

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchung der räumlichen Winkelverteilung von
zerstäubten Atomen bei schrägem Ioneneinfall^{+))}

Investigation of the Angular Distributions of Target
Atoms Sputtered by Ions at Oblique Incidence

Richard Becerra-Acevedo

IPP 9/51

November 1984

+) Diese Arbeit wurde als Dissertation an der
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt/Main
im August 1984 vorgelegt.

*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.*

*Dedicado de manera muy especial a mis padres, a mis hermanos
y a todas las personas que en una u otra forma han contribuido
a la realización de mis propios ideales*

Sedienta de valores inmortales hállase la humanidad,
Cruciales momentos depáranos el presente y el futuro incierto.
Laudable es forjarse el camino con plena dignidad,
Y andar, andar con espíritu indomable y despierto.

November 1984

Abstract

The total sputtering yields and the angular distributions of sputtered atoms in the half-space were investigated for nickel, molybdenum and tungsten targets bombarded with H^+ ions at energies of 1, 2, 4 and 8 keV and with D^+ ions at 1.3, 4 and 8 keV.

The experimental results were compared with the data from a Monte Carlo program simulating sputtering processes (TRIM SP).

It was also investigated whether a significant portion of the target atoms sputtered by ions at grazing incidence ($\alpha = 80^\circ$) derives from collisions of the incoming ions with surface atoms. Such processes will be called direct knock-off processes. For this purpose the experimental results for oblique ion bombardment were compared with calculations based on a binary collision model including a planar surface potential.

A comparison of the measured and the calculated (TRIM SP) total sputtering yields shows moderate agreement.

Much better relative agreement is obtained in comparing the measured and the calculated (TRIM SP) angular distributions of the sputtered target atoms. This comparison was made by a 2-dimensional representation of the angular distributions in real space. Contour line plots of the experimental and calculated data in the angular space (β, φ) are particularly suitable for illustrating the sputtering mechanisms at oblique ion incidence. This presentation indicates that both the experimental and the TRIM SP results give a very pronounced ridge structure. This ridge characterizes the region of higher differential sputtering yield.

Furthermore, it was found that the ridge structure can be described very well by direct knock-off collision processes including the planar surface potential.

The agreement between the measured ridge structure and the structure derived from the direct knock-off collision model was good, particularly in the case of nickel and molybdenum measurements with the higher bombardment energies ($E = 4 \text{ keV}$ and $E = 8 \text{ keV}$). It was therefore concluded that the majority of the particles sputtered in this regime derive from direct knock-off collision processes. In this regime the experimental data also conform to the TRIM SP data.

In the case of the molybdenum measurement at an ion energy of 1.3 keV and the tungsten measurements at 1.3 and 4 keV the agreement between the experimental data and the data calculated on the basis of the direct knock-off collision model is not particularly good. It is found that the experimental data for the ridge yield smaller polar angles β than the direct knock-off collision model. This discrepancy can be attributed to the deflection of the emitted target atoms by collisions with neighbouring target surface atoms. A comparison of the TRIM SP results with the data calculated on the basis of the direct knock-off collision model gives a much smaller deviation. Apparently, the TRIM SP program does not make sufficient allowance for the interaction of sputtered atoms with neighbouring surface atoms.

Furthermore, the investigation of various target materials under equal bombardment conditions shows an increasing emission angle β with decreasing energy transfer. The increasing emission angle β enhances the probability of interaction of the emitted atom with neighbouring surface atoms. As a result of this interaction the emitted target atom is deflected towards the target normal. Consequently, the experimental results for the case of low energy transfer yield smaller angles of emission β than predicted by the direct knock-off collision model.

Both, the experimental results and the data calculated on the basis of the direct knock-off collision model show that for every plane with fixed azimuth φ there exists an angle β with maximum differential sputtering yield. According to the direct knock-off collisions model this angle β depends on just one energy parameter, viz. the ratio of the energy transferred in a head-on collision to the surface binding energy. This relation is also given by the experimental results, which likewise confirms the validity of the direct knock-off collision model in the region of maximum differential sputtering yield.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Theoretische Betrachtungen	2
2.1 Zerstäubung bei Ionenbeschuß.	2
2.1.1 Feststellung von Zerstäubungsvorgängen	2
2.1.2 Einteilung der physikalischen Zerstäubung.	3
2.2 Einzelstoß-Zerstäubung bei schrägem Ioneneinfall.	5
2.2.1 Allgemeine Bemerkungen.	5
2.2.2 Kinematik des Zweierstoßes.	5
2.2.3 Der Begriff des Stoßquerschnitts.	7
2.2.4 Das Modell des direkten Einzelstoßes mit planarem Oberflächenpotential	9
2.3 Das Zerstäubungsprogramm TRIM SP.	13
2.3.1 Grundlegendes	13
2.3.2 Beschreibung des Transports von Ionen und Rückstoßatomen.	14
2.3.3 Die Wechselwirkungspotentiale und die Nuklear-Stopping-Power.	15
2.3.4 Die elektronische Stopping-Power.	15
2.3.5 Berücksichtigung der Targetoberfläche	16
3. Experiment	17
3.1 Versuchsanordnung	17
3.1.1 Ionenquelle, Umlenkmagnet und Vakuumsystem.	17
3.2 Bestrahlungskammer.	19
3.2.1 Die Targets	19
3.2.2 Kugelauffänger.	20
3.3 Meßverfahren zur Bestimmung der totalen Zerstäubungsausbeute	21
3.3.1 Definition der totalen Zerstäubungsausbeute	21
3.3.2 Strommessung.	22
3.3.3 Targetgewichtsbestimmung.	22
3.3.4 Beschußbedingungen.	22

3.4	Meßverfahren zur Bestimmung der Winkelverteilung der zerstäubten Atome	24
3.4.1	Definition der differentiellen Zerstäubungsausbeute.	24
3.4.2	Aufsammlungsmethode	24
3.4.3	Rutherford-Rückstreuung.	25
3.4.3.1	Beschleuniger- und Meßsystem.	25
3.4.3.2	Datenaufnahme	26
3.4.3.3	Energieeichung.	26
3.4.4	Winkelauflösung der zerstäubten Atome.	27
4.	Darstellung der Meßdaten	30
4.1	Phänomenologischer Hintergrund.	30
4.1.1	Winkelabhängigkeit der zerstäubten Targetatome	30
4.1.2	Die unterschiedlichen Koordinatensysteme der TRIM SP-Rechenwerte und der Meßwerte	31
4.1.3	Die Verknüpfung zwischen den Koordinatensystemen der TRIM SP-Rechenwerte und der experimentellen Werte.	32
4.2	Zweidimensionale Darstellung.	32
4.2.1	Scheibenschnittdarstellung	32
4.2.2	Höhenschichtliniendarstellung.	34
5.	Ergebnisse und Diskussion.	37
5.1	Die totalen Zerstäubungsausbeuten	37
5.2	Scheibenschnittdarstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen	39
5.3	Höhenschichtliniendarstellung der Winkelverteilung von zerstäubten Atomen	56
5.4	Der Winkel β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute in der Einschubebene	65
6.	Zusammenfassung	67
7.	Literaturverzeichnis.	69
	Danksagung.	73

1. Einleitung

Die Zerstäubung von Festkörpern mit leichten Ionen ist von besonderer Relevanz für Kernfusionsexperimente, denn durch diesen Mechanismus werden Wandatome herausgeschlagen /1-10/, welche in das Plasma gelangen und dieses verunreinigen /11-17/.

In zukünftigen Fusionsreaktoren - beispielsweise Tokamak-Anlagen - wird dieser Mechanismus außerdem zur Erosion der ersten Wand beitragen /18-22/ und demzufolge die Betriebsdauer solcher Anlagen maßgeblich mitbestimmen. Daher wird die Zerstäubung unter fusionsrelevanten Bedingungen seit einigen Jahren untersucht /3-10, 18-26/. Im Zusammenhang damit werden Messungen zur Zerstäubung von Metalltargets durch leichte Ionen mit Hilfe massenanalysierter Ionenstrahlen durchgeführt /4-8, 18-21, 23-25, 27-42/. Auf diese Weise werden die Plasmateilchen simuliert, die dem Magneteinschluß entkommen. Dies sind einmal geladene Teilchen, die auf spiralförmigen Bahnen den Magnetfeldlinien folgen und auf den sogenannten Limiter oder auf die Divertor-Platten auftreffen /43/. Ladungsaustauschvorgänge erzeugen neutrale Plasmateilchen - vorwiegend H, D und T -, welche hauptsächlich auf die erste Wand aufprallen. Die Energie dieser Teilchen ist durch die Temperatur der Plasma-Randschicht bestimmt und kann bis zu einigen keV betragen /42/.

Die Zerstäubung selbst hängt von einer Reihe von Parametern ab, und die durchzuführenden Messungen haben das Ziel, die Abhängigkeit der Zerstäubung von diesen Parametern festzustellen. Die wichtigsten Parameter sind dabei neben dem Targetmaterial und der Art der auftreffenden Ionen auch der Einschubwinkel und die Ionenenergie.

Bei schrägem Ioneneinschub ergibt sich eine stark erhöhte Zerstäubungsausbeute, verglichen mit der Zerstäubungsausbeute bei senkrechtem Ioneneinfall. Dies ist vermutlich auf Einzelstoßvorgänge zurückzuführen /8/. Diese Vermutungen werden durch Computer-Rechnungen /44-46/ gestützt. Solche Rechnungen zeigen gleichzeitig eine charakteristische Winkelverteilung der zerstäubten Atome.

Hauptziel dieser Arbeit ist es, die Winkelverteilung der abgetragenen Atome zu messen und durch Vergleich mit theoretischen Ergebnissen über die Gültigkeit des Einzelstoß-Modells zu entscheiden.

Bisher sind Messungen zur Winkelverteilung der zerstäubten Atome - bei schrägem Ioneneinschub - durchgeführt worden, bei denen die Winkelverteilung nur in der Einschubebene untersucht wurde /47/. Bei den meisten dieser Messungen war auch die Winkelauflösung nicht hinreichend gut, um einen detaillierten Vergleich mit den Computer-Modellrechnungen vorzunehmen.

2. Theoretische Betrachtungen

2.1 Zerstäubung bei Ionenbeschuß

2.1.1 Feststellung von Zerstäubungsvorgängen

Festkörperoberflächen erodieren unter Teilchenbeschuß. Dieses Phänomen, heutzutage Zerstäubung genannt, wurde zuerst bei Gasentladungen in der Mitte des letzten Jahrhunderts beobachtet /48, 49/.

Erosionsraten werden durch die sogenannte Zerstäubungsausbeute Y gekennzeichnet, die als die mittlere Anzahl von emittierten Targetatomen pro einfallendes Teilchen (Projektil) definiert wird. Die Zerstäubungsausbeute hängt im allgemeinen vom beschossenen Material (Target), vom einfallenden Teilchen, von dessen Energie und Einfallswinkel ab. Meßwerte für Y liegen üblicherweise im Bereich $10^{-5} \leq Y \leq 10^3$ Targetatome pro einfallendes Teilchen. Es ist im allgemeinen nicht leicht, kleinere Werte zu messen, und größere Werte kann man nur für besondere Beschußbedingungen erwarten.

Eine ganze Reihe von Mechanismen zur Erosion wurde während der vergangenen 125 Jahre vorgeschlagen. Zum jetzigen Zeitpunkt besagt die allgemeine Ansicht, daß kein einzelner Mechanismus alle Beobachtungen zu erklären vermag.

Es erscheint an dieser Stelle angebracht, wohlbekannte Begriffe wie physikalische und chemische Zerstäubung zu erläutern. Die erstere Form der Zerstäubung beruht auf der Übertragung von kinetischer Energie des einfallenden Teilchens auf Targetatome. Dabei können Atome der Targetoberfläche genügend Energie erhalten, um das Oberflächenpotential zu überwinden. Die letztere Form hingegen beruht auf einer chemischen Reaktion, die durch das einfallende Teilchen eingeleitet wird und zu einer flüchtigen Verbindung mit mindestens einem Oberflächenatom führt. Die physikalische Zerstäubung tritt bei Einschußenergien auf, die über einem Schwellenwert liegen und bis zum MeV-Bereich reichen. Die physikalische Zerstäubung weist im allgemeinen niedrigere Werte für die Zerstäubungsausbeute auf als die chemische Zerstäubung, die allerdings nur unter bestimmten Beschußbedingungen auftreten kann /50/. Die in dieser Arbeit festgestellten Effekte sind auf die physikalische Zerstäubung zurückzuführen.

2. Im folgenden wird der Versuch unternommen, Zerstäubungsvorgänge nach qualitativen Gesichtspunkten zu klassifizieren, hauptsächlich mit dem Ziel, zu verdeutlichen, welche physikalische Größe für die Formulierung einer theoretischen Beschreibung benötigt wird.

2.1.2 Einteilung der physikalischen Zerstäubung

Die wichtigsten Vorgänge bei der physikalischen Zerstäubung von Metalltargets sind elastische Zweierstöße. Üblicherweise werden drei qualitativ verschiedene Regimen (siehe Abb. 2.1) bei der Zerstäubung unterschieden /50-52/ :

- i) das Einzelstoß-Regime
- ii) das Kaskadenstoß-Regime, und
- iii) das Spike-Regime.

Bei dem Einzelstoß-Regime ist die vom Geschossteilchen auf ein Targetatom übertragene Energie ausreichend, damit dieses - möglicherweise über weitere Stöße - durch die Oberfläche heraustreten kann.

In den beiden anderen Fällen, nämlich dem Kaskadenstoß- und dem Spike-Regime, sind die Rückstoßatome energiereich genug, um sekundäre Rückstoßatome, aber auch Rückstoßatome aus Generationen höherer Ordnung, zu erzeugen, von denen einige die Targetoberfläche erreichen und das Oberflächenpotential überwinden können.

Das Kaskadenstoß-Regime unterscheidet sich von dem Spike-Regime eben durch die räumliche Dichte der sich in Bewegung befindenden Atome, wobei sie im ersteren Fall klein und im letzteren Fall groß ist. Die Dichte der Rückstoßatome beim Kaskadenstoß-Regime ist so niedrig, daß sogenannte Knock-on-Stöße überwiegen. Diese sind Stöße, bei denen ein Stoßpartner in Ruhe ist. Im Spike-Regime hingegen sind Stöße zwischen zwei in Bewegung befindlichen Atomen von Bedeutung.

Das Einzelstoß-Regime tritt bei Ionenenergien im niederen und mittleren eV-Bereich auf. Bei sehr leichten Ionen erstreckt sich dieses Regime - wegen der unwirksamen Energieübertragung - bis zu dem niederen keV-Bereich.

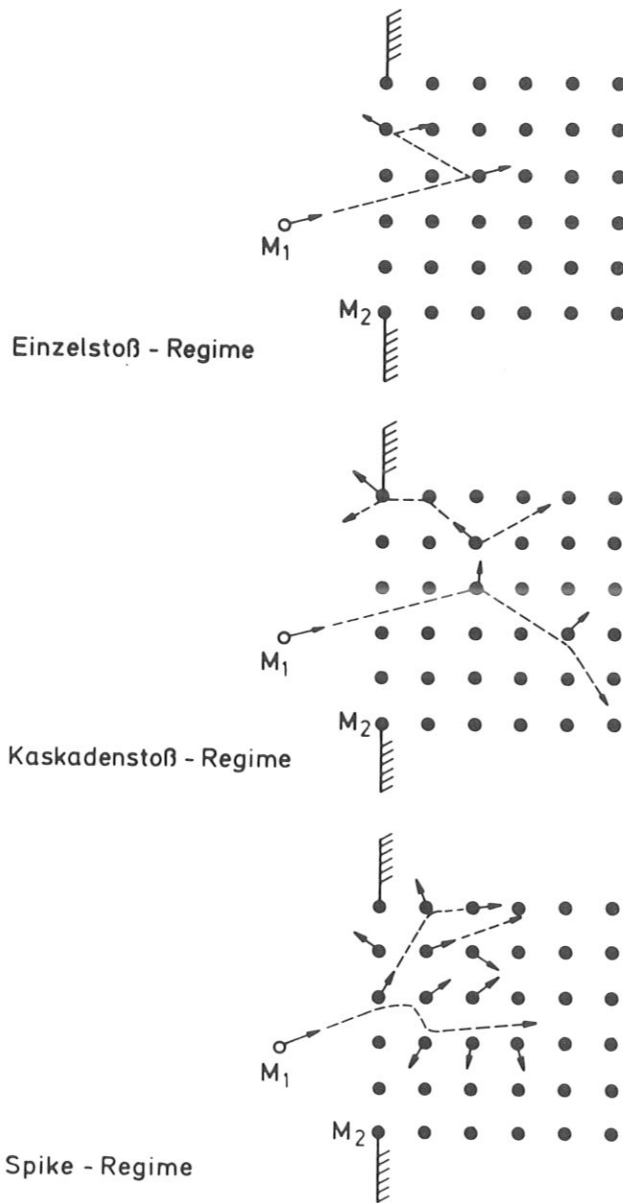


Abb. 2.1: Darstellung der drei unterschiedlichen Regimen bei der physikalischen Zerstäubung

Das Kaskadenstoß-Regime tritt bei der Zerstäubung mit Ionen im keV- und MeV-Bereich auf, mit Ausnahme von sehr schweren Ionen, die in diesen Energiebereichen bereits teilweise im Spike-Regime zerstäuben.

2.2 Einzelstoß-Zerstäubung bei schrägem Ioneneinfall

2.2.1 Allgemeine Bemerkungen

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Zerstäubungsmessungen fallen in das Einzelstoß-Regime.

Es zeigt sich, daß bei nahezu senkrechtem Ioneneinfall die Zerstäubung durch die in der Oberfläche deponierte Energie des einfallenden Ions bestimmt wird /53/. Bei schrägem Ioneneinschuß wurde vermutet, daß ein nennenswerter Teil der zerstäubten Atome durch Einzelstöße zwischen den einfallenden Ionen und Oberflächenatomen direkt emittiert wird. Solche Stoßvorgänge sollten zu ausgeprägten Strukturen in der Winkelverteilung führen. Anhand eines einfachen Modells wird versucht, Strukturen, die von solchen Stoßvorgängen herrühren, zu ermitteln.

2.2.2 Kinematik des Zweierstoßes

Beim elastischen Zweierstoß können Energieübertrag und Streuwinkel mit Hilfe der Energie- und Impulserhaltungssätze berechnet werden. Diese Beziehungen sollen für den Fall, daß einer der Stoßpartner ruht, im folgenden wiedergegeben werden. Sie sind in Abb. 2.2 veranschaulicht.

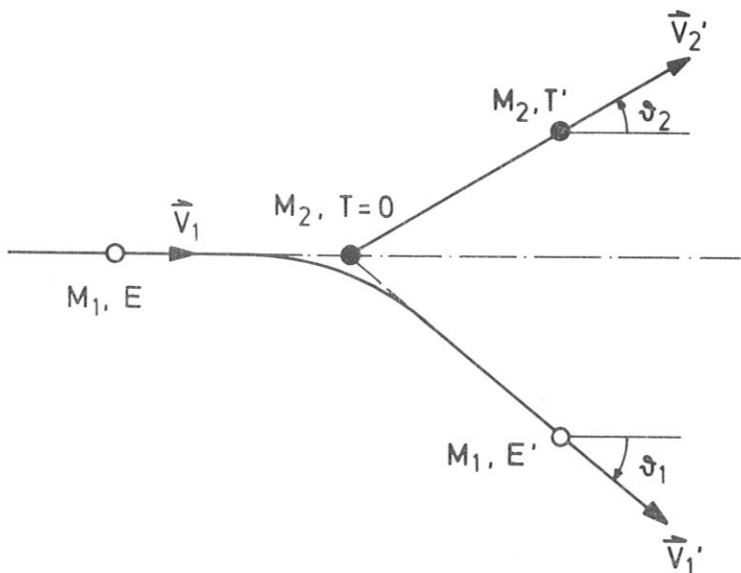


Abb. 2.2: Darstellung der Kinematik beim elastischen Zweierstoß

Gemäß dem Energieerhaltungssatz (siehe Abb. 2.2) gilt im Laborsystem

$$E = E' + T'. \quad (2.1)$$

Überdies gilt:

$$E' = k \cdot E \quad (2.2)$$

$$\text{mit } k = \left[\frac{\mu \cdot \cos \vartheta_1 + \sqrt{1 - \mu^2 \cdot \sin^2 \vartheta_1}}{1 + \mu} \right]^2 \quad (2.3)$$

$$\text{wobei } \mu = M_1/M_2, \quad (2.4)$$

und k der sogenannte kinematische Faktor ist; E ist die Energie des einlaufenden Teilchens (Projektile) der Masse M_1 , E' die Energie des zurückgestreuten Teilchens der Masse M_1 , und M_2 die Masse des Targetatoms, während ϑ_1 der Streuwinkel im Laborsystem für das Teilchen der Masse M_1 ist.

Die vom Projektil der Masse M_1 auf das Targetatom der Masse M_2 beim Stoß übertragene Energie T' wird im Laborsystem durch folgende Beziehung gegeben:

$$T' = \gamma \cdot E \cdot \cos^2 \vartheta_2 \quad (2.5)$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} \quad (2.6)$$

ϑ_2 stellt den sogenannten Rückstoßwinkel für das angestoßene Targetatom der Masse M_2 dar.

Der maximale Energieübertrag tritt beim zentralen Stoß ($\vartheta_1 = 180^\circ$, $\vartheta_2 = 0^\circ$) auf, wobei man für den kinematischen Faktor k folgenden Ausdruck erhält:

$$k = \left[\frac{1 - \mu}{1 + \mu} \right]^2 \quad (2.7)$$

In Abb. 2.3 ist k für verschiedene Werte von μ , als Funktion des Streuwinkels ϑ_1 , aufgetragen.

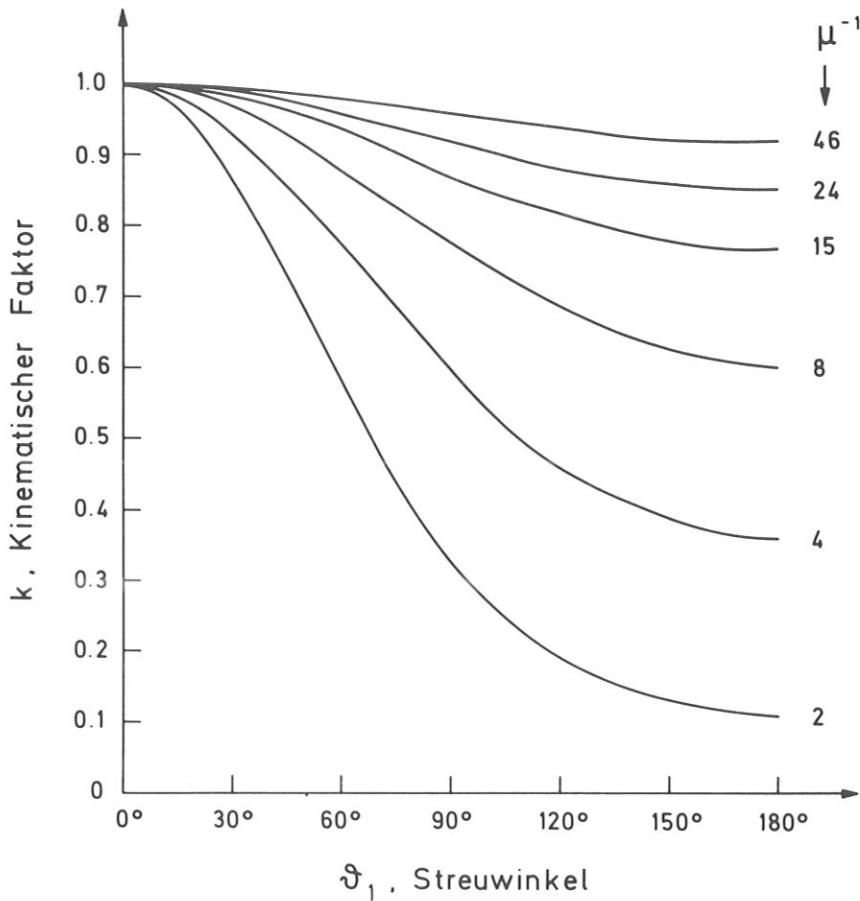


Abb. 2.3: Graphische Darstellung des funktionellen Zusammenhangs zwischen dem kinematischen Faktor k und dem Streuwinkel ϑ_1 mit festem μ als Parameter

2.2.3 Der Begriff des Stoßquerschnittes

Der Energie- und der Impulserhaltungssatz liefern eine Verknüpfung zwischen der übertragenen Energie T' und dem Rückstoßwinkel ϑ_2 . Die Wahrscheinlichkeit, mit der eine bestimmte Energie übertragen wird, hängt vom Wechselwirkungspotential zwischen den Stoßpartnern ab. Sie kann durch den differentiellen Stoßquerschnitt beschrieben werden. Danach ist die Wahrscheinlichkeit d^2w für einen Stoß mit dem Energieübertrag T' im Energieintervall dT' über eine Wegstrecke dx durch folgende Beziehung gegeben:

$$d^2w = N \cdot dx \cdot \sigma(E, T') dT' . \quad (2.8)$$

Dabei ist ein homogenes Medium aus isotrop verteilten Targetatomen mit der Teilchendichte N vorausgesetzt. E ist die Energie des Projektils, und $\sigma(E, T') dT'$ der differentielle Stoßquerschnitt. Den totalen Stoßquerschnitt σ_{tot} erhält man durch Integration

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_0^{T'_{\text{max}}} \sigma(E, T') dT' . \quad (2.9)$$

Dabei ist T'_{max} die maximal übertragbare Energie, welche durch folgenden Ausdruck gegeben ist

$$T'_{\text{max}} = \gamma \cdot E \quad (2.10)$$

wobei γ genauso wie in (2.6) definiert ist.

Die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß im Intervall dx ist gegeben durch

$$dw = N \cdot dx \cdot \sigma_{\text{tot}} \quad (2.11)$$

$\sigma(E, T')$ hängt vom Wechselwirkungspotential ab. Bei Coulomb-Potential (Rutherford-Streuung) ergibt sich für den Stoßquerschnitt folgende Beziehung:

$$d\sigma(E, T') = \pi \frac{M_1}{M_2} \frac{Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot e_0^4}{E \cdot T'^2} dT' \quad (2.12)$$

$$\text{für } 0 \leq T' \leq T'_{\text{max}}$$

Z_1 und Z_2 sind die Kernladungszahlen von Projektil und Targetatom. e_0 ist die Elementarladung.

Dieser differentielle Stoßquerschnitt kann für Stöße zweier Atome verwendet werden, wenn die Energie des Projektils einen kritischen Wert übersteigt. Diesen Wert kann man mit Hilfe einer normierten Energie einheitlich charakterisieren. Die normierte Energie wird wie folgt definiert:

$$\epsilon = \frac{M_2 \cdot E}{M_1 + M_2} \frac{a}{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e_0^2} \quad (2.13)$$

wobei a der Abschirmradius für das System der Stoßpartner ist und durch folgende Beziehung bestimmt werden kann:

$$a \approx 0.885 \cdot a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \quad (2.14)$$

$$a_0 = 5.29 \cdot 10^{-9} \text{ cm (Bohr'scher Radius des Wasserstoffatoms)}$$

Der differentielle Stoßquerschnitt nach Gl. (2.13) gilt, wenn $\epsilon \gg 1$ /54/.

Bei den Zerstäubungsmessungen, die in der vorliegenden Arbeit vorgestellt werden, ist $\epsilon < 1$. Verschiedene Wechselwirkungspotentiale wurden für diesen Fall vorgeschlagen /51/. Nimmt man ein sog. Potenzpotential, von der Art $V(r) \propto r^{-1/m}$, ergibt sich für den differentiellen Stoßquerschnitt folgender Ausdruck:

$$d\sigma(E, T') = C_m \cdot E^{-m} \cdot T'^{-1-m} dT' \quad (2.15)$$

$$\text{für } 0 \leq T' \leq T'_{\max}$$

mit

$$C_m = \frac{\pi}{2} \cdot \lambda_m \cdot a^2 \left[\frac{M_1}{M_2} \right]^m \cdot \left[\frac{2 \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot e_0^2}{a} \right]^{2m} \quad (2.16)$$

Dabei ist λ_m eine dimensionslose Funktion des Parameters m /50/.

Für $m = 1$ geht Gl. (2.15) in Gl. (2.12) über. Für $\epsilon < 1$ muß $m < 1$ gewählt werden. Für die Projektilenergien, die in dieser Arbeit behandelt werden, ist für $m = 1/3$ einzusetzen. $\lambda_{1/3}$ ist in diesem Falle 1.31.

2.2.4 Das Modell des direkten Einzelstoßes mit planarem Oberflächenpotential

Ein Teilchen M_1 mit der Energie E , das auf ein ruhendes Atom in der Oberfläche trifft, überträgt auf dieses bei einem direkten Einzelstoß - gemäß den klassischen Stoßgesetzen - die Energie T' , wie in (2.5) definiert ist.

Beim Targetbeschuß ist der Rückstoßwinkel ϑ_2 der Targetatome M_2 mit den Winkeln α , β' und φ (siehe Abb. 2.4) über folgende Beziehung verknüpft, die sich unter Anwendung der sphärischen Trigonometrie ergibt:

$$\cos \vartheta_2 = \sin \alpha \cdot \sin \beta' \cdot \cos \varphi - \cos \alpha \cdot \cos \beta' \quad (2.17)$$

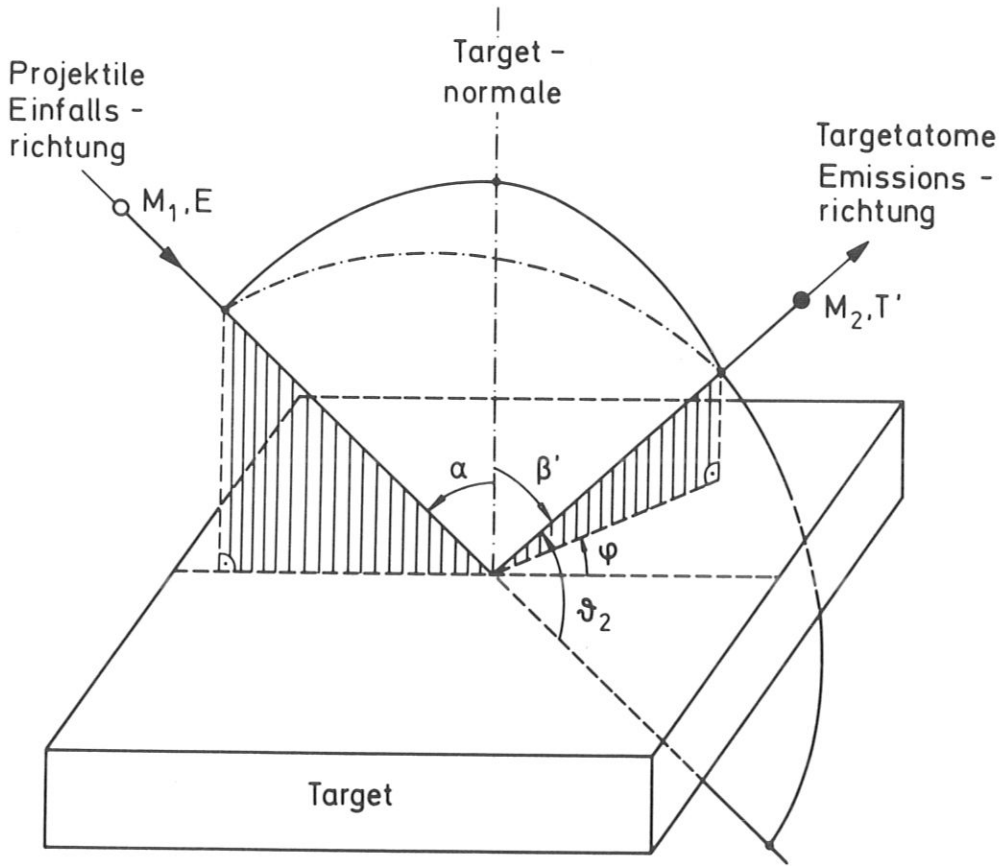


Abb. 2.4: Graphische Darstellung des Einzelstoßvorgangs und Definition der Emissionsrichtung durch das Winkelpaar β' und φ , durch das der Rückstoßwinkel ϑ_2 festgelegt ist.

Die Bindung des Targetatoms an die Oberfläche wird durch ein planares Oberflächenpotential berücksichtigt. Dieses bewirkt, daß die Emissionsrichtung der zerstäubten Targetatome nicht durch den Rückstoßwinkel ϑ_2 bzw. den Winkel β' gegeben ist. Das hat zur Folge, daß die Emissionsrichtung durch den Winkel β gegeben wird, für den folgende Beziehung gilt:

$$\tan^2 \beta = \frac{T_{\parallel}'}{T_{\perp}' - U_0} \quad (2.18)$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} T_{\parallel}' &= T' \cdot \sin^2 \beta' \\ T_{\perp}' &= T' \cdot \cos^2 \beta' \end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

U_0 wird als Oberflächenbindungsenergie des Targetmaterials bezeichnet.

Die mit dem planaren Oberflächenpotential verknüpfte Bedingung für die Zerstäubung eines Targetatoms besagt, daß die Senkrecht-Komponente T_{\perp}' der übertragenen Energie größer als U_0 sein muß, damit das Targetatom das Oberflächenpotential überwinden kann. Die Emission als solche bleibt von der Parallel-Komponente T_{\parallel}' der übertragenen Energie unbeeinflusst, die Emissionsrichtung hingegen nicht (siehe Abb. 2.5).

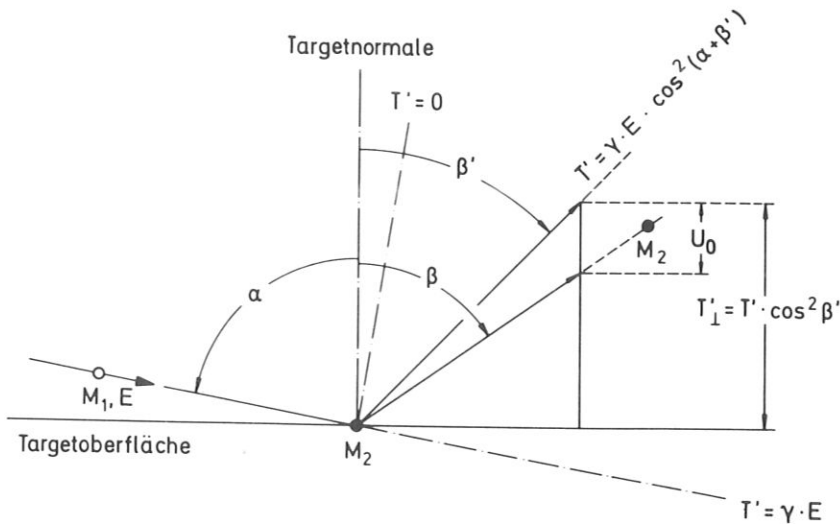


Abb. 2.5: Darstellung des direkten Einzelstoßes in der Einschubebene ($\varphi = 0^0$) unter Berücksichtigung des planaren Oberflächenpotentials.

Wenn man (2.19) in (2.18) einsetzt, ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\tan^2 \beta = \frac{T' \cdot \sin^2 \beta'}{T' \cdot \cos^2 \beta' - U_0} \quad (2.20)$$

Setzt man (2.5) in (2.20) unter Beachtung von (2.17) ein, erhält man folgende Beziehung:

$$\tan^2 \beta = \frac{A(\sin \alpha \cdot \sin \beta' \cdot \cos \varphi - \cos \alpha \cdot \cos \beta')^2 \cdot \sin^2 \beta'}{A(\sin \alpha \cdot \sin \beta' \cdot \cos \varphi - \cos \alpha \cdot \cos \beta')^2 \cdot \cos^2 \beta' - 1} \quad (2.21)$$

mit

$$A = \frac{\gamma \cdot E}{U_0} \quad (2.22)$$

Aus dieser Beziehung geht hervor, daß Targetatome nur in einem bestimmten Winkelbereich von β emittiert werden können. Dies sei hier für den Fall $\varphi = 0^\circ$, $A = 115.037$, $\alpha = 80^\circ$ erläutert.

In Abb. 2.6 wird β in Abhängigkeit von β' aufgetragen. Aus dieser Abbildung ist ersichtlich, daß β ein Minimum besitzt und im Winkelbereich $0^\circ \leq \beta \leq \beta_{\min}$ keine Emission von Targetatomen durch direkten Einzelstoß möglich ist.

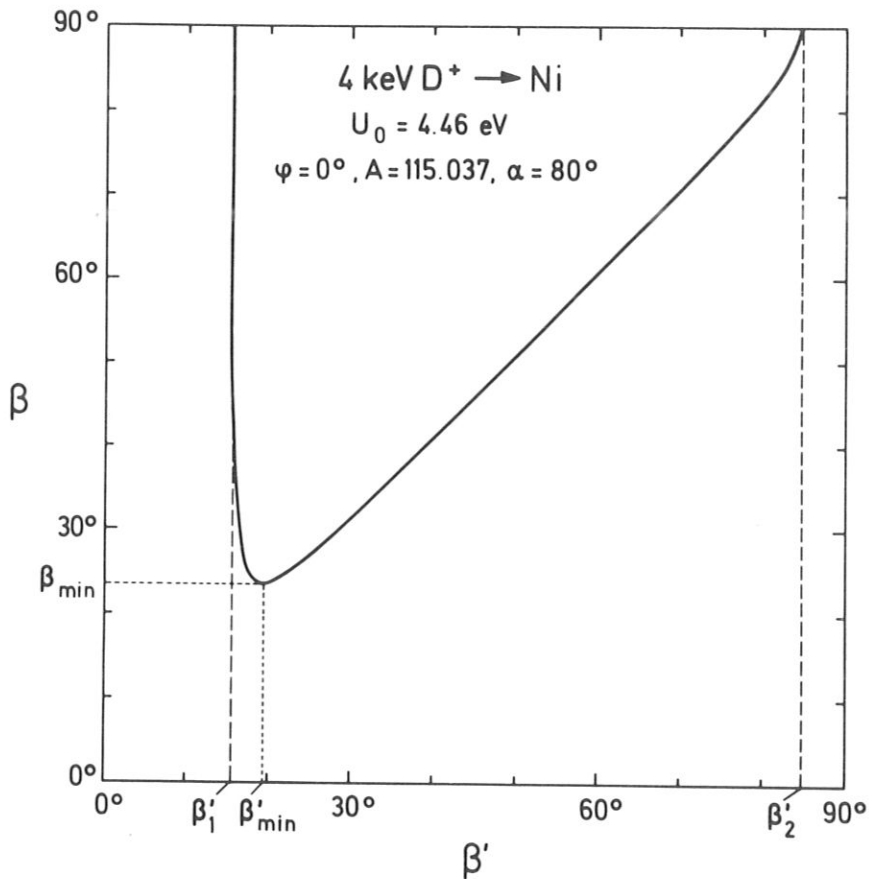


Abb. 2.6: Funktionelle Abhängigkeit des Winkels β vom Winkel β' in der Einschubebene. Die Verhältnisse beschreiben den Beschuß von Nickel mit 4 keV D⁺-Ionen bei einem Einschubwinkel von 80° .

Um die Winkelverteilung der zerstäubten Atome zu berechnen, muß auch der differentielle Stoßquerschnitt mitberücksichtigt werden. Untersuchungen haben ergeben, daß unter Zugrundelegung der Gl. (2.15) bei Thomas-Fermi-

potential eine maximale differentielle Zerstäubungsausbeute bei $\beta = \beta_{\min}$ vorliegt /55/. Ein solches Maximum müßte als Struktur in der gemessenen Winkelverteilung der zerstäubten Atome zu erkennen sein, falls Einzelstoßprozesse einen nennenswerten Beitrag zur Zerstäubung liefern.

Aus Gl. (2.21) erhält man durch Differenzieren und Umformen eine Beziehung für β_{\min}

$$\beta_{\min} = \arctan \left[\frac{A(\sin\alpha \cdot \sin\beta'_{\min} \cdot \cos\varphi - \cos\alpha \cdot \cos\beta'_{\min})^2 \cdot \sin^2\beta'_{\min}}{A(\sin\alpha \cdot \sin\beta'_{\min} \cdot \cos\varphi - \cos\alpha \cdot \cos\beta'_{\min})^2 \cdot \cos^2\beta'_{\min} - 1} \right]^{1/2} \quad (2.23)$$

wobei β'_{\min} aus folgender impliziter Gleichung gewonnen wird

$$A = \frac{\sin\alpha \cdot \sin 2\beta'_{\min} \cdot \cos\varphi - \cos\alpha \cdot \cos 2\beta'_{\min}}{(\sin\alpha \cdot \sin\beta'_{\min} \cdot \cos\varphi - \cos\alpha \cdot \cos\beta'_{\min})^3 \cdot \cos\beta'_{\min}} \quad (2.24)$$

Nach Gl. (2.24) heißt es, daß β'_{\min} bei gegebenem Einschubwinkel α und festem Azimut φ , von $A = \gamma \cdot E / U_0$ eindeutig abhängt. Des weiteren gibt es zu jeder Ebene mit festem Azimut φ einen Polarwinkel β , für den die differentielle Zerstäubungsausbeute ein Maximum aufweist /56/.

2.3 Das Zerstäubungsprogramm TRIM SP

2.3.1 Grundlegendes

Eine umfassendere Berechnung der Winkelverteilung der zerstäubten Atome kann mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms TRIM SP durchgeführt werden. Das Programm TRIM SP für den Transport von Ionen durch Materie wurde mit dem Hauptziel entwickelt, ein Programm bereitzustellen, das kurze Rechenzeit aufweist, um auch statistische Rechnungen mit hohem Genauigkeitsgrad durchzuführen. Einzelheiten dieses Programms werden in /44/ beschrieben, sodaß die vorliegende Beschreibung sich auf die grundlegenden Prinzipien und auf einige Erweiterungen beschränkt.

Wie in /44/ beschrieben, beruht das Programm TRIM SP auf der Annahme eines amorphen Targetmaterials. Für polykristallines Targetmaterial mit einzeln orientierten Kristalliten vermutet man, daß dies eine hinreichende Näherung ist, denn hierbei sollen richtungsabhängige Effekte

im wesentlichen ausgemittelt werden. Bei diesem Programm werden die einfallenden Ionen und die Rückstoßatome während des Abbremsvorgangs so lange verfolgt, bis ihre Bewegungsenergie auf einen vorgegebenen Betrag abgesunken ist. Als Grenzwert wird üblicherweise 5 eV für das einfallende Ion angenommen. Für die Rückstoßatome ist der Grenzwert die Oberflächenbindungsenergie U_0 . Für die Oberflächenbindungsenergie wird die Sublimationswärme verwendet. Für fcc-Metalle, beispielsweise Cu, Ni und Au, beträgt sie etwa 4 eV. Für bcc-Metalle wie Nb und Mo, beträgt die Sublimationswärme etwa 7 eV.

2.3.2 Beschreibung des Transports von Ionen und Rückstoßatomen

Sowohl die Fortbewegung der einfallenden Ionen als auch die der Rückstoßatome werden im Programm TRIM SP auf gleiche Weise behandelt. Jedes in Bewegung befindliche Teilchen führt einen Stoß jeweils nach einer freien Weglänge $\lambda = N^{-1/3}$ aus, wobei N die Atomdichte des Targetmaterials ist. Bei jedem Stoß wird der Stoßparameter gewürfelt. Dabei liegt der Stoßparameter S zwischen 0 und $S_{\max} = \pi^{-1/2} \cdot N^{-1/3}$. Dieses Verfahren gewährleistet, daß die richtige Atomdichte erhalten bleibt, das heißt, daß ein einziges Targetatom in einem Volumen $N^{-1} = \pi \cdot \lambda \cdot S_{\max}^2$ enthalten ist. Des weiteren wird der Stoß durch das Unterprogramm MAGIC /46/ simuliert, welches den Streuwinkel Θ_1 (siehe Abb. 2.2) und die übertragene Energie T' mit einer mittleren Genauigkeit von ca. 1 % ermittelt. Demzufolge lassen sich dann die neuen Fortbewegungsrichtungen und kinetischen Energien der einfallenden Teilchen und der zerstäubten Atome bestimmen.

Während das Unterprogramm MAGIC auch den Abstand maximaler Annäherung r_0 liefert, wird der elektronische Energieverlust als Funktion von r_0 nach dem Modell von Oen und Robinson /57/ ermittelt. Im übrigen setzt das Programm TRIM SP die Gültigkeit des Zweierstoß-Modells voraus, das heißt, die Projektile - seien es einfallende Ionen oder Rückstoßatome - stoßen mit Targetatomen nacheinander und einzeln zusammen. Die gleiche Annahme ist, wenn auch implizit, in allen analytischen Theorien /58-65/ enthalten, die sich auf die Boltzmann-Transport-Gleichung stützen.

2.3.3 Die Wechselwirkungspotentiale und die Nuklear-Stopping-Power

Bei gegenwärtigen Anwendungen wird ein interatomares Potential vom Typ Molière /66/ für Stöße zwischen leichten Ionen und Targetatomen herangezogen. Für Zusammenstöße zwischen Rückstoßatomen in der Kaskade, im Niederenergie-Bereich, wird das sogenannte Kr-C-Potential /67/ verwendet. Diese Stöße kommen bei sehr niedrigen ϵ -Werten - hier ist ϵ genauso wie in (2.13) definiert - vor, einem Bereich, in dem das Kr-C-Potential die interatomare Wechselwirkung realistischer als das Molière-Potential beschreibt.

Aus einer ganzen Reihe von einzeln berechneten Potentialen /67/ hat sich das Kr-C-Potential als ein geeigneter Mittelweg erwiesen. Diese Feststellung wird außerdem durch Niederenergie-Experimente gestützt, beispielsweise Reichweite- und Streumessungen /68, 69/, deren Ergebnisse unter Zugrundelegung des Kr-C-Potentials gut gedeutet werden können /70/. Bei viel höheren ϵ -Werten von einfallenden leichten Ionen - hier kommen hauptsächlich H^+ , D^+ und He^+ in Betracht -, werden die Unterschiede zwischen dem Molière- und dem Kr-C-Potential vernachlässigbar klein.

Für niederenergetische schwere Ionen, beispielsweise Ar^+ , Kr^+ , die auf die Oberfläche von Targets aufprallen, sind allerdings die entsprechenden ϵ -Werte eher klein, und somit wird die Verwendung eines geeigneten Potentials wesentlich.

2.3.4 Die elektronische Stopping-Power

Im Zerstäubungsprogramm TRIM SP wird auch ein inelastischer Energieverlust berücksichtigt, womit der Wechselwirkung der Projektile mit den Festkörperelektronen Rechnung getragen wird. Drei Auswahlmöglichkeiten sind vorgesehen. Als erstes ein stetiger Abbremsvorgang, der für $\epsilon < 20$ ungefähr proportional zu $E^{1/2}$ verläuft, oder das wohlbekannte Verfahren zur Interpolation zwischen den Lindhard-Scharff- und den Bethe-Bloch-Stopping-Powers /71-73/, was auch bei relativistischen Energien gültig ist. Für Wasserstoff- und Helium-Isotope, nämlich H, D, T, 3He und 4He , welche hier häufig als Projektile erwogen werden, werden die Stopping-Power-Parameter von /73/ als Eingabe für das Interpolationsprogramm herangezogen. Für den Hochenergie-Bereich von schwereren

Ionen wird die Bethe-Bloch-Formel - mit Berücksichtigung der mittleren Ionisationsenergie nach Sternheimer - angewandt, wie in /44/ dargelegt.

Bei der zweiten Auswahlmöglichkeit wird ein je Einzelenergieverlust $\Delta E_e(r_0)$ /57/ mit r_0 als Abstand bei maximaler Annäherung, bei jedem einzelnen Stoß abgezogen.

Die dritte Auswahlmöglichkeit besteht darin, eine Mischung der stetigen und der stoßabhängigen elektronischen Stopping-Powers zu verwenden, und zwar im Verhältnis 50 % zu 50 % /57, 74/, gemäß der Äquipartitionsregel. Dies soll zumindest für den Hochenergie-Bereich gelten. Im Niederenergie-Bereich fehlt noch ein gutes theoretisches Verständnis der elektronischen Stopping-Powers, und überdies sind Meßdaten kaum vorhanden, besonders für Projektile mit sehr niedriger Geschwindigkeit.

2.3.5 Berücksichtigung der Targetoberfläche

Das Programm TRIM SP wurde, wie bereits erwähnt, für amorphe Targetmaterialien entwickelt. Hier wird angenommen, daß nachfolgende Stöße nach Zurücklegung eines mittleren freien Flugwegs λ erfolgen, wobei das Targetatom eine sogenannte "random"-Seitenstellung im Inneren einer Scheibe vom Radius S_{\max} einnimmt. Um die Oberfläche richtig zu berücksichtigen, wird die Targetatom-Stellung danach kontrolliert, ob sie im Volumen einzuordnen ist, das heißt, ob sich das Targetatom an einem Ort befindet, der tiefer als S_{\max} liegt, mit anderen Worten $X_{\text{Target}} > S_{\max}$. Ferner, wenn ein Rückstoßatom zu einer Stellung $X_{\text{Target}} < 0$ fortrückt, dann wird es als Kandidat für die Zerstäubung angesehen. Nachdem die Senkrecht-Komponente der Energie des Rückstoßatoms - infolge der Wirkung des planaren Oberflächenpotentials - um einen bestimmten Betrag herabgemindert wird, dann kann das Atom entweder im Festkörper zurückreflektiert werden und eventuell weitere Stöße erleiden oder die Oberfläche unter einem bestimmten Emissionswinkel als zerstäubtes Teilchen verlassen.

3. Experiment

3.1 Versuchsanordnung

3.1.1 Ionenquelle, Umlenkmagnet und Vakuumsystem

Die Zerstäubungsmessungen wurden mit einer Quelle hoher Ionenströme - dem sogenannten Duopigatron - durchgeführt. Der experimentelle Aufbau wird in Abb. 3.1 schematisch gezeigt.

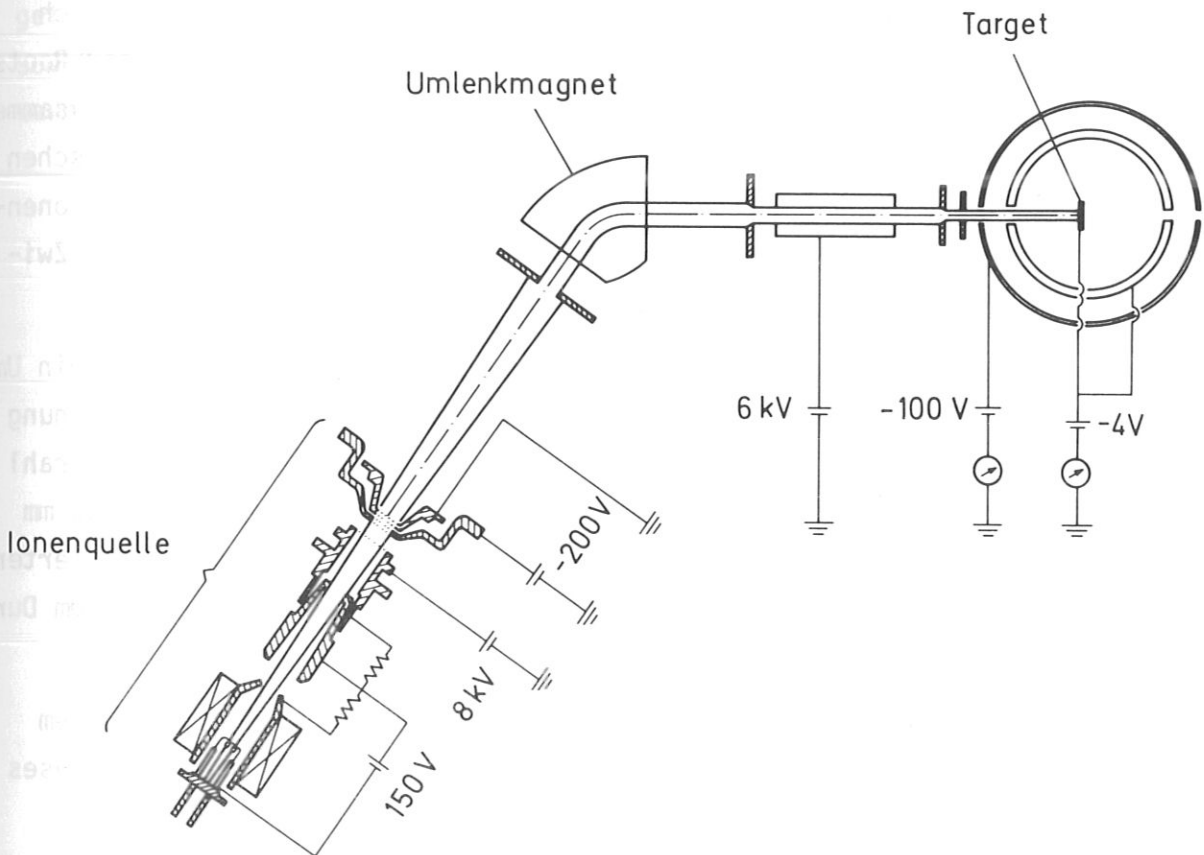


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau der Meßanordnung

Die Ionenerzeugung erfolgt durch Stöße der Gasatome mit Elektronen, die von einer Heizkathode emittiert werden. Diese Heizkathode besteht aus einem etwa 0.8 mm starken, spiralförmig geformten Tantal-Draht, der seinerseits von einem Nickel-Gitter umwickelt ist. Auf diesem Nickel-Gitter ist der eigentliche Elektronen-Emitter aufgebracht, dessen Zusammensetzung 80 % Ni, 10 % BaCO₃ und 10 % SrCO₃ ist.

Eine Magnetspule sorgt dafür, daß die Elektronen sich auf spiralförmigen Bahnen entlang der Feldlinien fortbewegen, was eine günstige Ionisationsausbeute in der Gasentladung zur Folge hat.

Die Ionenquelle liegt auf Beschleunigungsspannung. Die Ionen werden aus dem Entladungsplasma durch ein Dreigitter-System abgesaugt. Das erste Gitter liegt auf Potential der Ionenquelle. Das zweite Gitter - das sogenannte Beschleunigungsgitter - ist gegen Erde negativ vorgespannt ($U \sim - 200 \text{ V}$). Das dritte Gitter liegt auf Erdpotential. Dieses System dreier Gitter wirkt zugleich fokussierend für den extrahierten Ionenstrahl. Zwischen der Ionenquelle und dem Umlenkmagnet befindet sich eine Pumpstufe, die sich aus einer Balzers-Duo-30 l-Pumpe, einer Rootspumpe und schließlich einer Leybold-1500 l-Turbomolekularpumpe zusammensetzt. Das ganze Pumpensystem ermöglicht eine Druckdifferenz zwischen der Ionenquelle und dem Strahlführungsrohr. Für den Betrieb der Ionenquelle ist ein Druck von 10^{-2} mbar notwendig, der sich durch die Zwischenpumpstufe auf 10^{-4} mbar reduziert.

In 1 m Abstand vom Extraktions-Gittersystem befindet sich ein Umlenkmagnet - ein sogenanntes 60° -Sektorfeld -, das zur Massentrennung dient und überdies fokussierende Eigenschaften besitzt. Um den Strahl einzugrenzen, ist direkt vor dem Magnet eine Tantal-Blende von 15 mm Durchmesser angebracht. Zur Begrenzung des bereits massenanalysierten Ionenstrahles befindet sich ebenfalls eine Tantal-Blende von 10 mm Durchmesser hinter dem Umlenkmagnet.

Ein zusätzliches Strahl-Fokussierungssystem wird zwischen dem Umlenkmagnet und der sogenannten Bestrahlungskammer eingebaut. Dieses Fokussierungssystem wurde nur bei einigen Messungen benützt.

Schließlich gibt es ein Doppelblenden-System zwecks Strahlbegrenzung, unmittelbar vorder Bestrahlungskammer, das aus einer Tantal-Blende von 8 mm Durchmesser und wahlweise entweder aus einer Schlitz-Blende von $(0.8 \times 6) \text{ mm}^2$ -Fläche oder einer Loch-Blende von 2 mm Durchmesser besteht.

3.2 Bestrahlungskammer

3.2.1 Die Targets

Es wurden 21 verschiedene Nickel-, Molybdän- und Wolfram-Targets aus polykristallinem Material untersucht. Die Targets waren mechanisch und elektrolytisch poliert. Zunächst wurden Zerstäubungsmessungen an 12 Targets durchgeführt, die einen Durchmesser von 15.5 mm hatten. Um die Emissionsrichtung der zerstäubten Atome genauer bestimmen zu können, wurden die weiteren Messungen mit Targets von 1.5 mm Durchmesser durchgeführt. Die Targets sind an einer Haltervorrichtung aufmontiert, sodaß - mittels einer Drehdurchführung - der Einschubwinkel eingestellt werden kann (siehe Abb. 3.2).

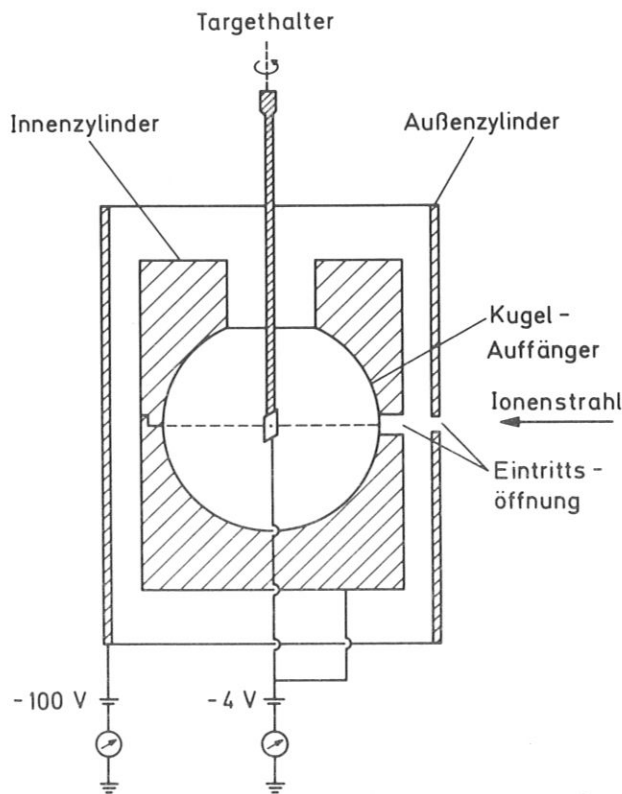


Abb. 3.2: Vertikalschnitt des Kugelauffängers

3.2.2 Kugelauffänger

Um die Winkelverteilung der abgetragenen Atome im Halbraum zu messen, wurde ein Kugelauffänger (siehe dazu Abb. 3.2) gebaut, dessen Innenfläche mit Aufsammelfolien aus Aluminium ausgekleidet wurde, wie in Abb. 3.3 dargestellt. Zunächst wurden Streifen von 3 mm Breite und 51 mm Länge, später konische Folien von 3 mm bzw. 10 mm Breite und 51 mm Länge eingesetzt (siehe Abb. 3.3).

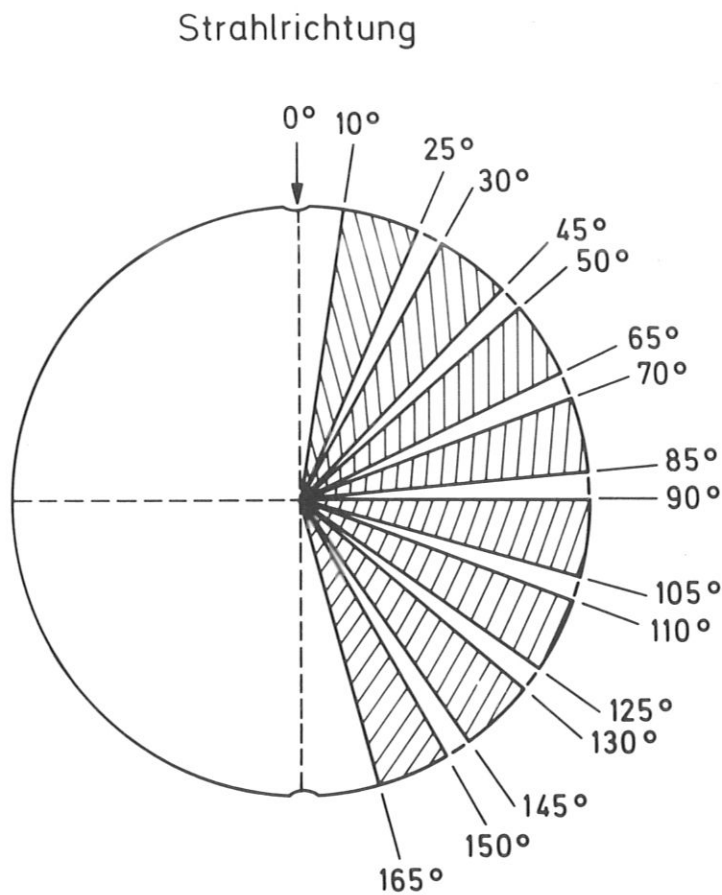


Abb. 3.3: Projektion der unteren Kugelhalbschale mit Aufsammelfolien

Der Kugelhohlraum besteht aus zwei Halbschalen und wurde aus einem Vollzylinder ausgearbeitet. Der Kugeldurchmesser beträgt 60 mm.

Der Kugelauffänger ist mit einer Strahl-Eintrittsöffnung von 7 mm Durchmesser versehen (siehe Abb. 3.2). Die Kugelanordnung wird von einem Hohlzylinder (siehe Abb. 3.2) aus V2A-Stahl umhüllt, der einen Innendurchmesser von 74 mm und einen Außendurchmesser von 78 mm hat. Die Strahl-Eintrittsöffnung im Hohlzylinder hat einen Durchmesser von 6 mm.

Das zur Erzeugung des Hochvakuums in der Bestrahlungskammer benützte Pumpensystem besteht aus einer Balzers-Duo-30 l-Pumpe für das Vorvakuum und einer Leybold 400/500 l-Turbomolekularpumpe für das Hauptvakuum. Durch dieses Pumpensystem ergibt sich ein Enddruck von ca. 10^{-7} mbar in der Zerstäubungskammer, der bei Ionenbeschuss auf 10^{-6} mbar ansteigt.

3.3 Meßverfahren zur Bestimmung der totalen Zerstäubungsausbeute

3.3.1 Definition der totalen Zerstäubungsausbeute

Die totale Zerstäubungsausbeute Y ist definiert durch das Verhältnis der Anzahl der zerstäubten Atome (N_2) zur Anzahl der auftreffenden Ionen (N_1),

$$Y = \frac{N_2}{N_1} \quad (3.1)$$

Bei diesen Messungen wurde N_2 durch den Gewichtsverlust (ΔG) des Targetmaterials, als Folge des Ionenbeschusses, bestimmt. Demnach ergibt sich

$$N_2 = \frac{\Delta G}{M_2} \cdot N_L \quad (3.2)$$

mit

M_2 = Molgewicht des Targetmaterials

N_L = Loschmidt'sche Zahl ($6.023 \times 10^{23} \text{ Mol}^{-1}$)

N_1 ist für einfach ionisierte Atome durch die Beschußdosis wie folgt bestimmt:

$$N_1 = \frac{Q}{e_0} \quad (3.3)$$

mit

Q = Zeitintegrierter Targetstrom (Beschußdosis)

e_0 = Elementarladung ($1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)

Somit ergibt sich für die totale Zerstäubungsausbeute Y folgende Beziehung:

$$Y = 0.0964 \frac{\Delta G}{M_2 \cdot Q} \quad (3.4)$$

In der Formel (3.4) werden ΔG in Mikrogramm und Q in Coulomb eingesetzt.

3.3.2 Strommessung

Die Targetstrommessung wird durch die Sekundärelektronenemission verfälscht. Sekundärelektronenemission tritt sowohl am Target als auch an der Kugeloberfläche (Auffänger) auf. Letztere rührt von reflektierten Primärteilchen her und kann insbesondere bei schrägem Ionenbeschuß die Ionenstrommessung am Target wesentlich verfälschen. Bei dem gewählten Aufbau mit Innen- und Außenzylinder (siehe Abb. 3.2) vermeidet man diese Schwierigkeit, da - in der angegebenen Schaltung - die Sekundärelektronenströme nicht mitgemessen werden. Bei der hier ausgewählten Schaltung befanden sich der Innenzylinder und das Target auf -4 V Spannung, gegen Erde. Der Außenzylinder hatte eine Vorspannung von -100 V, um die Sekundärelektronen, die im Außenraum entstehen, vom Innenzylinder fernzuhalten.

Der Targetstrom wird mit Hilfe eines sogenannten Digital Current Integrators aufintegriert, um die Anzahl der auftreffenden Teilchen zu bestimmen.

3.3.3 Targetgewichtsbestimmung

Durch Wiegen des Targets vor und nach Ionenbeschuß wurde die Gewichtsänderung ermittelt. Dafür wurde eine spezielle Mikrowaage vom Typ Mettler BE 22 verwendet, deren Meßgenauigkeit bei 1 μg liegt.

3.3.4 Beschußbedingungen

Die Zerstäubungsmessungen erfolgten durch Beschuß von Targets mit H^+ - und D^+ -Ionen, im Energiebereich von 1 keV bis 8 keV, bei Einschußwinkeln von 0° und 80° .

Die Beschußbedingungen für die verschiedenen Targets sind in den Tabellen 3.1 und 3.2 aufgeführt.

Tabelle 3.1:

Target (\emptyset 15.5 mm)	Projektil	Einschuß- energie [keV]	Einschuß- winkel
Ni	H ⁺	4.0	80 ⁰
Ni	H ⁺	2.0	80 ⁰
Mo	H ⁺	2.0	80 ⁰
Ni	H ⁺	8.0	80 ⁰
Mo	H ⁺	8.0	80 ⁰
W	H ⁺	8.0	80 ⁰
Ni	H ⁺	1.0	80 ⁰
Mo	H ⁺	1.0	80 ⁰
W	H ⁺	1.0	80 ⁰
Ni	H ⁺	2.0	0 ⁰
Mo	H ⁺	2.0	0 ⁰
W	H ⁺	2.0	0 ⁰

Tabelle 3.2:

Target (\emptyset 1.5 mm)	Projektil	Einschuß- energie [keV]	Einschuß- winkel
Ni	D ⁺	1.3	80°
Mo	D ⁺	1.3	80°
W	D ⁺	1.3	80°
Ni	D ⁺	4.0	80°
Mo	D ⁺	4.0	80°
W	D ⁺	4.0	80°
Ni	D ⁺	8.0	80°
Mo	D ⁺	8.0	80°
W	D ⁺	8.0	80°

3.4 Meßverfahren zur Bestimmung der Winkelverteilung der zerstäubten Atome

3.4.1 Definition der differentiellen Zerstäubungsausbeute

Die Winkelverteilung der zerstäubten Atome wird mit Hilfe der differentiellen Zerstäubungsausbeute bestimmt. Diese wird als die Anzahl der zerstäubten Targetatome pro einfallendes Projektil und pro Raumwinkel-einheit definiert.

3.4.2 Aufsammelmethode

Bei der vorliegenden Arbeit wurde die Anzahl der zerstäubten Atome durch Aufsammeln auf besondere Folien gemessen (siehe Abb. 3.3). Dabei geht man davon aus, daß jedem Punkt auf der Aufsammelfolie eine Emissionsrichtung zugeordnet wird, und daß alle zerstäubten Atome, die auf die Folien auf-

treffen, auch aufgesammelt werden. Durch die Ausdehnung des Targets und des Ionenstrahls ergibt sich allerdings eine Ungenauigkeit in der Bestimmung der Emissionsrichtung.

Eine Wiederzerstäubung der aufgesammelten Atome durch reflektierte Primärteilchen kann jedoch vernachlässigt werden. Dies wurde durch Vorexperimente geprüft.

Ferner wurde die Anzahl der aufgesammelten Atome durch Analyse des Auffängers mit Hilfe der Rutherford-Rückstreuung bestimmt. Diese Methode ist in der Literatur eingehend beschrieben /75/. Im folgenden werden nur die für die Messungen in der vorliegenden Arbeit wesentlichen Meßbedingungen erörtert.

3.4.3 Rutherford-Rückstreuung

3.4.3.1 Beschleuniger- und Meßsystem

Die Analyse der Aufsammlerfolien erfolgte mittels Rutherford-Rückstreuung von $^4\text{He}^+$ -Ionen. Die $^4\text{He}^+$ -Rückstreuungsmessungen wurden an dem im Institut befindlichen Van-de-Graaff-Beschleuniger durchgeführt. Der Energiebereich des Beschleunigers umfaßt 100 keV bis 2.5 MeV.

Der Ionenstrahl wird durch Einsatz sogenannter elektrostatischer Linsen kollimiert, und schließlich mit Hilfe von Metallblenden auf ca. 1 mm Durchmesser begrenzt.

Der Streuwinkel ϑ_1 (siehe Abb. 2.2) für das rückgestreute Helium war 165° . Zum Nachweis des rückgestreuten Heliums wurde ein Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektor verwendet. Der Detektor war mit einer Blende abgeschirmt und hatte eine freie Fläche von $(4 \times 1.5) \text{ mm}^2$. Bei der Entfernung Detektor-Aufsammlerfolie von 71.3 mm ergab sich ein Raumwinkel von 1.18 msr. Die empirisch bestimmte Energieauflösung ($\Delta E/E$) des Detektorsystems betrug 1.5 %.

Bei einer typischen Ionenenergie von 1 MeV belief sich der Ionenstrom des Analysierstrahles auf etwa 50 nA. Bei den Analysen betrug die aufgesammelte Ladung in der Regel 8 μC . Während der Analysen herrschte in der Streukammer ein Druck von ca. 5×10^{-7} mbar.

3.4.3.2 Datenaufnahme

Die Datenaufnahme erfolgte mit dem Vielkanalanalysator vom Typ Series 40, MCA, Canberra. Als Meßbereich wurden (0-1024)-Kanäle gewählt. Bei der Aufnahme der Meßdaten wurde auf eine möglichst gute Statistik großer Wert gelegt, um eine zuverlässige Auswertung erzielen zu können.

Ein typisches Rückstreupektrum wird in Abb. 3.4 gezeigt. In dieser Abbildung ist die Fläche unter den Rückstreupeaks proportional zur Anzahl der aufgesammelten Atome, wobei der Proportionalitätsfaktor von Element zu Element verschieden ist.

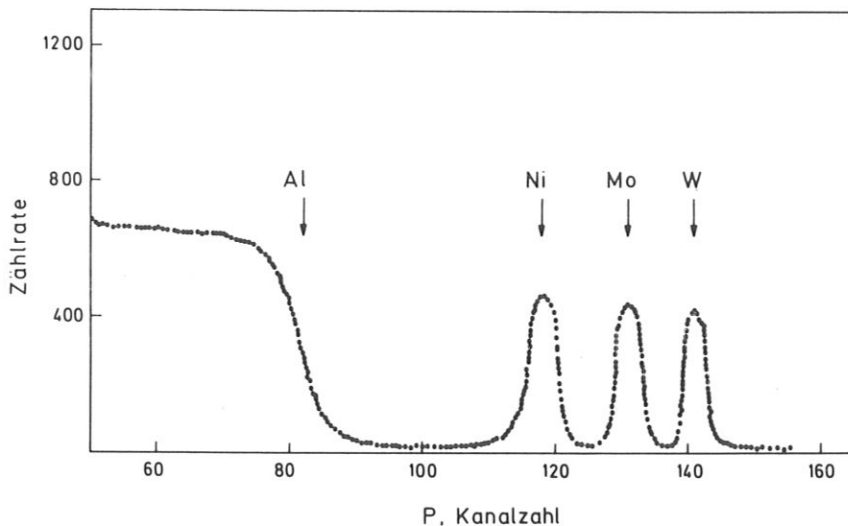


Abb. 3.4: ${}^4\text{He}^+$ -Rückstreupektrum einer Al-Aufsammlerfolie bei Belegung mit Ni, Mo und W

3.4.3.3 Energieeichung

Die Zuordnung der zu analysierenden Elemente zu den Kanalzahlen erfolgt unter Berücksichtigung der Streukinematik (siehe Kap. 2, Abs. 2.2.2) durch eine Energieeichung (siehe Abb. 3.5).

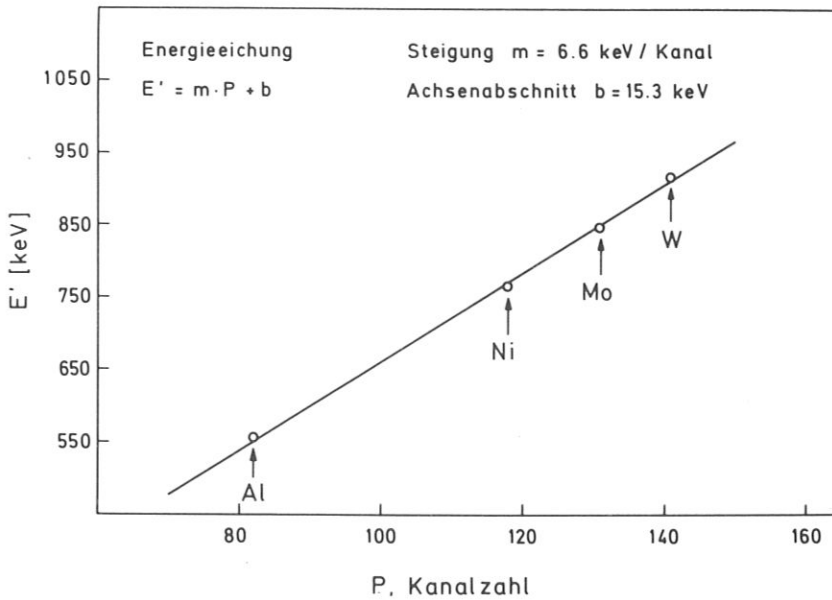


Abb. 3.5: Rückstreuenenergie von 1 MeV $^4\text{He}^+$ -Ionen in Abhängigkeit von der Kanalzahl. Zur Eichung werden die $^4\text{He}^+$ -Ionen unter 165° an verschiedene Elemente rückgestreut.

3.4.4 Winkelauflösung der zerstäubten Atome

Die Targetausdehnung bringt eine Meßunsicherheit hinsichtlich der Bestimmung der Austrittsrichtung eines zerstäubten Targetatoms mit sich. Dies wird für die Einschubebene durch Abb. 3.6 veranschaulicht.

Die Ungenauigkeit $\delta\beta$, die unter Zugrundelegung der geometrischen Anordnung hergeleitet wird, ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$\delta\beta = \arctan \left[\frac{(d/r) \cdot \cos \beta}{1 - (d/2r)^2} \right], \quad (3.5)$$

wobei d der Targetdurchmesser ist und r der Abstand zwischen Target und Auffänger. Im Falle des ausgedehnten Targets, das heißt, daß der Beschußfleck die Targetoberfläche nicht völlig bedeckt, muß für d die Breite des Beschußflecks in (3.5) eingesetzt werden.

Die Unsicherheit $\delta\beta$ der Emissionsrichtung ist in Tabelle 3.3 angegeben. Dabei sind zwei Fälle berücksichtigt, nämlich sowohl der Fall des ausgedehnten Targets ($\varnothing 15.5 \text{ mm}$) als auch der Fall des kleinen Targets ($\varnothing 1.5 \text{ mm}$).

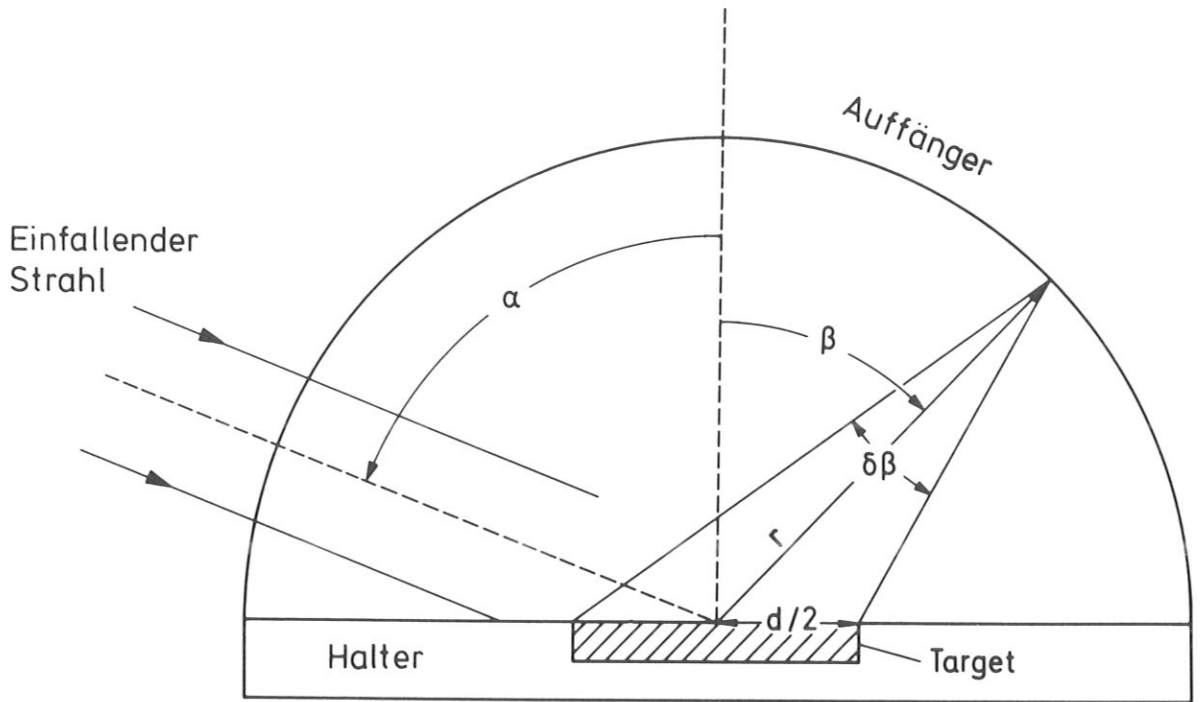


Abb. 3.6: Darstellung der Meßunsicherheit der Emissionswinkel der zerstäubten Atome in der Einschubebene

Tabelle 3.3:

d [mm]	β	$\delta\beta$	r [mm]	d [mm]	β	$\delta\beta$
1.5	0^0	2.9^0	30	11.5	0^0	21.7^0
1.5	15^0	2.8	30	11.5	15^0	21.1^0
1.5	30^0	2.5^0	30	11.5	30^0	19.1^0
1.5	45^0	2.0^0	30	11.5	45^0	15.7^0
1.5	60^0	1.4^0	30	11.5	60^0	11.3^0
1.5	75^0	0.7^0	30	11.5	75^0	5.9^0
1.5	90^0	0^0	30	11.5	90^0	0^0

Alle Werte in Tabelle 3.3 beziehen sich auf die Einschubebene und auf einen Einschubwinkel α von 80° . Aus dieser Tabelle ist ersichtlich, daß $\delta\beta$ für die Emissionsrichtung $\beta = 0^\circ$ am größten ist. Dies gilt auch, wenn man Emissionsrichtungen, die nicht in der Einschubebene liegen, mit einbezieht. Die Genauigkeit der Emissionsrichtung wird auch durch die Rutherford-Rückstreuanalyse beeinflusst. Bei dem hier benutzten Analysierstrahl von 1 mm Breite beträgt die zusätzliche Unsicherheit in β etwa 1° .

4. Darstellung der Meßdaten

4.1 Phänomenologischer Hintergrund

Eine ebene Platte polykristallinen Materials (Target) wird mit einem kollimierten Ionenstrahl beschossen. Der Beschußfleck emittiert zerstäubte Teilchen (Targetatome), die eine richtungsabhängige Intensität aufweisen (differentielle Zerstäubungsausbeute). Die zerstäubten Teilchen werden am Kugelauffänger aufgesammelt.

4.1.1 Winkelabhängigkeit der zerstäubten Targetatome

Jedem Punkt auf dem Kugelauffänger ist ein Tripel von Meßwerten zuzuordnen: der Anzahl der in eine bestimmte Richtung emittierten Atome (Belegungsdichte), dem Polarwinkel β und dem Azimut φ , welche die Emissionsrichtung bestimmen. β und φ sind in Abb. 4.1 definiert.

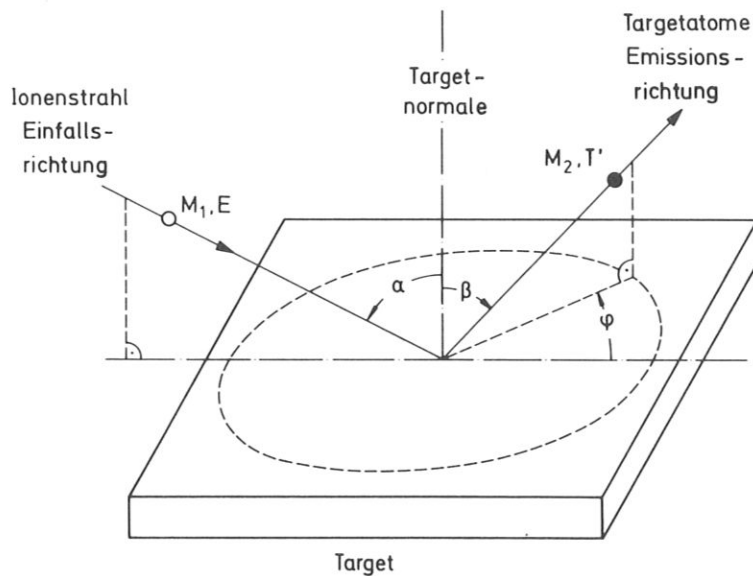


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der wichtigsten Parameter bei der Zerstäubung

In dieser Abbildung kennzeichnen M_1 und E die Masse und die Energie der einfallenden Ionen. Ferner steht hier M_2 für die Targetmasse und T' für die Energie, die durch Zweierstoß auf das emittierte Targetatom übertragen

wird. T' wird noch durch das planare Oberflächenpotential modifiziert (siehe Kap. 2, Abs. 2.2.4). Der Einschubwinkel ist mit α angegeben. Die Einschubebene selbst wird vom Vektor der Einfallsrichtung und von der Normale der Targetoberfläche aufgespannt. Im angegebenen Koordinatensystem bestimmt die Einschubebene den Azimut $\varphi = 0^\circ$.

4.1.2 Die unterschiedlichen Koordinatensysteme der TRIM SP-Rechenwerte und der Meßwerte

Bei der Darstellung der differentiellen Zerstäubungsausbeute werden üblicherweise sphärische Koordinaten verwendet. Dabei wird - beispielsweise für die Computer-Modellrechnungen (TRIM SP) - die Polrichtung durch die Targetnormale bestimmt, während der Azimut $\varphi = 0^\circ$ durch die Einschubebene festgelegt ist (siehe Abb. 4.1). Für die Auswertung der Meßdaten ist es jedoch zweckmäßig, ein anderes System zugrundezulegen, bei dem die Polrichtung durch die Achse des Targethalters bestimmt wird. Der Azimut ist hier durch die Einschubebene festgelegt. Nennt man in diesem Falle den Polarwinkel P und den Azimut A , so ergeben sich Verhältnisse, die in Abb. 4.2 graphisch dargestellt sind.

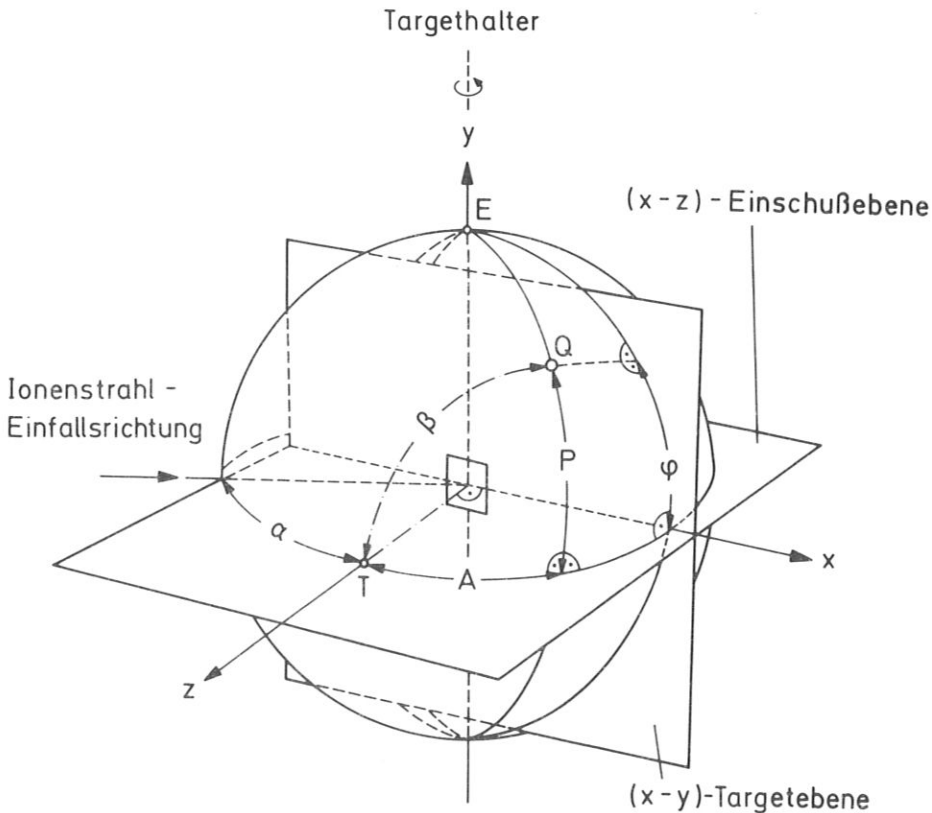


Abb. 4.2: Graphische Darstellung des Zusammenhangs zwischen den Koordinatensystemen der TRIM SP-Rechenwerte und der experimentellen Werte.

4.1.3 Die Verknüpfung zwischen den Koordinatensystemen der TRIM SP-Rechenwerte und der experimentellen Werte

Der direkte Zusammenhang zwischen den Winkelpaaren (β, φ) und (P, A) , welche zusammen mit den zugehörigen Intensitäten jeden TRIM SP-Wert bzw. jeden Meßwert kennzeichnen, ist durch folgende Beziehungen gegeben

$$\cos \beta = \cos P \cdot \cos A \quad (4.1)$$

$$\sin \varphi = -\frac{\sin P}{\sin \beta} \quad (4.2)$$

die mit Hilfe der sphärischen Trigonometrie herzuleiten sind.

Abbildung 4.2 stellt ein anschauliches Bild dieses Zusammenhangs dar.

4.2 Zweidimensionale Darstellung

4.2.1 Scheibenschnittdarstellung

Die emittierte Teilchen-Intensität I ist ein Vektor und damit Funktion zweier Richtungswinkel, nämlich des Polarwinkels β und des Azimuts φ ; somit $I = I(\beta, \varphi)$; bzw. P und A , folglich $I = I(P, A)$. $I(\beta, \varphi)$ beschreibt eine Fläche im Raum. Die Scheibenschnittdarstellung beschreibt die Fläche als Schnitte parallel zur Einschubebene.

Die Komponenten des Intensitätsvektors I in kartesischen Koordinaten werden durch sphärische Koordinaten folgendermaßen ausgedrückt:

$$\left. \begin{aligned} I_x &= I \cdot \sin \beta \cdot \cos \varphi \\ I_y &= I \cdot \sin \beta \cdot \sin \varphi \\ I_z &= I \cdot \cos \beta \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

wobei x und z die Einschubebene aufspannen. Die Schnittlinien sind $I_y = \text{konstant}$ -Linien oder auch y -Achsen-Schnitte genannt, und sie werden in der (I_x-I_z) -Ebene gezeichnet. Wie ein derartiges Diagramm aussieht, wird in Abb. 4.3 gezeigt.

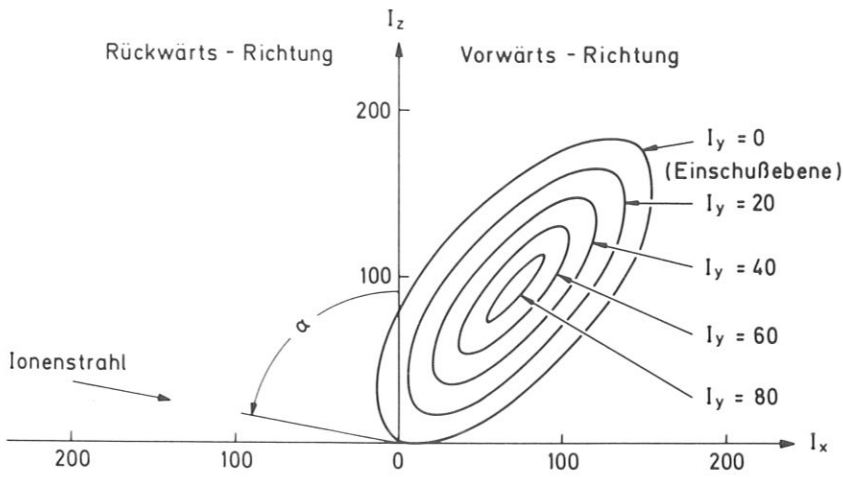


Abb. 4.3: Scheibenschnittdarstellung in der $(I_x - I_z)$ -Ebene. Die Intensitätsverteilung in der Einschubebene ist in diesem Diagramm durch $I_y = 0$ gekennzeichnet.

Weder bei den Computer-Modellrechnungen (TRIM SP) noch bei den experimentellen Werten ist die Intensität I in Form einer analytischen Funktion - nämlich $I(\beta, \varphi)$ - gegeben, sondern in Form von Einzelwerten I_{KL} . Bei Zugrundelegung des TRIM SP-Koordinatensystems ergeben sich die Komponenten von I_{KL} durch folgende Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} I_{x,KL} &= I_{KL} \cdot \sin \beta_K \cdot \cos \varphi_L \\ I_{y,KL} &= I_{KL} \cdot \sin \beta_K \cdot \sin \varphi_L \\ I_{z,KL} &= I_{KL} \cdot \cos \beta_K \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

Die Y-Achsen-Schnitte ($I_y = \text{konstant}$) werden durch folgende Vorschrift näherungsweise festgelegt:

$$H < I_{y,KL} < H + \Delta H \quad (4.5)$$

Die zugehörigen Wertepaare $I_{x,KL}$ und $I_{z,KL}$ bilden im $(I_x - I_z)$ -Diagramm die Y-Achsen-Schnitte. Man erhält so statt Abb. 4.3 ein Diagramm von der Art, wie in Abb. 4.4 gezeigt wird.

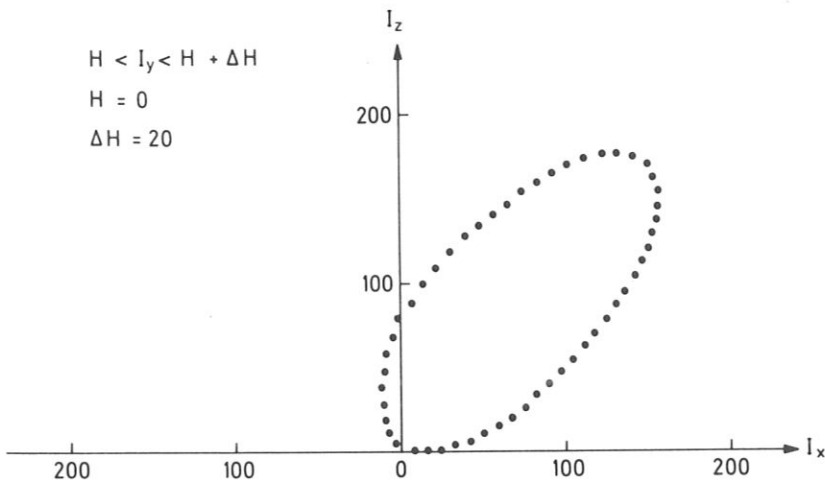


Abb. 4.4: Graphische Darstellung der Y-Achsen-Schnitte, gebildet aus dem Wertepaar $I_{x,KL}$, $I_{z,KL}$, unter Berücksichtigung von Beziehung (4.5).

Die Scheibendicke H bestimmt die Genauigkeit der Y-Achsen-Schnitte. Bei Verzicht auf große Genauigkeit können größere Intervall-Werte für H gewählt werden, um die Anzahl der Punkte für einen Y-Achsen-Schnitt zu erhöhen. Dies kann insbesondere in Gebieten mit wenigen Daten vorteilhaft sein.

Das angegebene Verfahren kann sowohl bei den TRIM SP-Werten als auch bei den Meßdaten angewendet werden. Im letzteren Falle müssen allerdings die Koordinaten P , A gemäß den Gleichungen (4.1) und (4.2) in die Koordinaten β , φ umgerechnet werden.

4.2.2 Höhenschichtliniendarstellung

Neben der Y-Achsen-Schnittdarstellung der Daten wurde auch die Höhenschichtliniendarstellung in der $(\beta-\varphi)$ -Ebene verwendet. Letztere hat den Vorzug, daß Strukturen in der Winkelverteilung deutlicher erkannt werden können. Solche Strukturen festzustellen, war ein wesentliches Ziel der vorliegenden Arbeit. Ein Beispiel eines Höhenschichtliniendiagramms ist in Abb. 4.5 gegeben.

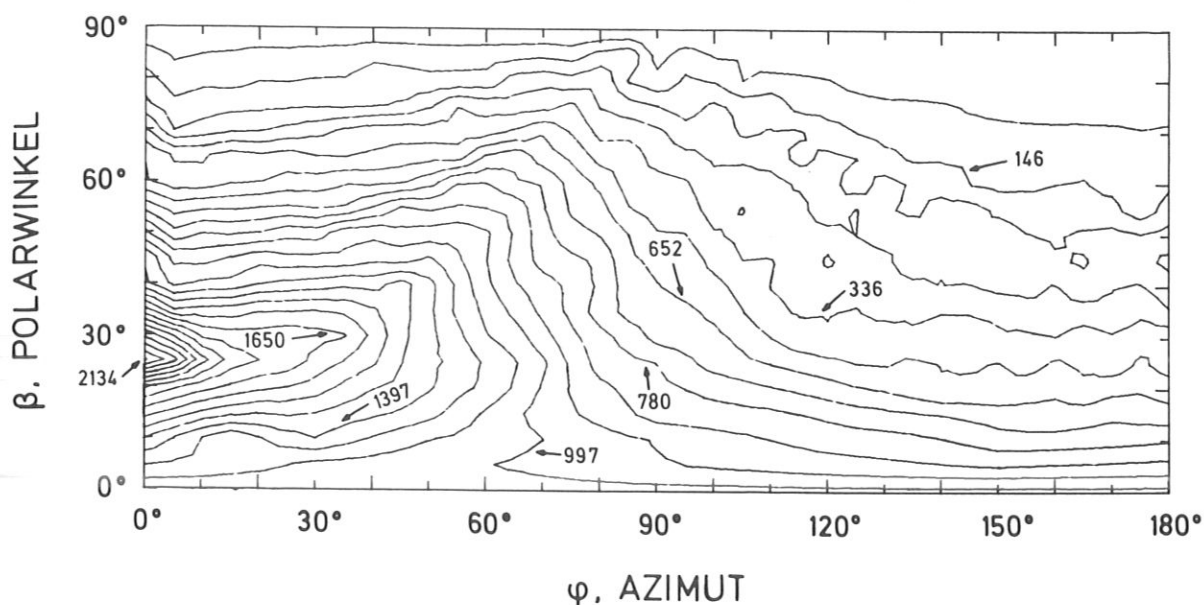


Abb. 4.5: Höhenschichtliniendarstellung der differentiellen Zerstäubungsausbeute als Funktion des Polarwinkels β und des Azimuts φ .

Die Linien in diesem Diagramm verbinden Werte mit gleicher differentieller Zerstäubungsausbeute. Dabei sind die Linien mit Zahlen gekennzeichnet, die proportional zu der differentiellen Zerstäubungsausbeute sind. Die Linien sind äquidistant, das heißt, der Unterschied in der differentiellen Zerstäubungsausbeute für benachbarte Linien ist konstant.

Der Bereich $0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ und $0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$ wird als Vorwärtsrichtung der Zerstäubung bezeichnet. Der Bereich $0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ und $90^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$ wird hingegen als Rückwärtsrichtung der Zerstäubung bezeichnet.

Zur Festlegung eines Höhenschichtlinien-Diagramms sind - bei den experimentellen Untersuchungen - zwischen 800 und 1100 Werte erforderlich. Jeder dieser Werte wird durch eine Rückstreuanalyse der Aufsammlerfolien gewonnen. Die Aufsammlerfolien werden punktwise analysiert,

und zwar bei jeweils festem A wird P in Schritten von meist 2.5^0 variiert.

Analogerweise beruht jedes TRIM SP-Höhenschichtlinien-Diagramm auf etwa 1800 gerechneten Werten.

Schließlich kommen die Höhenschichtlinien durch ein Interpolationsverfahren zustande. Das Interpolationsverfahren ist Teil eines Standardprogramms, das Daten in Matrix-Form als Höhenschichtlinien-Diagramm darstellt.

5. Ergebnisse und Diskussion

5.1 Die totalen Zerstäubungsausbeuten

Die totalen Zerstäubungsausbeuten wurden gemessen, um einen einfachen quantitativen Vergleich mit den Ergebnissen der TRIM SP-Rechnungen anzustellen.

Zur Bestimmung der totalen Zerstäubungsausbeuten Y aus den Meßdaten wurde Formel (3.4) herangezogen. In Tabelle 5.1 sind die experimentellen Werte aufgeführt, die sich bei Beschuß ausgedehnter Targets (\emptyset 15.5 mm) mit leichten Ionen ergaben.

Zum Vergleich wurden gleichermaßen in dieser Tabelle die nach dem Programm TRIM SP ermittelten Werte für die totalen Zerstäubungsausbeuten eingetragen. Auffällig dabei ist - abgesehen von wenigen Ausnahmen -, daß die TRIM SP-Werte im allgemeinen größer sind als die Meßwerte.

Bei den Nickel-Ergebnissen unterscheiden sich die experimentellen Werte von den TRIM SP-Werten durch einen Faktor 1.5 bis 2.5, wohingegen bei den Molybdän-Ergebnissen die TRIM SP-Werte 1.5- bis 3.5-mal so groß sind wie die experimentell bestimmten Werte für die totalen Zerstäubungsausbeuten. Noch gravierender ist der Unterschied zwischen den TRIM SP-Werten und den Meßwerten bei den Wolfram-Ergebnissen, insbesondere im Bereich niedriger Einschußenergie und bei flachem Einschußwinkel.

Dies kann wohl durch die vereinfachten Annahmen, wie glatte Targetoberfläche, Zweierstoßvorgänge und inelastische Energieverluste im Programm TRIM SP bedingt sein. Sowohl U_0 als auch γ beeinflussen die Zerstäubungsausbeute. Dieses Verhalten ist aus den Tabellen 5.1 und 5.2 ersichtlich. Die totale Zerstäubungsausbeute nimmt mit abnehmendem Energietransferfaktor γ und mit steigender Oberflächenbindungsenergie U_0 deutlich ab. Dieser Befund stimmt auch mit anderen Meßergebnissen überein /47/.

Der Tabelle 5.1 kann man gleichfalls entnehmen, daß - bei Beschuß eines Targetmaterials - mit wachsender Energie des Projektils die totale Zerstäubungsausbeute zunächst zunimmt. Im Bereich von einigen keV hat die Zerstäubungsausbeute bei Targetbeschuß mit leichten Ionen ein Maximum und fällt dann stetig ab.

Tabelle 5.1:

Target (\varnothing 15.5 mm)	Projektil	Einschuß- energie [keV]	Einschuß- winkel	Y Messung [Target- atome/Ion]	Y TRIM SP [Target atome/Ion]
Ni	H ⁺	1.0	80 ⁰	$8.5 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$
Ni	H ⁺	2.0	80 ⁰	$1.1 \cdot 10^{-1}$	$1.4 \cdot 10^{-1}$
Ni	H ⁺	4.0	80 ⁰	$5.9 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-1}$
Ni	H ⁺	8.0	80 ⁰	$7.4 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-1}$
Ni	H ⁺	2.0	0 ⁰	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$
Mo	H ⁺	1.0	80 ⁰	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$
Mo	H ⁺	2.0	80 ⁰	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$5.5 \cdot 10^{-2}$
Mo	H ⁺	8.0	80 ⁰	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$7.3 \cdot 10^{-2}$
Mo	H ⁺	2.0	0 ⁰	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$4.2 \cdot 10^{-3}$
W	H ⁺	1.0	80 ⁰	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-4}$
W	H ⁺	8.0	80 ⁰	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$
W	H ⁺	2.0	0 ⁰	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.2:

Target	Projektil	γ	U ₀ [eV]
Ni	H ⁺	0.07	4.46
Mo	H ⁺	0.04	6.83
W	H ⁺	0.02	8.68

Wichtiges Ergebnis dieser Messungen ist der Vergleich der Zerstäubungs-
ausbeuten bei Einschlußwinkeln von 0⁰ und 80⁰. In allen Fällen ist die
Zerstäubungsausbeute bei schrägem Ioneneinfall erheblich höher als die
Zerstäubungsausbeute bei senkrechtem Ioneneinfall. Es wurde vermutet,
daß diese Zunahme auf direkte Einzelstoßprozesse zwischen Projektil und
Oberflächenatomen zurückzuführen ist /8/, wie im Rahmen der vorliegenden
Arbeit im Kap. 2, Abs. 2.2.4 erläutert wird. Solche direkten Einzelstoß-

vorgänge sind auch im Rechenprogramm TRIM SP mitberücksichtigt. Wie Tabelle 5.1 zeigt, findet man ebenfalls bei den mit dem TRIM SP-Programm gerechneten Zerstäubungsausbeuten einen ähnlich stark ausgeprägten Anstieg der Zerstäubungsausbeute bei schrägem Ioneneinfall. Diese Rechnungen (TRIM SP) ergeben, daß dieser Anstieg tatsächlich durch direkte Einzelstoßvorgänge bedingt ist /45/.

5.2 Scheibenschnittdarstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen

Die Scheibenschnittdarstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen ist zwar für einen Vergleich zwischen den Meßwerten und den gerechneten Intensitätsverteilungen nur bedingt geeignet (siehe Kap. 4, Abs. 4.1 und 4.2), sie gibt jedoch am anschaulichsten die räumliche Verteilung der zerstäubten Atome wieder.

Wie im Kap. 4, Abs. 4.2.1, geschildert, wird die sogenannte Intensitätsverteilungs-Keule scheibenweise längs der Y-Achse und somit parallel zur Einschubebene geschnitten. Demzufolge werden die sogenannten Intensitätsvektoren (siehe (4.3) und (4.4)) in der (x-z)-Ebene dargestellt. Die Einzelkomponenten der Intensitätsvektoren der TRIM SP-Werte, die in den Abbildungen mit T bezeichnet werden, werden durch Verwendung von (4.4) gebildet. Gleichfalls mit Hilfe von (4.4) werden die Einzelkomponenten der Intensitätsvektoren der Meßwerte bestimmt, welche in den Abbildungen durch E gekennzeichnet sind.

Im folgenden werden beispielsweise einige Ergebnisse der gesamten Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen gezeigt. In jedem Diagramm sind die differentiellen Zerstäubungsausbeuten in willkürlichen Einheiten gegeben.

Für die Zusammenstellung des Diagramms in Abb. 5.1 wurden die Intensitätsvektoren der Meßwerte herangezogen, die sich bei Beschuß eines Nickel-Targets mit 2 keV H^+ -Ionen bei einem Einschubwinkel von 80° ergaben. Aus der Lage des Intensitätsvektors mit dem größten Betrag - gelegen in der Einschubebene, also bei $\varphi = 0^\circ$ - läßt sich der Winkel β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute ablesen.

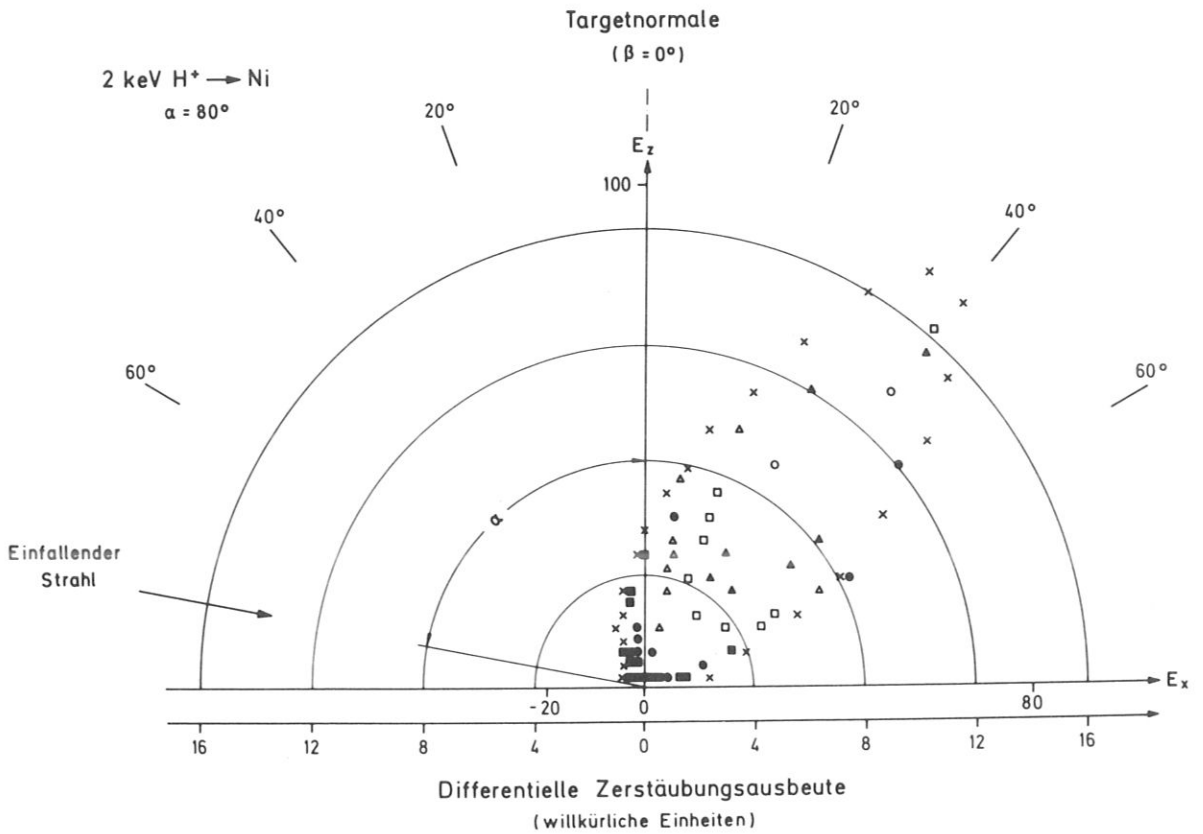


Abb. 5.1: Graphische Darstellung der experimentellen Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen im Halbraum bei Beschuß eines Nickel-Targets ($\varnothing 15.5 \text{ mm}$) mit 2 keV H^+ -Ionen bei einem Einschußwinkel von 80° . Meßwerte, die mit dem gleichen Symbol gekennzeichnet sind, liegen in demselben Intensitätsintervall ΔH (siehe (4.5)) für I_y (willkürliche Einheiten).

In Abb. 5.2 sind sowohl die experimentellen als auch die TRIM SP-Werte vom vorhergehenden Beispiel (siehe Abb. 5.1) in der Einschüßebene (Intensitätsintervall: $I_1 = 0.0 < I_y < I_2 = 3.0$) bildhaft wiedergegeben.

Ein experimenteller Fall von Targetbeschuß bei senkrechtem Ioneneinfall ist in Abb. 5.3 zu sehen.

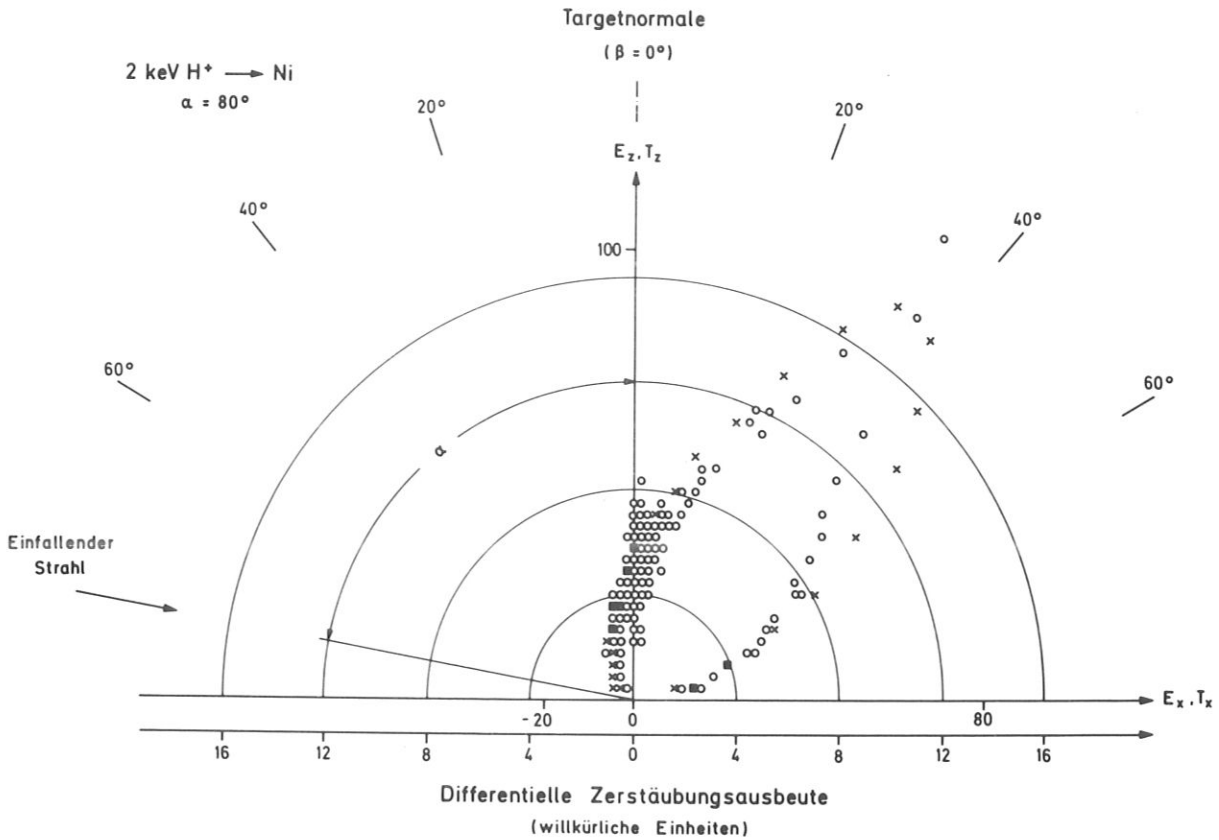


Abb. 5.2: Darstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet im Intensitätsintervall:

$I_1 = 0.0 < I_y < I_2 = 3.0$ (willkürliche Einheiten) - bei Beschuss eines Nickel-Targets ($\varnothing 15.5$ mm) mit 2 keV H^+ -Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° .

Zeichenerklärung:

- x Meßwert (E-Koordinaten)
- o TRIM SP-Wert (T-Koordinaten)
- Meß- und TRIM SP-Wert fallen bei geeigneter Anpassung der Maximalwerte zusammen.

Bei diesem Diagramm handelt es sich wie im Falle von Abb. 5.1 um die gesamte Intensitätsverteilung der zerstäubten Atome bei Beschuss eines Molybdän-Targets ($\varnothing 15.5$ mm) mit 2 keV H^+ -Ionen, bei einem Einschubwinkel von 0° . GleichermäÙen ist in diesem Diagramm die sogenannte Cosinus-Verteilung eingezeichnet, die bei vollkommener Isotropie des Mediums vorliegen sollte.

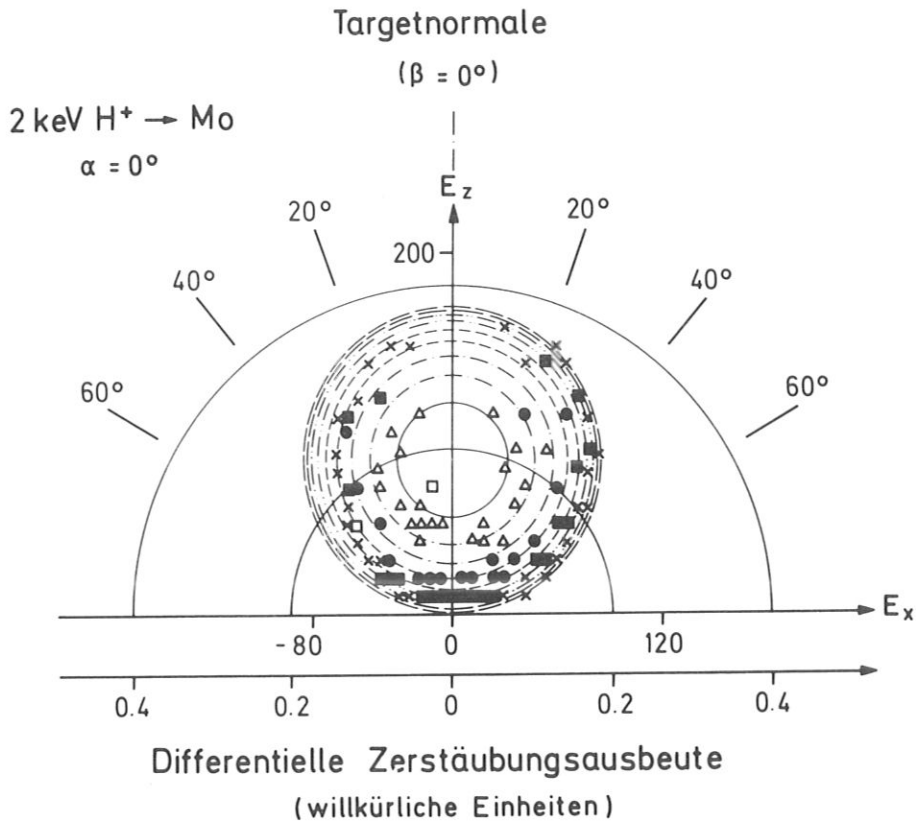


Abb. 5.3: Graphische Darstellung der experimentellen Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen im Halbraum bei Beschuss eines Molybdän-Targets ($\varnothing 15.5$ mm) mit 2 keV H^+ -Ionen bei senkrechtem Ioneneinfall. Die mit dem gleichen Symbol gekennzeichneten Meßwerte liegen in demselben Intensitätsintervall ΔH (siehe (4.5)) für I_y (willkürliche Einheiten). Die eingezeichneten Kreise stellen die sogenannte Cosinus-Verteilung dar, bei der die Intensitätsverteilung in diesem Diagramm eine Halbkugel ergibt.

Die Abweichung der experimentellen Werte von der Cosinus-Verteilung könnte darauf zurückzuführen sein, daß die Kristallite, aus denen sich das polykristalline Targetmaterial zusammensetzt, bevorzugte Emissionsrichtungen der zerstäubten Targetatome aufweisen. Die Folge davon ist eben die teilweise anisotrope Intensitätsverteilung bei senkrechtem Ioneneinfall.

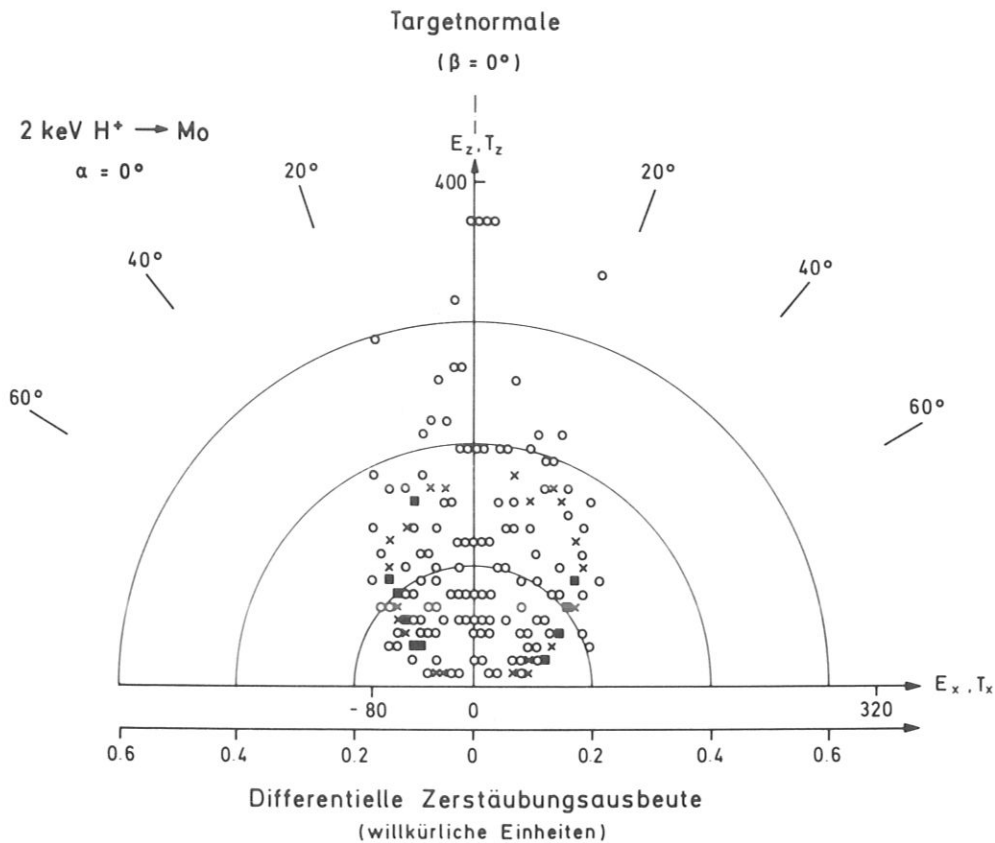


Abb. 5.4: Darstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet im Intensitätsintervall:

$I_1 = 0.0 < I_y < I_2 = 10.0$ (willkürliche Einheiten) -
bei Beschuss eines Molybdän-Targets ($\varnothing 15.5$ mm) mit 2 keV H^+ -Ionen, bei senkrechtem Ioneneinfall.

Zeichenerklärung wie in Abb. 5.2.

In Abb. 5.4 sind die Meß- und die TRIM SP-Werte von zerstäubten Atomen bei Beschuss eines Molybdän-Targets ($\varnothing 15.5$ mm) mit 2 keV H^+ -Ionen bei senkrechtem Ioneneinfall ($\alpha = 0^0$) aufgetragen. Hierbei kommen nur Werte aus folgendem Intensitätsintervall in Betracht:

$I_1 = 0.0 < I_y < I_2 = 10.0$ (willkürliche Einheiten), also die Einschubebene ($\varphi = 0^0$) inbegriffen.

Die in Abb. 5.4 gezeigten Abweichungen der TRIM SP-Werte von den experimentellen Werten beruhen auf einer zu geringen Rechenstatistik.

Experimentelle und TRIM SP-Ergebnisse zur Intensitäts- und Winkelverteilung von zerstäubten Atomen in der Einschubebene bei Beschuß verschiedener Targets (\varnothing 15.5 mm) mit H^+ -Ionen sind in den Abbildungen 5.5 bis 5.10 dargestellt. Auch hier sind in jedem Diagramm die Maximalwerte der TRIM SP-Rechnungen und der Meßergebnisse einander angepaßt.

Qualitativ gesehen zeigen die Diagramme der Nickel- (Abb. 5.5 und 5.6) und Molybdän-Targetzerstäubung (Abb. 5.7 bis 5.9) eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den TRIM SP-Ergebnissen. Lediglich in Abb. 5.10, die die Intensitätsverteilung von zerstäubten Wolfram-Atomen darstellt, treten Abweichungen auf, die an gewissen Stellen besonders markant sind. Eine denkbare Erklärung dafür ist die ziemlich schlechte Statistik der TRIM SP-Rechnungen - für Wolfram als Targetmaterial - wegen der niedrigen Zerstäubungsausbeute.

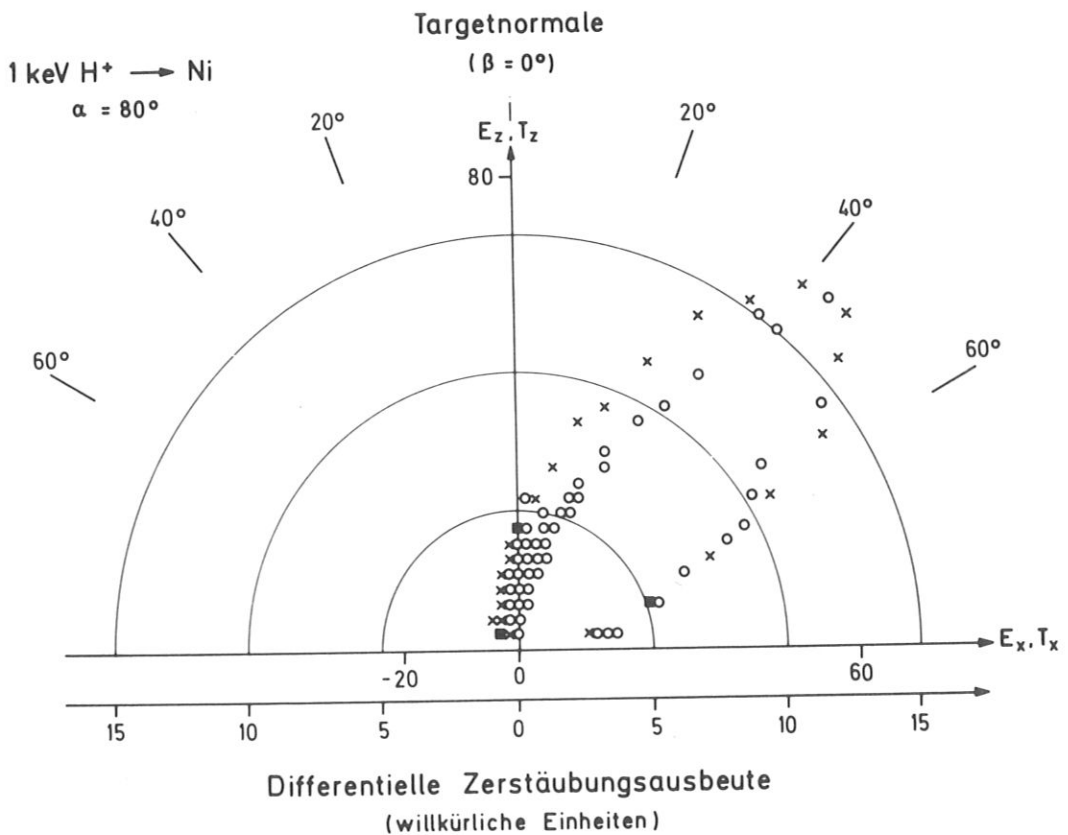


Abb. 5.5: Darstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet im Intensitätsintervall: $I_1 = 0.0 < I_y < I_2 = 1.5$ (willkürliche Einheiten) - bei Beschuß eines Nickel-Targets (\varnothing 15.5 mm) mit 1 keV H^+ -Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° . Zeichenerklärung wie in Abb. 5.2.

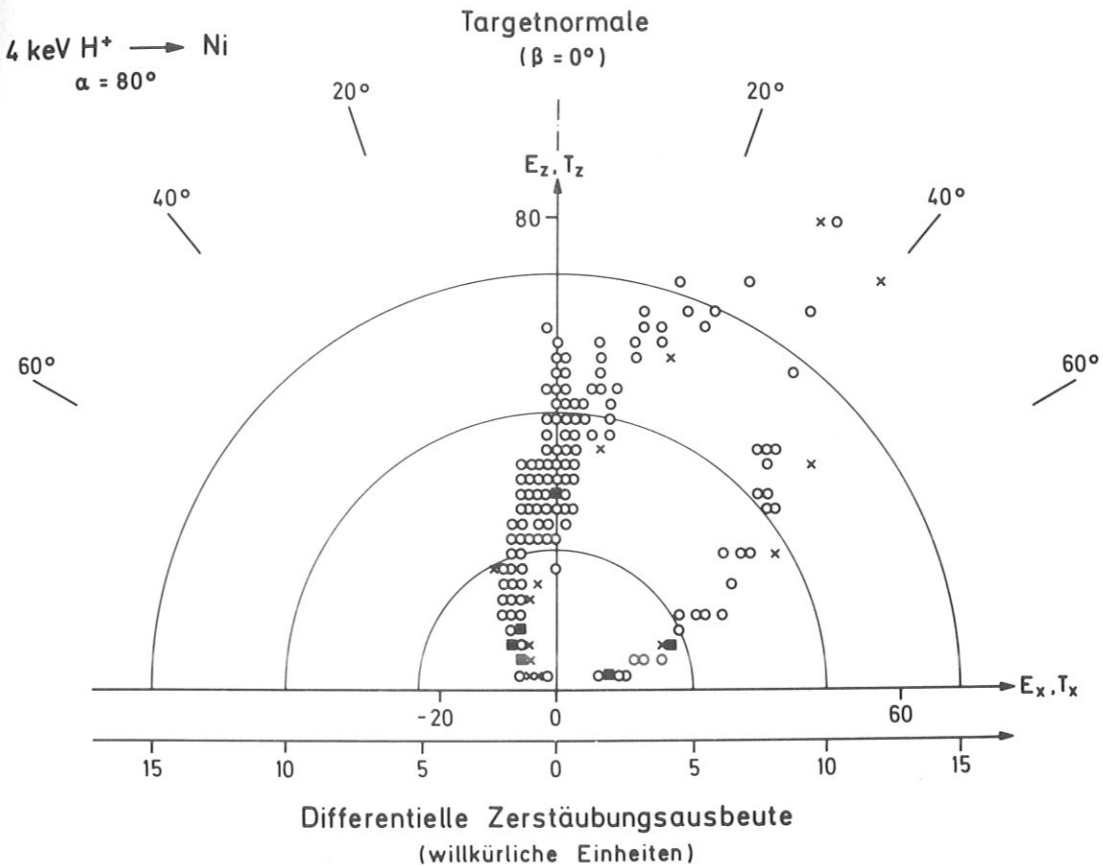


Abb. 5.6: Graphische Darstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet im Intensitätsintervall: $I_1 = 0.0 < I_y < I_2 = 3.0$ (willkürliche Einheiten) - bei Beschuß eines Nickel-Targets ($\varnothing 15.5$ mm) mit 4 keV H^+ -Ionen, bei einem Einschußwinkel von 80° . Zeichenerklärung wie in Abb. 5.2.

In allen diesen Abbildungen ist die ausgeprägte Zerstäubung in Vorwärts-Richtung (siehe Abb. 4.3) bei schrägem Ioneneinfall ersichtlich.

Wenn auch hier der Emissionswinkel β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute, bedingt durch die Targetausdehnung ($\varnothing 15.5$ mm), nur ungenau bestimmt werden kann (siehe dazu Abb. 3.6 und Tabelle 3.3), kommt man doch zu der Feststellung, daß mit zunehmender Einschußenergie - bei Beschuß eines ausgewählten Targets - dieser Winkel stetig abnimmt (siehe diesbezüglich Abb. 5.2, 5.5 und 5.6, sowie 5.7, 5.8 und 5.9).

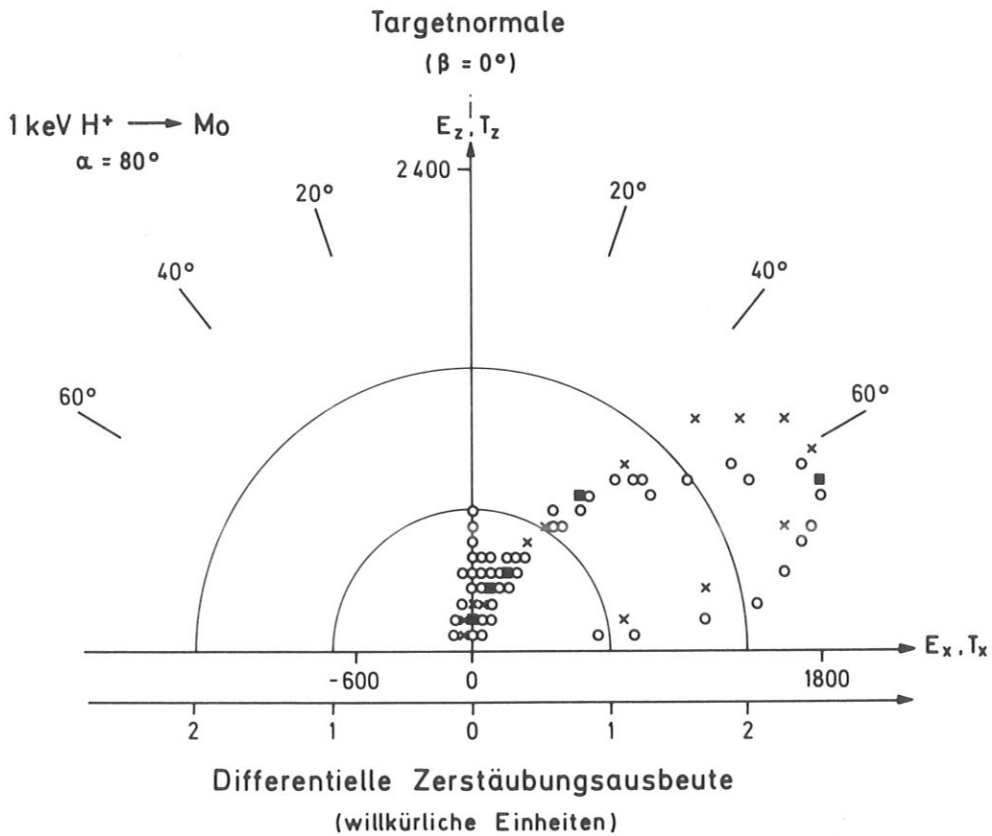


Abb. 5.7: Darstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet im Intensitätsintervall:
 $I_1 = 0.0 < I_y < I_2 = 50.0$ (willkürliche Einheiten) -
bei Beschuß eines Molybdän-Targets (\varnothing 15.5 mm) mit 1 keV H^+ -Ionen bei einem Einschußwinkel von 80° .
Zeichenerklärung wie in Abb. 5.2.

Des weiteren ist bei den graphisch dargestellten Ergebnissen hervorzuheben, daß der Winkel β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute mit zunehmender Oberflächenbindungsenergie U_0 des Targetmaterials ebenfalls steigt (siehe dazu Abb. 5.2 und 5.8, sowie Abb. 5.5 und 5.7, 5.9 und 5.10).

Um diesen Winkel β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute genauer zu bestimmen, wurde die Winkelverteilung von zerstäubten Atomen in der Einschubebene bei Verwendung von kleinen Targets (\varnothing 1.5 mm) untersucht.

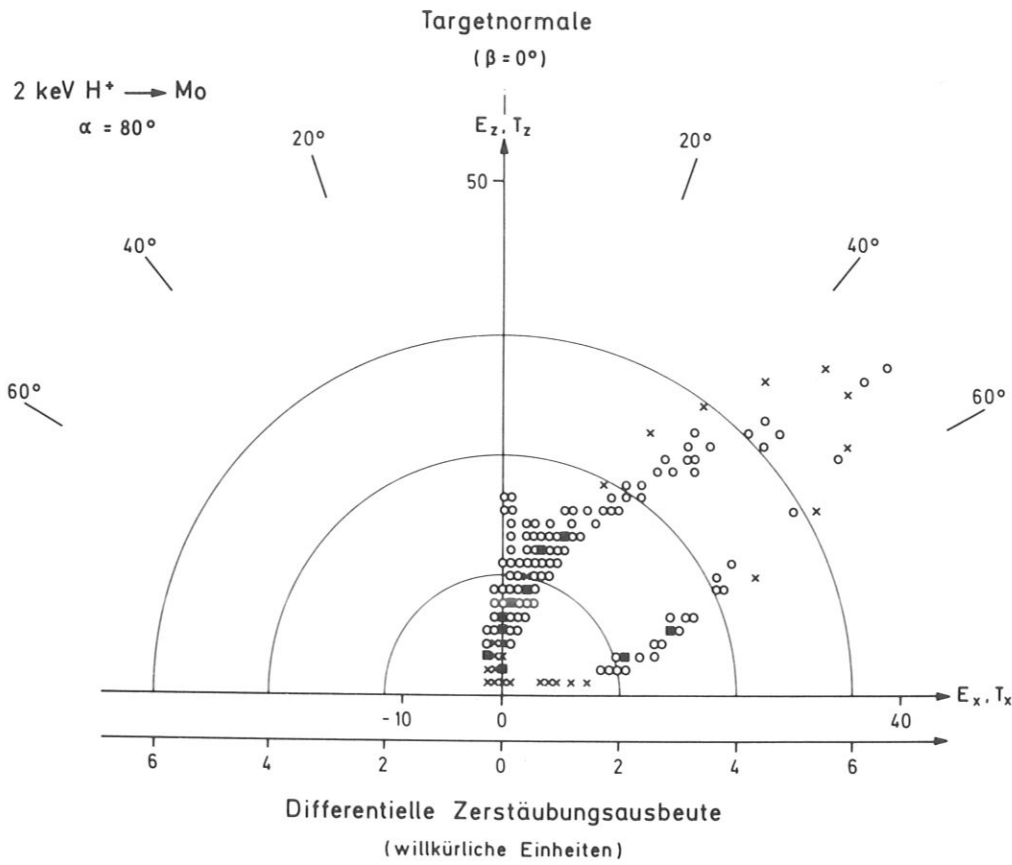


Abb. 5.8: Graphische Darstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet im Intensitätsintervall:
 $I_1 = 0.0 < I_y < I_2 = 3.0$ (willkürliche Einheiten) -
bei Beschuss eines Molybdän-Targets ($\varnothing 15.5$ mm) mit 2 keV H^+ -Ionen, bei einem Einschusswinkel von 80° .
Zeichenerklärung wie in Abb. 5.2.

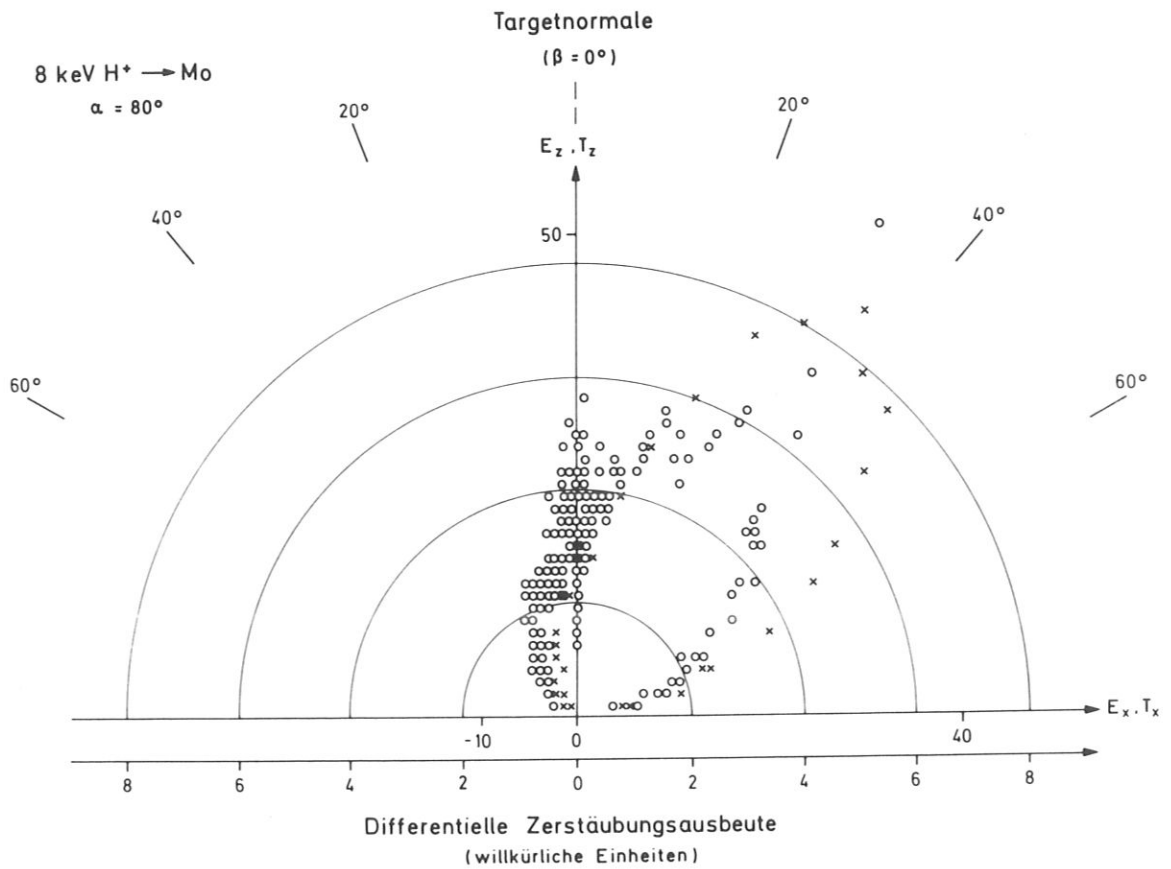


Abb. 5.9: Darstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet im Intensitätsintervall:
 $I_1 = 0.0 < I_y < I_2 = 1.5$ (willkürliche Einheiten) -
bei Beschuss eines Molybdän-Targets (\varnothing 15.5 mm) mit 8 keV H^+ -Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° .
Zeichenerklärung wie in Abb. 5.2

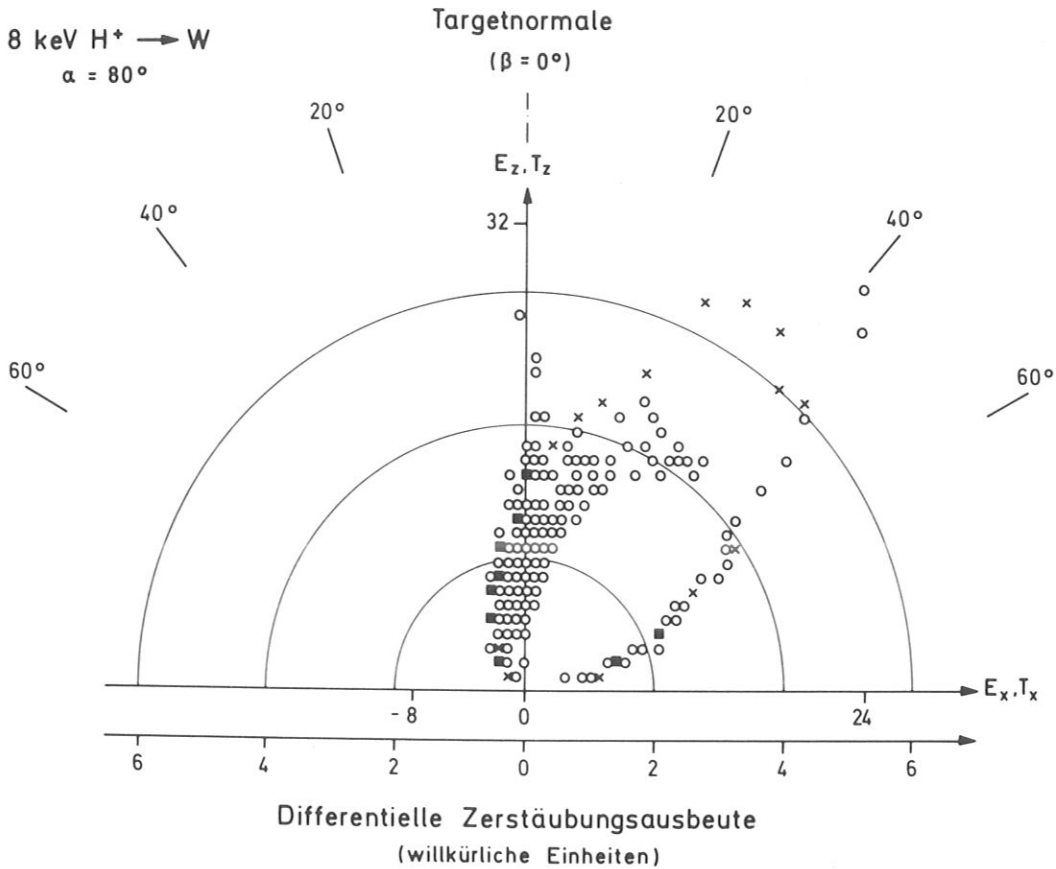


Abb. 5.10: Darstellung der Intensitätsverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet im Intensitätsintervall: $I_1 = 0.0 < I_y < I_2 = 1.5$ (willkürliche Einheiten) - bei Beschuß eines Wolfram-Targets ($\varnothing 15.5$ mm) mit 8 keV H^+ -Ionen, bei einem Einschußwinkel von 80° . Zeichenerklärung wie in Abb. 5.2.

Die experimentellen Ergebnisse einiger Zerstäubungsmessungen an Targets von 1.5 mm Durchmesser werden durch die Abbildungen 5.11 bis 5.16 wiedergegeben. Obgleich in diesem Falle die statistischen Schwankungen bei den untersuchten Winkelverteilungen von zerstäubten Atomen (siehe Abb. 5.11 bis 5.16) - aus Targets von 1.5 mm Durchmesser stammend - stärker sind als diejenigen bei ausgedehnten Targets (siehe Abb. 5.5 bis 5.10), ist die Richtung maximaler Emission stärker ausgebildet.

Gleicherweise gilt hier auch, daß dieser Emissionswinkel - bei Beschuß gleichartiger Targets und schrägem Ioneneinfall - mit zunehmender Einschußenergie stetig abnimmt (siehe dazu die Abbildungen 5.11, 5.12 und 5.13, sowie 5.14 und 5.15).

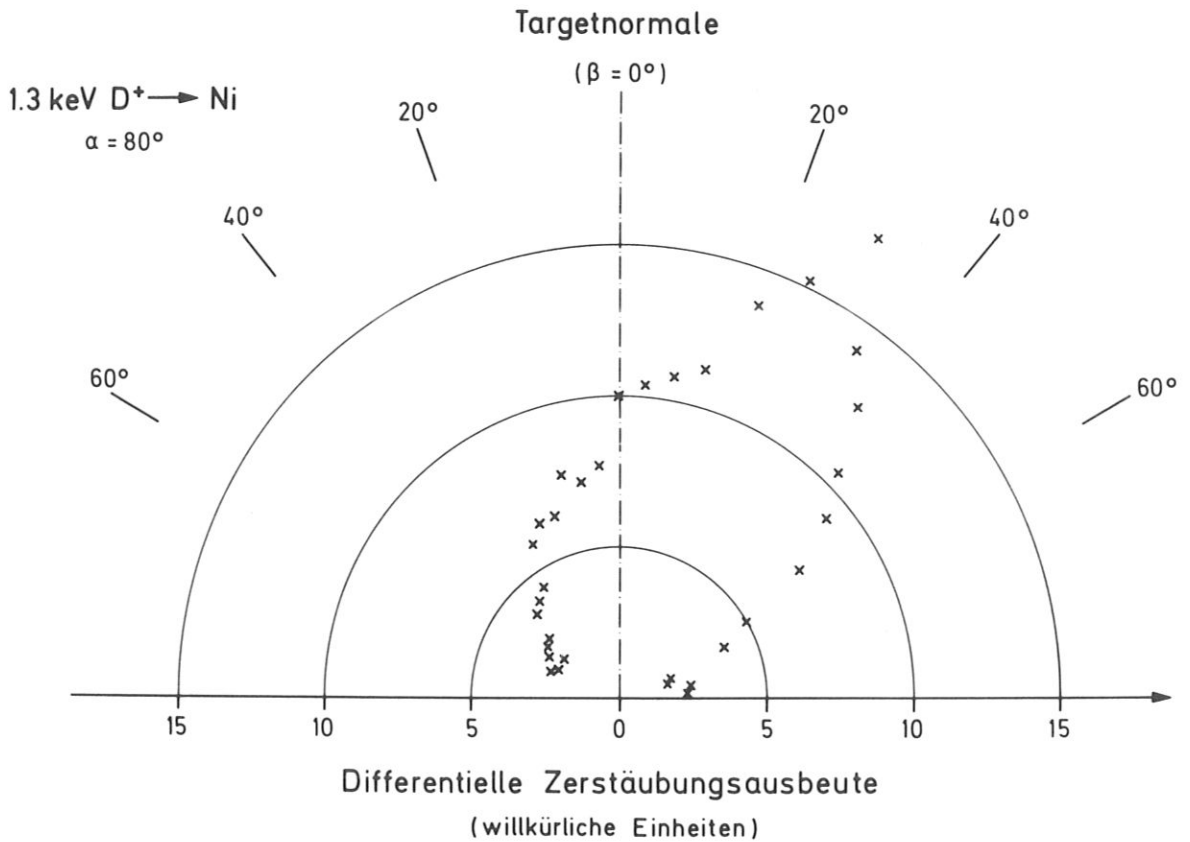


Abb. 5.11: Graphische Darstellung der experimentellen Winkelverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet in der Einschußebene ($\varphi = 0^\circ$) - bei Beschuß eines Nickel-Targets (\emptyset 1.5 mm) mit 1.3 keV D⁺-Ionen, bei einem Einschußwinkel von 80° .

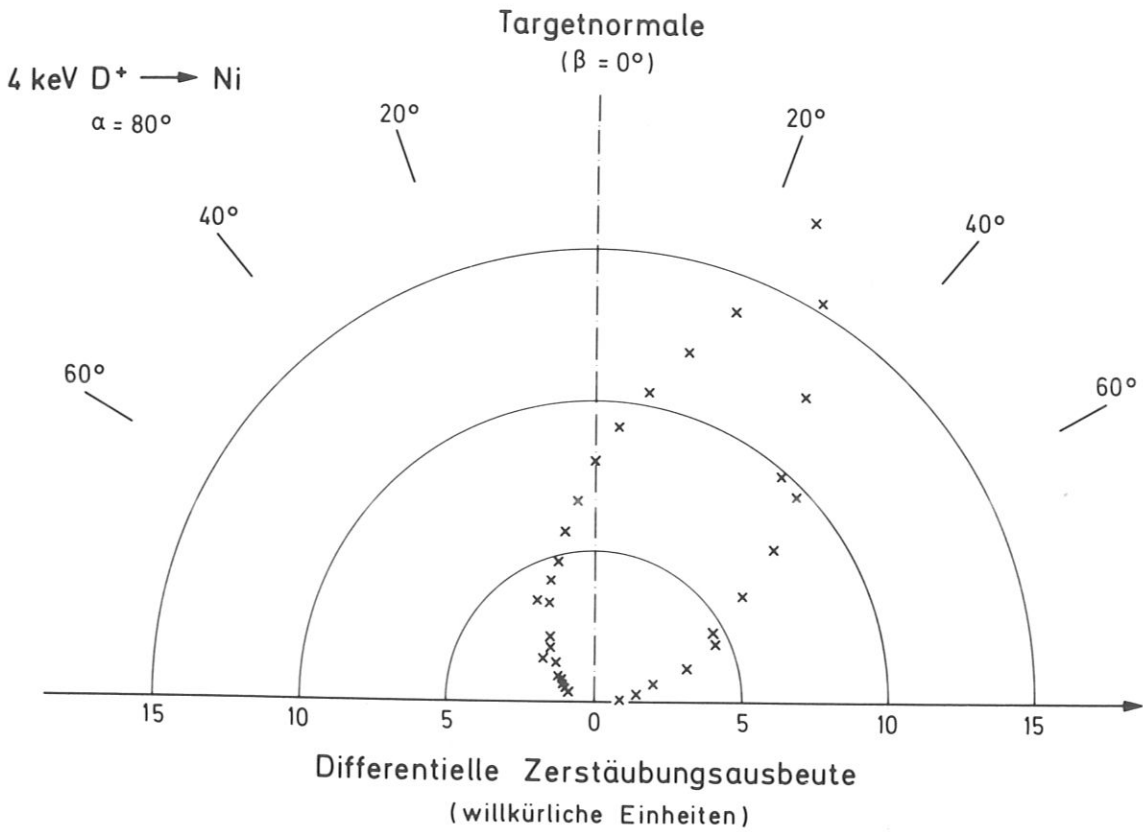


Abb. 5.12: Darstellung der experimentellen Winkelverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet in der Einschubebene ($\varphi = 0^\circ$) - bei Beschuss eines Nickel-Targets ($\varnothing 1.5 \text{ mm}$) mit 4 keV D⁺-Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° .

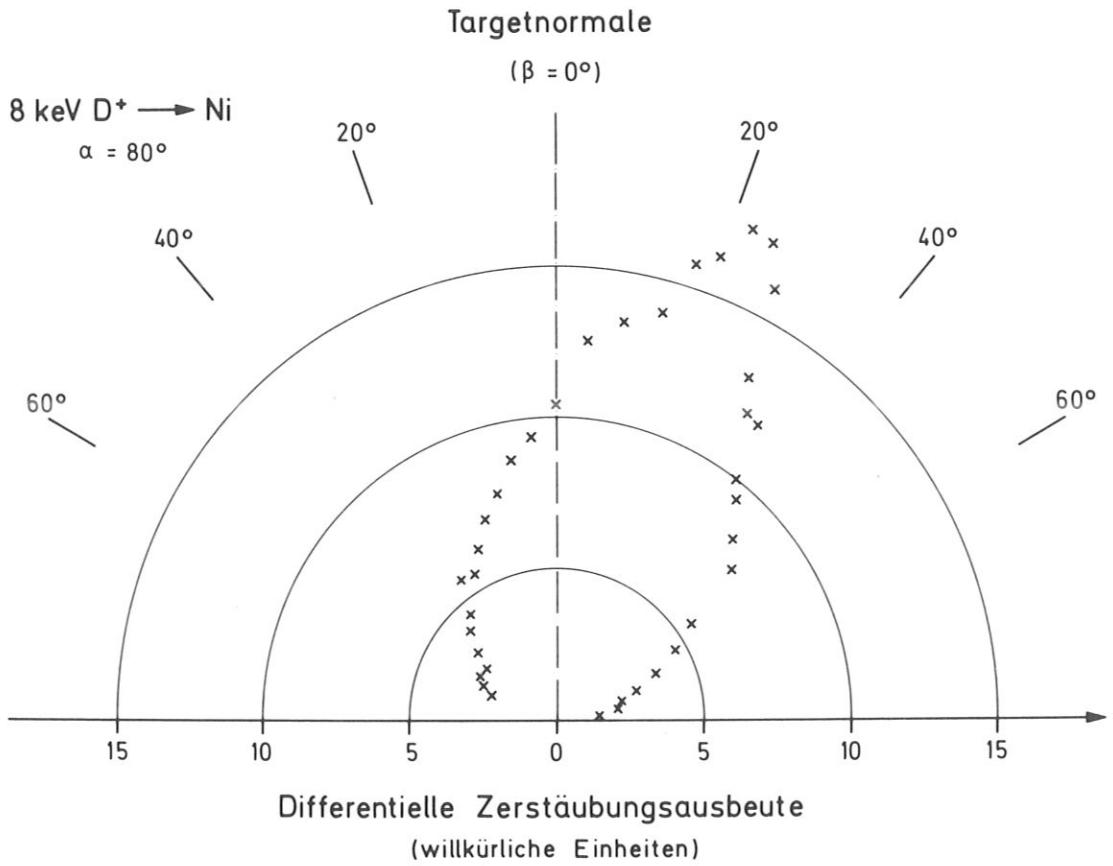


Abb. 5.13: Darstellung der experimentellen Winkelverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet in der Einschubebene ($\varphi = 0^\circ$) - bei Beschuss eines Nickel-Targets (\emptyset 1.5 mm) mit 8 keV D^+ -Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° .

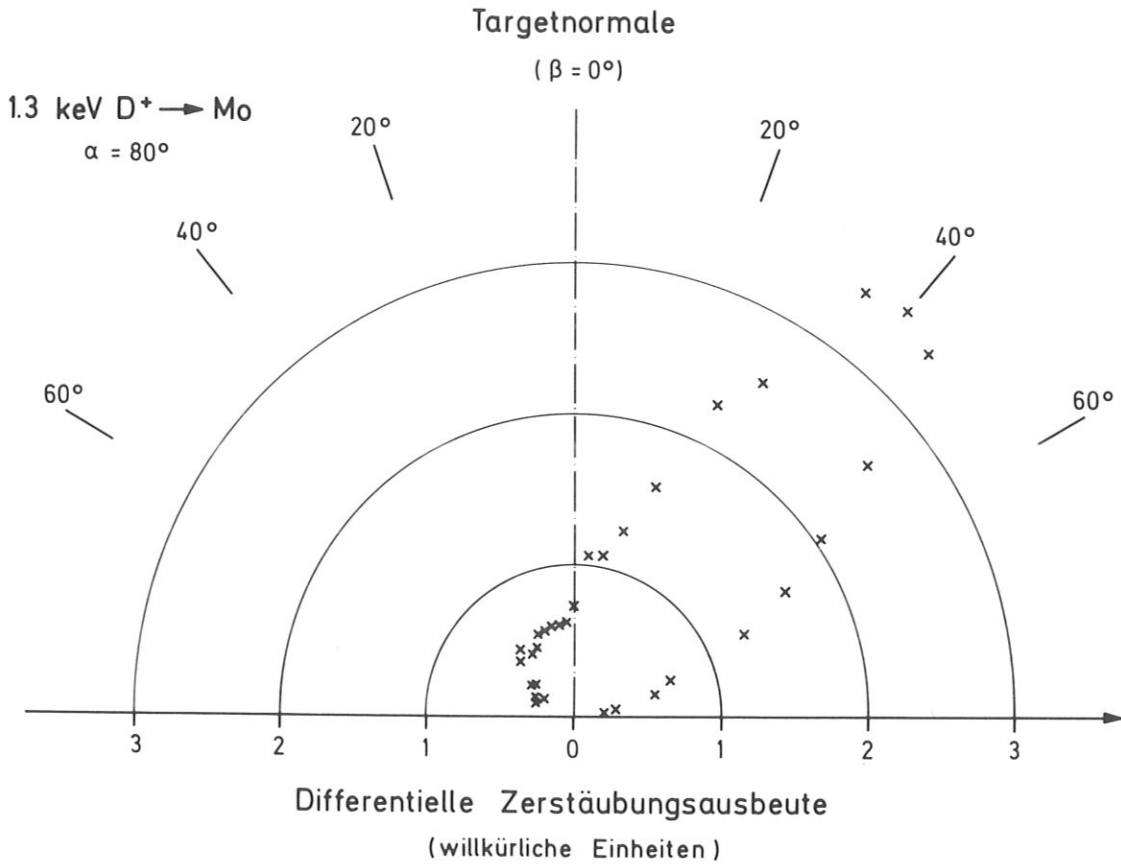


Abb. 5.14: Graphische Darstellung der experimentellen Winkelverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet in der Einschubebene ($\varphi = 0^\circ$) - bei Beschuss eines Molybdän-Targets (\varnothing 1.5 mm) mit 1.3 keV D^+ -Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° .

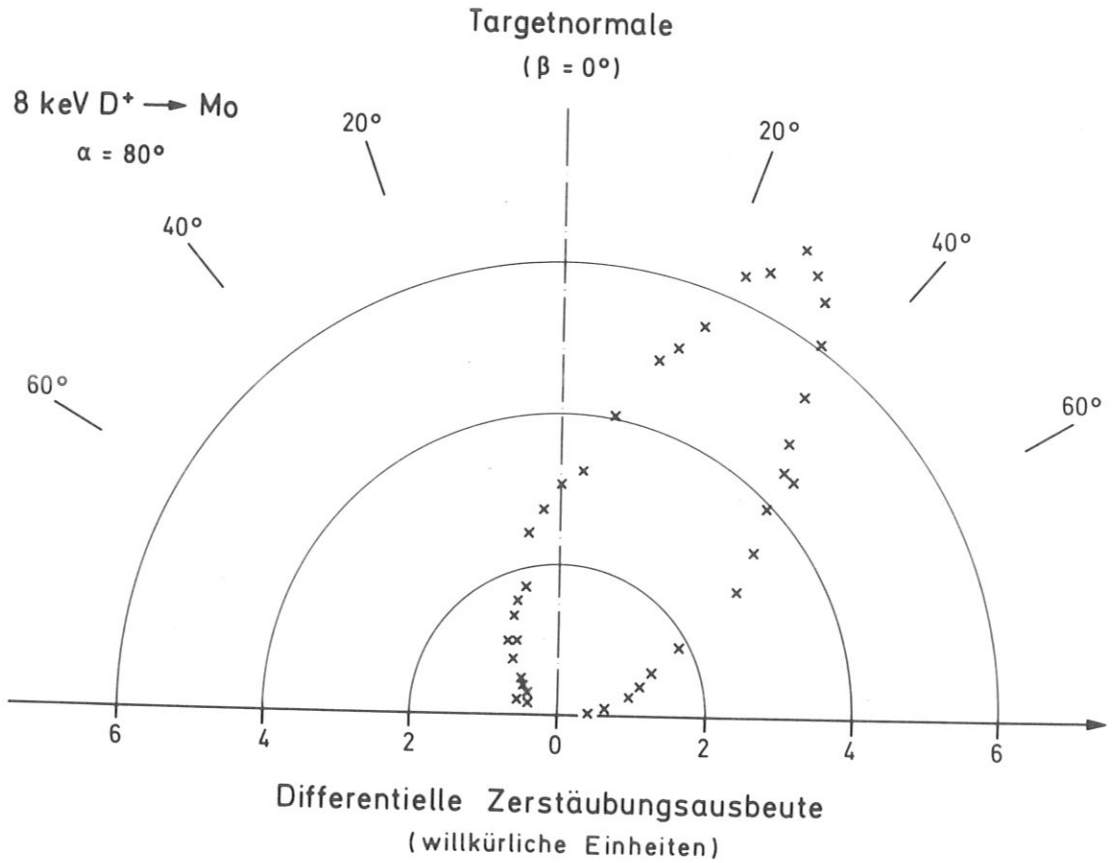


Abb. 5.15: Graphische Darstellung der experimentellen Winkelverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet in der Einschubebene ($\psi = 0^\circ$) - bei Beschuss eines Molybdän-Targets (\emptyset 1.5 mm) mit 8 keV D⁺-Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° .

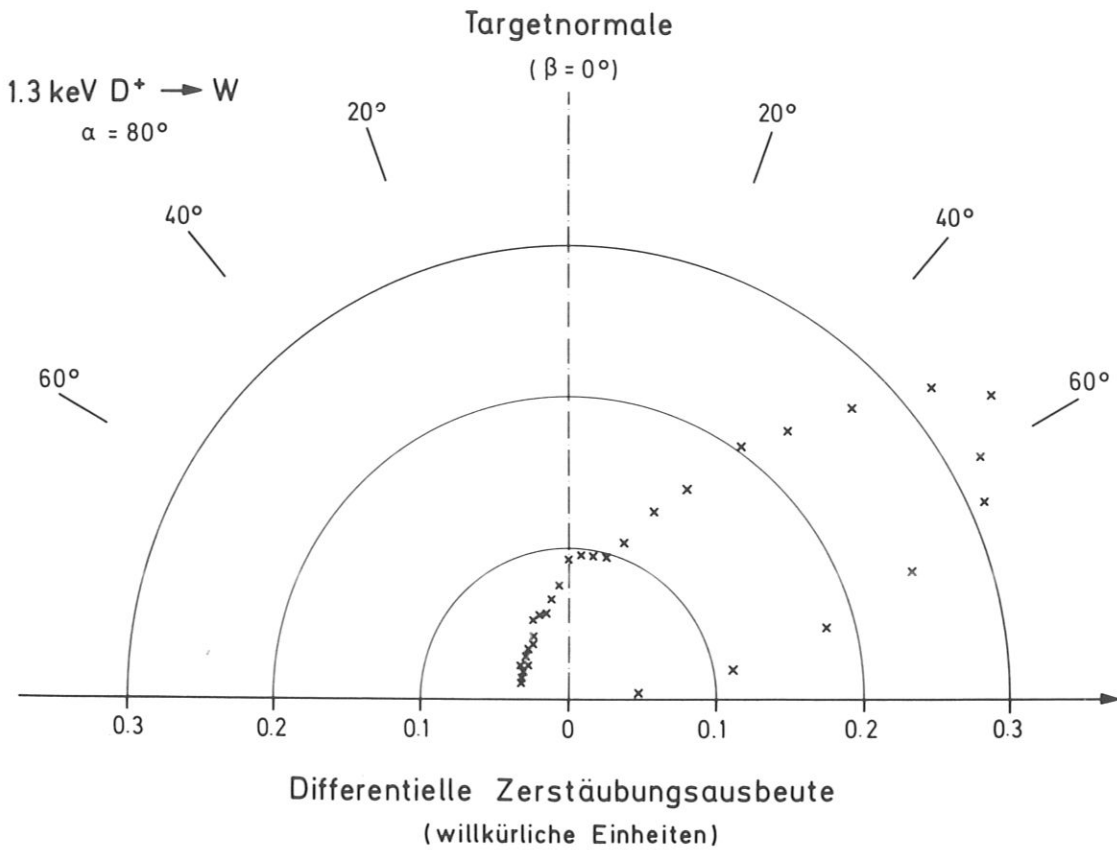


Abb. 5.16: Darstellung der experimentellen Winkelverteilung von zerstäubten Atomen - betrachtet in der Einschubebene ($\varphi = 0^\circ$) - bei Beschuss eines Wolfram-Targets (\varnothing 1.5 mm) mit 1.3 keV D⁺-Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° .

Ferner ist aus den Abbildungen 5.11 bis 5.16 ersichtlich, daß der Winkel β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute - bei Beschuss verschiedenartiger Targets und gleicher Einschubenergie - mit steigender Oberflächenbindungsenergie des Targetmaterials gleichfalls steigt (siehe diesbezüglich die Abbildungen 5.11, 5.14 und 5.16, sowie 5.13 und 5.15).

5.3 Höhenschichtliniendarstellung der Winkelverteilung von zerstäubten Atomen

Wie im Kap. 4, Abs. 4.2.2, beschrieben, ist bei Untersuchungen im Halbraum die Darstellung der gesamten Intensitätsverteilung (differentielle Zerstäubungsausbeute) mittels Höhenschichtlinien in der $(\beta-\varphi)$ -Ebene besonders geeignet zur Hervorhebung vorkommender Strukturen.

Experimentelle (a) und TRIM SP- (b) Ergebnisse werden in den Abbildungen 5.17 bis 5.21 graphisch dargestellt.

In Abb. 5.17a) werden die Meßdaten gezeigt, die sich bei Beschuß eines Nickel-Targets (\emptyset 1.5 mm) mit 4 keV D^+ -Ionen bei einem Einschubwinkel von 80° ergaben. Besonders auffallend dabei ist der sogenannte Höhenrücken, und zwar als der Bereich höherer Intensität.

Die Emissionsrichtung höchster Intensität liegt in der Einschubebene ($\varphi = 0^\circ$). Man stellt in diesem Diagramm auch fest, daß der experimentell gefundene Höhenrücken mit Hilfe des direkten Einzelstoß-Modells mit planarem Oberflächenpotential (siehe Kap. 2, Abs. 2.2.4) recht gut beschrieben werden kann.

Die Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten für den Höhenrücken und den nach dem direkten Einzelstoß-Modell (siehe Gl.(2.23)) ermittelten Werten ist bis zu einem Polarwinkel β von etwa 70° erstaunlich gut. Weiter macht sich eine Abweichung bemerkbar, die vermutlich auf Stöße der emittierten Oberflächenatome mit Nachbar-Atomen zurückzuführen ist.

Aus der in einem weiten Winkelbereich recht guten Übereinstimmung zwischen dem experimentellen Höhenrücken und dem direkten Einzelstoß-Modell kann man schließen, daß der überwiegende Teil der in dem Höhenrücken-Bereich zerstäubten Teilchen dem direkten Einzelstoßvorgang unterliegt, nämlich dem Stoß von primären Teilchen (Ionen) mit Targetoberflächenatomen, wonach sofortige Emission des angestoßenen Targetatoms erfolgt. Bemerkenswert im Zusammenhang mit dem direkten Einzelstoß-Modell bei Abb. 5.17a) ist, daß in dem links von der durchgezogenen Linie (lt. Gl.(2.23)) eingeschlossenen Winkelbereich ($24^\circ < \beta < 90^\circ$ und $0^\circ < \varphi < 70^\circ$ in diesem Fall) Targetoberflächenatome entweder nach

4 keV D⁺ → Ni

$\alpha = 80^\circ$

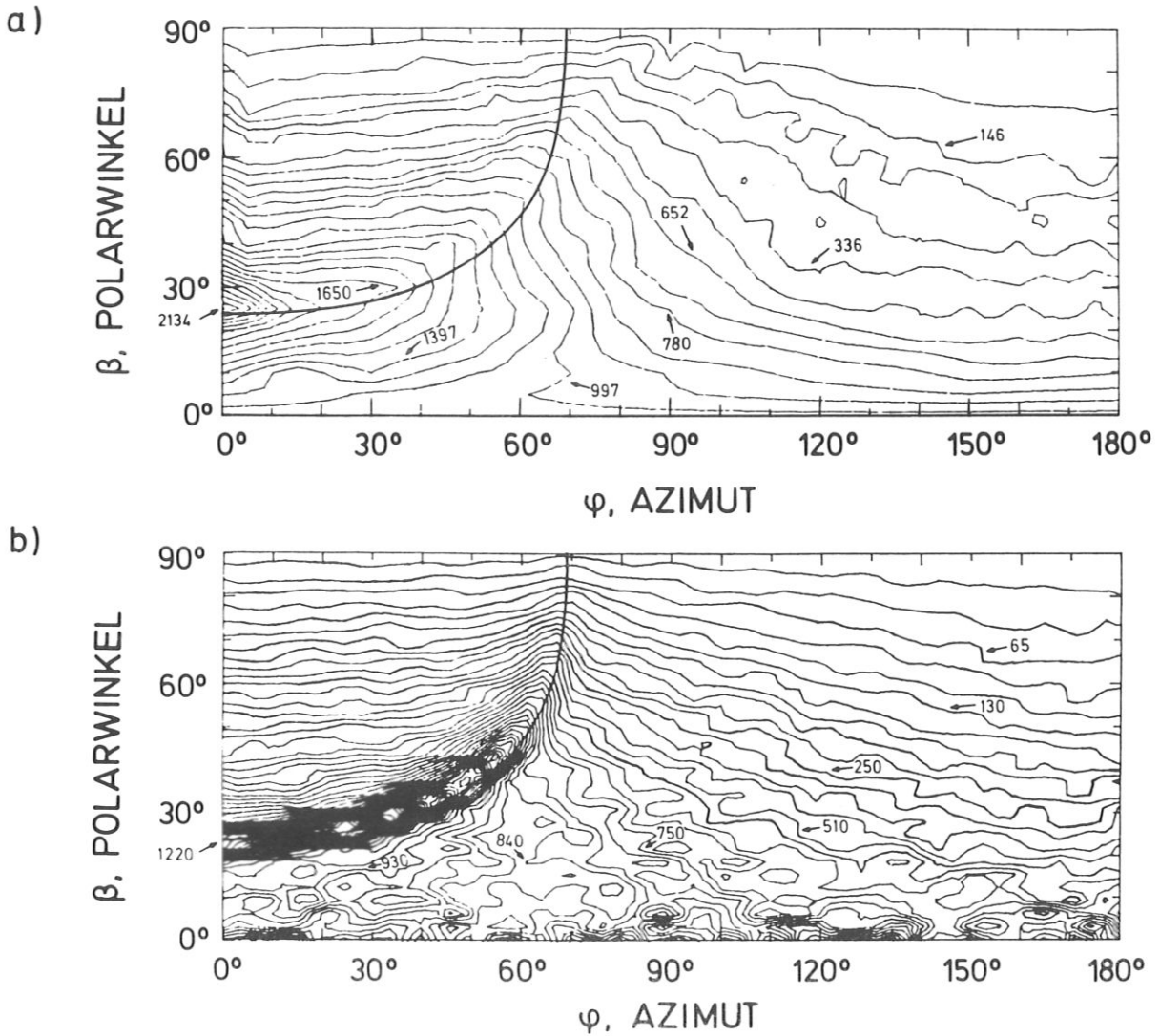


Abb. 5.17: Hörschichtliniendarstellung der differentiellen Zersträubungsausbeute (willkürliche Einheiten) als Funktion des Polarwinkels β und des Azimuts φ . Diese Daten ergaben sich bei Beschuß eines Nickel-Targets (\emptyset 1.5 mm) mit 4 keV D⁺-Ionen, bei einem Einschußwinkel von 80° . Hier ist $\gamma = 0.13$.

a) experimentelle Daten

b) TRIM SP-Daten

Ausgezogene Linie: direktes Einzelstoß-Modell (lt.Gl.(2.23))

direktem Einzelstoß oder nach aufeinanderfolgenden Einzelstößen emittiert werden können. Im Bereich rechts von der ausgezogenen Linie hingegen können keine Oberflächenatome nach direktem Einzelstoß mit dem einfallenden Ion die Targetoberfläche als zerstäubte Teilchen verlassen, und zwar aufgrund der Emissionsbedingungen bei dem direkten Einzelstoß-Modell (siehe dazu Kap. 2, Abs. 2.2.4).

Zum Zwecke eines detaillierten Vergleichs mit den Meßdaten wurden die TRIM SP-Ergebnisse gleichermaßen durch Höhenschichtlinien dargestellt, wie Abb. 5.17 b) zeigt. Eindeutig zu erkennen ist wieder der Höhenrücken, also der Bereich höherer Intensität. Die gemäß dem direkten Einzelstoß-Modell (siehe Gl. (2.23)) berechnete Richtung maximaler Targetatome-Emission ist durch die ausgezogene Linie wiedergegeben. Auch hier wird ersichtlich, daß eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den nach TRIM SP berechneten Daten für den Höhenrücken und den nach dem direkten Einzelstoß-Modell bestimmten Werten vorliegt.

Ferner ist zu sagen, daß - im Ganzen gesehen - bei Betrachtung des Verlaufs der Höhenschichtlinien die experimentellen (Abb. 5.17a)) und die TRIM SP-Ergebnisse (Abb. 5.17b)) qualitativ miteinander vergleichbar sind.

In Abb. 5.18a) werden die Meßdaten gezeigt, die aus dem Beschuß eines Molybdän-Targets (\emptyset 1.5 mm) mit 1.3 keV D^+ -Ionen bei einem Einschußwinkel von 80° resultieren. Im Vergleich zu dem vorhergehenden Fall der Nickel-Untersuchung (siehe Abb. 5.17) ist dies ein Fall von sowohl niedrigerer Einschußenergie ($E = 1.3$ keV) als auch niedrigerem Energietransferfaktor ($\gamma = 0.08$). Wie dieses Diagramm zeigt, tritt in diesem Falle keine besonders gute Übereinstimmung zwischen den experimentell bestimmten Daten für den Höhenrücken und den gemäß dem direkten Einzelstoß-Modell berechneten Daten auf, welche durch die durchgezogene Linie dargestellt sind. Es zeigt sich, daß die Meßdaten für den Höhenrücken kleinere Polarwinkel β aufweisen als das direkte Einzelstoß-Modell ergibt. Es ist zu vermuten, daß wegen des kleineren Energietransferfaktors γ und des größeren Emissionswinkels β diese Diskrepanz auf die Ablenkung der emittierten Targetatome infolge der Stöße mit benachbarten Targetoberflächenatomen zurückgeführt werden kann. Die Wechselwirkung der

1.3 keV $D^+ \rightarrow Mo$

$\alpha = 80^\circ$

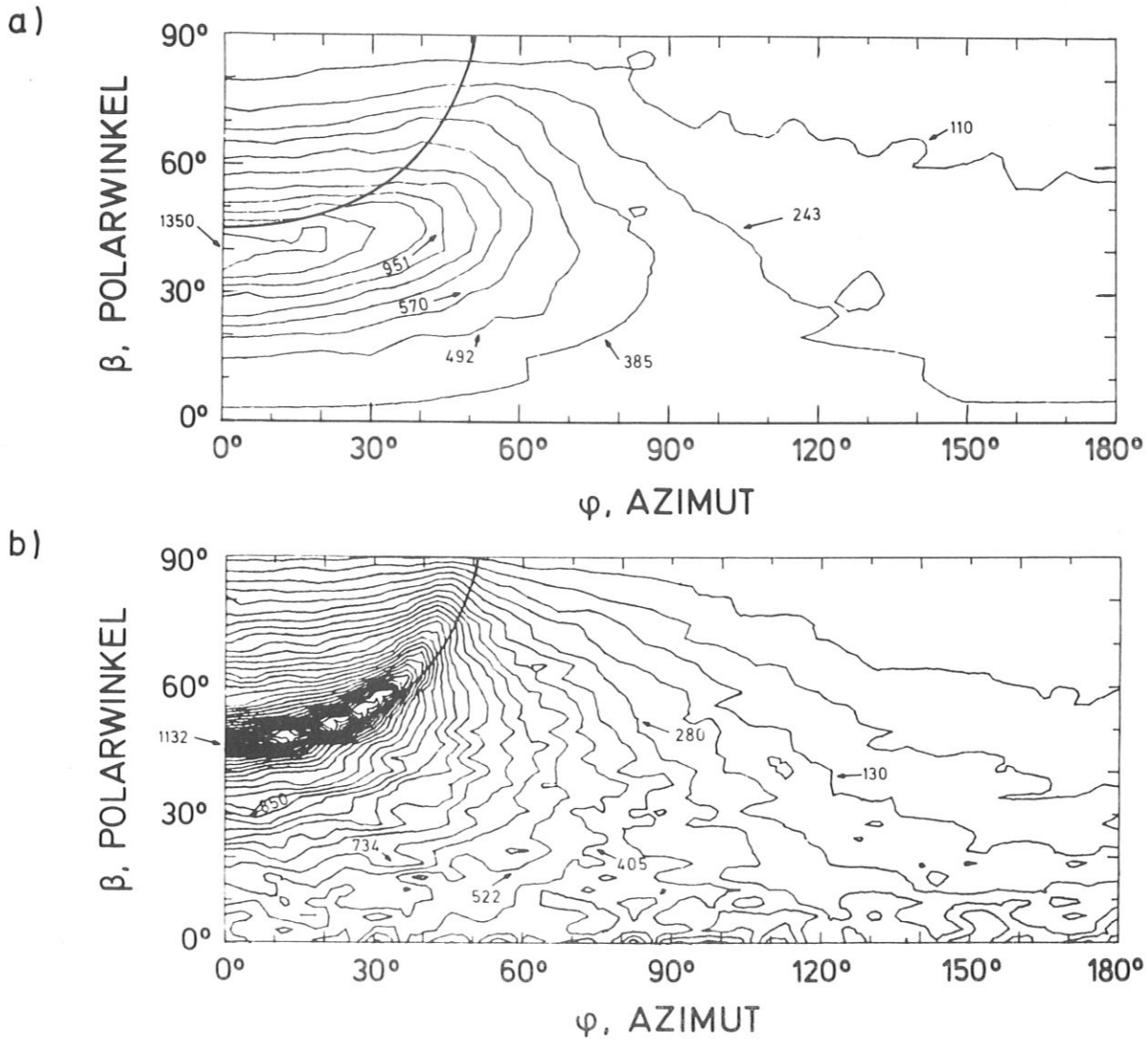


Abb. 5.18: Hörschichtliniendarstellung der differentiellen Zerstäubungsausbeute (willkürliche Einheiten) als Funktion des Polarwinkels β und des Azimuts φ . Diese Daten ergaben sich bei Beschuss eines Molybdän-Targets (\varnothing 1.5 mm) mit 1.3 keV D^+ -Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° . Hier ist $\gamma = 0.08$.

a) experimentelle Daten

b) TRIM SP-Daten

Ausgezogene Linie: direktes Einzelstoß-Modell (lt. Gl.(2.23))

emittierten Targetatome mit den Nachbar-Atomen hat zur Folge, daß der gemäß dem direkten Einzelstoß-Modell bestimmte Winkel β der Emissionsrichtung bei den experimentellen Ergebnissen zu kleineren Werten hin verschoben wird.

Ein anderes Bild bieten die in Abb. 5.18b) dargestellten TRIM SP-Rechnungen. Der Höhenrücken ist dabei stärker ausgeprägt als im experimentellen Fall (siehe dazu Abb. 5.17a)). Die TRIM SP-Werte für den Höhenrücken stehen auch in besserer Übereinstimmung mit den nach dem direkten Einzelstoß-Modell ermittelten Werten als dies bei den experimentellen Daten der Fall ist.

Durch Abb. 5.19a) sind die Meßdaten graphisch dargestellt, die man bei Beschuß eines Molybdän-Targets (\emptyset 1.5 mm) mit 4 keV D^+ -Ionen bei einem Einschußwinkel von 80° erhielt. Es handelt sich dabei um einen Fall höherer Einschußenergie ($E = 4$ keV) als bei dem unmittelbar vorher untersuchten Fall ($E = 1.3$ keV).

In diesem Diagramm ist der Höhenrücken ausgeprägter als in Abb. 5.18a). Erwartungsgemäß ist der Winkel β höchster Intensität im Falle der Einschußenergie von 4 keV (siehe Abb. 5.19a) kleiner als der Winkel höchster Intensität im Falle der Einschußenergie von 1.3 keV (siehe Abb. 5.18a)). Das steht auch in Übereinstimmung mit dem direkten Einzelstoß-Modell (siehe diesbezüglich Kap. 2, Abs. 2.2.4). Wie Abb. 5.19a) erkennen läßt, gibt es eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten für den Höhenrücken und den nach dem direkten Einzelstoß-Modell ermittelten Daten.

Nach Abb. 5.19b) stimmen gleichfalls die TRIM SP-Werte für den Höhenrücken mit den nach dem direkten Einzelstoß-Modell bestimmten Werten gut überein. Damit ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Meß- und den TRIM SP-Daten im Bereich des Höhenrückens.

Abbildung 5.20a) zeigt eine Höhenschichtliniendarstellung der gemessenen differentiellen Zerstäubungsausbeute bei Beschuß eines Wolfram-Targets (\emptyset 1.5 mm) mit 1.3 keV D^+ -Ionen, bei einem Einschußwinkel von 80° . Man kann aus diesem Diagramm entnehmen, daß hierbei die Diskrepanzen zwischen den gemessenen Werten für den Höhen-

4 keV D⁺ → Mo

$\alpha = 80^\circ$

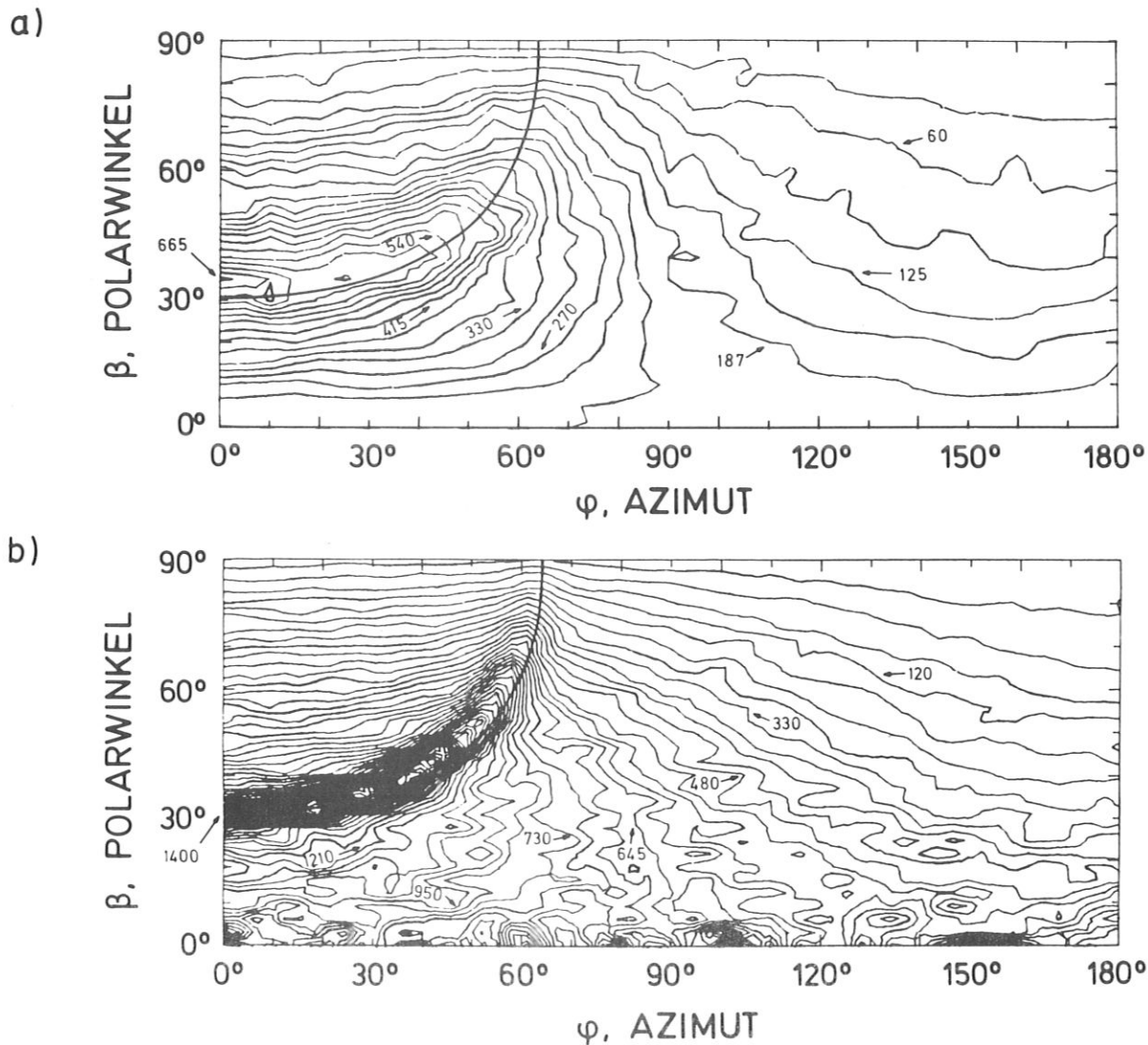


Abb. 5.19: Höhenschichtliniendarstellung der differentiellen Zerstäubungsausbeute (willkürliche Einheiten) als Funktion des Polarwinkels β und des Azimuts φ . Diese Daten ergaben sich bei Beschuß eines Molybdän-Targetts (\varnothing 1.5 mm) mit 4 keV D⁺-Ionen, bei einem Einschußwinkel von 80° . Hier ist $\gamma = 0.08$.

a) experimentelle Daten

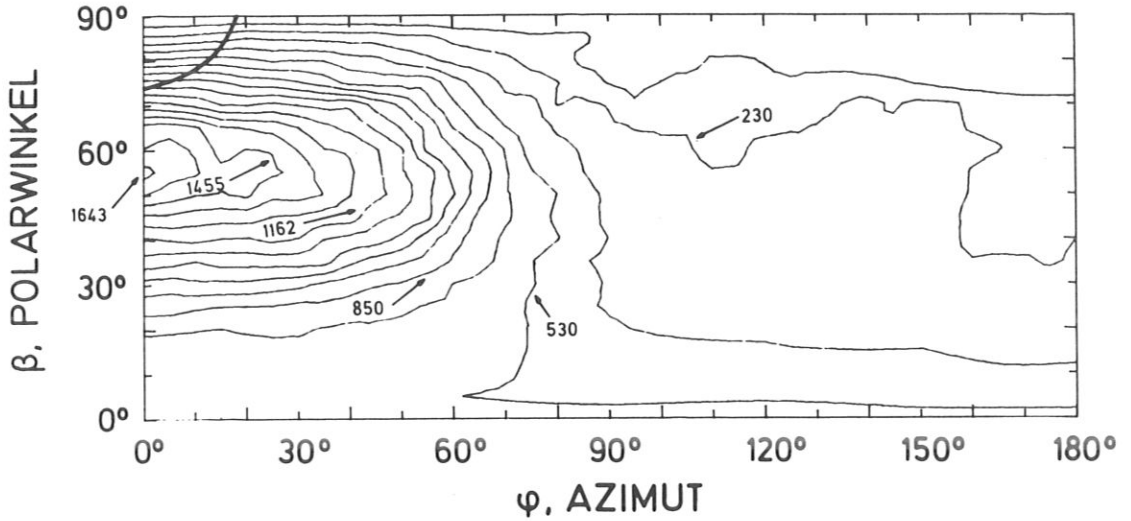
b) TRIM SP-Daten

Ausgezogene Linie: direktes Einzelstoß-Modell (lt. Gl.(2.23))

1.3 keV $D^+ \rightarrow W$

$\alpha = 80^\circ$

a)



b)

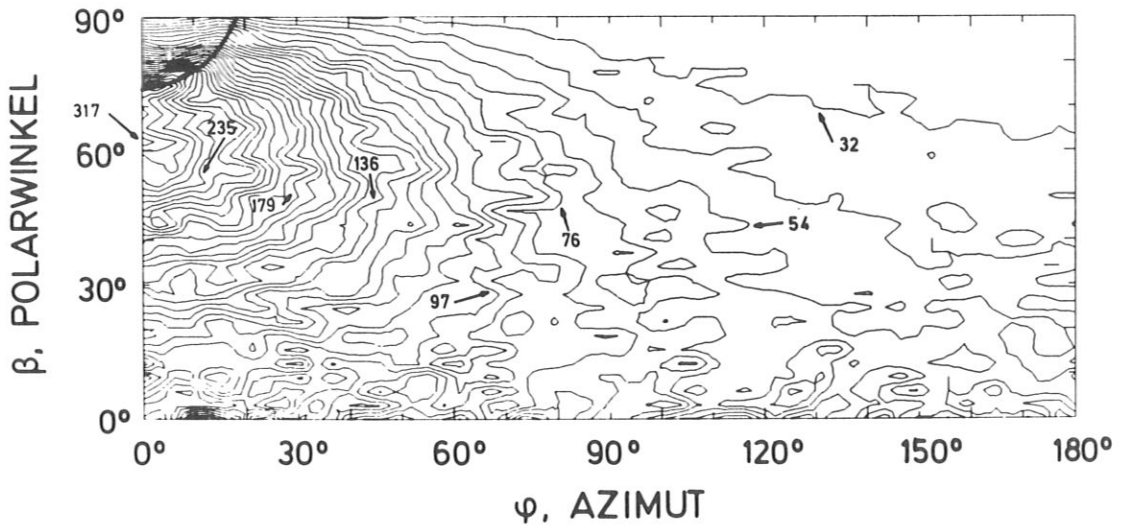


Abb. 5.20: Hörschichtliniendarstellung der differentiellen Zerstäubungsausbeute (willkürliche Einheiten) als Funktion des Polarwinkels β und des Azimuts φ . Diese Daten ergaben sich bei Beschuss eines Wolfram-Targets (\varnothing 1.5 mm) mit 1.3 keV D^+ -Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° . Hier ist $\gamma = 0.04$.

a) experimentelle Daten

b) TRIM SP-Daten

Ausgezogene Linie: direktes Einzelstoß-Modell (lt. Gl.(2.23))

rücken und den gemäß dem direkten Einzelstoß-Modell berechneten Werten noch gravierender sind als bei dem Beschuß eines Molybdän-Targets bei gleicher Einschußenergie, deren Meßergebnisse in Abb. 5.18a) dargestellt sind. Dies hängt im Sinne der vorher gegebenen Erklärung damit zusammen, daß bei der Wolfram-Messung der Energietransferfaktor γ gleich 0.04 ist, wohingegen γ - bei der Molybdän-Messung - 0.08 beträgt. Das bedeutet ferner, daß mit sinkendem Energietransferfaktor die Wahrscheinlichkeit dafür steigt, daß die so flach emittierten Targetatome infolge der Wechselwirkung mit den Nachbar-Atomen von ihrer ursprünglichen - durch den direkten Einzelstoß bedingten - Emissionsrichtung abgelenkt werden. Daher sind die Winkel β höherer Intensität im Bereich des Höhenrückens (Abb. 5.20 a)) kleiner, verglichen mit den Winkeln β maximaler Emission, wie sie sich aus dem direkten Einzelstoß-Modell errechnen lassen.

Die TRIM SP-Werte (siehe Abb. 5.20 b)) konnten in diesem Fall wegen der hohen statistischen Fehler nur ungenau bestimmt werden. Der Höhenrücken kann hier nicht zweifelsfrei identifiziert werden, obwohl eine Andeutung durchaus vorhanden ist. Eine Höhenschichtliniendarstellung der experimentell bestimmten differentiellen Zerstäubungsausbeuten bei Beschuß eines Wolfram-Targets (\emptyset 1.5 mm) mit 4 keV D^+ -Ionen, bei einem Einschußwinkel von 80° , wird in Abb. 5.21a) gezeigt. In diesem Diagramm ist der Höhenrücken deutlicher zu erkennen als in Abb. 5.20a). Auch hier weisen die gemessenen Werte für den Höhenrücken kleinere Polarwinkel β auf als die nach dem direkten Einzelstoß-Modell bestimmten Werte.

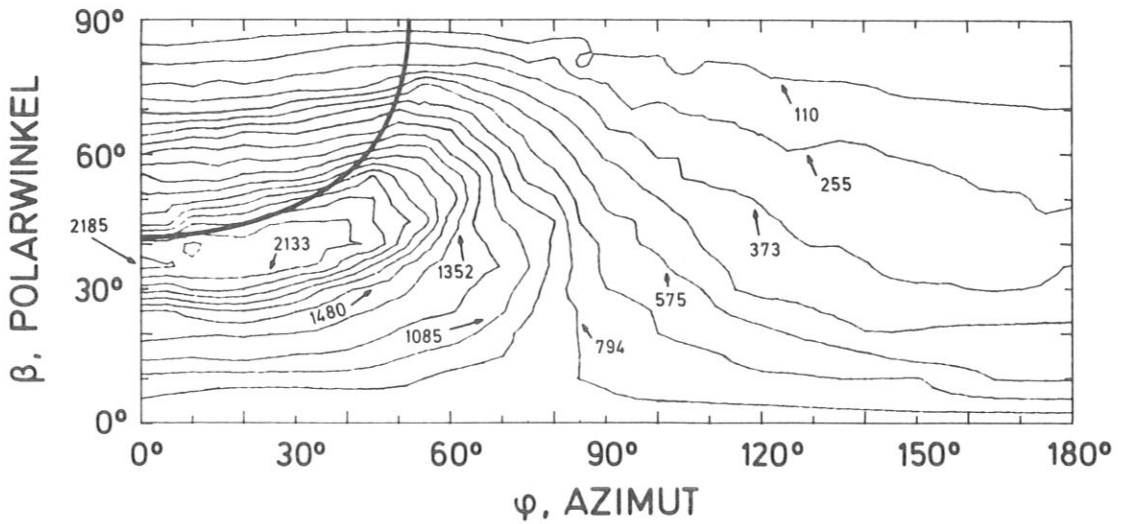
Dieser experimentelle Befund läßt sich - wie schon erwähnt - mit dem Einfluß von benachbarten Atomen auf die Emissionsrichtung von Targetatomen erklären, die bei direktem Einzelstoß zerstäubt werden.

Im Gegensatz zu den Meßwerten zeigen die TRIM SP-Werte für den Höhenrücken in Abb. 5.21b) eine bemerkenswert gute Übereinstimmung mit den Werten, die gemäß dem direkten Einzelstoß-Modell berechnet wurden. Dies mag darauf zurückzuführen sein, daß auch im TRIM SP-Programm der Wechselwirkung der zerstäubten Atome mit benachbarten Oberflächenatomen nicht genügend Rechnung getragen wird.

4 keV $D^+ \rightarrow W$

$\alpha = 80^\circ$

a)



b)

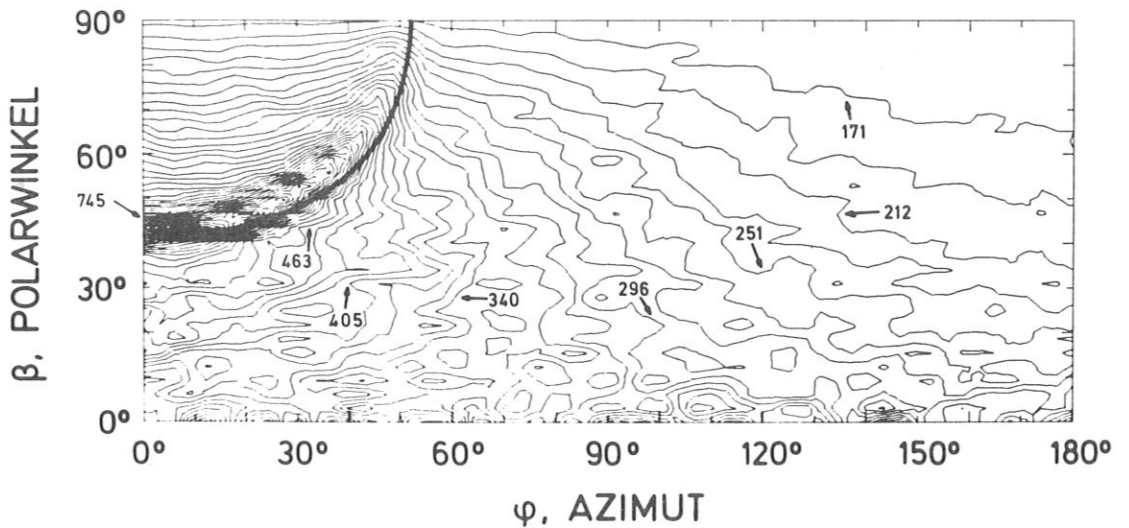


Abb. 5.21: Hörschichtliniendarstellung der differentiellen Zerstäubungsausbeute (willkürliche Einheiten) als Funktion des Polarwinkels β und des Azimuts φ . Diese Daten ergaben sich bei Beschuss eines Wolfram-Targets (\varnothing 1.5 mm) mit 4 keV D^+ -Ionen, bei einem Einschubwinkel von 80° . Hier ist $\gamma = 0.04$.

a) experimentelle Daten

b) TRIM SP-Daten

Ausgezogene Linie: direktes Einzelstoß-Modell (lt.Gl.(2.23))

Bei detaillierter Betrachtung der Abbildungen 5.17a), 5.19a) und 5.21a) stellt man fest, daß bei Beschuß von Nickel-, Molybdän- und Wolfram-Targets bei schrägem Ioneneinfall die differentiellen Zerstäubungsausbeuten eine stark ausgeprägte Vorwärts-Richtung (siehe Abb. 4.3) aufweisen (siehe diesbezügl. /47, 76/). Aus dem Vergleich aller drei Fälle bei gleicher Einschußenergie ($E = 4 \text{ keV}$) kann man folgern, daß der Winkel β maximaler Emission, der in der Einschußebene liegt, mit abnehmendem Energietransferfaktor γ und zunehmender Oberflächenbindungsenergie U_0 steigt.

5.4 Der Winkel β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute in der Einschußebene

Experimentelle Untersuchungen der Winkelverteilung von zerstäubten Targetatomen im Halbraum bei schrägem Ioneneinfall haben ergeben, daß es einen Bereich höherer Intensität (sogenannter Höhenrücken) gibt, das heißt, zu jedem festen Azimut φ existiert ein Polarwinkel β , wo die differentielle Zerstäubungsausbeute ein Maximum erreicht /56/. Man hat ebenfalls empirisch herausgefunden, daß es für die gesamte Winkelverteilung von zerstäubten Atomen einen Winkel β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute gibt, der nämlich in der Einschußebene liegt, wo der Azimut φ gleich 0° ist /55, 56, 76/.

Es stellte sich ferner heraus, daß in den meisten Fällen dieser experimentell festgelegte Winkel β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute identisch mit dem Winkel β_{\min} aus Gl. (2.23) ist. β_{\min} ist eine Funktion des Parameters $A = \gamma \cdot E / U_0$ (siehe Gl. (2.23)). Daher wurde der Winkel β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute als Funktion des Parameters $\gamma \cdot E / U_0$ in Abb. 5.22 dargestellt.

Für die Bestimmung des Winkels β maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute wurden nur Meßergebnisse ausgewertet, die mit kleinen Targets ($\varnothing 1.5 \text{ mm}$) erzielt wurden.

In Abb. 5.22 wurde auch der Winkel β_{\min} in Abhängigkeit vom Parameter $\gamma \cdot E / U_0$ aufgetragen. Wie man sieht, gibt es einen weiten Bereich mit guter Übereinstimmung zwischen den Winkeln β_{\min} und den gemessenen

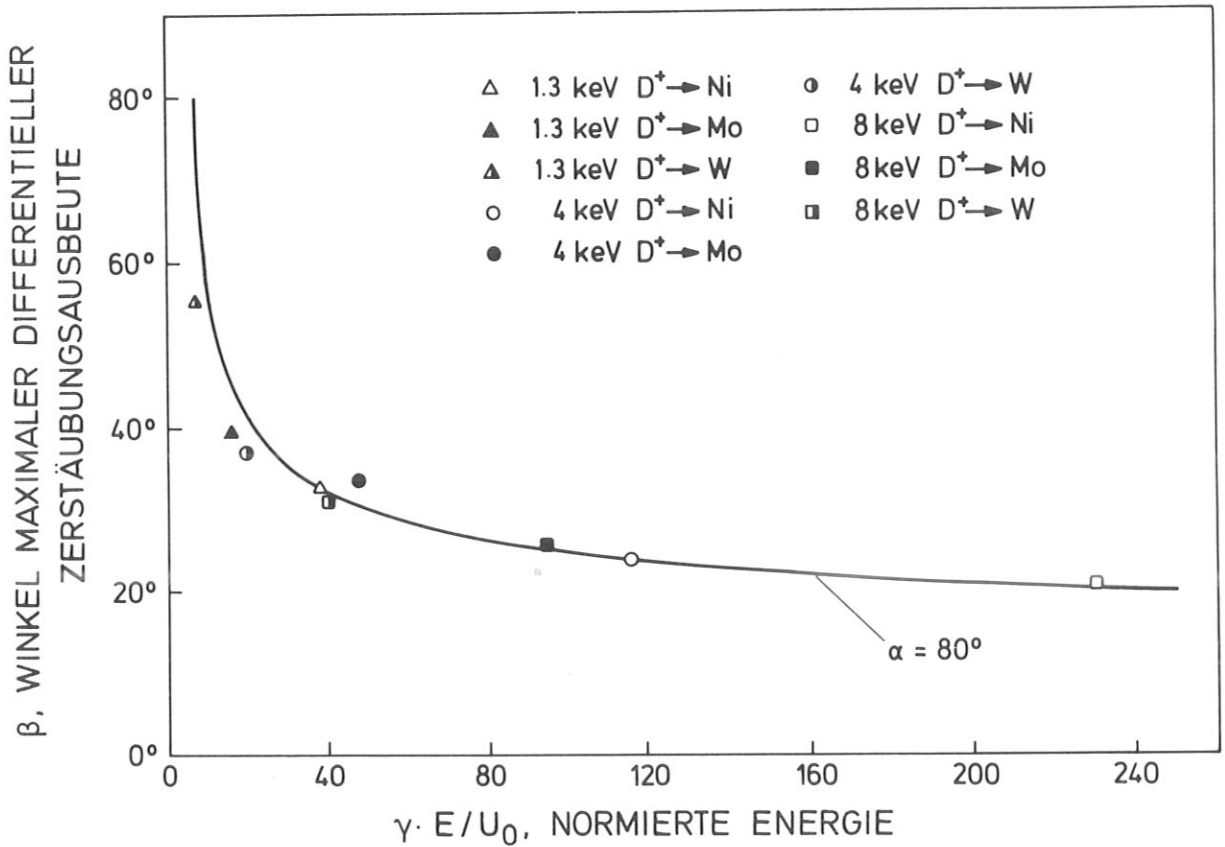


Abb. 5.22: Abhängigkeit des experimentell bestimmten Winkels β für die maximale differentielle Zerstäubungsausbeute in der Einschubebene ($\varphi = 0^\circ$) vom Parameter $\gamma \cdot E / U_0$ für verschiedene Targetmaterialien und Einschubenergien. Die ausgezogene Linie stellt die Abhängigkeit des Winkels β_{\min} (siehe Gl.(2.23)) von demselben Parameter dar.

Winkeln β maximaler Emission. Lediglich bei kleineren Werten des Parameters $\gamma \cdot E / U_0$ ($\gamma E / U_0 < 40$) treten Abweichungen auf, die vermutlich - wie bereits diskutiert - auf die Wechselwirkung der zerstäubten Targetatome mit benachbarten Oberflächenatomen zurückzuführen sind.

6. Zusammenfassung

Die totalen Zerstäubungsausbeuten und die Winkelverteilung von zerstäubten Atomen im Halbraum wurden bei Beschuß von Nickel-, Molybdän- und Wolfram-Targets mit H^+ -Ionen von 1, 2, 4 und 8 keV Energie und mit D^+ -Ionen von 1.3, 4 und 8 keV Energie untersucht.

Die Meßergebnisse wurden mit einem Monte-Carlo-Programm, das den Zerstäubungsprozeß simuliert (TRIM SP), verglichen. Ferner wurde untersucht, ob bei flachem Einschubwinkel ($\alpha = 80^\circ$) ein wesentlicher Teil der zerstäubten Atome durch direkten Einzelstoß mit den einfallenden Ionen emittiert wird. Dazu wurden auch die Meßergebnisse bei flachem Einschubwinkel mit Rechnungen verglichen, denen ein Zweierstoß-Modell unter Einbeziehung eines planaren Oberflächenpotentials zugrunde liegt. Ein Vergleich der gemessenen und gerechneten (TRIM SP) Zerstäubungsausbeuten zeigt nur eine mäßige Übereinstimmung.

Eine weit bessere relative Übereinstimmung zeigt ein Vergleich der gemessenen und gerechneten (TRIM SP) Winkelverteilung der zerstäubten Atome. Dieser Vergleich wurde mit Hilfe der Scheibenschnittdarstellung durchgeführt.

Zur Veranschaulichung der Zerstäubungsmechanismen bei flachem Einschubwinkel eignet sich ganz besonders die Höhenschichtliniendarstellung der experimentellen und gerechneten Daten. Bei dieser Darstellung der Daten hat sich gezeigt, daß sowohl bei den experimentellen als auch bei den TRIM SP-Ergebnissen eine stark ausgeprägte Höhenrücken-Struktur vorkommt. Diese Struktur charakterisiert den Bereich höherer differentieller Zerstäubungsausbeute.

Des Weiteren konnte festgestellt werden, daß der Bereich der höheren Intensität mit Hilfe des direkten Einzelstoß-Modells unter Einbeziehung des planaren Oberflächenpotentials sich recht gut beschreiben läßt. Insbesondere bei den Nickel- und Molybdän-Messungen mit höheren Einschubenergien ($E = 4 \text{ keV}$ und $E = 8 \text{ keV}$) konnte man aus der guten Übereinstimmung zwischen dem gemessenen Höhenrücken und dem direkten Einzelstoß-Modell schließen, daß die Mehrzahl der in diesem Bereich zerstäubten Teilchen

durch direkte Einzelstoßvorgänge erzeugt werden. In diesem Bereich stimmen gleicherweise die Meßdaten mit den nach TRIM SP gerechneten Daten gut überein.

Im Falle der Molybdän-Messung bei einer Einschußenergie von 1.3 keV und der Wolfram-Messungen bei den Einschußenergien von 1.3 und 4 keV tritt keine besonders gute Übereinstimmung zwischen den experimentell bestimmten Daten für den Höhenrücken und den mit Hilfe des direkten Einzelstoß-Modells berechneten Daten auf. Man findet, daß die Meßdaten für den Höhenrücken kleinere Polarwinkel β aufweisen als das direkte Einzelstoß-Modell ergibt. Diese Diskrepanz kann auf die Ablenkung der emittierten Targetatome durch Stöße mit benachbarten Targetoberflächenatomen zurückgeführt werden. Ein Vergleich der TRIM SP-Ergebnisse mit dem direkten Einzelstoß-Modell zeigt eine weit geringere Abweichung als das für die Meßergebnisse der Fall ist. Offensichtlich wird die Wechselwirkung von zerstäubten Atomen mit benachbarten Oberflächenatomen im TRIM SP-Programm nicht hinreichend berücksichtigt. Ferner gelangt man - bei der Untersuchung verschiedener Targetmaterialien bei gleicher Einschußenergie - zu der Erkenntnis, daß beim Zweierstoß mit sinkendem Energieübertrag die zerstäubten Targetatome unter flacherem Winkel emittiert werden. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit für die Wechselwirkung von zerstäubten Atomen mit den Nachbaratomen, wodurch die Emissionsrichtung geändert wird. Aufgrund dieser Wechselwirkung werden die emittierten Targetatome zur Targetnormale hin abgelenkt. Infolgedessen zeigen die Meßergebnisse bei kleinem Energieübertrag kleinere Emissionswinkel β als nach dem direkten Einzelstoß-Modell zu erwarten wäre.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen auch in Übereinstimmung mit dem direkten Einzelstoß-Modell, daß für jede Ebene mit festem Azimut φ ein Winkel β mit maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute existiert. Dieser Winkel β sollte nach dem direkten Einzelstoß-Modell nur von einem Energieparameter abhängen, der das Verhältnis vom Energieübertrag beim zentralen Stoß zur Oberflächenbindungsenergie angibt. Auch diese Beziehung wird durch die experimentellen Daten wiedergegeben, was ebenfalls die Gültigkeit des direkten Einzelstoß-Modells im Bereich maximaler differentieller Zerstäubungsausbeute bestätigt.

7. Literaturverzeichnis

- /1/ G.M. McCracken, J.Nucl.Mater. 93/94 (1980) 3
- /2/ R. Behrisch, J.Nucl.Mater. 85/86 (1979) 1047
- /3/ J. Bohdansky, J. Roth and M.K. Sinha, in Proc. European Symp. on Fusion Technology (SOFT) Garmisch-Partenkirchen, 1976 (Pergamon, 1976) p. 541
- /4/ J.N. Smith,Jr., C.H. Mayer,Jr., and J.K. Layten, J.Nucl.Mater. 63 (1976) 392
- /5/ J. Ziegler, J.Y. Cuomo and J. Roth, Appl.Phys.Letters 30 (1977) 268
- /6/ J. Roth, J. Bohdansky, W.O. Hofer and J. Kirschner, in: Proc. Intern. Symp. on Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976, p. 309
- /7/ H.L. Bay, J. Roth and J. Bohdansky, J.Appl.Phys. 48 (1977) 4722
- /8/ H.L. Bay and J. Bohdansky, Appl.Phys. 19 (1979) 421
- /9/ J. Bohdansky, J. Roth, M.K. Sinha and W. Ottenberger, J.Nucl.Mater. 63 (1977) 234
- /10/ J. Roth, J. Bohdansky and A.P. Martinelli, in: Proc. Intern. Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Budapest, 1978, Eds. J. Guylay, T. Lohner and E. Pásztor, Vol. III, p. 1541
- /11/ S.A. Cohen, H.F. Dylla, S.M. Rossnagel, S.T. Picraux, J.A. Borders and C.W. Magee, J.Nucl.Mater. 76/77 (1978) 459
- /12/ G.M. McCracken and P. Stott, J.Nucl.Fusion 19 (1979) 889
- /13/ G. Staudenmaier, P. Staib, G. Venus and TFR Group, J.Nucl.Mater. 76/77 (1978) 445
- /14/ J.B. Roberto, R.A. Zuhr and S.P. Withrow, J.Nucl.Mater. 93/94 (1980) 146
- /15/ G.M. McCracken et al., J.Nucl.Mater. 93/94 (1980) 139
- /16/ L. Oren, R.J. Taylor and F. Schwirzke, J.Nucl.Mater. 76/77 (1978) 412
- /17/ K. Ohara, H. Maeda, S. Yamamoto, M. Nagami, H. Otsuka, S. Kasia, K. Odajima, H. Kimura, S. Sengeku and Y. Shimomura, J.Nucl.Mater. 76/77 (1978) 489
- /18/ C.R. Finfgeld, Roanoke College, Report ORD-3557-15 (1975)
- /19/ J.N. Smith,Jr., C.H. Meyer,Jr. and J.K. Layton, J.Appl.Phys. 46 (1975) 4291

- /20/ J.A. Borders, R.A. Langley and K.L. Wilson, J.Nucl.Mater. 76/77 (1978) 168
- /21/ A. Ohtsuka, R. Yamada, K. Sone, M. Saidoh and T. Abe, J.Nucl.Mater. 76/77 (1978) 188
- /22/ J.N. Smith and Ch.H.Meyer,Jr., J.Nucl.Mater. 76/77 (1978) 193
- /23/ H.L. Bay, J. Bohdansky and E. Hechtl, Radiation Effects (1979) 4177
- /24/ J.B. Roberto, R.A. Zuhr, J.L. Moore and G.D. Alton, J.Nucl.Mater. 85/86 (1979) 1073
- /25/ R. Behrisch, J. Bohdansky, G.H. Oetjen, J. Roth, G. Schilling and H. Verbeek, J.Nucl.Mater. 60 (1976) 321
- /26/ Workshop on Sputtering Caused by Plasma Surface Interaction, Argonne National Laboratory, 1979
- /27/ J. Bohdansky, H.L. Bay and W. Ottenberger, J.Nucl.Mater. 76/77 (1978) 163
- /28/ K. Sone, T. Ohtsuka, R. Abe, R. Yamada, K. Obara, O. Tsukakoshi, T. Nuarusawa, T. Satake, M. Mitzuno and S. Komaya, in: Proc. Intern. Symp. on Plasma Wall Interaction, Jülich 1976, p. 339
- /29/ J. Bohdansky, H.L. Bay and J. Roth, in: Proc. 7th Intern. Vacuum Congr. and 3rd Intern. Conf. on Solid Surfaces. Eds. R. Dobrozemsky, F. Rüdener, F.P. Viehböck, and A. Breth (Berger and Söhne, Vienna, 1977) p. 1509
- /30/ C.E. Kenknight, G.K. Wehner, J.Appl.Phys. 35 (1964) 322
- /31/ M. Kaminsky, Phys. Rev. 126 (1962) 1267
- /32/ M.I. Guseva, Radio Engn. Electron Phys. 7 (1962) 1563
- /33/ O.C. Yonts, C.E. Normand, D.E. Harrison, J.Appl.Phys. 31 (1969) 447
- /34/ R. Behrisch, R. Weißmann, Phys. Lett. 30A (1969) 506
- /35/ A.J. Summers, N.J. Freemann, N.R. Daly, J.Appl.Phys. 42 (1971) 4774
- /36/ W. Eckstein, B.M.U. Scherzer, H. Verbeek, Rad. Eff. 18 (1973) 135
- /37/ R. Weißmann, R. Behrisch, Rad. Eff. 19 (1973) 69
- /38/ S.A. Cohen, 6th Ann. Meeting APS Div. Plasma Phys. Albuquerque New Mexico (Oct. 1974)

- /39/ M. Kaminsky, S.K. Das, J. Cecchi, Proc. 10th Symp. on Fusion Technology, Padova, Italy 1978, p. 789
- /40/ B.M.U. Scherzer, R. Behrisch, J. Roth, in: Proc. Intern. Symp. on Plasma Wall Interaction, Jülich 1976, p. 353
- /41/ J. Bohdanský, J. Roth, M.K. Sinha and W. Ottenberger, J.Nucl.Mater. 63 (1976) 115
- /42/ P. Hucks, G. Stöcklin, E. Vietzke and K. Vogelbruch, J.Nucl.Mater. 76/77 (1978) 136
- /43/ J. Bohdanský, J.Nucl.Mater. 93/94 (1980) 44
- /44/ J.P. Biersack, L.G. Hagmark, Nucl.Instr.Meth. 174 (1980) 257
- /45/ J.P. Biersack, W. Eckstein, Appl.Phys. A 34 (1984) 73
- /46/ W. Eckstein, J.P. Biersack, Nucl.Instr.Meth. B2 (1984) 550
- /47/ J. Roth, J. Bohdanský, W. Ottenberger, IPP-Report IPP 9/26 (1979)
- /48/ W.R. Grove, Philos. Mag. 5 (1853) 203
- /49/ J.P. Gassiot, Philos. Trans. Roy. Soc. London 148 (1858) 1; Proc. R. Soc. London 9 (1858) 146
- /50/ P. Sigmund, Chapter 2, in Sputtering by Particle Bombardment I, R. Behrisch (ed.), TAP Vol. 47 (Springer-Verlag, 1981)
- /51/ P. Sigmund, Rev. Roum. Phys. 17 (1972) 823, 969, 1079
- /52/ P. Sigmund in Physics of Ionized Gases 1972, M. Kurepa (ed.), (Inst. of Physics, Univ. Belgrade 1972) p. 137
- /53/ J. Bohdanský, Nucl.Instr.Meth. Phys. Res. B2 (1984) 587
- /54/ J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, K.Dan.Vidensk.Selsk.Mat. Fys.Medd. 36, No. 10 (1968)
- /55/ J. Roth, J. Bohdanský, W. Eckstein, Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.218 (1983) 751
- /56/ R. Becerra-Acevedo, J. Bohdanský, W. Eckstein, J. Roth, Nucl.Instr.Meth. Phys. Res. B2 (1984) 631
- /57/ O.S. Oen, M.T. Robinson, Nucl.Instr.Meth. 132 (1976) 647
- /58/ R.S. Pease, Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica "Enrico Fermi", Corso XIII, (1960) 158

- /59/ M.W. Thompson, Philos.Mag. 18 (1968) 377
- /60/ P. Sigmund, Phys. Rev. 184 (1969) 383; 187 (1969) 768
- /61/ D.L. Smith, J.Nucl.Mater. 75 (1978) 20
- /62/ R. Weißmann, P. Sigmund, Rad. Eff. 19 (1973) 7
- /63/ D.T. Goldmann, D.E. Harrison, R.R. Coveyou, OLRN-2729
Phys. Math. (1959)
- /64/ S. Danyluk, P. Bratt, Argonne Nat. Lab. Report ANL/CTR/TM-60 (1976)
- /65/ U. Littmark, G. Maderlechner, Proc. Contributed Papers 139
SPIG 76
- /66/ G. Molière, Z. Naturforsch. A2 (1947) 133
- /67/ W. Wilson, L. Haggmark, J. Biersack, Phys. Rev. B15 (1977) 2458
- /68/ H. Oetzmann, S. Kalbitzer, Rad.Eff. 47 (1980) 57
- /69/ P. Loftager, F. Besenbacher, O.S. Jensen, V.S. Sørensen,
Phys. Rev. A20 (1979) 1443
- /70/ J.P. Biersack, Proc. of the IBMM Conference, Sept. 6-10, 1982,
Grenoble
- /71/ C. Varelas, J.P. Biersack, Nucl.Instr.Meth. 79 (1970) 213
- /72/ J.P. Biersack, D. Fink, in Atomic Collisions in Solids, Vol. 2
(Plenum Press, N.Y. 1975), p. 737
- /73/ J.F. Ziegler (ed.), Stopping Powers and Ranges in Matter,
Vol. 3 & 4, Pergamon Press, N.Y., 1977
- /74/ J. Lindhard, M. Scharff, Phys. Rev. 124 (1961) 128
- /75/ W. Kan Chu, J.W. Mayer, M.A. Nicolet, in Backscattering Spectro-
metry (Academic Press, N.Y. 1978)
- /76/ U. Littmark, S. Fedder, Nucl.Instr.Meth. 194 (1982) 607

Danksagung

Mein ganz besonderer Dank gilt an dieser Stelle Herrn Dr. Josef Bohdansky, der mich durch seine ausgezeichnete Anleitung und Betreuung und seinen persönlichen Einsatz intensiv gefördert hat.

Außerst dankbar bin ich auch Herrn Dr. Joachim Roth, Herrn Dr. Wolfgang Eckstein und Herrn Dipl.-Phys. Franz Pohl; Herrn Dr. Roth und Herrn Dr. Eckstein für die aufgeschlossene wissenschaftliche Zusammenarbeit und die vielen fruchtbaren Diskussionen, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben; Herrn Pohl vorwiegend für seine bereitwillige Unterstützung bei der Zusammen- und Fertigstellung verschiedener Auswerteprogramme in allen Phasen der Arbeit sowie für seine ständige Bereitschaft zur Diskussion der jeweils aufgetretenen wissenschaftlichen Fragestellungen.

Herrn Walter Ottenberger, Herrn Josef Mauermaier und Herrn Heinz Schmidl danke ich ebenso für ihre Hilfsbereitschaft bei dem Aufbau und der Durchführung der Experimente zur Zerstäubung am Duopigatron und der Rückstreuungsmessungen am Van-de-Graaff-Beschleuniger.

Bedanken möchte ich mich auch bei Frau Eva Sombach und Fräulein Maria-Luise Hirschinger, insbesondere für die Anfertigung der zahlreichen graphischen Darstellungen in der vorliegenden Arbeit und bei Frau Ursula Brands und Fräulein Doris Beirer für die zur Herstellung der Bilder erforderliche Photolabor-Arbeit.

Mein aufrichtiger Dank gilt gleichermaßen Frau Gabriele Daube für ihre Hilfe bei der Fertigstellung der Dissertation und den wissenschaftlichen Veröffentlichungen.

Danken möchte ich ferner den Mitgliedern meiner Abteilung, welche auf unterschiedliche Weise freundschaftliche Beiträge geleistet haben.