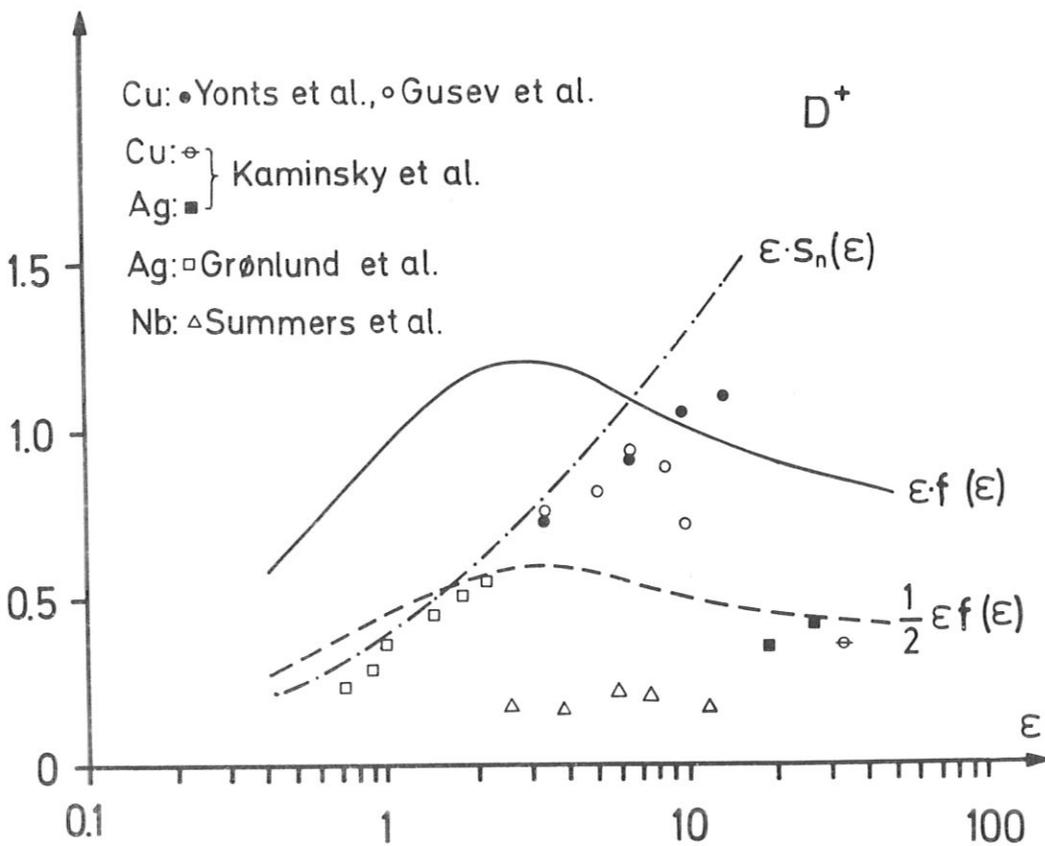


Abb. 10b

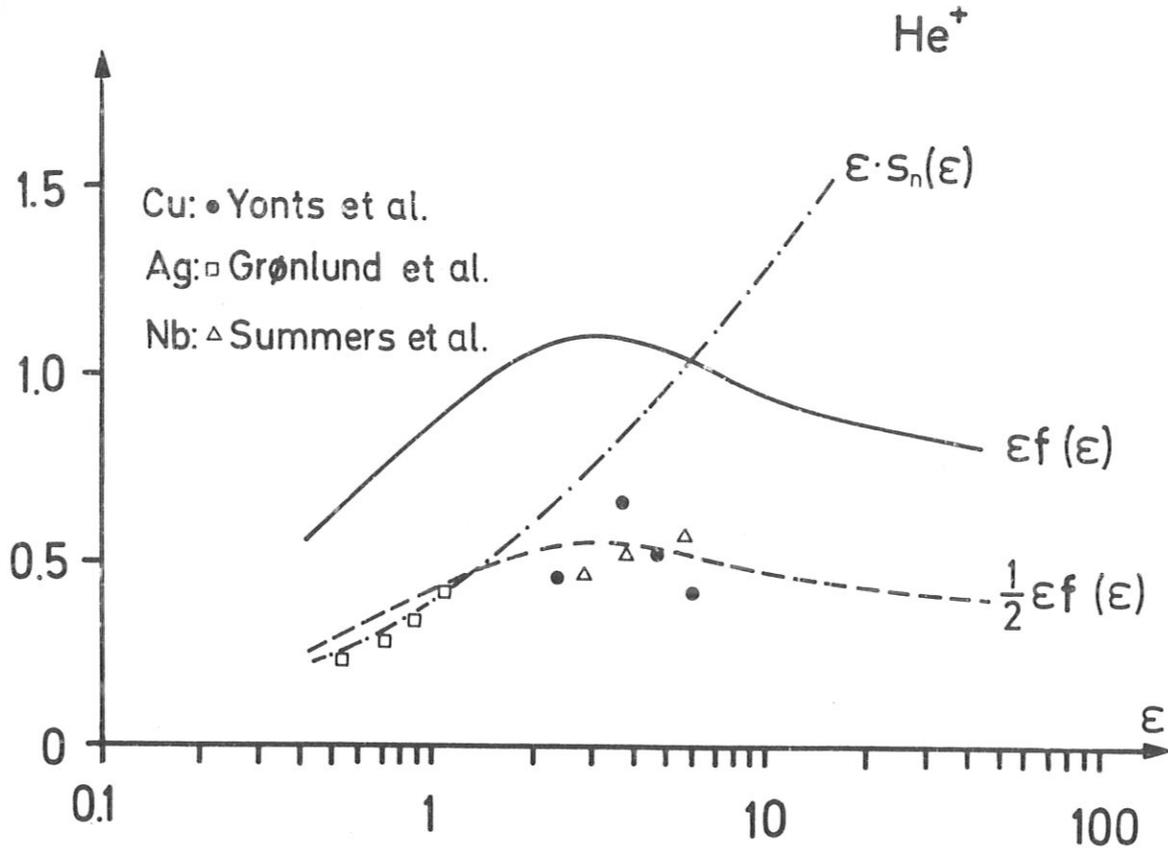


Abb. 10c Werte der Energieverteilungsfunktion an der Targetoberfläche für senkrecht einfallende Protonen (a), Deuteronen (b), und Helium Ionen (c), verglichen mit nach Gleichung(4)und(18b)umgerechneten experimentellen Daten von Yonts et al. /52/, Grønlund und Moore /53/, Summers et al. /58/, Behrisch /55/, Furr und Finfgeld /57/, Kaminsky /56/, Gusev /54/. Punktierte Linie ist die interpolierte Kurve aus Abb. 7 für Cu als Grundmaterial. Statt  $f(\epsilon)$  wurde  $\epsilon \cdot f(\epsilon)$  aufgetragen (siehe auch Text).

Bemerkenswert sind noch die extrem niedrigen Zerstäubungsausbeuten von Summers et al. /58/ für Nb bei Wasserstoff und Deuteriumbeschuß (Abb. 10a, b), während die gleichen Autoren im Falle He auf Nb Werte gemessen haben, die in den allgemeinen Kurvenverlauf gut passen. Der Grund für diese Erscheinung kann bisher nicht erklärt werden. Zu bemerken ist, daß neuere Messungen von Eckstein et al. /59/ an H auf Nb noch niedrigere Werte als Summer et al. ergeben.

Berechnung des Beitrages der zurückgestreuten Ionen an der Zerstäubung

Den Anteil  $S_{II}$  an der Zerstäubung direkt zu berechnen ist nicht möglich, da das Problem der Energie- und Winkelverteilung der zurückgestreuten Ionen theoretisch noch nicht gelöst ist. Deshalb wurde  $S_{II}$  indirekt aus  $S_I$  über  $S - S_I = S_{II}$  berechnet.

In der Arbeit von Sigmund /13/ wurde ein Ausdruck für die Zerstäubungsausbeute für einen Ionenstrahl abgeleitet, der in ein Target ohne Rückstreuung eindringt. Das entspricht der Definition von  $S_I$ . Im Energiebereich der Rutherfordstreuung ist dies gleich bedeutend mit der Annahme, daß nur der erste Ion-Targetatomstoß zur Zerstäubungsausbeute beiträgt (oder daß das Target ein dünner Film ist). Für senkrechten Einfall  $\eta = 1$  lautet das Ergebnis für  $S_I$

$$S_I = \Lambda \cdot F_I(0, E, \eta = 1) = \Lambda \cdot N \int d\sigma_n \cdot T \cdot \delta'(T, \eta'' = \cos \phi'') \tag{22}$$

$\gamma'$  ist die Effektivität der Zerstäubung /60/ und  $\phi''$  der Streuwinkel des Targetatoms im Laborsystem, d. h.  $\cos \phi'' = (T/T_m)^{1/2}$ . Numerische Rechnungen und experimentelle Messungen haben gezeigt, daß  $\gamma'$  durch eine Parabel angenähert werden kann.

$$\gamma'(E, \eta) \approx \gamma'(\eta) = \gamma'_p + (1/2 - \gamma'_p) (1 - \eta)^2 \quad (23)$$

mit  $\gamma'_p = 0.028$ .

Für d  $\sigma_n$  gegeben durch Gleichung (17, 17a) wurde  $F_I$  in Abhängigkeit von  $\epsilon$  berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 11 dargestellt.

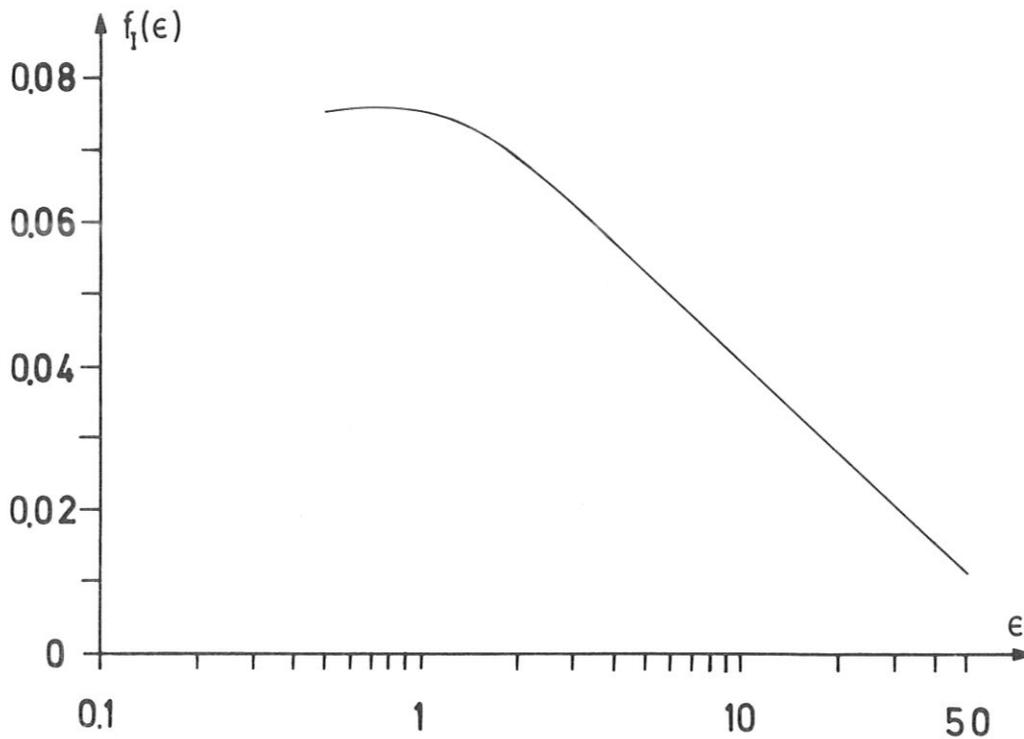


Abb. 11 Anteil  $f_I(\epsilon)$  der von den einfallenden Ionen in der Targetoberfläche deponierten Energie.

Vergleich mit den Meßergebnissen

Die aus Gleichung (4, 20, 22) explizit berechneten Zerstäubungsausbeuten  $S$  und  $S_I$  für Cu sind in der Abb. 7 aufgetragen. Da die theoretischen Ergebnisse für festes Kupfer gelten, die experimentellen Ergebnisse jedoch von dünnen Cu-Filmen, welche auf anderen Materialien aufgedampft waren, stammen, kann ein Vergleich nur mit gewissem Vorbehalt gemacht werden. Trotzdem ist die Übereinstimmung bezüglich der Energieabhängigkeit der gesamten Zerstäubungsausbeute  $S_{theor.}$  und  $S_{exp.}$  sehr gut.

Die theoretischen Werte für  $S_{II}$  (Abb. 8a) haben die gleiche Größenordnung wie die experimentellen Ergebnisse und nehmen beide zu höheren Beschußenergien hin ab. Was die Energieabhängigkeit des relativen Beitrags  $S_{II}/S$  der zurückgestreuten Ionen an der Zerstäubung anbetrifft, so zeigen Theorie und experimentelle Werte einen entgegengesetzten Verlauf. Die theoretischen Werte fallen mit steigender Energie, während die experimentellen Werte leicht zunehmen. Diese Diskrepanz kann durch die Näherungen in

der Theorie oder durch systematische Fehler bei den Experimenten oder beides entstanden sein. Für die Konstruktion der Energieverteilungsfunktion  $F$  wurden nur die ersten drei Momente (Gleichung 20) berücksichtigt, eine Näherung die mit zunehmender Energie unzureichend wird, da die Energieverteilungsfunktion immer stärker von einer Gaußverteilung abweicht. Eine andere Näherung war die Annahme, daß der Energieverlust der Ionen an die Elektronen  $dE/dx \approx E^{1/2}$  ist. Diese Annahme gilt nicht mehr für 100 - 150 keV Protonen in Cu. Hier ist der differentielle Energieverlust annähernd konstant  $/61/$ . Gründe für die Abweichungen bedingt durch das Experiment sind möglicherweise Verunreinigungen im Cu-Film und die Blasenbildung bei Be als Grundmaterial. Der Einfluß der Blasenbildung auf die Zerstäubungsausbeute kann nach Abb. 14 der Beschußstelle abgeschätzt werden. Es ist zu sehen, daß ein Teil der Cu-Schicht weggebrochen ist, und deshalb eine etwas höhere Zerstäubungsausbeute gemessen wird. Die weggebrochenen Stellen machen jedoch weniger als 1-2% der Cu-Oberfläche aus, so daß der Einfluß auf die Zerstäubungsausbeute klein ist und die bestehende Diskrepanz dadurch nicht erklärt wird.

## 6. ZUSAMMENFASSUNG

Die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit können in folgenden Punkten zusammengefaßt werden.

- 1) Experimentell wurde nachgewiesen, daß die zurückgestreuten Ionen einen wesentlichen Beitrag zur Zerstäubung liefern. In dem hier betrachteten Energiebereich von 33 bis 150 keV hat  $S_{II}$  die gleiche Größenordnung wie  $S_I$ .
- 2) Die Dickenbestimmung dünner Filme mit Rutherforddrückstreuung ist eine sehr empfindliche Methode zur Messung sehr kleiner Zerstäubungsausbeuten. Mit dieser Methode konnten Schichtdickenänderungen bis zu  $5 \text{ \AA}$  herunter nachgewiesen werden.
- 3) Die Zerstäubungstheorie von Sigmund wurde für den Fall leichter Ionen weiterentwickelt. In reduzierten Einheiten wurden allgemeine Kurven für die Zerstäubungsausbeuten leichter Ionen für beliebige Materialien berechnet. Für höhere Energien  $\epsilon > 1$  wird die Energieabhängigkeit besser wiedergegeben als durch andere Theorien. Aus der Theorie konnte der Beitrag der zurückgestreuten Ionen berechnet werden.

Für die allgemeine Prüfung der theoretischen Ergebnisse, speziell der Güte der gemachten Näherungen, gibt es noch zu wenige gute Messungen, vor allem für Ionenenergien  $\epsilon > 1$ . Ein Vergleich der Theorie mit den eigenen Messungen war nur mit Vorbehalt möglich. Die Messung an dünnen Cu-Filmen, die auf verschiedenen Grundmaterialien aufgedampft waren, läßt einendirekten Vergleich mit der Theorie nicht zu, ebenso die Verunreinigungen des Cu-Films durch die unzureichenden Aufdampfbedingungen. Ungeklärt blieb noch die Diskrepanz zwischen theoretischer und experimenteller Abhängigkeit des relativen Rückstreubeitrag  $S_{II}/S$  von der Beschußenergie.

---

Wir möchten Herrn Dr. B. M. U. Scherzer und Herrn Dr. Vernickel für die zahlreichen Diskussionen und Hinweise danken, ebenso Herrn H. Wacker und Herrn A. Eicher für Ihre Mitarbeit bei den Messungen und Frau M. Walter für die Programmierung und Durchführung der Rechnungen an der Rechenmaschine.

## 7. ANHANG

### Blasenbildung

Blasenbildung tritt in Metallen auf in denen die Löslichkeit und Beweglichkeit der eingeschossenen Gasionen extrem klein ist /18,19/. Beispiele für Wasserstoff sind die Metalle Mo, W, Cu, Be, Al. . . . . In diesen Metallen sammelt sich der eingeschossene Wasserstoff in bereits vorhandenen oder während des Beschusses erzeugten Leerstellen des Gitters /62/. Der entstehende Gasdruck und die Nähe der Oberfläche erlaubt eine nach außen gerichtete Ausdehnung. Die Intensität und Größe der Blasenbildung hängt ab von der Beschußenergie, der Zahl der eingeschossenen Teilchen, Targettemperatur, Kristallfläche, Verunreinigungen und Fehlstellen im Target /23/. Die Blasen entstehen in einer Tiefe, die etwa der mittleren Eindringtiefe  $\langle x \rangle$  entspricht. Hier ist auch die Konzentration des eingeschossenen Wasserstoffs am größten.

Abb. 12 zeigt als Beispiel die Blasenbildung auf einer reinen polykristallinen Cu-Oberfläche bei 100 keV Protonenbeschuß. Die gesamte Beschußdosis war etwa  $10^{20}$  Ionen/cm<sup>2</sup> bei Zimmertemperatur. Entlang der Korngrenzen bilden sich kleine Blasen aus, während die großen Blasen mit einem Durchmesser von etwa  $0.5\mu$  m innerhalb der Korngrenzen entstehen.

Abb. 13 zeigt die Blasenbildung bei reinem unbedampften Be. Da gesintertes Be verwendet wurde, sammelt sich der Wasserstoff vornehmlich in den Hohlräumen des gesinterten Materials an. Auf diese Weise entstehen die Blasen, die, wenn sie eine entsprechende Größe erreicht haben, aufplatzen. Die Risse in den Blasen sind auf dem Bild deutlich zu sehen.

Elektron-Rastermikroskop-Aufnahmen von einem Be-Be-Cu Sandwichtarget mit starker Blasenbildung zeigt Abb. 14a und b. Das Target wurde mit 100 keV H<sub>3</sub><sup>+</sup> beschossen, die Beschußdosis betrug  $2 \cdot 10^{19}$  Ionen/cm<sup>2</sup>. Bei einigen Blasen sind sogar Teile der aufgedampften Cu-Schicht weggebrochen.

Besonders deutlich zeigt sich dieser Effekt bei Beschuß eines Al-Be-Cu-Target Abb. 15. Hier sind an verschiedenen Stellen die Blasen aufgeplatzt und zwar so, daß ein Teil der aufgedampften Be-Cu-Schicht auf die Seite geklappt wurde, und das Grundmaterial Al frei liegt (wie an der Farbe im Lichtmikroskop zu sehen war). An diesen Stellen kann keine Blasenbildung im Aluminium selbst beobachtet werden. Man kann sich die Blasen so entstanden denken, daß sich der Wasserstoff zwischen Aluminiumunterlage und der aufgedampften Be-Cu-Schicht sammelt und auf diese Weise die Be-Cu-Schicht von der Aluminiumunterlage abhebt.

Keine Blasenbildung konnte bei Protonenbeschuß mit Beschußdosen bis zu  $10^{20}$  Ionen·cm<sup>-2</sup> in Materialien wie Ti, V, Nb und Ta beobachtet werden. In diesen Materialien ist der Wasserstoff gut löslich und diffundiert gut bei Zimmertemperatur. Aus diesem Grund wurden V, Nb und Ta als Grundmaterialien verwendet /18,19/.

### Einfluß der Stromdichteverteilung auf die Zerstäubungsausbeute

Sind die Stromdichten  $j_o$  und  $j_z$  bei der Dickenmessung bzw. Zerstäubungsmessung über die Brennfleckfläche F nicht konstant, so muß die Zerstäubungsausbeute nach folgender Gleichung berechnet werden.

$$S = \frac{N_{r1} - N_{r2}}{\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{1}{e} \cdot t_D \cdot t_Z \int_F j_D \cdot j_Z \cdot df} \quad (24)$$

$t_D$  and  $t_Z$  sind die Beschußzeiten während der Dickenmessung bzw. der Zerstäubung und e die Elementarladung. Gemessen werden können nur die Beschußdosen  $N_D = \frac{1}{e} t_D \int_F j_D df$  und  $N_Z = \frac{1}{e} t_Z \int_F j_Z df$ .

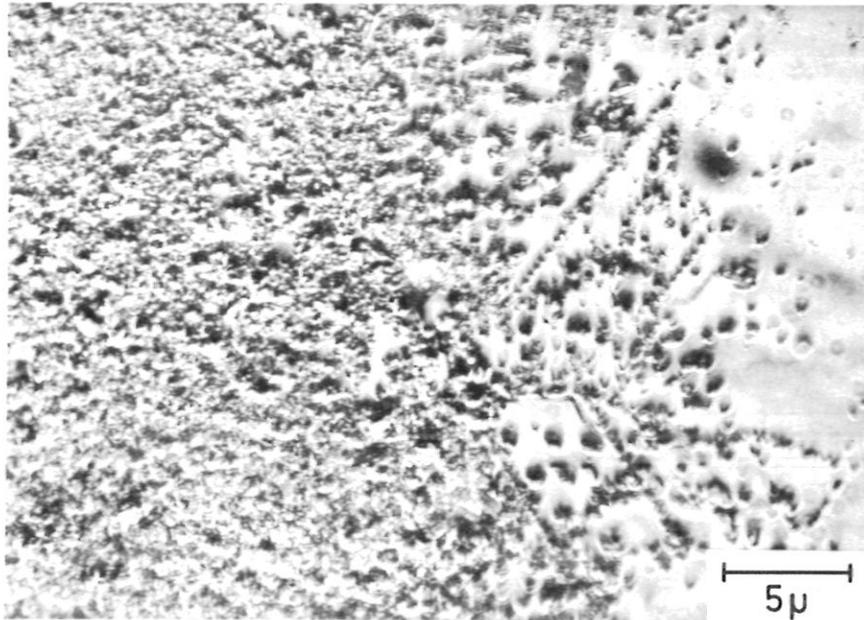


Abb. 12 Blasenbildung von polykristallinem Cu durch Beschuß mit 100 keV Protonen (Beschußdosis  $\approx 10^{20}$  Ionen  $\text{cm}^{-2}$ ).  
Rechte Seite ist unbeschossen.

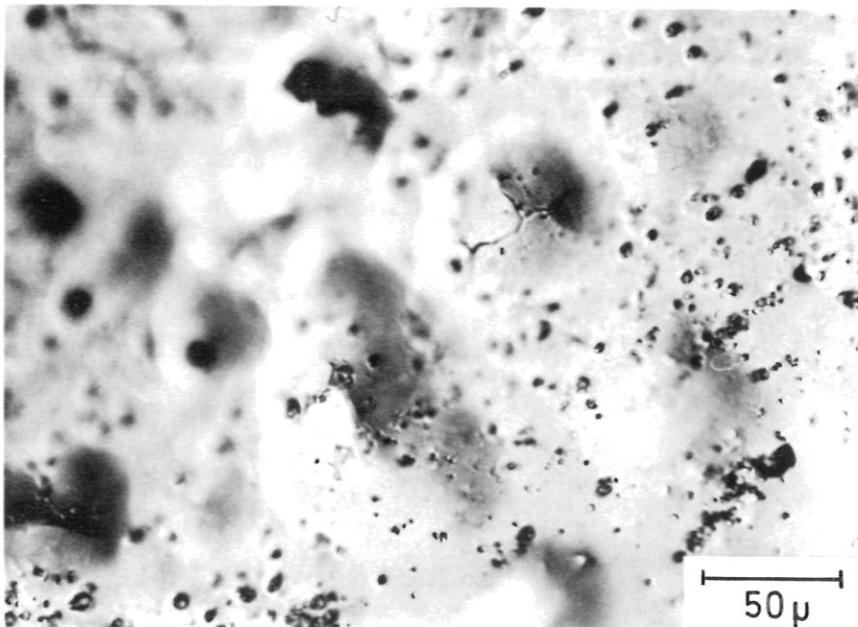


Abb. 13 Blasenbildung von reinem Be durch Beschuß mit 100 keV Protonen.

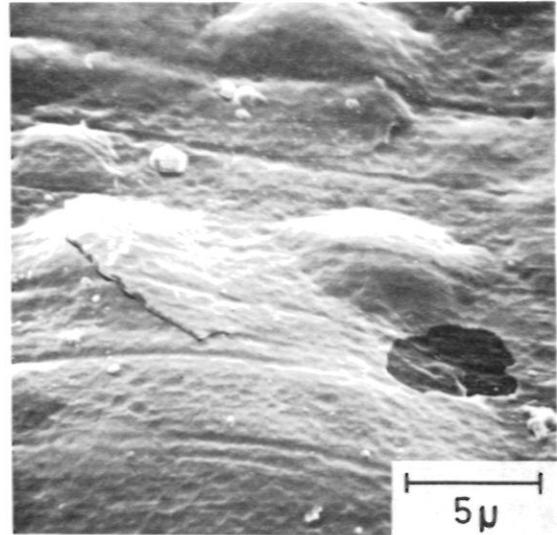
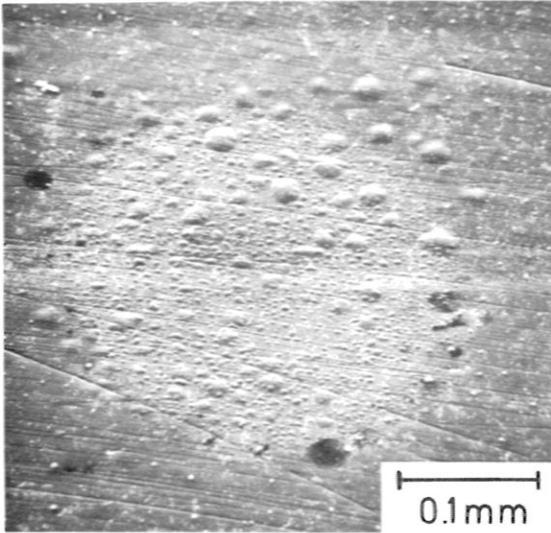


Abb. 14a

Abb. 14b

Elektron-Raster-Mikroskopaufnahmen von einem Be-Be-Cu Target, das mit 100 keV  $H_3^+$  beschossen wurde. (Beschußdosis  $2 \cdot 10^{13}$  Ionen  $cm^{-2}$ ). (a) Gesamtaufnahme des Brennflecks. (b) Teilausschnitt.

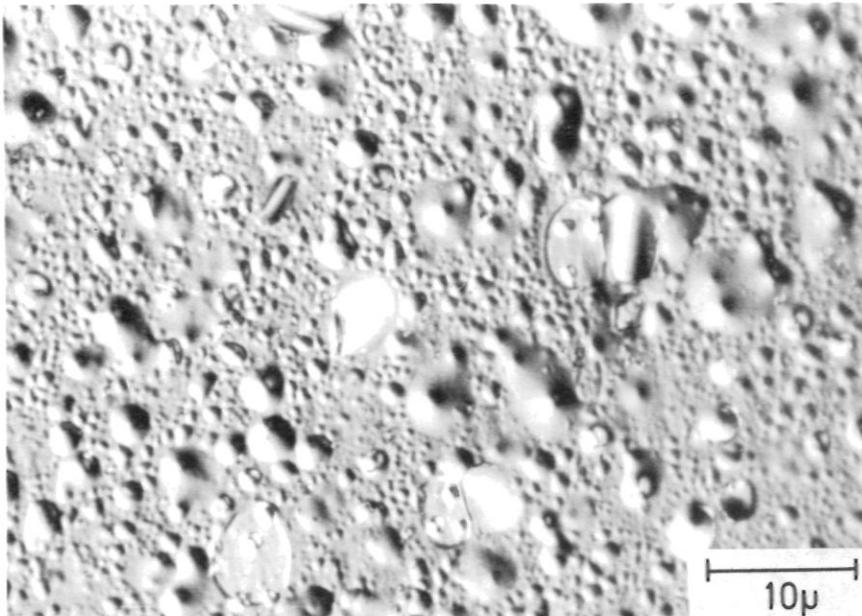


Abb. 15 Blasenbildung eines Al-Be-Cu Targets durch Beschuß mit 100 keV Protonen.

Vergleicht man Gl. (3) mit (24) so ergibt sich für den Korrekturfaktor  $\gamma_c^*$

$$\gamma_c^* = \frac{1}{F} \frac{\left( \int j_D df \right) \cdot \left( \int j_Z df \right)}{\int_F j_D \cdot j_Z df} \quad (25)$$

Die Stromdichteverteilung wird beim PHARAO durch die Anordnung von Blenden und Blendendurchmesser vor dem Target bestimmt /63/ Abb. 4 und Abb. 16. Die Stromdichteverteilung am Target  $j(r)$  ist bei einer gleichmäßigen Ausleuchtung der Blende 1 durch den einfallenden Ionenstrahl gegeben durch

$$j(r) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{R_o^2}{R_1^2} - \frac{S^2}{b^2}}} \cdot \frac{l_1^2}{(l_1 + l_2)^2} F_s(r) \quad (26)$$

mit

$$F_s(r) = R_o^2 \arccos \frac{R_o^2 + S^2 - R_1^2}{2sR_o} \quad (26a)$$

$$+ R_1^2 \arccos \frac{R_1^2 + S^2 - R_o^2}{2sR_1} + R_o \cdot S \sqrt{1 - \frac{R_o^2 + S^2 - R_1^2}{2sR_o}} \quad (26b)$$

wobei

$$R_1 = \frac{l_1 + l_2}{l_2} \cdot b \quad (26c)$$

$$S = \frac{l_1}{l_2} \cdot r$$

und

$$r_o = b \left( \frac{l_1 + l_2}{l_1} - \frac{R_o}{b} \frac{l_2}{l_1} \right)$$

$$r_1 = b \left( \frac{l_1 + l_2}{l_1} + \frac{R_o}{b} \frac{l_2}{l_1} \right)$$

In Abb. 17 ist die Stromdichteverteilung für zwei Blendenanordnungen, wie sie in der Targetkammer des PHARAO verwendet wurden, dargestellt.

Die Kurve  $j(r)$  kann in guter Näherung durch eine Trapezfunktion ersetzt werden (gestrichelte Linie in Abb. 17).

$$j(r) = \begin{cases} j_o & r < r_o' \\ \frac{j_o}{r_1' - r_o'} & r_o' \leq r \leq r_1' \\ 0 & r > r_1' \end{cases} \quad (27)$$

Da  $j_D \sim j_o$  und  $j_Z \sim j_o$  kann  $\gamma_c^*$  nach Gl. 25 berechnet werden und für die gegebene Stromdichteverteilung (27) ist  $\gamma_c^* = 0.96$ .

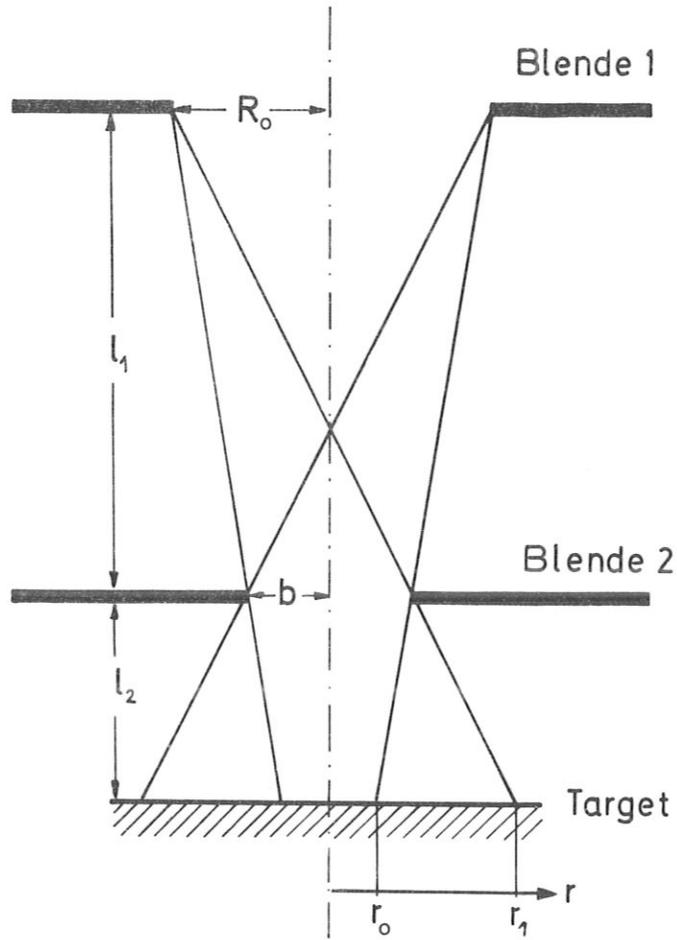


Abb. 16 Einfluß der Blenden vor dem Target auf die Stromdichteverteilung

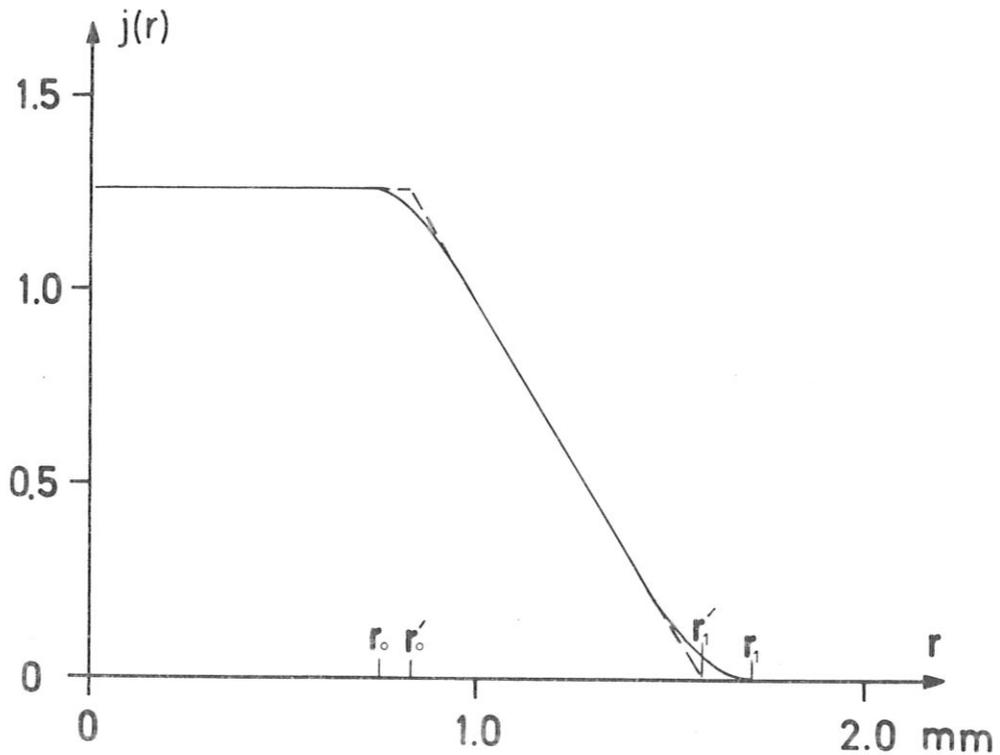


Abb. 17 Stromdichteverteilungskurve (rotationssymmetrisch) über die Beschußstelle. Gestrichelte Kurve ist die angenäherte Trapezfunktion (Gl.27)

Berechnung von  $\nu(E)$

$\nu(E)$  ist durch folgende Integralgleichung bestimmt /42/

$$0 = N S_e(E) \frac{d}{dE} \nu(E) + N \int d\sigma_n (\nu(E) - \nu(E-T) - \hat{\nu}(T)) \quad (28)$$

wobei sich  $\hat{\nu}(E)$  auf das Targetatom bezieht. Mit der gleichen Näherung wie in Gl. (11)

$$\nu(E-T) \approx \nu(E) - T \frac{d}{dE} \nu(E)$$

geht Gleichung (28) in eine Differentialgleichung über

$$\nu(E) [S_e(E) - S_n(E)] = \int_0^{T_m} \hat{\nu}(T) d\sigma_n \quad (29)$$

$$S_n(E) = \int T d\sigma_n$$

Für nicht zu kleine Energien können wir wieder  $S_n(E)$  gegenüber  $S_e(E)$  vernachlässigen und mit der weiteren Näherung  $\nu(E) \approx T$  für kleine  $T$  schreibt sich die Gleichung (2)

$$\frac{d}{dE} \nu(E) = \frac{S_n(E)}{S_e(E)} \quad (30)$$

oder in  $\xi$  -Einheiten

$$\nu(\xi) = \int_0^{\xi'} \frac{s_n(\xi')}{s_e(\xi')} d\xi' \quad (31)$$

wenn

$$s_n(\xi) = \frac{1}{\xi} \int_0^{\xi} f(t^{1/2}) dt^{1/2} \quad (32a)$$

und

$$s_e(\xi) = k \cdot \xi^{1/2} \quad (33b)$$

verwendet wird so ist

$$\nu(\xi) = \frac{1}{k} \int_0^{\xi} \frac{s_n(\xi')}{\xi'^{1/2}} d\xi' = \frac{1}{k} g(\xi) \quad (33)$$

$g(\xi)$  ist eine universelle Funktion, d. h. unabhängig von der Ion-Targetkombination und wurde numerisch berechnet. (Abb. 18).

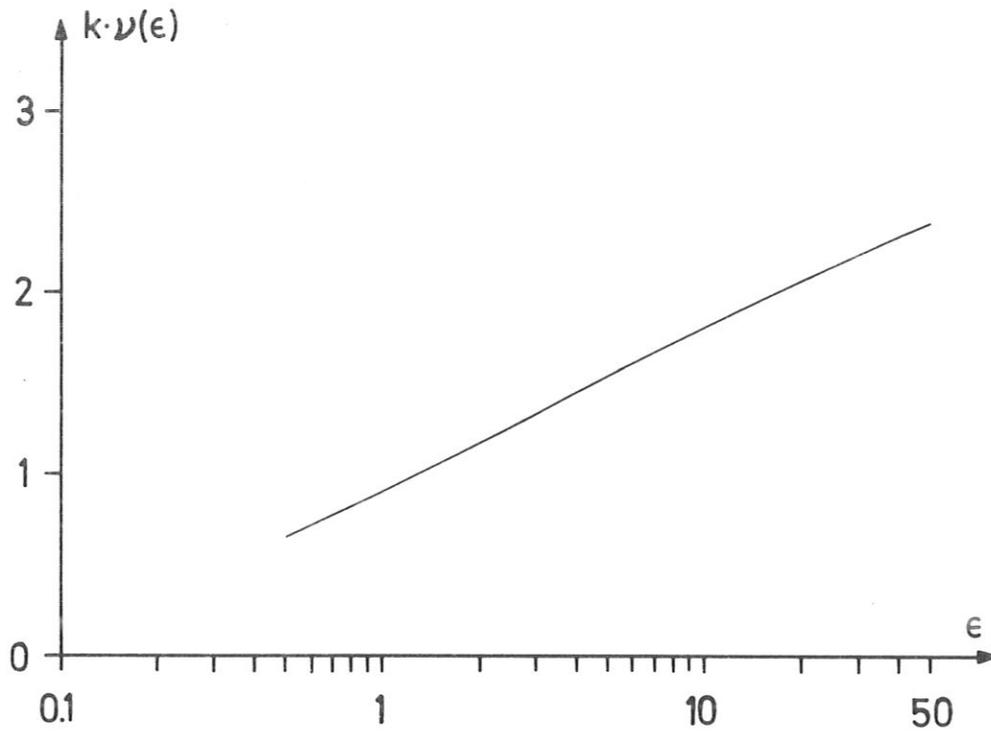


Abb. 18 Funktion  $g(\epsilon) = k \cdot \nu(\epsilon)$  für leichte Ionen definiert in Gleichung(33) in Abhängigkeit von der dimensionslosen Energie

## LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ G.K. Wehner, Proc. U. Int. Conf. Ion. Phen. Gases, München, 2 (1961) 1141
- /2/ R. Behrisch, Ergeb. Exact. Naturw., 35 (1964) 295
- /3/ A. Benninghoven, Phys. Stat. Sol. 34 (1969) K169; Z. Phys. 230 (1970) 403
- /4/ L. I. Maissel, Phys. of Thin Films 3, 61, Academic Press Inc. New York, 1966
- /5/ H. Vernickel, Nuclear Fusion 12 (1972) 386
- /6/ R. Behrisch, Nuclear Fusion 12 (1972) 695
- /7/ R. H. Silsbee, J. Appl. Phys., 28 (1957) 1246
- /8/ D. E. Harrison, Jr., N. S. Levy, I. P. Johnson, III and H. M. Effron, J. Appl. Phys., 39 (1968) 3742
- /9/ M. T. Robinson, D. S. Oen, Phys. Rev. 132 (1963) 2385
- /10/ M. Kaminsky, Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces (Springer Verlag Berlin 1965)
- /11/ G. Carter, J. S. Colligon, Ion Bombardment of Solids (Elsevier Publishing Co. Inc. New York, 1968)
- /12/ N. V. Pleshivtsev, Cathode Sputtering (in Russian)(Atomizdat Moscow, 1968)
- /13/ P. Sigmund, Phys. Rev. 184 (1969) 383
- /14/ R. J. MacDonald, Adv. Phys. 19 (1970) 457
- /15/ R. Behrisch, IPP-Report 2/68 (1968); Verhandl. DPG (VI) 4 (1969) 25
- /16/ R. Behrisch, R. Weißmann, Phys. Lett. 30A (1969) 506
- /17/ H. H. Andersen, H. Bay, Rad. Effects 13 (1972) 67
- /18/ E. Waldschmidt, Metall 8 (1954) 749
- /19/ G. Alefeld, Phys. Stat. Sol. 32 (1969) 67
- /20/ W. Primak, J. Appl. Phys. 35 (1964) 1342
- /21/ M. Kaminsky, Adv. Mass Spectrometry 3 (1964) 69
- /22/ W. Primak, I. Luthra, J. Appl. Phys. 37 (1966) 2287
- /23/ L. H. Milaceck, R. D. Daniels, J. Appl. Phys. 39 (1968) 2803

- /24/ G.I. Thomas, W. Bauer, I. B. Holt, Rad. Effects 7 (1971) 269
- /25/ C.E. Ken Knight and G.K. Wehner, J. Appl. Phys. 35 (1964) 322
- /26/ A. Benninghoven, Z. Angew. Phys. 27 (1969) 51
- /27/ E. Bøgh, Can. J. Phys. 46 (1968) 653
- /28/ I.W. Mayer, L. Eriksson, I.A. Davies, Ion Implantation in Semiconductors, Academic Press Inc. New York (1970)
- /29/ A.B. Brown, C.W. Snyder, A.W. Fowler, C.C. Lauritsen, Phys. Rev. 82 (1951) 159
- /30/ S. Rubin, Nucl. Instr. Meth. 5 (1959) 177
- /31/ R. Behrisch, Vak. Technik 10 (1967) 250
- /32/ H. Schmidl, IPP 9/3 Laborbericht (1971)
- /33/ D.T. Goldman, A. Simon, Phys. Rev. 111 (1958) 383
- /34/ R.S. Pease, Proc. of the Int. School of Phys. "Enrico Fermi" Course (Academic Press Inc. New York 1964, Bd. 13 p 158
- /35/ Yu. V. Bulgakov, Soviet Phys. Tech. Phys. 8 (1963) 369
- /36/ W. Brandt, R. Laubert, Nucl. Instr. Methods 47 (1967) 201
- /37/ N.W. Thompson, Proc. V. Int. Conf. Ion Phen. Gases, München 1961
- /38/ H. E. Schiøtt, Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat. -Fys. Medd. 35 (1966) 9
- /39/ K.B. Winterbon, P. Sigmund, J.B. Sanders, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. -Fys. Medd. 37 (1970) 14
- /40/ P. Sigmund, Rev. Raum Phys. 17 (1972) 823
- /41/ P. Sigmund, M.T. Matthies, D.L. Phillips, Rad. Effects 11 (1971) 39
- /42/ J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, P.V. Thomson, Kgl. Danske Videnskab Selskab Mat. Fys. Medd. 33 (1963) 10
- /43/ D.K. Brice, Rad. Effects 6 (1970) 77
- /44/ P. Sigmund, Proc. VI Int. Summer School Phys. Ion Gases, Split 1972
- /45/ J. Lindhard, M. Scharff, Phys. Rev. 124 (1961) 128

- /46/ J. Lindhard, M. Scharf, H.E. Schiøtt, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Medd. 33 (1963) 14
- /47/ J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Medd. 36 (1968) 10
- /48/ H. Cramér, Mathematical Methods of Statistics, Princeton, University Press (1945)
- /49/ W. Feller, An Introduction to Probability Theory and its Application, Vol. II, Wiley New York (1966)
- /50/ J.B. Sanders, Can. J. Phys., 46 (1968) 455
- /51/ E.M. Baroody, J. Appl. Phys. 36 (1965) 3563
- /52/ O.C. Yonts, C.E. Normand, Don E. Harrison Jr., J. Appl. Phys. 31 (1960) 447
- /53/ F. Grønlund, W.J. Moore, J. Chem. Phys. 32 (1960) 1540
- /54/ V.M. Gusev, Izv. Akad. NAUK SSSR, Ser. Fiz. 24 (1960) 689
- /55/ R. Behrisch, Diplomarbeit TH München 1960
- /56/ M. Kaminsky, Phys. Rev. 126 (1962) 1267
- /57/ A.K. Furr, C.R. Finfgeld, J. Appl. Phys. 41 (1970) 1739
- /58/ A.J. Summers, N.J. Freeman, N.R. Daly, J. Appl. Phys. 42 (1971) 4774
- /59/ W. Eckstein, B.M.U. Scherzer, H. Verbeek, Int. Conf. Ion Surface Interaction, Garching 1972
- /60/ P. Sigmund, Can. J. Phys. 46 (1968) 731
- /61/ L.C. Northcliff, R.F. Schilling, Nuclear Data Tables Sec. A 7 (1970) 233
- /62/ E.V. Kornelsen, Rad. Effects 13 (1972) 227
- /63/ R. Behrisch, IPP UHV Laborbericht 50

This IPP report is intended for internal use.

IPP reports express the views of the authors at the time of writing and do not necessarily reflect the opinions of the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik or the final opinion of the authors on the subject.

Neither the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, nor the Euratom Commission, nor any person acting on behalf of either of these:

1. Gives any guarantee as to the accuracy and completeness of the information contained in this report, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed therein may not constitute an infringement of privately owned rights; or
2. Assumes any liability for damage resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this report.