

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Vielfachstreuung von Protonen und Helium-
ionen in polykristallinen Metallfolien

Multiple Scattering of Protons and Helium
Ions in Polycrystalline Metal Foils

H. G. Schäffler

IPP 9/14

Juni 1973

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

ABSTRACT

Multiple scattering of protons and helium ions with energies between 50 and 150 keV in nickel and niobium foils was investigated theoretically and experimentally. The angular and energy distributions were determined by Monte Carlo calculations. The results agree with the meanwhile published theory of MEYER within its range of validity if the mean energy of the particles in the foil as determined by the Monte Carlo calculation is used for comparison. In conjunction with electron microscopy the experiments showed a strong influence of single crystal effects (channeling) when crystallites with diameters larger than the foil thickness were present in the foils. This results in angular distributions that are too narrow. Foils whose crystallites are small relative to the foil thickness can be regarded as amorphous in terms of the theories of MOLIÈRE or MEYER and the Monte Carlo calculations. The angular distributions measured for protons and helium ions in amorphous (polycrystalline) foils are generally broader than the theoretical distributions. From this deviation it is possible to determine experimentally the interaction potential since other causes can be ruled out. The experimental results relating to the half-width and the form of the angular distributions are described by the theory if the Thomas-Fermi potential used in the theory is retained and the screening radius is determined from the experiments. As postulated by the theory, the half-widths of the angular distributions are inversely proportional to the energy of the bombarding particles. Particles that emerge charged or neutral from the scattering foils have the same angular distributions.

ZUSAMMENFASSUNG

Die Vielfachstreuung von Protonen und Heliumionen mit Energien zwischen 50 und 150 keV in Nickel- und Niobfolien wurde theoretisch und experimentell untersucht. Winkel- und Energieverteilungen wurden durch Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt. Die Ergebnisse stimmen mit der inzwischen erschienenen Theorie von MEYER in deren Gültigkeitsbereich überein, wenn man zum Vergleich die aus der Monte-Carlo-Rechnung bestimmte mittlere Energie der Teilchen in der Folie verwendet. Die Experimente ergaben zusammen mit elektronenmikroskopischen Untersuchungen einen starken Einfluß einkristalliner Effekte (channeling), wenn in den Folien Kristallite mit Durchmessern größer als die Foliendicke vorhanden waren. Daraus ergeben sich zu schmale Winkelverteilungen. Folien, deren Kristallite klein sind gegen die Foliendicke, können im Sinne der Theorien von MOLIERE bzw. MEYER sowie der Monte-Carlo-Rechnungen als amorph betrachtet werden. An amorphen (polykristallinen) Folien gemessene Winkelverteilungen sind für Protonen und Heliumionen generell breiter als die theoretischen. Aus dieser Abweichung kann, da andere Ursachen ausgeschlossen werden können, das Wechselwirkungspotential experimentell bestimmt werden. Die experimentellen Ergebnisse werden, bezüglich der Halbwertsbreite und der Form der Winkelverteilungen, durch die Theorie beschrieben, wenn man das in der Theorie verwendete Thomas-Fermi-Potential beibehält und den Abschirmradius aus den Experimenten bestimmt. Die Halbwertsbreiten der Winkelverteilungen sind, wie von der Theorie gefordert, umgekehrt proportional zur Energie der Beschußteilchen. Geladen bzw. neutral aus der Streufolie kommende Teilchen haben gleiche Winkelverteilungen.

VIelfachSTREUUNG VON PROTONEN UND HELIUMIONEN IN POLYKRISTALLINEN METALLFOLIEN

1.	EINLEITUNG	1
1.1	Historischer Überblick	1
1.2	Aufgabenstellung	2
2.	THEORIE DER VIelfachSTREUUNG	3
2.1	Gültigkeit der klassischen Mechanik	3
2.2	Vergleich der Vielfachstreuungstheorien von MOLIERE und MEYER	3
2.3	Computer-Simulation der Winkel- und Energieverteilung gestreuter Teilchen mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode	6
3.	EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE	10
3.1	Apparatur	10
3.2	Targetfolien	12
3.2.1	Herstellung	12
3.2.2	Dickenmessung	12
3.2.3	Eigenschaften	12
3.3	Ergebnisse	13
3.3.1	Form der Winkelverteilungen	13
3.3.2	Halbwertsbreiten der Winkelverteilungen als Funktion der Energie und der Foliendicke	17
4.	INTERPRETATION DER ERGEBNISSE	20
4.1	Einfluß einkristalliner Effekte (channeling)	20
4.2	Bestimmung des Wechselwirkungspotentials durch Anpassen des Abschirmradius	21
4.3	Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren	25
5.	ZUSAMMENFASSEND E DISKUSSION	26
6.	LITERATURVERZEICHNIS	28

1. EINLEITUNG

Ein Ionenstrahl erfährt beim Durchlaufen einer Festkörperschicht eine Winkelaufweitung und einen Energieverlust. Beide Größen nehmen mit wachsender Schichtdicke zu. In erster Näherung ist für leichte Ionen mit Energien oberhalb einiger keV die Winkelaufweitung eine Folge elastischer Stöße der Ionen mit Targetatomen und der Energieverlust eine Folge inelastischer Prozesse, wie Anregung und Ionisation der Elektronenhülle der Atome. Wegen des großen Massenunterschiedes ist die Streuung der Ionen an Elektronen gegenüber der an Targetatomen vernachlässigbar. Aus der Winkelverteilung gestreuter Ionen kann daher u. a. auf das Wechselwirkungspotential zwischen Ion und Targetatom geschlossen werden. Der Energieverlust der Ionen enthält Informationen über die Elektronenhülle.

In früheren Arbeiten (z. B. / 1 /) ging man davon aus, daß nicht nur amorphe, sondern auch einkristalline Festkörper bezüglich der Streuung von Ionen als regellose Anordnung von Streuzentren betrachtet werden können. ROBINSON und OEN / 2 / konnten jedoch durch Computerrechnungen zeigen, daß Ionen, die in einem Einkristall unter einem kleinen Winkel zu einer dichtgepackten Atomkette bzw. -ebene laufen, nicht durch voneinander unabhängige Stöße mit einzelnen Gitteratomen gestreut werden, sondern durch Folgen korrelierter Kleinwinkelstöße an benachbarten Ketten- bzw. Ebenenatomen geführt werden (channeling). Experimentell wurde dieser Gitterführungseffekt durch Reichweitmessungen von PIERCY u.a. / 3 /, NELSON und THOMPSON / 4 / und von LUTZ und SIZMANN / 5 / 1963 bestätigt. Auf geführten Bahnen sind keine kleinen Stoßparameter möglich, so daß Stöße mit großen Ablenkwinkeln nicht vorkommen. Geführte Teilchen zeigen deshalb eine wesentlich geringere Winkelaufweitung durch Vielfachstreuung als nicht geführte. Der Anteil geführter Teilchen an der Gesamtintensität des Strahls ist nur dann wesentlich, wenn die Einfallsrichtung mit einer dichtgepackten Gitterrichtung oder -ebene einen kleinen Winkel einschließt.

In polykristallinen Folien kommen Kristallite unterschiedlicher Orientierungen vor. Es muß im Einzelfall untersucht werden, welcher Anteil des einfallenden Ionenstrahls auf geführten Bahnen durch den Kristall läuft, und welchen Einfluß er auf die beobachtete Winkelverteilung nach Durchlaufen der Folie hat. In den meisten Arbeiten wurde dieser Gesichtspunkt nicht berücksichtigt.

1.1 Historischer Überblick

Vielfachstreuung ⁺⁾ von Ionen wurde zum erstenmal 1909 bei Streuexperimenten von GEIGER und MARSDEN / 6 / bzw. GEIGER / 7 / mit α -Teilchen diskutiert, da ihre Messungen in krassem Gegensatz zu dem Atommodell von THOMSON / 8 / standen. RUTHERFORD konnte diese Messungen quantitativ ohne Zuhilfenahme von Vielfachstreuung durch das nach ihm benannte Einzelstreugesetz erklären / 9 /. WENTZEL erkannte 1922 / 10 /, daß in einigen der späteren Experimente der Rutherfordgruppe mit Betateilchen / 11, 12 / Vielfachstreuung eine Rolle gespielt haben mußte. Er gab als erste Formeln zur Berechnung der Vielfachstreuung an, in denen er bis zu sieben aufeinander folgende Stöße berücksichtigte. WILLIAMS veröffentlichte 1939 und 1940 eine Theorie der Vielfachstreuung / 13 /, in der er eine Gaußverteilung für kleine Streuwinkel mit einer Einzelstreuverteilung für große Streuwinkel kombinierte. Schwierigkeiten bereitete dabei das Übergangsbereich zwischen beiden Verteilungen. GOUDSMIT und SAUNDERSON / 14 / entwickelten eine exakte, auch für große Winkelablenkungen gültige Theorie der Vielfachstreuung, die aber den großen Nachteil hat, daß zur Berechnung der Winkelverteilungen nicht nur das Einzelstreugesetz, sondern auch die von den einzelnen Teilchen durchlaufenen Wege bekannt sein müssen. Diese Theorie ist in ihrer Ableitung sehr ähnlich den späteren Theorien von MOLIERE / 15 / und von SNYDER und SCOTT / 16 /, die nur für kleine Gesamtstreuwinkel gültig sind und dadurch das Problem unterschiedlicher Weglängen umgehen. LEWIS / 17 / und BETHE / 18 / diskutierten ausführlich die Zusammenhänge der drei letztgenannten Theorien, von denen diejenige von MOLIERE wegen ihrer Einfachheit und der guten Übereinstimmung mit den Experimenten am häufigsten verwendet wird / 19, 20, 21 /. NIGAM, SUNDARESAN und WU / 22 / zeigten, daß die MOLIERE'sche Theorie in der Ableitung des Wirkungsquerschnitts für den Einzelstoß eine unzulässige Näherung enthält. MARION und ZIMMERMANN / 23 / konnten aber nachweisen, daß sich die Ergebnisse der genaueren Theorie von NIGAM und Mitarbeitern und die der MOLIERE-Theorie nur geringfügig unterscheiden. KEIL, ZEITLER und ZINN / 24 / erweiterten 1960 den An-

+)

In der vorliegenden Arbeit wird nicht zwischen Mehrfach- und Vielfachstreuung unterschieden, da die Zahl der Stöße in einer streuenden Schicht vom zugrundegelegten Wechselwirkungspotential abhängt und physikalisch kein Unterschied besteht.

wendungsbereich der MOLIERE'schen Theorie auf kleine Schichtdicken bis hin zur Einfachstreuung. Eine ausführliche Zusammenfassung und Beschreibung der Zusammenhänge zwischen den genannten Theorien wurde von SCOTT / 25 / veröffentlicht.

Für niedere Energien ist die erweiterte MOLIERE-Theorie von KEIL, ZEITLER und ZINN wegen des verwendeten Wirkungsquerschnitts nicht anwendbar. Deshalb entwickelte MEYER / 26 / eine Theorie der Vielfachstreuung speziell für niederenergetische, schwere Teilchen, die ebenfalls auf kleine Streuwinkel beschränkt ist. Im Gegensatz zu MOLIERE verwendet er einen klassisch berechneten Wirkungsquerschnitt. Diese Theorie löste eine Reihe experimenteller Arbeiten aus, in denen zunächst die Energie- und Schichtdickenabhängigkeit / 27 - 32 / und später der Einfluß der Beschußteilchenart (Z_1 - Abhängigkeit) untersucht wurde / 33 - 35 /. Die Übereinstimmung mit der Theorie von MEYER ist bei Beschuß von Kohlenstoffolien mit schweren Teilchen ($Z_1 > 3$) über einen weiten Energiebereich (10 - 1000 keV) relativ gut. Abweichungen können vermutlich auf Meßunsicherheiten bei der Bestimmung der Foliendicke zurückgeführt werden. Für leichte Ionen (H, He, Li) ergeben sich systematisch zu breite Winkelverteilungen, deren Ursache noch nicht geklärt ist. Bei Metallen zeigen sich in einigen Arbeiten / 33, 36, 37 / zum Teil starke Abweichungen von der MEYER-Theorie, und zwar werden bis zu 50 % zu kleine Halbwertsbreiten gemessen / 33 /. BEDNYAKOV und Mitarbeiter / 21 / finden demgegenüber für die Streuung von Protonen an Cu-Folien gute Übereinstimmung mit der Theorie von MOLIERE, die in dem verwendeten Foliendickenbereich mit der Theorie von MEYER übereinstimmt. Die von KURNAEV, SAVELOV, SOTNIKOV und TELKOVSKII / 38 /, sowie ARKHIPOV und GOTT / 39 / gemessenen Halbwertsbreiten sind im Vergleich mit der Theorie von MEYER etwas zu groß, die Meßergebnisse streuen jedoch stark. ARKHIPOV und GOTT finden gute Übereinstimmung mit der von ihnen für niedere Energien erweiterten Theorie von GOUDSMIT und SAUNDERSON.

Schnelle Computer eröffneten die Möglichkeit, die Streuung von Ionen in amorphen Festkörpern mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode zu simulieren / 1, 40 - 44 /. Eine detaillierte Beschreibung der Monte-Carlo-Methode wurde 1963 von BERGER gegeben / 45 /. Spezielle Rechnungen zur Vielfachstreuung wurden jedoch noch nicht durchgeführt.

Das Interesse an der Vielfachstreuung niederenergetischer Ionen ist sowohl theoretischer, als auch experimenteller Art. Einmal tritt Vielfachstreuung bei Experimenten meist als unerwünschter Nebeneffekt auf (z. B. Strahlaufweitung), zum zweiten ist sie von grundlegendem theoretischem Interesse, weil sie über die Streuung von Teilchen in solchen Stoßparameterbereichen Auskunft gibt, für welche die Abschirmung durch Atomelektronen eine Rolle spielt. Vielfachstreuexperimente können dazu benutzt werden, Wechselwirkungspotentiale zu bestimmen, wenn der Einfluß der Materialeigenschaften, wie z. B. der Reinheit, der Homogenität und besonders der kristallinen Ordnung der verwendeten Folien bekannt ist.

1.2 Aufgabenstellung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Vielfachstreuung von Protonen und Heliumionen in Metallfolien im Energiebereich zwischen 50 und 150 keV.

Da zu Beginn dieser Arbeit (Anfang 1969) für diesen Energiebereich keine Theorie existierte, sollte die Vielfachstreuung von Ionen in dünnen Folien mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen auch theoretisch untersucht werden. In der Zwischenzeit sind mehrere theoretische und experimentelle Arbeiten, speziell für niedrige Energien erschienen / 26, 27, 29 /. Daher wurde das Hauptgewicht dieser Arbeit auf die Untersuchung der Übereinstimmung sowohl der Experimente, als auch der Monte-Carlo-Rechnungen mit der Theorie von MEYER gelegt.

Es soll, über die kurzen Überlegungen von ANDERSEN und Mitarbeitern / 33 / hinaus, versucht werden, einfache Kriterien dafür anzugeben, wann polykristalline Folien im Sinne der verwendeten Theorie als amorph anzusehen sind. Im Gegensatz zu den Arbeiten von HÖGGERG und SKOOG / 34 / bzw. von KRYGEL, LIPPOLD und SCHWABE / 35 / soll detaillierter untersucht werden, welcher Teil des Wechselwirkungspotentials mit Hilfe der Vielfachstreuung untersucht werden kann.

2. THEORIE DER VIELFACHSTREUUNG

Wie BOHR / 46 / und LINDHARD und Mitarbeiter / 47 / gezeigt haben, lassen sich die Wege von Ionen in Kristallen im Energiebereich von einigen keV bis zu einigen MeV durch klassische Bahnen beschreiben. Die Stöße mit Gitteratomen kann man in guter Näherung als elastische Zweierstöße behandeln / 46 /.

2.1 Gültigkeit der klassischen Mechanik

Die Gültigkeit der klassischen Beschreibung ist zu hohen Geschwindigkeiten v und großen Stoßparametern p (d.h. zu kleinen Streuwinkeln) hin durch die Unschärferelation begrenzt / 46, 47 /. Für abgeschirmte Coulombpotentiale ist die klassische Beschreibung gültig, wenn

$$\frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} > 1 + \frac{p^2}{a^2} \quad (2.1)$$

Z_1 ist die Ordnungszahl der Beschußteilchen, Z_2 die der Targetatome, e ist die Elementarladung und \hbar das PLANK'sche Wirkungsquantum dividiert durch 2π . Für den Abschirmradius a , der als charakteristische Länge in das Wechselwirkungspotential eingeht (2.4), existieren unterschiedliche Definitionen. LINDHARD und Mitarbeiter / 47 / bestimmen den Abschirmradius durch Vergleich mit störungstheoretischen Rechnungen zu

$$a = 0.8853 \cdot a_o \cdot (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \quad (2.2 a)$$

$$\text{mit } a_o = \frac{\hbar^2}{m e^2} = 0.5292 \text{ \AA}$$

a_o ist die erste Bohr'sche Wasserstoffbahn und m die Elektronenmasse. (2.2 a) entspricht bis auf den Faktor 0.8853 dem von BOHR / 46 / aus qualitativen Überlegungen gewonnenen Abschirmradius. FIRSOV / 48 / findet bessere Übereinstimmung mit statistischen Berechnungen, wenn er einen Abschirmradius der Form

$$a_F = 0.8853 \cdot a_o \cdot (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{-2/3} \quad (2.2 b)$$

verwendet.

In Einheiten des Abschirmradius ($p = n \cdot a$) ergibt sich aus der Bedingung (2.1)

$$v < 4.3 \cdot 10^6 \frac{Z_1 \cdot Z_2}{(1+n^2)} \quad \left(\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right) \quad (2.3)$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten Energien und Ion-Target-Kombinationen ist die Ungleichung (2.3) bis zu großen Stoßparametern, d. h. bis zu kleinen Ablenkwinkeln erfüllt. Zum Beispiel ergibt sich für 150 keV Protonen, gestreut an Nickel, ein größter Stoßparameter von $p \approx 0.7 \text{ \AA}$; das entspricht einem Streuwinkel von 0.03° . Dieser ist wesentlich kleiner als die bei der Messung erreichte Winkelauflösung.

2.2 Vergleich der Vielfachstreutheorien von MOLIERE und MEYER

Ein ausführlicher Vergleich zwischen den Theorien von MOLIERE und MEYER ist bei MEYER / 26 / gegeben deshalb sollen hier nur die wichtigsten Annahmen miteinander verglichen werden (Tabelle 1).

Beide Theorien gehen von unkorrelierten Zweierstößen zwischen Beschußteilchen und Targetatomen aus, d. h. die streuende Schicht wird als amorphes Material aufgefaßt. Als Wechselwirkungspotential verwenden beide Theorien das Thomas-Fermi-Potential:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \phi\left(\frac{r}{a}\right) \quad (2.4)$$

r ist der Abstand der beiden Stoßpartner.

Die Abschirmfunktion $\phi\left(\frac{r}{a}\right)$ wurde ursprünglich numerisch berechnet / 49 /. Sie läßt sich analytisch durch die Näherungen von MOLIERE / 15 / und von WEDEPOHL / 50 / beschreiben:

$$\phi\left(\frac{r}{a}\right) = 0.1 e^{-6\frac{r}{a}} + 0.55 e^{-1.2\frac{r}{a}} + 0.35 e^{-0.3\frac{r}{a}} \quad \text{MOLIERE} \quad (2.5)$$

$$\phi\left(\frac{r}{a}\right) = 317 \frac{r}{a} \exp\left(-6.62 \left(\frac{r}{a}\right)^{1/4}\right) \quad \text{WEDEPOHL} \quad (2.6)$$

Die Abweichung der MOLIERE'schen Näherung von der numerisch berechneten Abschirmfunktion beträgt im Intervall $0 < \frac{r}{a} < 6$ maximal 0,2 %, die der WEDEPOHL'schen für $0.3 < \frac{r}{a} < 16$ etwa 1.5 %. Das Thomas-Fermi-Potential ist zumindest für Teilchen mit hoher Kernladungszahl theoretisch fundiert und für beliebige Ion-Target-Kombinationen anwendbar. MOLIERE verwendet für die Abschirmfunktion die Näherung (2.5), MEYER verwendet die numerischen Werte.

	Theorie Molière	Theorie Meyer	Monte-Carlo-Rechnungen
Wechselwirkungspotential	Thomas-Fermi-Potential in der Molière Näherung	Thomas-Fermi-Potential numerisch	Thomas-Fermi-Potential in der Wedepohl-Näherung
Wirkungsquerschnitt	quantenmechan. berechnet mit zusätzl. Näherung für Vielfachstreuung	klassisch berechnet Einparameter Näherung nach Lindhard	nur Ablenkwinkel als Fkt. des Stoßparameters
mittl. Anzahl Stöße	dem Wirkungsquerschnitt entsprechend \ll Anzahl Atomlagen	entsprechend der Anzahl Atomlagen	entsprechend der durchlaufenen Weglänge
Energieverlust elastischer inelastischer	nicht berücksichtigt kann berücksichtigt werden	beide nicht berücksichtigt	beide berücksichtigt
Gültigkeitsbereich Streuwinkel reduzierte Schichtdicke	$\Theta \leq 20^\circ$ $\tau \geq 20$	$\Theta \leq 20^\circ$ $\tau \geq 0.2$	alle Winkel alle τ
Energie	durch Schichtdicke und Streuwinkel zu kleinen Energien begrenzt	wegen klassischer Rechnung nur für niedrigere Energien gültig	wegen klassischer Rechnung nur für niedrigere Energien gültig
Winkelverteilung	$f(\vartheta) = \frac{1}{B} \left(\frac{E}{Z_1 Z_2 e^2 \sqrt{\pi \pi t}} \right)^2 \cdot \left(2e^{-\vartheta^2} + \frac{1}{B} f^{(1)}(\vartheta) + \frac{1}{B^2} f^{(2)}(\vartheta) + \dots \right)$ $f^{(1)}, f^{(2)}$ numerisch	$F(\theta) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{a E}{2Z_1 Z_2 e^2} \right)^2 \cdot \left(f_1(\tau, \theta) - \frac{a^2}{r_0^2} f_2(\tau, \theta) \right)$ f_1, f_2 numerisch	numerisch (zusätzlich Energieverteilung)

TABELLE 1 Vergleich der Theorien von MOLIERE und MEYER mit den Monte - Carlo - Rechnungen

Unterschiede ergeben sich bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte. MOLIERE berechnet den Wirkungsquerschnitt quantenmechanisch aus dem Wechselwirkungspotential, während MEYER den von LINDHARD, NIELSEN und SCHARFF / 47 / klassisch berechneten und in einer einparametrischen Form (Energie und Streuwinkel kommen nur zusammen vor) angegebenen Wirkungsquerschnitt übernimmt. MOLIERE beschreibt in seinem Wirkungsquerschnitt den Einfluß der Abschirmung durch die Atomelektronen durch eine einzige Konstante. Die spezielle Form dieser Näherung hat zur Folge, daß der Wirkungsquerschnitt für kleine Ablenkwinkel abgeschnitten wird. Dies ist, wie MEYER zeigen konnte, für dicke Schichten zulässig, da die so abgeschnittenen Winkelbereiche nicht wesentlich zur Vielfachstreuung beitragen. Es hat aber zur Folge, daß die mittlere Anzahl Stöße in der streuenden Schicht sehr viel kleiner ist, als die Anzahl der durchquerten Atomlagen. Bei MEYER ist die Anzahl Stöße gerade gleich der Zahl der Atomlagen (Atomlagen = Foliendicke / Abstand nächster Nachbarn).

Der elastische Energieverlust bei der Vielfachstreuung leichter Ionen mit Energien oberhalb einiger keV ist vernachlässigbar und wird in beiden Theorien nicht berücksichtigt. Der elektronische Energieverlust kann in der Theorie von MOLIERE berücksichtigt werden, in der Theorie von MEYER nicht. Solange der Energieverlust in der streuenden Schicht klein ist gegenüber der Primärenergie, genügt es, die mittlere Energie der Beschußteilchen in der Schicht zu verwenden.

Die Gültigkeitsbereiche der einzelnen Theorien sind durch die implizierten Näherungen bestimmt. Beide Theorien beschränken sich auf kleine Einzelstreuwinkel. Bei der Summation über die Einzelstreuwinkel führt MOLIERE eine zusätzliche Näherung ein, die nur für große Schichtdicken gültig ist. Daraus ergibt sich eine Gültigkeitsgrenze der Theorie zu kleinen Energien hin, wenn die Halbwertsbreite der Winkelverteilung hinter der streuenden Schicht auch bei der kleinstmöglichen Schichtdicke die Bedingung kleiner Winkel verletzt. Die Theorie von MEYER ist wegen des klassisch berechneten Wirkungsquerschnitts nur für niedere Energien anwendbar (Abschnitt 2.1), während bezüglich der Schichtdicke nur eine wenig einschneidende Bedingung existiert, die aus einer Näherung, den kleinsten vorkommenden Ablenkwinkel betreffend, resultiert.

Nach MOLIERE berechnete Winkelverteilungen stellen sich dar als Summe eines Gaußterms und einer rasch konvergierenden Reihe von Funktionen, von denen nur die ersten beiden, $f^{(1)}$ und $f^{(2)}$, praktisch von Bedeutung sind. Diese beiden Funktionen sind numerisch gegeben und hängen nur von dem reduzierten Gesamtstreuwinkel $\tilde{\theta}$ ab.

$$\mathcal{J} = \theta \frac{1}{\sqrt{B}} \frac{E}{Z_1 Z_2 e^2 \sqrt{\pi N t}} \quad (2.7)$$

θ ist der Gesamtstreuwinkel im Laborsystem. B ist eine schwach veränderliche Funktion ($3 \leq B \leq 24$) der Kernladungszahl der Beschußteilchen, Z_1 bzw. der Targetatome Z_2 , der Geschwindigkeit v der Beschußteilchen, der Anzahldicke N (Teilchen/cm³) der Targetatome und der Foliendicke t :

$$\frac{e^B}{B} = \frac{10.77 \cdot \alpha^2}{1.13 + 3.76 \cdot \alpha^2} N t a^2 \quad (2.8)$$

mit dem BORN'schen Parameter α

$$\alpha = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (2.9)$$

Winkelverteilungen nach MEYER werden aus einer Summe von zwei ebenfalls numerisch gegebenen Funktionen, f_1 und f_2 , berechnet, die aber von zwei reduzierten Variablen abhängen, dem reduzierten Streuwinkel $\tilde{\theta}$

$$\tilde{\theta} = \theta \frac{a E}{Z_1 Z_2 e^2} \quad (2.10)$$

und der reduzierten Schichtdicke τ

$$\tau = \pi a^2 N t \quad (2.11)$$

E ist die Energie der Beschußteilchen. Die Winkelverteilungen werden im wesentlichen durch f_1 bestimmt, während der zweite Term der Summe infolge des Vorfaktors $a^2 / r_0^2 \ll 1$ nur eine kleine Korrektur zum ersten darstellt. $2r_0$ ist der Abstand nächster Nachbarn im Festkörper. Die Ergebnisse von MEYER gehen bei $\tau \approx 20$ in die von MOLIERE über, so daß sich eine Trennung

der Anwendungsbereiche ergibt: Theorie von MEYER für dünne Schichten ($\tau \leq 20$) und Theorie von MOLIERE für dicke Schichten ($\tau \geq 20$).

Die Theorien von MOLIERE und MEYER zeigen folgende Abhängigkeit, die auch durch die in Abschnitt 2.3 beschriebenen Monte-Carlo-Rechnungen bestätigt werden und durch Experimente geprüft werden können:

1. Die Form der Winkelverteilung in reduzierten Größen (\mathcal{L} bzw. $\tilde{\Theta}$ und τ), und damit die reduzierte Halbwertsbreite, ist unabhängig von der Energie der Beschußteilchen.
2. Die Halbwertsbreite der Winkelverteilung ist umgekehrt proportional zur Energie der Beschußteilchen.
3. Es gibt eine universelle, für alle Ion-Target-Kombinationen gültige Funktion, die den Zusammenhang zwischen reduzierter Foliendicke τ und reduzierter Halbwertsbreite $\tilde{\Theta}$ beschreibt.

Es wird Sache der Experimente sein, zu zeigen, wie weit diese drei Punkte bestätigt werden und wo sich Unterschiede ergeben.

2.3 Computer-Simulation der Winkel- und Energieverteilung gestreuter Teilchen mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode

Das Ziel der Monte-Carlo-Rechnungen ist es, sowohl Winkel-, als auch Energieverteilungen von relativ niederenergetischen Teilchen nach Durchgang durch dünne, amorphe Folien zu bestimmen.

Es wird angenommen, daß ein Primärteilchen auf eine Folie trifft, die aus einer Anzahl zufällig verteilter Streuzentren besteht. Dieses Primärteilchen macht in der Folie einzelne und, wegen fehlender Gitterführungseffekte, unkorrelierte Zweierstöße, d. h. es steht zu jedem Zeitpunkt mit nur einem Targetatom in Wechselwirkung. Diese Annahme hat zur Folge, daß der Stoßparameter im Einzelstoß einen Maximalwert nicht überschreitet. Bei einem Stoßparameter, der dem halben Abstand nächster Nachbaratome entspricht, wird das Wechselwirkungspotential des einen Atoms abgeschnitten und das des nächsten, daneben liegenden beginnt zu wirken. Der Ablenkungswinkel wird jedoch so berechnet, als ob das Potential des einzelnen Atoms unendlich ausgedehnt wäre und das Primärteilchen aus großer Entfernung kommend an einem einzelnen Targetatom gestreut würde. Dieses Verfahren ist nur sinnvoll, wenn das Potential des Einzelatoms für Stoßparameter größer als der Abstand nächster Nachbaratome so klein ist, daß es auf den Streuvorgang keinen wesentlichen Einfluß mehr hat. Für leichte Ionen ist diese Bedingung für Energien größer als etwa 100 eV erfüllt / 1 /.

Der Ablenkungswinkel im Schwerpunktsystem Θ_{cm} kann für einen Zweierstoß nach der klassischen Streutheorie durch eine Integration über den Abstand r der beiden Stoßpartner als Funktion des Stoßparameters p , der Teilchenenergie E und des Wechselwirkungspotentials $V(r)$ bestimmt werden / 51 /:

$$\Theta_{cm} = \pi - 2 \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{p \frac{dr}{r^2}}{\sqrt{1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{V(r)}{E}}} \quad (2.12)$$

r_{min} ist die Wurzel des Radikanden, d. h. die kürzeste Entfernung zwischen stoßendem und gestoßenem Teilchen. Diese Integration kann in den meisten Fällen nur numerisch durchgeführt werden und ist deshalb, wegen der benötigten Rechenzeit, nur bedingt für Monte-Carlo-Rechnungen anwendbar. LINDHARD, NIELSEN und SCHARFF / 47 / geben eine sehr einfache, empirische Näherungsformel (magic formula) zur Berechnung des Streuwinkels als Funktion des Stoßparameters an, die es gestattet, durch eine einfache Differentiation den Streuwinkel aus dem Wechselwirkungspotential zu berechnen:

$$\sin^2 \frac{\Theta_{cm}}{2} = -\frac{3}{16} \frac{1}{E^2} \times \frac{1}{3} \frac{d}{dx} \left\{ \phi^2(x) \cdot x^{-4/3} \right\} \quad (2.13)$$

mit der reduzierten Energie ϵ

$$\epsilon = \frac{\alpha}{Z_1 Z_2 e^2} \frac{M_0 v^2}{2} \quad (2.14)$$

der reduzierten Masse M_0

$$M_0 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2.15)$$

m_1 bzw. m_2 ist die Masse der Beschußteilchen bzw. der Targetatome, und mit

$$\chi = \sqrt{\frac{p^2 + p_0^2(E)}{\alpha^2}} \quad (2.16)$$

Die Differentiation in (2.13) ist sehr viel einfacher auszuführen, als die Integration in (2.12). $p_0(E)$ stellt eine Näherung für große Winkel dar und wird durch die Bedingung festgelegt, daß für $p=0$, $\sin \theta_{cm}/2 = 1$ sein muß. Die Einführung von p_0 bedeutet qualitativ, daß für einen gegebenen Stoßparameter p eine effektive nächste Annäherung ($\sim (p^2 + p_0^2)^{1/2}$) eingeführt wird. In Abb. 2.1 ist das Verhältnis des nach (2.13) berechneten Streuwinkels zu dem nach (2.12) berechneten

/ 52 / als Funktion des reduzierten Stoßparameters dargestellt. Der Fehler der Berechnung des Streuwinkels nach der "magic formula" ist für Ablenkwinkel $\theta_{cm} < 20^\circ$ in dem hier betrachteten Energiebereich ($\epsilon > 5$) kleiner als 3 %, für $\theta_{cm} < 5^\circ$ ist die Abweichung kleiner als 1 % und nimmt zu kleineren Winkeln hin ab.

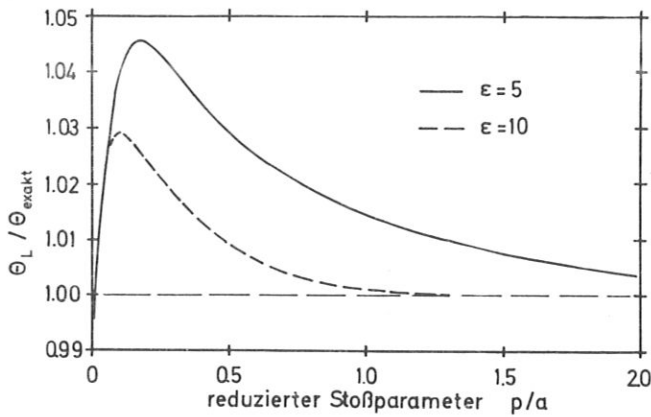


Abb. 2.1
Verhältnis des nach LINDHARD's "magic formula" (2.13) berechneten Streuwinkels im Schwerpunktsystem zu dem von ROBINSON (2.12) exakt berechneten, als Funktion des reduzierten Stoßparameters.

Der Streuwinkel im Schwerpunktsystem θ_{cm} wird nach der Formel

$$\tan \theta = \frac{m_2 \sin \theta_{cm}}{m_1 + m_2 \cos \theta_{cm}} \quad (2.17)$$

in den Streuwinkel im Laborsystem θ umgerechnet.

In den Rechnungen wurde fast ausschließlich ein Potential der Form (2.4) mit der Thomas-Fermi-Abschirmfunktion in der Näherung von WEDEPOHL (2.6) verwendet, weil sie eine einfache analytische Form mit genügender Genauigkeit über einen großen Stoßparameterbereich darstellt. Der elastische Energieverlust, d. h. die beim Stoß übertragene Energie ist eine Funktion des Ablenkwinkels und der Teilchenenergie

$$\Delta E_{elastisch} = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} E \sin^2 \frac{\theta_{cm}}{2} \quad (2.18)$$

Der elektronische Energieverlust wird in Abhängigkeit von der im Festkörper zurückgelegten Weglänge berücksichtigt. Es werden experimentelle Werte des Energieverlustes als Funktion der Teilchenenergie in Tabellenform eingegeben. Daraus wird entsprechend der jeweiligen Teilchenenergie der Energieverlust durch Interpolation bestimmt und jeweils zwischen zwei Stößen proportional zu der zurückgelegten Weglänge abgezogen.

Um die Bahnen einer großen Anzahl von Primärteilchen zu berechnen, die alle mit vorgegebenem Einfallswinkel und vorgegebener Energie an der Oberfläche einer Folie starten, werden Zufallszahlen zur Bestimmung des jeweiligen Stoßparameters und des jeweiligen Azimutwinkels beim Einzelstoß verwendet. Der Streuvorgang beim Durchgang eines Teilchens durch eine Folie läuft im einzelnen folgendermaßen ab:

Jedes Teilchen legt in der Folie zwischen zwei Stößen eine konstante freie Weglänge g zurück, die gleich dem Abstand zweier nächster Nachbaratome ist.

$$g = k N^{-1/3} \quad (2.19)$$

$k = 1$ für kubisch primitives Gitter,
 $k = 1,124$ für kubisch flächenzentriertes und für hexagonales Gitter,
 $k = 1,09$ für kubisch raumzentriertes Gitter, und
 $k = 0,868$ für Diamantgitter / 26 /.

Danach wird für jeden Stoß des Teilchens mit einem Targetatom ein Stoßparameter durch eine Zufallszahl so gewählt, daß die Gesamtheit der Stoßparameter gleichmäßig über eine Fläche $\pi \cdot p_{\max}^2$ verteilt ist.

$$P_1(p) dp = \frac{2p dp}{p_{\max}^2} \quad 0 \leq p \leq p_{\max} \quad (2.20)$$

$P_1(p)$ ist die Verteilungsfunktion der Stoßparameter.

Der größte zulässige Stoßparameter p_{\max} ist durch die Bedingung gegeben, daß $V_N = \pi p_{\max}^2 g$ gerade gleich dem Volumen sein muß, das einem Targetteilchen zusteht

$$V_N = \pi p_{\max}^2 g = N^{-1} \quad (2.21)$$

Die Wahl von g ist, wie auch MEYER zeigen konnte, ziemlich unkritisch, solange die Bedingung (2.21) erfüllt ist.

Der Azimutwinkel jedes Stoßes wird durch einen eigenen Zufallszahlengenerator so gewählt, daß die Gesamtheit der Azimutwinkel gleichverteilt ist zwischen 0 und 2π .

$$P_2(\beta) d\beta = \frac{d\beta}{2\pi} \quad 0 \leq \beta < 2\pi \quad (2.22)$$

P_2 ist die Verteilungsfunktion der Azimutwinkel β .

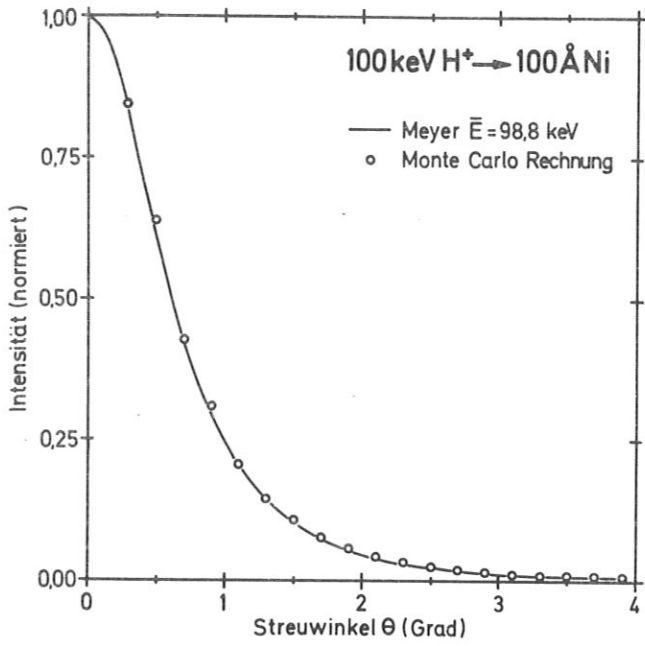
Der Gesamtstreuwinkel θ_i nach dem i -ten Stoß in der Folie setzt sich geometrisch (dreidimensional) zusammen aus dem Gesamtstreuwinkel nach dem ($i-1$)-ten Stoß θ_{i-1} , dem Ablenkwinkel beim i -ten Stoß θ'_i , der sich aus dem zufälligen Stoßparameter nach (2.13) und (2.17) ergibt, und dem zufälligen Azimutwinkel beim i -ten Stoß β_i :

$$\cos \theta_i = \cos \theta_{i-1} \cdot \cos \theta'_i + \sin \theta_{i-1} \cdot \sin \theta'_i \cdot \cos \beta_i \quad (2.23)$$

θ_i, θ'_i sind Winkel im Laborsystem.

Die Stoßprozedur wird solange fortgesetzt, bis das gestreute Teilchen die Folie wieder verläßt, oder bis es in der Folie eine minimale Energie unterschreitet und als steckengeblieben gezählt wird.

Auf diese Weise können Energie- und Winkelverteilungen unter Berücksichtigung des tatsächlich in der Folie zurückgelegten Weges berechnet werden. Es bestehen keine Einschränkungen bezüglich der Größe der Streuwinkel. Für 100 keV Protonen, gestreut an 100 Å dicken Ni-Folien, benötigt man zum Beispiel für 10.000 Teilchen etwa 2,5 min Rechenzeit an der IBM 360/91



des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Garching. Insbesondere eignet sich die Methode zur Berechnung der Vielfachstreuung in dünnen Folien. Integriert man in jedem Winkelintervall über die gesamte Energieverteilung, so stimmen die Monte-Carlo-Rechnungen sehr gut mit der Theorie von MEYER in deren Gültigkeitsbereich ($Z \geq 0,2$, $\theta \leq 20^\circ$) überein. Dabei ist es notwendig, zum Vergleich mit der Theorie von MEYER, die mittlere Energie der Teilchen in der streuenden Schicht zu verwenden. Aus dem Vergleich berechneter und gemessener Energieverteilungen lassen sich zusätzliche Informationen über Energieverluste in Festkörpern gewinnen. (Abb. 2.2).

Abb. 2.2

Vergleich der Winkelverteilung nach MEYER / 26 / mit der aus der Monte-Carlo-Rechnung gewonnenen, für 100 keV Protonen, gestreut an einer 100 Å dicken Ni-Folie.

3. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

3.1. Apparatur

Die Messungen wurden an PHARAO / 53 /, einem kleinen Beschleuniger für leichte Ionen von 30 - 150 keV durchgeführt.

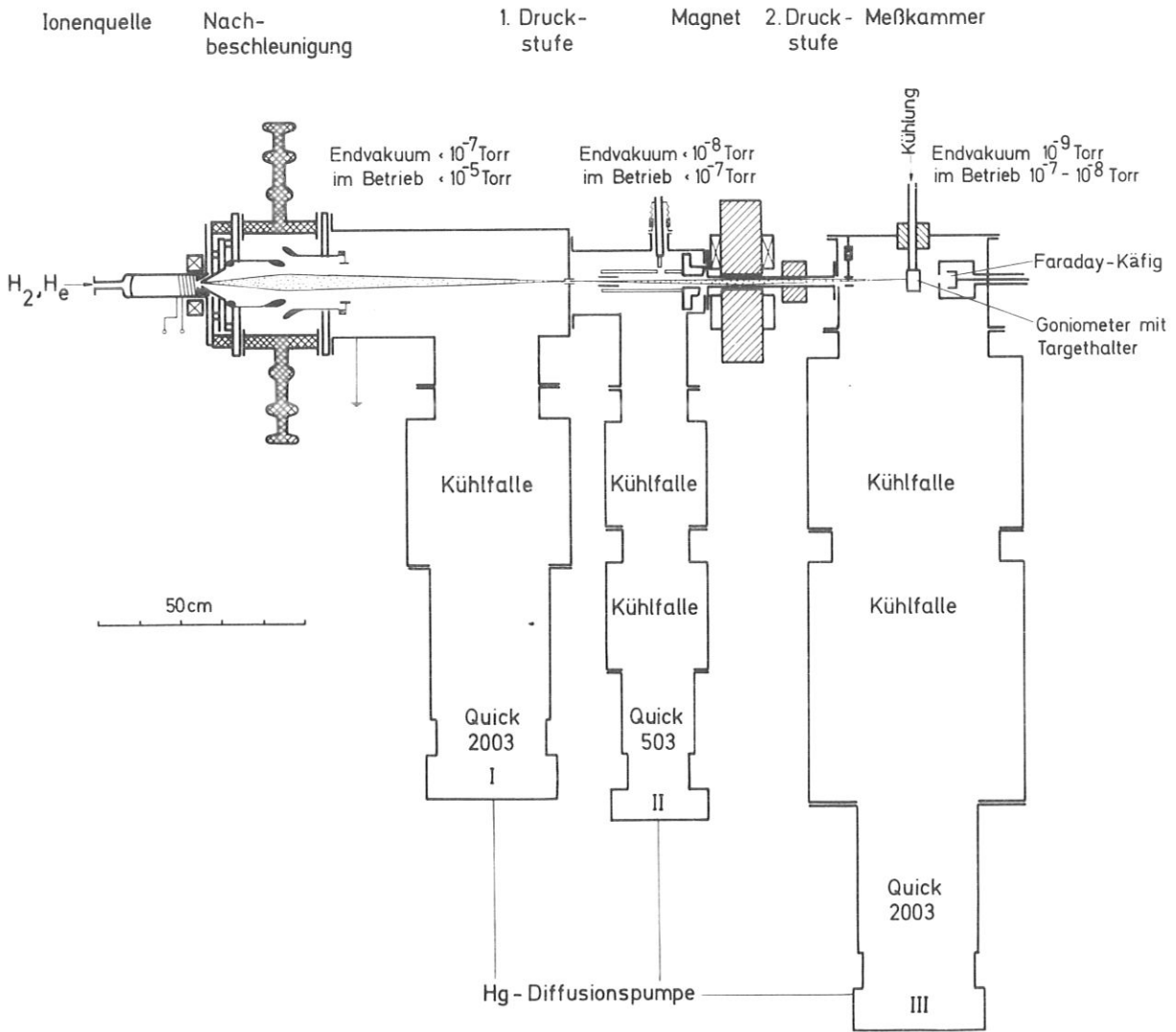


Abb. 3.1 Schematischer Aufbau des Beschleunigers.

Das Vakuumsystem besteht aus einem dreistufigen, differentiellen Pumpsystem mit Quecksilberdiffusionspumpen. In der Meßkammer war der Druck bei den Messungen besser als $2 \cdot 10^{-7}$ Torr.

Aus einer HF-Ionenquelle wird durch eine Absaugoptik ein Ionenstrahl auf die gewünschte Energie beschleunigt und anschließend durch ein Magnetfeld masselektiert. Der Ionenstrahl wird durch zwei Kreisblenden vor der Targetfolie begrenzt (Abb. 3.2), die dazu dienen, die Strahldivergenz klein zu halten gegen die Halbwertsbreite der zu messenden Winkelverteilungen. Der Ionenstrahl hat einen Öffnungswinkel von $\approx 0.08^\circ$ (Strahldurchmesser am Ort des Targets ≈ 0.18 mm), gegenüber einer typischen Halbwertsbreite der Winkelverteilungen von einigen Grad.

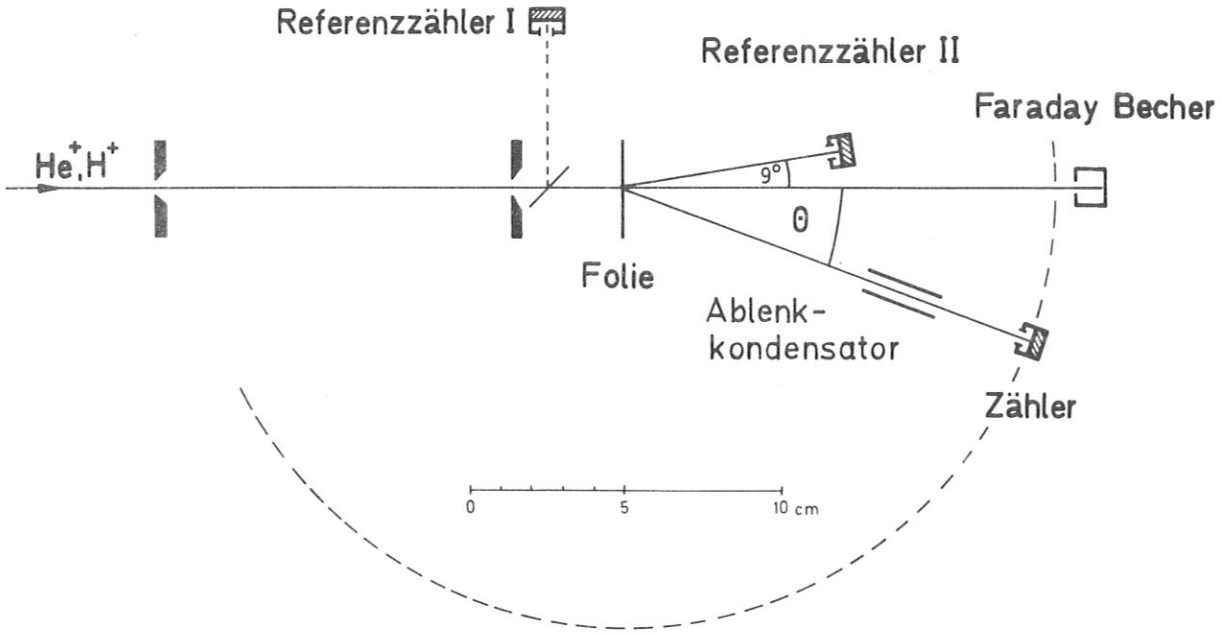


Abb. 3.2 Schematische Meßanordnung.

Zum Nachweis der gestreuten Atome und Ionen dient ein Si-Oberflächensperrschichtzähler, der um einen Winkel von -2° bis 150° gegen die Einschussrichtung verstellbar ist. Er ist mit einer Kreisblende versehen, so daß der erfaßte Raumwinkel $\Delta \Omega = 1,16 \cdot 10^{-5}$ sr beträgt.

Leichte Atome und Ionen erzeugen im Oberflächensperrschichtzähler energieproportionale Impulse, die über einen ladungs-empfindlichen Vorverstärker mit Hilfe eines Vielkanalanalysators (Didac 800, Fa. Intertechnique) nach Impulshöhen sortiert werden. Zur Energieeichung wird der Zähler direkt mit verschiedenen Primärenergien beschossen. Gekühlt ($\approx -120^\circ \text{C}$) erreicht der Zähler eine Energieauflösung für Protonen von etwa 3 keV, für Heliumionen von etwa 7 keV, bei einer unteren Nachweisgrenze von ungefähr 10 keV. Um die neutral von der Folie kommenden Teilchen getrennt von den geladenen nachweisen zu können, ist vor dem Hauptzähler ein Ablenk-kondensator angebracht. Legt man an diesen eine Spannung von ≈ 3 keV, dann können nur ungeladene Teilchen den Zähler erreichen.

Zur Messung der Beschußdosis dienen die Referenzzähler I und II, weil eine direkte Messung an der Targetoberfläche wegen des zu geringen Ionenstroms ($10^{-14} - 10^{-17}$ A) und der Sekundärelektronenemission schwierig ist. Beide Referenzzähler sind ebenfalls gekühlte Oberflächensperrschichtzähler. Mit Referenzzähler II wird die relative Beschußdosis bei der Messung von Winkelverteilungen kontrolliert. Diese Methode setzt voraus, daß sich die Targetfolie während der Messung nicht ändert. Absolute Intensitätsmessungen sind auf diese Weise nicht möglich. Ein Winkel von 9° zur Strahlrichtung wurde gewählt, weil dabei die Intensitäten im Hauptzähler und im Referenzzähler II für alle verwendeten Ion-Target-Kombinationen, sowie für alle Energien und Foliendicken in einem vernünftigen Verhältnis zueinander stehen. Für jede Winkelstellung des Zählers werden die am Referenzzähler II empfangenen Impulse mit einem Vorwahlzähler gezählt, der bei Erreichen der vorgewählten Impulszahl die Aufnahme des Energiespektrums am Vielkanalanalysator beendet und über einen Schrittmotor den Zähler in die nächste Winkelstellung bringt. Die Energieverteilungen werden auf Magnetband gespeichert. Die zugehörige Winkelverteilung erhält man durch Auftragen der integrierten Energieverteilungen über dem Streuwinkel.

3.2 Targetfolien

3.2.1 Herstellung

Für die Messungen wurden Ni- und Nb-Folien mit Dicken zwischen etwa 200 und 3000 Å verwendet. Die Folien waren freitragend über einer kreisförmigen Öffnung von 2,5 mm Ø auf einen Targethalter aus Edelstahl bzw. Nickel montiert.

Es wurden zwei Sorten von Ni-Folien verwendet: Erstens elektrolytisch auf Cu-Folien aufgebrachte (Chromium Corp. of America) und zweitens aufgedampfte. Bei den elektrolytisch aufgebrachten Ni-Folien wurde nach Aufspannen auf den Targethalter das Kupfer durch ein Chromschwefelsäure-Gemisch / 54 / oder durch Trichloressigsäure + Ammoniak / 55 / weggeätzt. Die aufgedampften Ni-Folien wurden folgendermaßen hergestellt: Sie wurden auf Lensodel AB6 beschichtetes Glas aufgedampft (Restgasdruck $< 2 \cdot 10^{-8}$ Torr) und anschließend in destilliertem Wasser abgelöst. Die verwendeten Nb-Folien wurden auf BaCl₂-bedampftes Glas aufgedampft (Restgasdruck $< 2 \cdot 10^{-5}$ Torr) und anschließend ebenfalls in destilliertem Wasser abgelöst.

Für die Herstellung der aufgedampften Folien wurden durchweg reinste Materialien verwendet. Um sicher zu gehen, daß keine Verunreinigungen in den Folien vorhanden waren, wurden Röntgenemissionsspektren der Folien untersucht. Es konnten keine Verunreinigungen nachgewiesen werden. Augeranalyse an den Nb-Folien bestätigte dies für Elemente hoher Ordnungszahl, es zeigten sich jedoch Sauerstoff und Kohlenstoffverunreinigungen. Mit Sicherheit waren an beiden Oberflächen der Nb-Folien wegen der Lagerung an Luft Oxid- und Kohlenstoffschichten (C, CO, CO₂).

3.2.2 Dickenmessung

Die Dicken der verwendeten Folien wurden interferometrisch nach Tolansky / 56 / und /oder durch Protonenrückstreuung bestimmt / 57 /. Bei der Dickenmessung durch Protonenrückstreuung dient der Referenzzähler I als Monitor für die Beschußdosis. Zu diesem Zweck befindet sich zwischen der letzten Blende und der Targetfolie eine rotierende Sektorblende (20 µg/cm² Pt auf Be), die einen konstanten Anteil des ankommenden Ionenstrahls auf den Referenzzähler I herausstreut / 58 /. Dieser wird mit Hilfe eines Faradaybeckers bei herausgeschwenkter Targetfolie kalibriert.

Der Vorteil der Dickenmessung durch Protonenrückstreuung ist der, daß die Bestimmung der Foliendicke an derselben Stelle durchgeführt wird, an der auch die Winkelverteilungen gemessen werden, während die Tolanskymessungen an gleichzeitig mit den Folien hergestellten Referenzschichten durchgeführt wurden. Für die Dickenmessung durch Protonenrückstreuung wurden generell Protonen mit 120 keV Primärenergie verwendet, die um einen Winkel von 145° gestreut wurden. Damit lassen sich Schichtdicken bis etwa 1500 Å messen. Die so ermittelten Foliendicken sind um etwa 5 - 10 % kleiner, als die mit der Tolanskymethode bestimmten. Dieser Unterschied kommt wahrscheinlich dadurch zustande, daß dünne aufgedampfte Schichten gegenüber kompaktem Material eine kleinere Dichte aufweisen / 59, 60 /. Zur Umrechnung der Massendicke auf die Foliendicke in Å wurde für Ni 8,8 gr/cm³ und für Nb 8,4 gr/cm³ verwendet.

Die Genauigkeit der Tolanskymethode beträgt etwa ± 40 Å, die der Protonenrückstreuung ist besser als 10 %, so daß die letztere Methode bei dünnen Schichten die genaueren Werte liefern sollte.

3.2.3 Eigenschaften

Aus den gemessenen Energieverteilungen kann auf die Güte der verwendeten Folien geschlossen werden: Die Foliendicke ist innerhalb des Beschußflecks sehr gleichmäßig, da die Energieverteilung des gestreuten Strahls nur geringfügig breiter ist als die des einfallenden Strahls (Abb. 3.3). Insbesondere waren die verwendeten Folien "pin hole"-frei, da in den Energiespektren auch in Richtung des Primärstrahls keine Teilchen mit Primärenergie nachzuweisen waren. Die Foliendicke änderte sich auch über größere Bereiche nur sehr wenig ($\Delta t \leq 30$ Å), da sich die gemessenen Energie- und Winkelverteilungen nur geringfügig änderten.

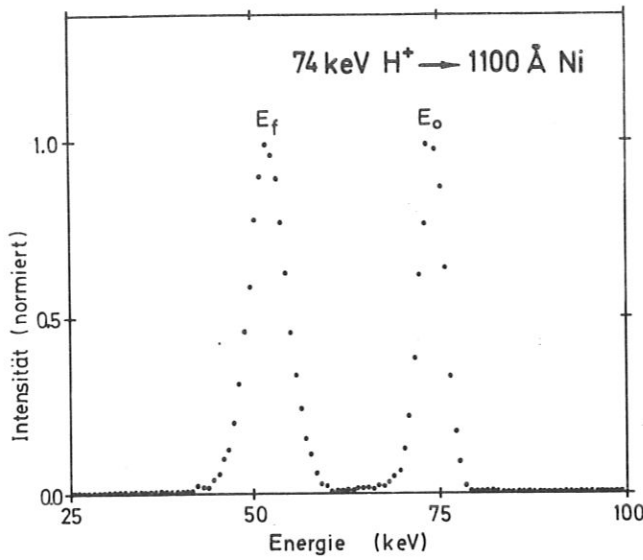


Abb. 3.3 Energiespektrum von 74 keV Protonen, vor (E_o) und nach (E_f) Durchgang durch eine 1100 Å dicke Nickel-folie.

Die Ni-Folien (Abb. 3.4 b-d, elektronenoptische Vergrößerung 108 000 X) haben je nach Herstellungsart und Vorbehandlung Kristallite sehr unterschiedlicher Größe. Die kleinsten Kristallite, maximaler Durchmesser 150 Å, weist die aufgedampfte Ni-Folie (225 Å dick) auf. Die Kristallite sind wesentlich kleiner als die Foliendicke. Heizt man die Folie etwa 10 min auf 400° C, dann erhält man wesentlich größere Kristallite. Die größten Kristallite haben einen Durchmesser von ungefähr 500 Å, mehr als die doppelte Foliendicke (Abb. 3.4 c). Die elektrolytisch hergestellten Folien zeigen auch ungeheizt schon Kristallite mit Durchmessern von 800 - 1000 Å, bei einer Foliendicke von 620 Å, d. h. es sind immer Kristallite vorhanden, die durch die ganze Folie gehen. Heizen läßt wieder die großen Kristallite auf Kosten der kleinen wachsen (Abb. 3.4 d). Der Bildausschnitt (Abb. 3.4 b-d) von etwa 4500 x 6500 Å ist wesentlich kleiner als der Ionenstrahldurchmesser mit etwa $1.8 \cdot 10^6$ Å. Bei einem mittleren Kristallitdurchmesser von 500 Å befinden sich etwa 10^7 zufällig orientierte Kristallite im Beschußfleck, bei 150 Å Durchmesser ungefähr 10^8 . Die Folien zeigen keine Textur.

3.3 Ergebnisse

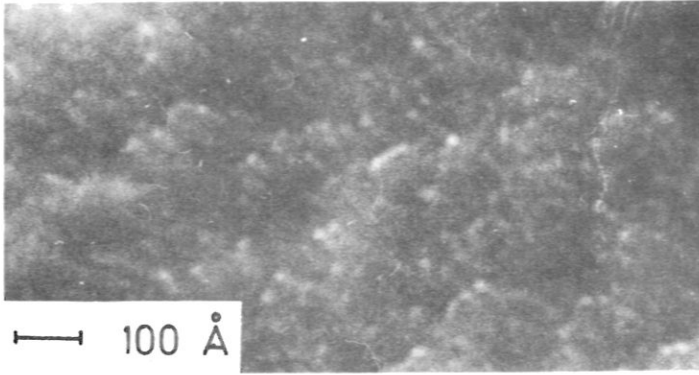
3.3.1 Form der Winkelverteilungen

Es wurden Winkelverteilungen für Protonen und Heliumionen mit Energien zwischen 50 und 150 keV, gestreut an Nickel- und Niobfolien, gemessen.

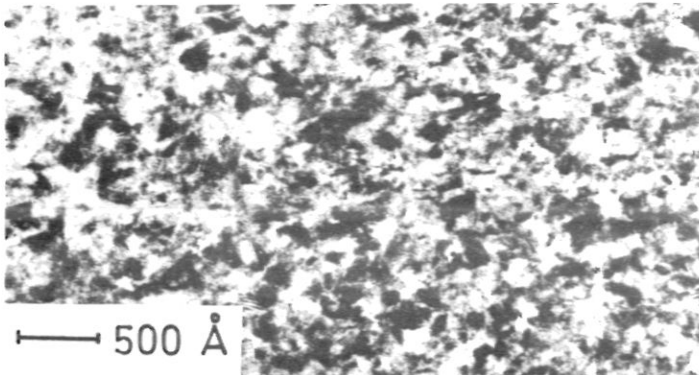
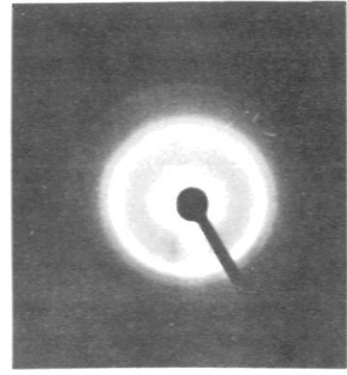
Betrachtet man die Form der Winkelverteilungen, so ergeben sich zwei typische Fälle, je nachdem ob die Folien Kristallite aufweisen, die durch die ganze Folie gehen, oder nicht. Die Winkelverteilungen der aufgedampften Ni-Folien, deren Kristallite wesentlich kleiner als die Foliendicke sind, sind gegenüber der Theorie von MEYER zu breit. In Abb. 3.5 ist dies an Hand zweier Ni-Folien dargestellt. Die Form der experimentellen Winkelverteilungen stimmt jedoch gut mit der theoretischen überein. Folien mit Kristalliten, deren Durchmesser groß sind gegen die Foliendicke, ergeben dagegen wesentlich schmalere Winkelverteilungen

Durch Elektronenbeugungsaufnahmen und mit Hilfe hochauflösender elektronenmikroskopischer Aufnahmen wurde die kristalline Ordnung der verwendeten Ni- und Nb-Folien untersucht. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.4 zusammengefaßt. Die Aufnahmen a und d wurden mit 80 keV Elektronen, b und c mit 100 keV Elektronen gemacht.

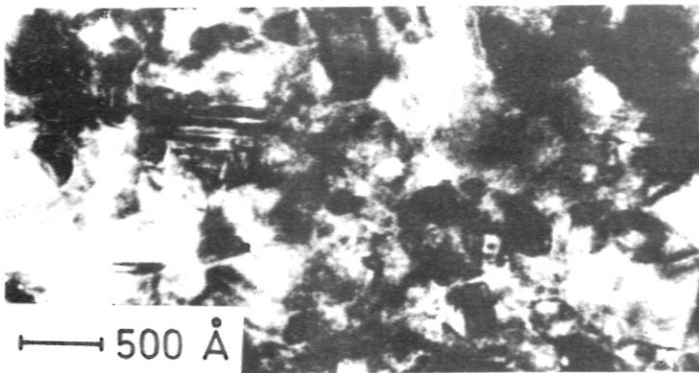
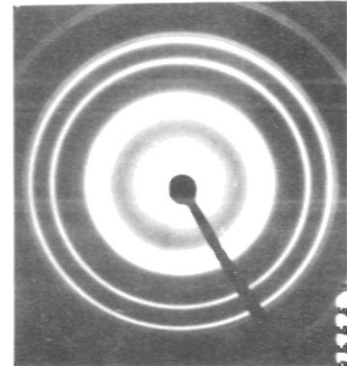
Abb. 3.4 a zeigt eine Elektronenmikroskop- und eine Beugungsaufnahme einer etwa 400 Å dicken Nb-Folie. Auch bei sehr hoher Vergrößerung (elektronenoptisch 440 000 X) werden keine einzelnen Kristallite aufgelöst. Es zeigt sich, daß die Nb-Folie sehr feinkristallin, fast amorph ist. Das Beugungsbild entspricht einer kubisch-flächenzentrierten Struktur mit einer Gitterkonstanten von 3.98 Å. Niob sollte dagegen eine kubisch-raumzentrierte Struktur mit einer Gitterkonstanten von 3.29 Å aufweisen. Die Tatsache, daß die Struktur aufgedampfter Filme stark von den Aufdampfbedingungen abhängt, ist an Tantalfilmen ausführlich untersucht worden (z.B. /61/) und auch bei Niob bekannt /62/.



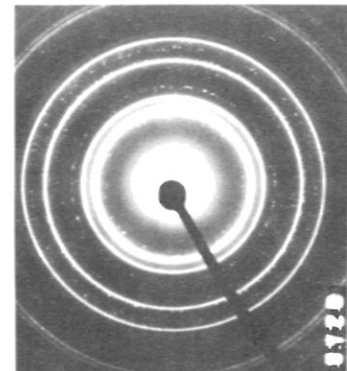
a) 400 Å Niob aufgedampft



b) 225 Å Nickel aufgedampft, ungeheizt



c) 225 Å Nickel aufgedampft, geheizt



d) 620 Å Nickel elektrolyt. herg., geheizt

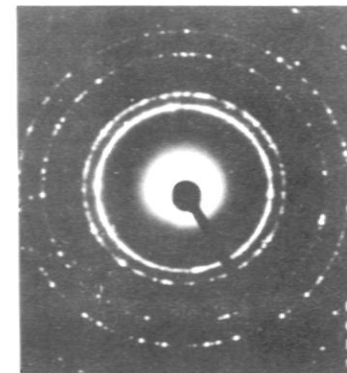
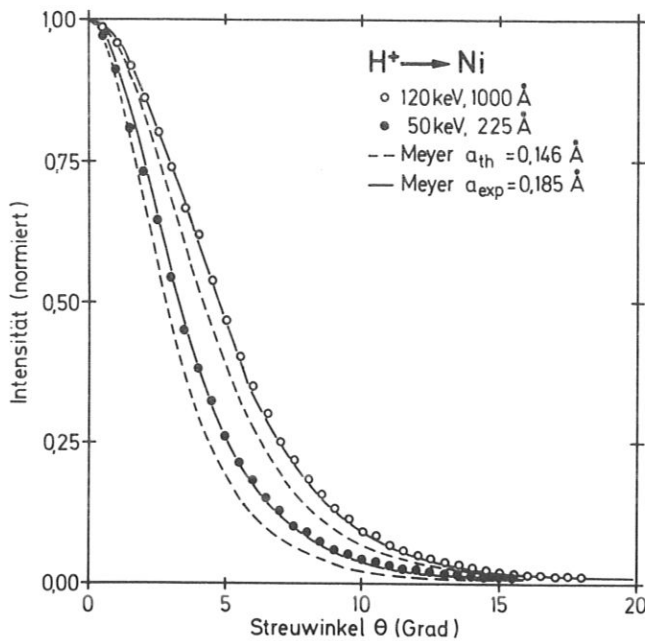


Abb. 3.4 Elektronenmikroskop- und Beugungsaufnahmen der verwendeten Nickel- und Niobfolien.



mit einer, bei großen Streuwinkeln charakteristisch flacheren Form. In Abb. 3.6 ist dies am Beispiel einer geheizten (350°C) 600 Å dicken Cu-Folie mit sehr großen Kristalliten gezeigt (Kupfer auf fuchsinbedampftes Glas aufgedampft und in destilliertem Wasser abgelöst). Links ist die normierte Intensität über dem Streuwinkel aufgetragen, rechts ist sie über dem auf die Halbwertsbreite der jeweiligen Winkelverteilung normierten Streuwinkel aufgetragen, um die Form der Winkelverteilungen vergleichen zu können. Zum Vergleich sind die nach MEYER berechneten Winkelverteilungen eingezeichnet. In der auf die Halbwertsbreite normierten Darstellung fallen die beiden theoretischen Winkelverteilungen innerhalb der Strichstärke zusammen.

Abb. 3.5 Winkelverteilungen von 120 keV bzw. 50 keV Protonen, gestreut an einer 1000 Å bzw. 225 Å dicken Ni-Folie. Zum Vergleich sind die nach MEYER berechneten Winkelverteilungen mit dem theoretischen (a_{th}) und dem experimentell bestimmten (a_{exp}) Abschirmradius eingezeichnet.

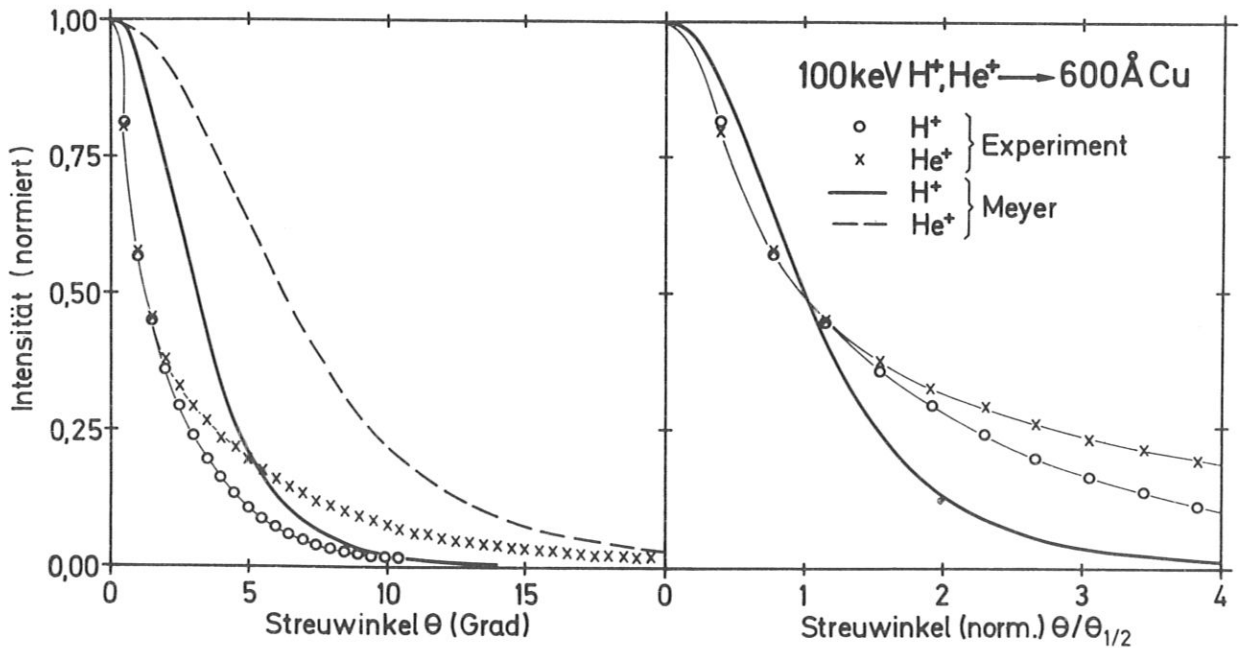


Abb. 3.6 Winkelverteilungen von 100 keV Protonen bzw. Heliumionen, gestreut an einer 600 Å dicken, geheizten Cu-Folie mit sehr großen Kristalliten. Links, Intensität aufgetragen über dem Streuwinkel, rechts, über dem auf die jeweilige Halbwertsbreite normierten Streuwinkel. Zum Vergleich sind die nach MEYER mit dem theoretischen Abschirmradius berechneten Winkelverteilungen eingezeichnet.

Für die Berechnung der theoretischen Winkelverteilungen wurde die gemessene mittlere Energie \bar{E} der Teilchen in der Folie verwendet, weil der Energieverlust in der Theorie nicht berücksichtigt werden kann.

$$\bar{E} = (E_o + E_f) / 2 \tag{3.1}$$

E_o und E_f sind die Energien der Teilchen vor bzw. nach Durchgang durch die Folie. Der dadurch entstehende Fehler ist wegen des relativ geringen Energieverlustes (15%) und der Schärfe der Energieverteilung klein gegen die Unsicherheit bei der Bestimmung der Foliendicke. Die mittlere Energie wird aus den Messungen entnommen, weil Verunreinigungsschichten diese merklich ändern können, ohne wesentlich zur Winkelverteilung beizutragen.

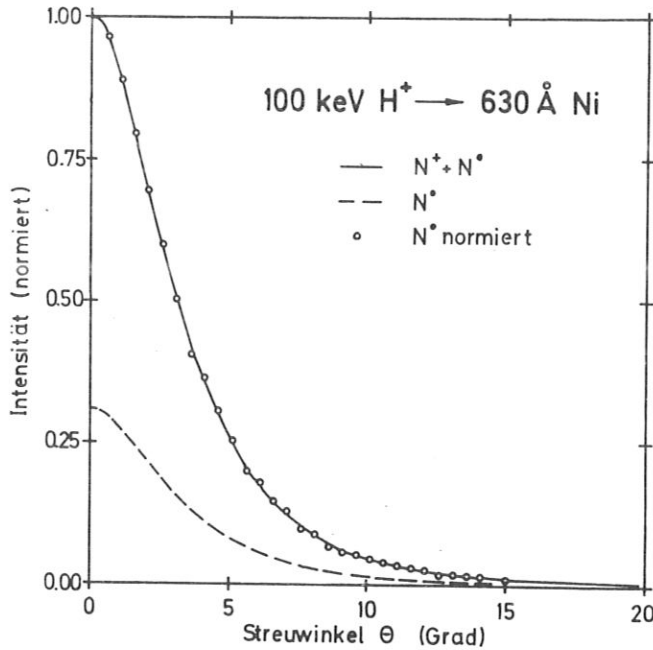


Abb. 3.7 Winkelverteilung geladener und neutraler Teilchen zusammen ($N^+ + N^0$) und neutraler allein (N^0) für 100 keV Protonen, gestreut an einer 630 Å dicken Ni-Folie.

Abb. 3.7 zeigt für 100 keV Protonen, gestreut an einer 630 Å dicken, elektrolytisch hergestellten Nickelfolie, sowohl eine Winkelverteilung geladener und neutraler Teilchen zusammen, als auch eine Verteilung der Ungeladenen allein. Beide Verteilungen stimmen überein.

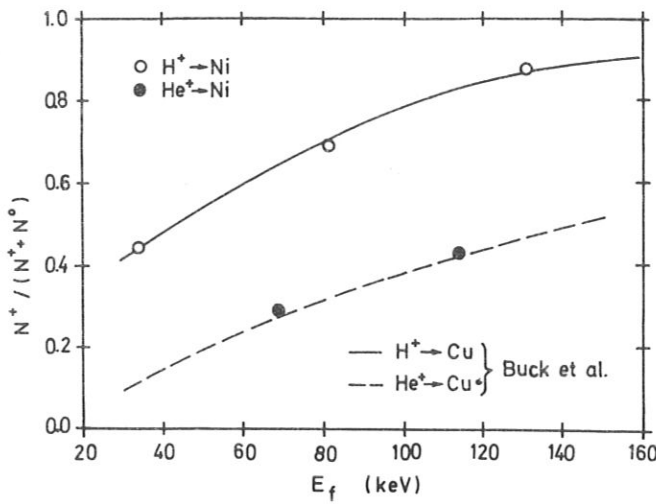
Ion	E_f (keV)	$N^+ : N^0$
H ⁺	34	44 : 56
H ⁺	81	69 : 31
H ⁺	131	87,5 : 12,5
He ⁺	68,5	29,5 : 70,5
He ⁺	114	42,5 : 57,5

Die Winkelverteilungen enthalten alle in den Zähler gestreuten Primärteilchen unabhängig von ihrem Ladungszustand, da im Oberflächen-sperrschichtzähler neutrale wie geladene Teilchen gleichermaßen nachgewiesen werden. In früheren Arbeiten wurden entweder nur die Geladenen nachgewiesen / 27, 32, 35, 36 /, oder Geladene und Neutrale gemeinsam / 29, 34 /. Es wurde bisher nicht explizit gezeigt, daß die Winkelverteilungen Geladener bzw. Neutraler gleich sind.

In einer Reihe von Messungen zeigte sich, daß das Verhältnis der neutralen Teilchen zur Gesamtzahl der in einen vorgegebenen Raumwinkel gestreuten Teilchen zumindest für kleine Winkel ($\theta \leq 20^\circ$) konstant ist. Man erhält dieselbe Form der Winkelverteilung, gleichgültig ob man die Verteilung der Geladenen, der Neutralen oder der Geladenen und Neutralen gemeinsam betrachtet.

TABELLE 2

Verhältnis geladener Teilchen (N^+) : neutralen Teilchen (N^0) nach Durchgang von Protonen und Heliumionen durch eine Nickelfolie (630 Å). $N^+ + N^0 = 100$. E_f ist die Energie der Teilchen bei Austritt aus der Folie.



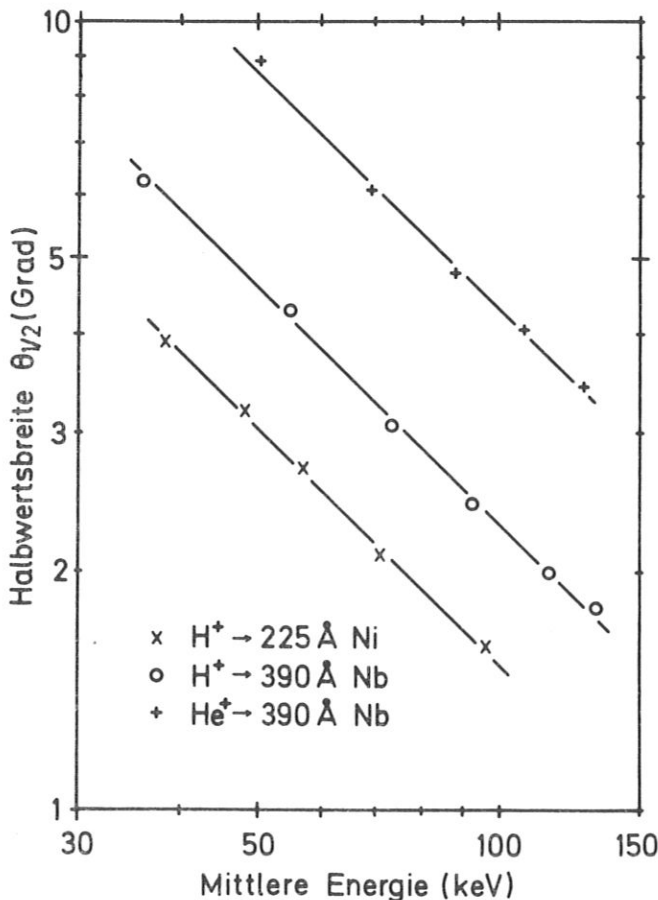
Für das Verhältnis der Prozentsätze von Geladenen und Neutralen bekommt man für Protonen und Heliumionen, gestreut an Nickel, die in Tabelle 2 angegebenen Werte. Diese Werte können durch Adsorptions- bzw. Oxidschichten oder durch Verunreinigungsschichten an der Folienoberfläche beeinflusst sein. Sie stimmen jedoch sehr gut mit den von BUCK et al. / 63 / angegebenen Werten überein (Abb. 3.8).

Abb. 3.8

Verhältnis geladener N^+ zur Gesamtzahl geladener und neutraler Teilchen ($N^+ + N^0$), als Funktion der Austrittsenergie E_f , gemessen an Ni-Folien . Zum Vergleich sind die von BUCK et al. angegebenen Kurven eingezeichnet.

3.3.2 Halbwertsbreiten der Winkelverteilungen als Funktion der Energie und der Foliendicke

Nach den Theorien von MEYER und MOLIERE sollte die Halbwertsbreite der Winkelverteilungen umgekehrt proportional zur mittleren Energie der Beschußteilchen sein (Abschnitt 2.2). Die Messungen bestätigen dies, und zwar unabhängig von der Größe der Kristallite in den Folien. Abb. 3.9 zeigt drei Beispiele: Protonen, gestreut an einer feinkristallinen Nickelfolie bzw. an einer amorphen Niobfolie, und Heliumionen, gestreut an derselben Niobfolie.



Die Theorie ergibt, daß für alle Ion-Target-Kombinationen und unabhängig von der mittleren Beschußenergie eine universelle Funktion existiert, die die reduzierte Halbwertsbreite mit der reduzierten Foliendicke verbindet (Abschnitt 2.2). Es ergeben sich im Wesentlichen zwei Gruppen von Meßergebnissen (Abb. 3.10), eine unterhalb und eine oberhalb der theoretischen Kurve. Beide zeigen einen ähnlichen Verlauf mit τ wie die theoretische Kurve.

Abb. 3.9

Halbwertsbreite $\theta_{1/2}$ als Funktion der mittleren Energie der Teilchen in der Folie.

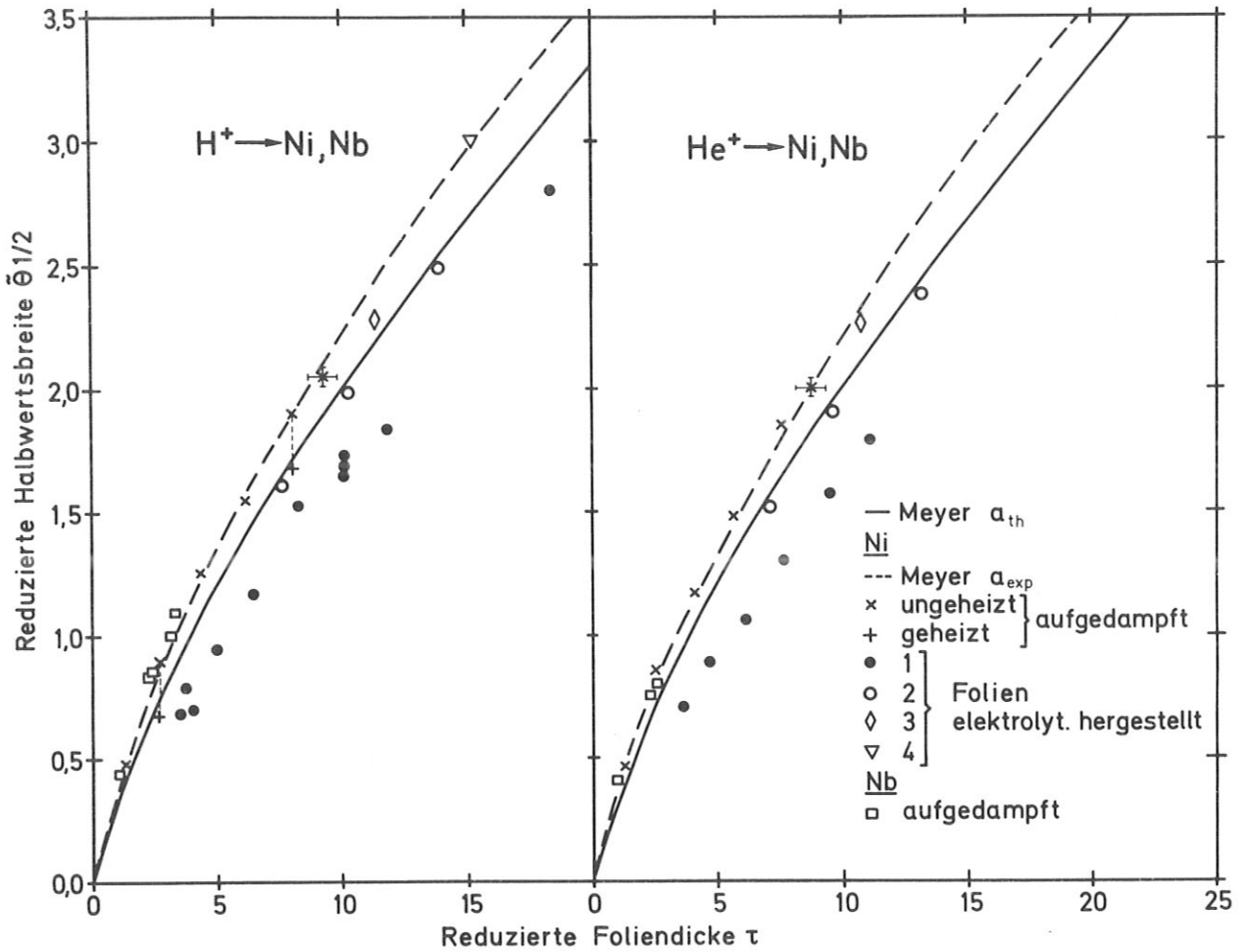


Abb. 3.10 Reduzierte Halbwertsbreite $\tilde{\Theta}_{1/2}$ als Funktion der reduzierten Foliendicke τ . Zum Vergleich sind die nach MEYER berechneten Kurven mit dem theoretischen (a_{th}) und dem experimentell für Ni-Folien bestimmten (a_{exp}) Abschirmradius eingezeichnet

Die Halbwertsbreiten (HWHM) der Winkelverteilungen, gemessen an einzelnen, elektrolytisch hergestellten Ni-Folien, sind gegenüber den theoretischen Werten sowohl bei Protonen, wie bei Heliumionen generell um etwa 20 % zu klein und zeigen eine relativ starke Streuung. Ein Grund hierfür können einkristalline Effekte sein, wenn ein merklicher Anteil der auftreffenden Ionen aufgeführten Bahnen durch die Folie geht (ausführlich in Abschnitt 4.1). Dies sollte bei Ni-Folien der Fall sein, da eine relativ große Anzahl von Kristalliten durch die ganze Folie hindurchgeht (Abschnitt 3.2.3).

Um den Einfluß kristalliner Effekte zu unterdrücken, wurden Messungen mit mehreren hintereinanderliegenden Folien durchgeführt. Dadurch wird der Anteil der durch die ganze Folie aufgeführten Bahnen laufenden Ionen reduziert / 33 /. Das Ergebnis ist ein Trend der Meßwerte zu größeren Halbwertsbreiten hin, wobei der Verlauf in Abhängigkeit von τ erhalten bleibt. Mit zunehmender Folienzahl verschiebt sich die $\tilde{\Theta}_{1/2} = f(\tau)$ - Kurve zu größeren Halbwertsbreiten hin.

Ein anderes Bild ergibt sich bei den Meßwerten der aufgedampften Ni-Folien, die ja nach den Untersuchungen im Elektronenmikroskop keine durch die ganze Folie gehenden Kristallite aufweisen. Sie liegen innerhalb der Meßgenauigkeit auf einer glatten Kurve etwa 11 % über der theoretischen Kurve. Dabei wurden bis zu sechs Folien hintereinander verwendet, ohne daß sich Abweichungen ergaben.

Qualitativ dieselben Ergebnisse erhält man mit den aufgedampften Nb-Folien, die einer amorphen Struktur am nächsten kommen. Innerhalb der experimentellen Genauigkeit erhält man einen glatten Verlauf, der qualitativ dem der theoretischen Kurve entspricht, aber ebenfalls zu hoch liegt.

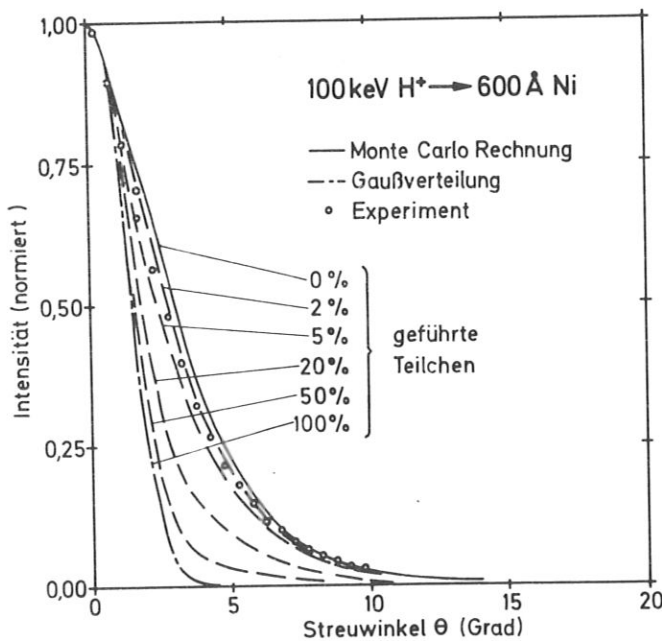
Heizen der Ni-Folien ($\approx 400^{\circ}\text{C}$, 10 min), das die Kristallite wachsen läßt, ergibt wieder wesentlich kleinere Halbwertsbreiten. Für aufgedampfte Ni-Folien ist dies in zwei Fällen in Abb. 3.10 eingezeichnet. Die elektrolytisch hergestellten Ni-Folien verhalten sich analog. Die Winkelverteilungen der Nb-Folien ändern sich beim Heizen auf etwa 400°C nicht.

4. INTERPRETATION DER ERGEBNISSE

4.1 Einfluß einkristalliner Effekte (channeling)

Die Ergebnisse zeigen einen eindeutigen Zusammenhang, sowohl der Form der Winkelverteilung, als auch ihrer Halbwertsbreite mit der Größe der Kristallite in der Folie. Folien mit Kristalliten, deren Durchmesser größer als die Foliendicke sind, ergeben schmale Winkelverteilungen und eine charakteristisch gegenüber der Theorie flachere Form. Die Halbwertsbreite der Winkelverteilungen wird größer und nähert sich einem Grenzwert, wenn man Folien mit kleineren Kristalliten oder mehrere Folien hintereinander verwendet. In demselben Maß nähert sich die Form der gemessenen Winkelverteilung der theoretischen. Daraus ist der Schluß zu ziehen, daß bei Kristallitdurchmessern, die etwa gleich groß oder größer als die Foliendicke sind, einkristalline Effekte eine Rolle spielen, deren Einfluß mit abnehmender Kristallitgröße verschwindet. Im Beschußfleck befinden sich, wie gezeigt, je nach Kristallitgröße 10^5 bis 10^8 in zufälliger Ordnung gegeneinander orientierte Kristallite, von denen ein Teil mehr oder weniger dichtgepackte Ketten oder Ebenen quer durch die ganze Folie in Richtung des Ionenstrahls hat. Das bedeutet, daß ein Teil der Teilchen die Folie auf geführten Bahnen durchquert. Dieser Teil hat nach Durchgang durch die Folie eine sehr schmale Winkelverteilung. Man erhält eine Überlagerung einer sehr schmalen Winkelverteilung, von den geführten Teilchen, mit einer relativ breiten, der Streuung in amorphem Material entsprechenden Verteilung.

Man kann grob abschätzen, wie groß der Anteil geführter Teilchen sein muß, um die gemessene Abweichung der Winkelverteilungen erklären zu können. Beschreibt man in erster Näherung die Winkelverteilung der geführten Teilchen durch eine Gaußverteilung und kombiniert sie mit der berechneten Winkelverteilung einer amorphen Folie, dann erhält man eine resultierende Winkelverteilung, deren Form und Halbwertsbreite vom Verhältnis geführter Teilchen zur Gesamtzahl gestreuter Teilchen abhängt.



Dies wurde für 100 keV Protonen, gestreut an einer 600 Å dicken Nickelfolie, durchgeführt (Abb. 4.1). Die Winkelverteilung der amorphen Folie wurde nach der Monte-Carlo-Methode berechnet. Als Winkelverteilung der geführten Teilchen wurde eine Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von 1.5 Grad verwendet. Dies ist die Halbwertsbreite, die sich in Experimenten mit sehr grobkristallinen Folien ergab. Diese beiden Verteilungen wurden für vier verschiedene Prozentsätze geführter Teilchen, bezogen auf die Gesamtzahl einfallender Teilchen, addiert. Vergleicht man damit die ebenfalls in Abb. 4.1 eingetragene gemessene Winkelverteilung (elektrolytisch hergestellte Ni-Folie), so sieht man, daß ein Anteil geführter Teilchen von 3 % genügt, um die Abweichung zwischen Theorie und Experiment zu erklären. Bei dieser groben Abschätzung geht die genaue Form und die Halbwertsbreite der Winkelverteilung geführter Teilchen nicht kritisch ein. Für dickere Folien genügt ein kleinerer Anteil, für dünnere Folien benötigt man einen größeren Anteil geführter Teilchen, um dieselbe Änderung in der Halbwertsbreite der Winkelverteilung zu erreichen. Das liegt daran, daß die Verteilung der geführten Teilchen sich nur un-

Abb. 4.1 Berechnete Winkelverteilungen für verschiedene Prozentsätze geführter Teilchen, bezogen auf die Gesamtzahl auftreffender Teilchen. Zum Vergleich ist die gemessene Winkelverteilung für 100 keV Protonen, gestreut an einer 600 Å dicken, elektrolytisch hergestellten Ni-Folie, eingezeichnet.

wesentlich ändert, während die der nichtgeführten mit zunehmender Foliendicke breiter wird, und damit die Intensität pro Raumwinkelintervall abnimmt. Entsprechendes gilt für größere Kernladungszahl der Beschuß- bzw. Targetteilchen und niedrige Energie, weil sich die Verteilung der geführten Teilchen proportional $\sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{E}}$, die der nicht geführten dagegen proportional $\frac{Z_1 Z_2}{E}$ ändert.

ANDERSEN, BÖTTIGER und KNUDSEN / 33 / messen an 500 - 1500 Å dicken Goldfolien ebenfalls zu schmale Halbwertsbreiten. Die verwendeten Goldfolien hatten nach ihren Angaben Kristallite mit Durchmessern von 1 - 10 µm mit einer schwachen <111>-Textur. Sie geben an, daß innerhalb der Meßgenauigkeit kein Unterschied in den gemessenen Winkelverteilungen festzustellen ist, wenn sie eine einzelne Folie oder zwei Folien hintereinander bei etwa gleicher Gesamtdicke (≈ 1000 Å) verwenden. Daraus und aus der Tatsache, daß in den gemessenen Energiespektren des gestreuten Teilchens keine Schultern zu höheren Energien hin auftreten, ziehen die Autoren den Schluß, daß einkristalline Effekte keinen großen Einfluß auf die Vielfachstreuung haben können. Sie schließen diese Möglichkeit aber nicht völlig aus. Bei Verringerung des Anteils der auf geführten Bahnen laufenden Teilchen von 50% auf 20% zeigt die obige Abschätzung jedoch nur eine geringe Änderung der Halbwertsbreite. Es ist deshalb nicht zu erwarten, daß sich die Winkelverteilung von zwei Folien hintereinander von der an einer Folie gemessenen wesentlich unterscheidet, da wegen der sehr großen Kristallite (Durchmesser zwischen 10 und 100 mal größer als die Foliendicke) ein großer Teil der gestreuten Teilchen auf geführten Bahnen läuft. Es bleibt offen, wieso die gemessenen Energieverteilungen in Durchschußrichtung keine Schultern

zu höheren Energien hin zeigen, die man von den auf geführten Bahnen laufenden Teilchen erwarten würde. Dieser Effekt ist allerdings bei Ebenenchannelling nicht sehr groß. Die an Folien mit sehr großen Kristalliten gewonnenen Energiespektren dieser Arbeit zeigen, wie erwartet, hochenergetische Schultern, die bei Protonen nur andeutungsweise vorhanden und bei He-Ionen etwas ausgeprägter sind (Abb. 4.2).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß Folien mit Kristallitdurchmessern klein gegen die Foliendicke amorph sind im Sinne der Theorien von MOLIERE und MEYER und der Monte-Carlo-Rechnungen. Die an solchem Material gewonnenen Ergebnisse können daher mit der Theorie verglichen werden. Dies sind die Ergebnisse, die an aufgedampften Ni- und Nb-Folien gemessen wurden. Es zeigt sich, daß die reduzierten Halbwertsbreiten der Winkelverteilungen in Abhängigkeit von der reduzierten Foliendicke zwar innerhalb der Meßgenauigkeit auf einer Kurve liegen, die einen zur theoretischen Kurve ähnlichen Verlauf hat, aber insgesamt zu groß sind. Der Grund für diese Abweichung ist in dem von der Theorie verwendeten Wechselwirkungspotential zu suchen, da experimentelle Gründe nach den vorhergehenden Überlegungen auszuschließen sind.

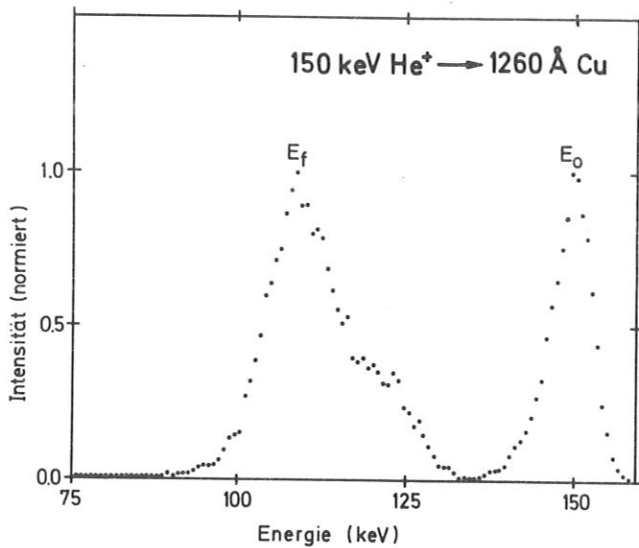


Abb. 4.2 Energiespektren von 150 keV Heliumionen, vor (E_0) und nach (E_f) Durchgang durch eine 1260 Å dicke Cu-Folie mit großen Kristalliten.

4.2 Bestimmung des Wechselwirkungspotentials durch Anpassen des Abschirmradius⁴

In den Theorien von MOLIERE und MEYER, sowie in den Monte-Carlo-Rechnungen wird zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Ion und Targetatom das Thomas-Fermi-Potential freier Atome verwendet. Da es aber die individuellen Eigenschaften der Atome, wie z. B. die Elektronenstruktur im Festkörper unberücksichtigt läßt, ist es notwendig das Potential so zu ändern, daß es die Meßergebnisse richtig beschreibt. Die einfachste Möglichkeit ist die, den Abschirmradius zu ändern und die Thomas-Fermi-Abschirmfunktion beizubehalten / 64 /, da der Abschirmradius sowieso der schwächste Punkt des Thomas-Fermi-Potentials⁴⁾ ist.

⁴⁾ Es ist prinzipiell möglich, die Meßergebnisse auch durch Anpassen des Abschirmradius⁴ anderer Potentiale zu beschreiben, weil, wie später gezeigt wird, nur ein begrenzter Stoßparameterbereich zur Vielfachstreuung beiträgt.

Allerdings ist zunächst nicht unbedingt zu erwarten, daß sich für alle vorkommenden Stoßparameter derselbe experimentelle Abschirmradius ergibt. Es muß gezeigt werden, für welchen Stoßparameterbereich die aus den Experimenten bestimmten Abschirmradien gültig sind.

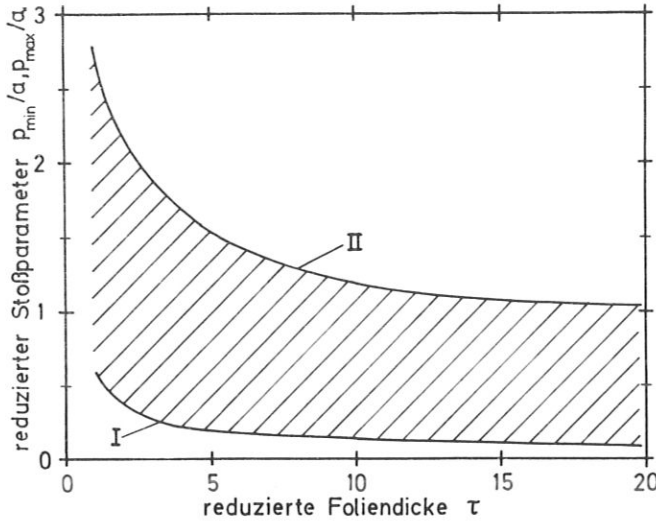


Abb. 4.3 Bei der Vielfachstreuung wirksamer Stoßparameterbereich (schraffiert), als Funktion der reduzierten Foliendicke.
 I: Streuung für Stoßparameter $p < p_{\min}$ vernachlässigt,
 II: Streuung für Stoßparameter $p > p_{\max}$ vernachlässigt.

Der für die Vielfachstreuung wirksame Stoßparameterbereich läßt sich mit Hilfe der Theorie von MEYER abschätzen (vgl. / 35 /), indem man in bestimmten Stoßparameterbereichen die Streuung vernachlässigt. Für eine vorgegebene reduzierte Foliendicke werden Winkelverteilungen unter folgenden Bedingungen berechnet: Die Ablenkwinkel werden entweder für Stoßparameter $p > p_{\max}$ oder für $p < p_{\min}$ gleich Null gesetzt. p_{\max} bzw. p_{\min} werden dann solange zu kleineren bzw. größeren Werten hin verschoben, bis sich die nach dem Formalismus von MEYER berechnete reduzierte Halbwertsbreite gegen den ursprünglichen Wert um etwa 5 % verringert hat.

Führt man dies für verschiedene reduzierte Foliendicken durch, so erhält man den in Abb. 4.3 abgebildeten Stoßparameterbereich. Aus der Vielfachstreuung kann man nur Informationen über das Wechselwirkungspotential in diesem Stoßparameterbereich erhalten.

Die Abschirmradien a_{exp} , die aus den Experimenten nach MEYER und KRYGEL / 64 / bestimmt wurden, sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Zur Bestimmung der Abschirmradien wurden für jede Ion-Target-Kombination die Messungen einzeln ausgewertet und daraus der Mittelwert bestimmt. Zum Vergleich sind die nach LINDHARD et al. (2.2a) und nach FIRSOV (2.2b) bestimmten Abschirmradien eingetragen. Es zeigt sich, daß die experimentell bestimmten Abschirmradien generell größer sind, als die theoretischen.

In Abb. 3.10 ist die mit den experimentellen Abschirmradien berechnete Abhängigkeit $\tilde{\Theta}_{1/2} = g(\tau)$ für Protonen und Heliumionen, gestreut an Nickel, eingezeichnet. Die Meßwerte liegen innerhalb der Meßgenauigkeit auf dieser Kurve, d. h. für den oben bestimmten Stoßparameterbereich (Abb. 4.3) läßt sich ein einziger Abschirmradius angeben. Die theoretischen Winkelverteilungen stimmen sehr gut mit den experimentellen überein, wenn man den experimentell bestimmten Abschirmradius verwendet (Abb. 3.5).

Ion	Target	a_{exp} (Å)	a (Å)	a_{F} (Å)
H	→ Ni	0,185	0,1465	0,1374
H	→ Nb	0,185	0,1305	0,1233
He	→ Ni	0,178	0,1425	0,1317
He	→ Nb	0,161	0,1276	0,1189

TABELLE 3. Experimentelle (a_{exp}) und theoretische Abschirmradien (a, a_{F}).
 a nach Lindhard (2.2a), a_{F} nach Firsov (2.2b).
 Standardabweichung der experimentellen Abschirmradien ist 6%.

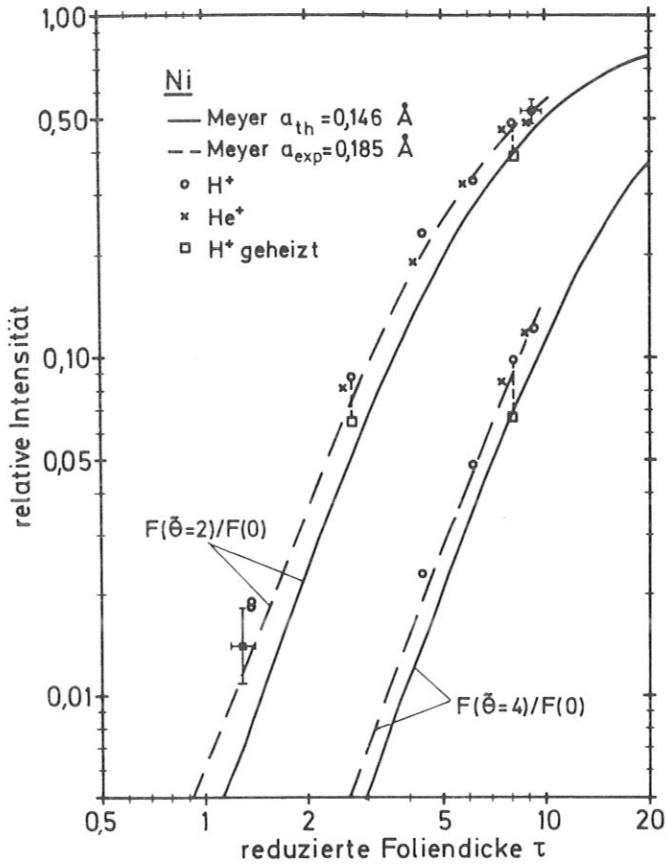


Abb. 4.4 Relative Intensität für $\tilde{\theta} = 2$ und $\tilde{\theta} = 4$ als Funktion der reduzierten Foliendicke. Zum Vergleich sind die nach MEYER mit dem theoretischen (a_{th}) bzw. experimentell bestimmten (a_{exp}) Abschirmradius berechneten Kurven eingezeichnet.

Thomas-Fermi-Potentials, durch Änderung des Abschirmradius' und mit Hilfe der Beziehung zwischen Halbwertsbreite und Abschirmradius in der Theorie von MEYER / 64 / das Wechselwirkungspotential bestimmt werden. Dieses Potential ist in dem abgeschätzten Stoßparameterbereich (Abb. 4.3) gültig. Über andere Stoßparameterbereiche geben die vorliegenden Experimente keine Auskunft.

Die Experimente ergeben, daß die Wechselwirkungspotentiale in dem in Abb. 4.3 angegebenen Stoßparameterbereich schwächer abgeschirmt sind, als nach der Theorie zu erwarten ist. Dies kann physikalisch dadurch erklärt werden, daß nicht nur die äußersten Elektronen der Atome, sondern auch innere Elektronen (d-Elektronen) zur Bindung im Festkörper beitragen / 65 /. Diese Elektronen haben dadurch eine erhöhte Aufenthaltswahrscheinlichkeit in der Nähe des halben Abstands zweier Nachbaratome. Das bedeutet, daß das Potential eines Atoms im Festkörper, wenn man sich radial vom Atomkern wegbewegt, zunächst dem eines freien Atoms entspricht, in einem Zwischenbereich schwächer und in der Nähe des halben Abstands zweier Nachbaratome stärker abgeschirmt ist, als bei einem freien Atom. Zur Vielfachstreuung trägt, wie in Abb. 4.3 gezeigt wurde, nur der schwächer abgeschirmt Zwischenbereich bei. Bei der Streuung von Röntgenstrahlen an Aluminium, Chrom, Eisen und Kupfer wurde von verschiedenen Autoren / 66 - 69 / ebenfalls eine radiale Ausdehnung der Elektronenverteilung der Atome im Festkörper gegenüber der bei freien Atomen festgestellt.

Durch Änderung des Abschirmradius' ändert man nicht nur die Halbwertsbreite der Winkelverteilung, sondern auch ihre Form. Das Wechselwirkungspotential wurde aber so bestimmt, daß nur die nach MEYER berechneten Halbwertsbreiten durch Änderung des Abschirmradius'an die gemessenen Halbwertsbreiten angepaßt wurden. Ein Maß für die Änderung der Form ist das Intensitätsverhältnis der unter einem bestimmten reduzierten Winkel $\tilde{\theta}$ gestreuten Teilchen, bezogen auf die Intensität in Durchschußrichtung ($F(\tilde{\theta} = const) / F(\tilde{\theta} = 0)$). In Abb. 4.4 sind für Nickel für zwei Fälle ($F(\tilde{\theta} = 2) / F(0) = f(\tau)$) und ($F(\tilde{\theta} = 4) / F(0) = f(\tau)$) die experimentellen Ergebnisse zusammen mit den theoretischen dargestellt. Man sieht, daß auch für Winkel, die wesentlich größer sind als die Halbwertsbreite der Winkelverteilung, die Meßwerte besser mit den Ergebnissen des experimentell bestimmten Wechselwirkungspotentials übereinstimmen, als mit denen des theoretischen Thomas-Fermi-Potentials. Dabei wurde als Parameter nicht wie bei anderen Autoren / 30, 33, 34 / die relative Intensität bei einem festen Vielfachen der reduzierten Halbwertsbreite der Winkelverteilung genommen, sondern bei einem festen, reduzierten Streuwinkel $\tilde{\theta}$. Dadurch wird vermieden, daß die Ungenauigkeit der Halbwertsbreitenbestimmung mit der Ungenauigkeit der Intensitätsmessung kombiniert wird. Die ebenfalls eingezeichneten Werte für geheizte Folien (große Kristallite) liegen erwartungsgemäß niedriger. Aus den experimentellen Ergebnissen kann also unter Beibehaltung des

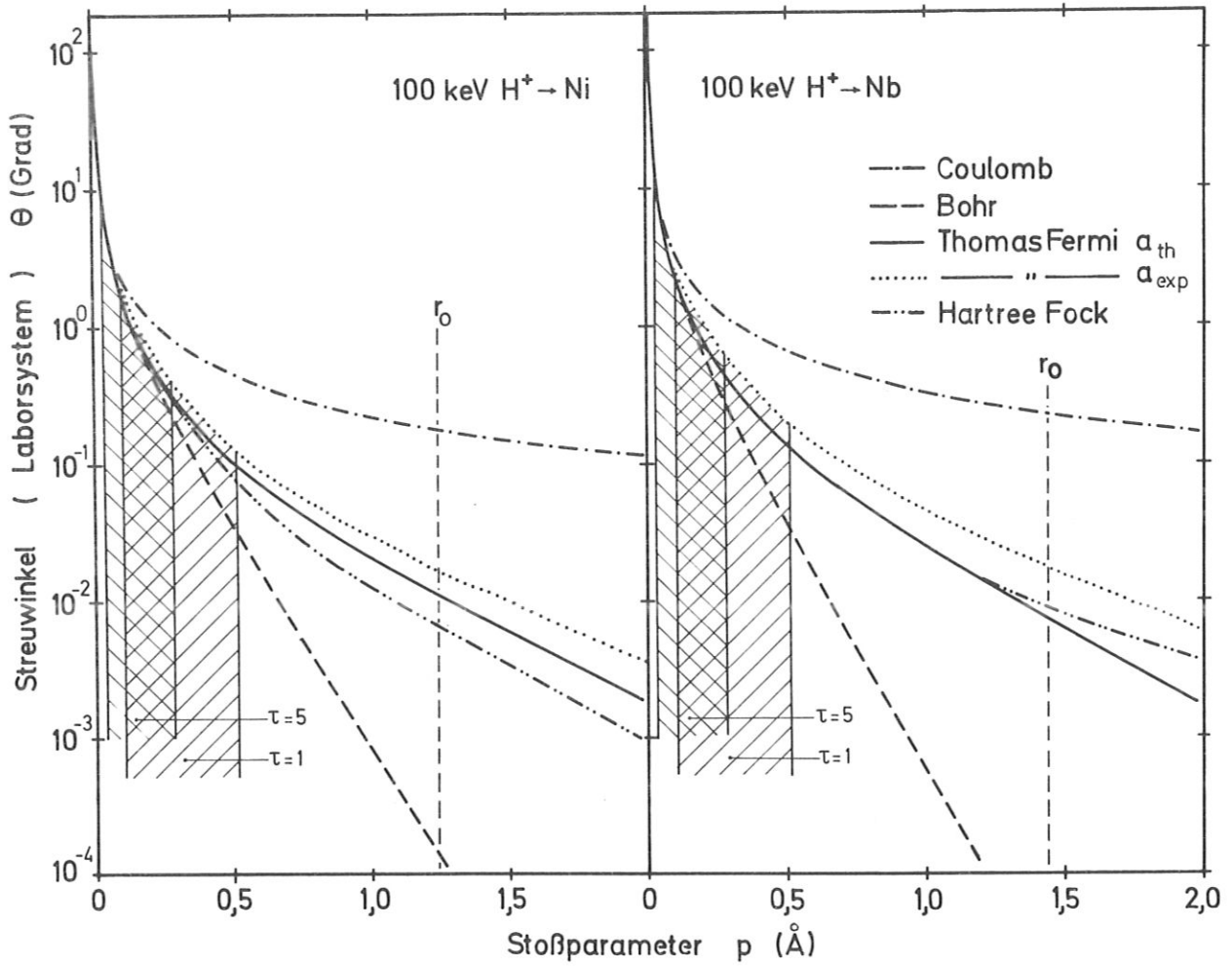


Abb. 4.5

Streuwinkel im Laborsystem als Funktion des Stoßparameters für 100 keV Protonen, gestreut an Nickel bzw. Niob, für verschiedene Potentiale. Schraffiert ist der bei der Vielfachstreuung wirksame Stoßparameterbereich für $\tau = 1$ und $\tau = 5$ eingezeichnet. r_0 ist der halbe Abstand nächster Nachbarn.

Die Streuwinkel im Laborsystem in Abhängigkeit vom Stoßparameter sind in Abb. 4.5 für verschiedene Potentiale, einschließlich des experimentell bestimmten, zum Vergleich zusammengefaßt (100 keV $H^+ \rightarrow Ni, Nb$). Die Streuwinkel wurden mit Hilfe der "magic formula" (2.13) für folgende Potentiale berechnet:

1. Für das Coulombpotential und das Bohrpotential, als Grenzfälle, die nur für große Ablenkwinkel gültig sind,
2. für das Thomas-Fermi-Potential mit dem theoretischen bzw. experimentell bestimmten Abschirmradius und
3. für ein Hartree-Fock-Potential /70/, das aus der Elektronenverteilung freier, neutraler Atome berechnet wurde.

r_0 gibt den halben Abstand zweier nächster Nachbarn an. Zusätzlich sind für $\tau = 1$ und $\tau = 5$ die Stoßparameterbereiche eingezeichnet, die für die Vielfachstreuung wesentlich sind.

4.3 Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren

In einer Reihe von Arbeiten wurde die Energieabhängigkeit der Halbwertsbreite von Winkelverteilungen, sowohl in Abhängigkeit von der Foliendicke, wie von der Art der Beschußteilchen bzw. des Targetmaterials untersucht. Die in den Theorien von MOLIERE und von MEYER geforderte Proportionalität der Halbwertsbreite zu $1/E$ wird, wie in der vorliegenden Arbeit, für Energien der Beschußteilchen über etwa 50 keV weitgehend bestätigt / 27, 29, 30, 31, 35 /. Bei kleineren Energien weichen die gemessenen Halbwertsbreiten von den theoretischen zu kleineren Werten hin ab / 29, 32 /.

Bezüglich der universellen Funktion $\tilde{\theta}_{1/2} = g(\tau)$ treten jedoch größere Abweichungen auf. Die Messungen an Kohlenstoff, Germanium, Silizium unterscheiden sich maximal um 20 %. Dies ist hauptsächlich auf die Unsicherheit bei der Dickenmessung zurückzuführen. Bei anderen Targetfolien zeigen sich zum Teil, z. B. bei Vanadium, Chrom, Eisen, Cobalt und Gold / 33, 36 / wesentlich größere Abweichungen. Die Abweichungen an Goldfolien mit sehr großen Kristalliten / 33 / sind nach den Überlegungen in Abschnitt 4.1 vermutlich auf einkristalline Effekte zurückzuführen. Dies gilt möglicherweise auch für die Messungen von SCHWABE und STOLLE / 36 / an Metallfolien mit Kristallitdurchmessern, die immer kleiner als die Foliendicke waren, da durch das Heizen bei gleichzeitigem Ionenbeschuß die Kristallite möglicherweise gewachsen sind.

Aus den Arbeiten anderer Autoren ergibt sich eine Abnahme der experimentell bestimmten Abschirmradien mit wachsender Ordnungszahl der Ionen. Für leichte Ionen sind die experimentellen Abschirmradien, wie in der vorliegenden Arbeit, generell größer als die theoretischen, während sie für Ionen mit hoher Kernladungszahl kleiner sind. Dies zeigen besonders die Messungen von HÖGGER und SKOOG / 34 / und die von LIPPOLD, SCHWABE, STOLLE und WIEN / 32 /, die für verschiedene Ionen an jeweils derselben Kohlenstoffolie durchgeführt wurden, um die Unsicherheit der Dickenmessung zu umgehen.

5. ZUSAMMENFASSENDE DISKUSSION

Die Vielfachstreuung von Protonen und Heliumionen im Energiebereich von 50 - 150 keV in Nickel- und Niobfolien wurde sowohl theoretisch, mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen, als auch experimentell untersucht. Die Ergebnisse wurden im Hinblick auf die Bestimmung von Wechselwirkungspotentialen ausgewertet.

Monte-Carlo-Rechnungen zur Bestimmung von Winkel- und Energieverteilungen zeigen Übereinstimmung mit der inzwischen erschienenen Theorie von MEYER. Sie zeigen, daß die Vernachlässigung des Energieverlustes in der Theorie von MEYER für dünne Folien keine Einschränkung bedeutet und daß es genügt, die mittlere Energie der Teilchen in der Folie zu verwenden. Im Gegensatz zur Theorie von MEYER sind die Monte-Carlo-Rechnungen für alle Streuwinkel gültig.

Die Halbwertsbreiten der gemessenen Winkelverteilungen zeigen, unabhängig von der Kristallitgröße, die von der Theorie geforderte $1/E$ -Abhängigkeit. Die Experimente zur Vielfachstreuung ergeben aber, zusammen mit elektronenmikroskopischen Untersuchungen, einen starken Einfluß einkristalliner Effekte bezüglich der Form und der Halbwertsbreiten der Winkelverteilungen. Folien, deren Kristallite sich durch die ganze Folie erstrecken, zeigen gegenüber der Theorie Winkelverteilungen mit zu kleinen Halbwertsbreiten und einer charakteristisch flacheren Form. Dabei überlagert sich der normalen, relativ breiten Winkelverteilung eine sehr schmale, die von den auf geführten Bahnen laufenden Teilchen (channeling) herrührt. Messungen an Folien mit verschiedenen großen Kristalliten bzw. an mehreren hintereinander liegenden Folien zeigen, daß einkristalline Effekte nur dann vernachlässigt werden können, d. h., daß die Folien im Sinne der Theorien von MOLIERE und MEYER als amorph betrachtet werden können, wenn die Kristallitdurchmesser klein sind gegen die Foliendicke.

Für solche Folien kann aus den Winkelverteilungen mit Hilfe der Theorie von MEYER das jeweilige Wechselwirkungspotential bestimmt werden. Die theoretischen Winkelverteilungen stimmen in der Form und in der Halbwertsbreite mit den experimentellen überein, wenn man in der Rechnung das Thomas-Fermi-Potential mit einem experimentell bestimmten Abschirmradius verwendet. Die so bestimmten Abschirmradien sind größer als die theoretischen, d. h. die experimentell bestimmten Potentiale fallen für größere Abstände langsamer ab als die theoretischen. Dies stimmt mit Messungen anderer Autoren überein, die für leichte Ionen gegenüber der Theorie ebenfalls größere Abschirmradien finden. Eine mögliche physikalische Erklärung dafür ist, daß nicht nur die äußersten Elektronen der Atome, sondern auch innere Elektronen (d-Elektronen) zur Bindung im Festkörper beitragen. Das entspricht einer radialen Ausdehnung der Elektronenverteilung, d. h. einer schwächeren Abschirmung der Kernladung, in dem zur Vielfachstreuung beitragenden Stoßparameterbereich.

Winkelverteilungen von geladen bzw. neutral aus der Folie kommenden Teilchen wurden getrennt gemessen. Beide Verteilungen stimmen überein. Das Intensitätsverhältnis von Geladenen, bezogen auf die Gesamtzahl herauskommender Teilchen, stimmt mit den Ergebnissen anderer Autoren überein.

Die Dickenmessung der Folien durch Protonenrückstreuung wurde jeweils an derselben Stelle durchgeführt, an der auch die Winkel- und Energieverteilungen gemessen wurden. Dadurch werden systematische Fehler durch Inhomogenitäten in der Foliendicke vermieden. Dieses Verfahren hat außerdem den Vorteil, daß die Massendicke bestimmt wird, d. h. daß Änderungen in der Dichte der Folie keinen Einfluß auf die Dickenbestimmung haben. Durch die Aufnahme von Energiespektren bei der Messung von Winkelverteilungen können Inhomogenitäten oder Verunreinigungen in der Folie festgestellt werden. Außerdem ist es wichtig, daraus die tatsächliche mittlere Energie der Teilchen zu bestimmen, wenn Verunreinigungsschichten von Teilchen mit niedriger Ordnungszahl vorhanden sind, die zwar zum Energieverlust einen merklichen Beitrag liefern, jedoch nicht zur Winkelverteilung.

Dem verstorbenen Herrn Priv.-Doz. Dr. E.W. Blauth und Herrn Dr. Vernickel danke ich für ihr stetes Interesse an dieser Arbeit. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. B.M.U. Scherzer und Herrn Dr. R. Behrisch für ihre Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente und für viele Diskussionen bei der Interpretation der Ergebnisse. Von Herrn Professor Dr. H.H. Andersen, Herrn Professor Dr. F. Bernhard und Herrn Dr. S. Schwabe habe ich ebenfalls wertvolle Hinweise zur Interpretation der Ergebnisse erhalten. Besonders danke ich auch Herrn Dr. A. Feltynowski für die Anfertigung der zahlreichen elektronenmikroskopischen Aufnahmen und Herrn Dr. P. Staib für die Augeranalysen. Herrn H. Wacker und Herrn A. Eicher danke ich für ihre Hilfe beim mechanischen Aufbau und bei den Messungen, Frau Moog und Herrn H. Kukral für die Herstellung der Folien.

6. LITERATURVERZEICHNIS

- | | | |
|----|---|--|
| 1 | O.S. OEN, D.K. HOLMES und M.T. ROBINSON | J. Appl. Phys. <u>34</u> (1963) 302 |
| 2 | M.T. ROBINSON und O.S. OEN | Appl. Phys. Letters <u>2</u> (1963) 30
Phys. Rev. <u>132</u> (1963) 2385 |
| 3 | G.R. PIERCY, F. BROWN, J.A. DAVIES und M. McCARGO | Phys. Rev. Letters <u>10</u> (1963) 399 |
| 4 | R.S. NELSON und M.W. THOMPSON | Phil. Mag. <u>8</u> (1963) 1677 |
| 5 | H. LUTZ und R. SIZMANN | Phys. Letters <u>5</u> (1963) 113 |
| 6 | H. GEIGER und E. MARSDEN | Proc. Roy. Soc. <u>82</u> (1909) 495 |
| 7 | H. GEIGER | Proc. Roy. Soc. <u>83</u> (1910) 492 |
| 8 | J.J. THOMSON | Proc. Cambridge Phil. Soc. <u>15</u> (1910) 465 |
| 9 | E. RUTHERFORD | Phil. Mag. <u>21</u> (1911) 669 |
| 10 | G. WENTZEL | Ann. Physik <u>69</u> (1922) 335 |
| 11 | J.A. CROWTHER | Proc. Roy. Soc. <u>84</u> (1910) 226 |
| 12 | J.A. CROWTHER und SCHONLAND | Proc. Roy. Soc. <u>100</u> (1922) 526 |
| 13 | E.J. WILLIAMS | Proc. Roy. Soc. A <u>169</u> (1939) 531
Phys. Rev. <u>58</u> (1940) 292 |
| 14 | S. GOUDSMIT und J.L. SAUNDERSON | Phys. Rev. <u>57</u> (1940) 24
Phys. Rev. <u>58</u> (1940) 36 |
| 15 | G. MOLIERE | Z. Naturforschung <u>2a</u> (1947) 133
Z. Naturforschung <u>3a</u> (1948) 78 |
| 16 | H.S. SNYDER und W.T. SCOTT | Phys. Rev. <u>76</u> (1949) 220 |
| 17 | H.W. LEWIS | Phys. Rev. <u>78</u> (1950) 526 |
| 18 | H.A. BETHE | Phys. Rev. <u>89</u> (1953) 1256 |
| 19 | H. BICHSEL | Phys. Rev. <u>112</u> (1958) 182 |
| 20 | A.A. BEDNYAKOV, A.N. BOYARKINA, I.A. SAVENKO
und A.F. TULINOV | Sov. Phys. JETP <u>15</u> (1962) 515 |
| 21 | A.A. BEDNYAKOV, V.N. DVORETSKII, I.A. SAVENKO
und A.F. TULINOV | Sov. Phys. JETP <u>19</u> (1964) 1280 |
| 22 | B.P. NIGAM, M.K. SUNDARESAN und TA-YOU WU | Phys. Rev. <u>115</u> (1959) 491 |
| 23 | J.B. MARION und B.A. ZIMMERMANN | Nucl. Instr. Meth. <u>51</u> (1967) 93 |
| 24 | E. KEIL, E. ZEITLER und W. ZINN | Z. Naturforschung <u>15a</u> (1960) 1031 |
| 25 | W.T. SCOTT | Revs. Mod. Phys. <u>35</u> (1963) 231 |
| 26 | L. MEYER | phys. stat. sol. (b) <u>44</u> (1971) 253 |
| 27 | F. BERNHARD, J. LIPPOLD, L. MEYER, S. SCHWABE
und R. STOLLE | Atomic Collision Phenomena in Solids, North
Holland Publ. Co., Amsterdam (1970) 663 |
| 28 | T. ANDERSEN, K.A. JESSEN und G. SØRENSEN | Nucl. Instr. Meth. <u>90</u> (1970) 41 |
| 29 | G. HÖGBERG, H. NORDEN und H.G. BERRY | Nucl. Instr. Meth. <u>90</u> (1970) 283 |
| 30 | H.H. ANDERSEN und J. BØTTIGER | Phys. Rev. <u>B4</u> (1971) 2105 |
| 31 | F. BERNHARD, P. KRYGEL, R. MANNS und S. SCHWABE | Atomic Collisions in Solids IV, Gordon and Breach
Science Publishers, London, New York, Paris
(1972) 421 |

- 32 J. LIPPOLD, S. SCHWABE, R. STOLLE und R. WIEN
Int. Tagung über Ionenimplantation, Rossendorf/
Dresden DDR (1972)
- 33 H.H. ANDERSEN, J. BØTTIGER und H. KNUDSEN
Atomic Collisions in Solids IV, Gordon and Breach
Science Publishers, London, New York, Paris
(1972) 415
- 34 G. HÖGBERG und R. SKOOG
rad.effects 13 (1972) 197
- 35 P. KRYGEL, J. LIPPOLD und S. SCHWABE
phys.stat.sol. (b) 53 (1972) 225
- 36 S. SCHWABE und R. STOLLE
phys.stat.sol. (b) 47 (1971) 111
- 37 H.G. SCHÄFFLER
Verh. der DPG 9 (1971)
- 38 V.A. KURNAEV, A.S. SAVELOV, V.M. SOTNIKOV
und V.G. TELKOVSKII
Fizika Plasmy Nr. 2 (1969) 33
- 39 E.P. ARKHIPOV und YU.V. GOTT
Sov. Atomic Energy 31 (1971) 1234
Atomnaya Energiya 31 (1971) 477
- 40 O.S. OEN und M.T. ROBINSON
J. appl. Phys. 35 (1964) 2515
- 41 K. GÜTTNER
Z. Naturforschung 26 a (1971) 1290
- 42 T. ISHITANI, K. MURATA und R. SHIMIZU
Japan. J. Appl. Phys. 10 (1971) 1464
- 43 T. ISHITANI, R. SHIMIZU und K. MURATA
Japan. J. Appl. Phys. 11 (1972) 125
- 44 G. BETZ
Z. Naturforschung 27a (1972) 1239
- 45 M.J. BERGER
Methods in Computational Physics, ed. B. Alder,
S. Fernbach und H. Rotenberg, Academic Press,
New York, London (1963) 135
- 46 N. BOHR
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 18, No 8 (1948)
- 47 J. LINDHARD, V. NIELSEN und M. SCHARFF
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 36, No 10 (1968)
- 48 O.B. FIRSOV
Sov. Phys. JETP 6 (1958) 534
Sov. Phys. JETP 7 (1958) 308
- 49 P. GOMBAS
Handbuch der Physik, Springer-Verlag, Berlin
36 (1956) 109
- 50 P.T. WEDEPOHL
J. Phys. B (Proc. Phys. Soc.) 1 (1968) 307
- 51 L.D. LANDAU, E.M. LIFSCHITZ
Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. I, Mechanik,
Akademie-Verlag, Berlin (1964)
- 52 M.T. ROBINSON
ORNL-4556, US Atomic Energy Commission (1970)
- 53 R. BEHRISCH
Vakuum-Technik 10 (1967) 250
- 54 S. BASHKIN und G. GOLDBABER
Rev. Sci. Instr. 22 (1951) 112
- 55 H.T. RICHARDS
Nuclear Spectroscopy, Part A, Ajzenberg-Selove,
Ed. Academic Press, Inc., New York (1960) 108
- 56 S. TOLANSKY
Multiple-Beam Interference Microscopy of Metals
Academic Press, London, New York (1970) 95
- 57 R. WEISSMANN
Dissertation Techn. Universität München (1973)
- 58 B.M.U. SCHERZER
IPP-Report 2/80 (1969)
- 59 H. EBEL und F. HENGSTBERGER
Z. Naturforschung 25 a (1970) 1984

- 60 K.S. HANSSEN Proc. 2nd Coll. Thin Films, Budapest (1967) 273
- 61 M. GROSET und G. VELASCO J. Appl. Phys. 43 (1972) 1444
- 62 R.B. MARCUS und S. QUIGLEY Thin Solid Films 2 (1968) 467
- 63 T.M. BUCK, G.H. WHEATLEY und L.C. FELDMAN Surf.Sci. 35 (1973) 345
- 64 L. MEYER und P. KRYGEL Nucl.Instr.Meth. 98 (1972) 381
- 65 C. KITTEL Introduction to Solid State Physics, John Wiley and Sons, Inc., New York (1967)
- 66 B.W. BATTERMAN, D.R. CHIPMAN und J.J. DE MARCO Phys.Rev. 122 (1961) 68
- 67 M.J. COOPER Phil.Mag. 7 (1962) 2059
Phil.Mag. 10 (1964) 177
- 68 L.D. JENNINGS, D.R. CHIPMAN, J.J. DE MARCO Phys.Rev. 135A (1964) 1612
- 69 J.J. DE MARCO Phil.Mag. 15 (1967) 483
- 70 H.L. COX, jr. und R.A. BONHAM J.Chem.Phys. 47 (1967) 2599

This IPP report is intended for internal use.

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

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

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