

# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Der Einfluß von Gitterfehlern auf die Rückstreuung  
von Protonen und Heliumionen an Niob-Einkristallen

The Influence of Lattice Defects on Backscattering of  
Protons and Helium Ions from Niobium Single Crystals

H. Schulze

IPP 7/3

Dezember 1970

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

ABSTRACT

The backscattering of 100 keV protons and helium ions from a niobium single crystal was measured by the single and double alignment techniques as a function of both temperature and bombardment dose. In the investigated range from  $-80$  to  $800^{\circ}\text{C}$ , the measured intensities of  $\text{H}^+$  backscattered from an annealed single crystal agree well with Lindhard's theory of the temperature dependence of backscattering. From the backscattering intensities measured by the single and double alignment techniques it is possible to determine the lattice defect concentration in the surface and in the first hundred atomic layers. For a niobium single crystal annealed to  $1300^{\circ}\text{C}$  this concentration is  $N_{\text{GF}}/N_{\text{V}} \approx 10^{-4}$  and is almost temperature independent in the given range.

With a bombardment dose of  $2 \times 10^{18}$  protons /  $\text{cm}^2$  or  $3 \times 10^{17}$   $\text{He}^+$  ions /  $\text{cm}^2$  injected in a  $\langle 111 \rangle$  direction, so many defects were produced in an approximately  $20 \text{ \AA}$  thick surface layer at  $20^{\circ}\text{C}$  that this layer may be regarded as amorphous. In the  $100 \text{ \AA}$  thick layer below, the radiation damage remained comparatively small at approximately  $10^{-3}$ . If bombardment is made at  $800^{\circ}\text{C}$ , no increase of the lattice defects is observed since the radiation damage can apparently anneal again.

## ZUSAMMENFASSUNG

Die Rückstreuung von 100 keV-Protonen und Heliumionen wurde an einem Niob-Einkristall in einfach und doppelt ausgerichteter Meßanordnung in Abhängigkeit sowohl von der Temperatur als auch von der Beschußdosis gemessen. Die an einem ausgeheilten Einkristall gemessenen Rückstreuintensitäten von  $H^+$  stimmen im untersuchten Bereich von  $-80$  bis  $800^\circ C$  gut mit der Lindhardschen Theorie für die Temperaturabhängigkeit der Rückstreuung überein. Aus den Rückstreuintensitäten in einfach und doppelt ausgerichteter Meßanordnung läßt sich die Gitterfehlerkonzentration in der Oberfläche und in den ersten hundert Atomlagen bestimmen. Sie beträgt bei einem auf  $1300^\circ C$  ausgeheilten Niob-Einkristall  $N_{GF}/N_V \approx 10^{-4}$  und ist im angegebenen Bereich nahezu temperaturunabhängig.

Bei Einschuß in einer  $\langle 111 \rangle$ -Richtung wurden mit einer Beschußdosis von  $2 \cdot 10^{18}$  Protonen /  $cm^2$  bzw.  $3 \cdot 10^{17}$   $He^+$ -Ionen /  $cm^2$  bei  $20^\circ C$  in einer ungefähr  $20 \text{ \AA}$  dicken Oberflächenschicht so viele Gitterfehler erzeugt, daß man diese Schicht als amorph betrachten kann. In der darunterliegenden ungefähr  $100 \text{ \AA}$  dicken Schicht blieb mit einer Gitterfehlerkonzentration von  $\approx 10^{-3}$  die Strahlenschädigung vergleichsweise gering. Erfolgt der Beschuß bei  $800^\circ C$ , so wird keine Zunahme der Gitterfehler beobachtet, da die Strahlenschäden offenbar wieder ausheilen können.

DER EINFLUSS VON GITTERFEHLERN AUF DIE  
RÜCKSTREUUNG VON PROTONEN UND HELIUMIONEN AN NIOB-EINKRISTALLEN

	Seite
EINLEITUNG	1
AUFGABENSTELLUNG	2
GITTERFÜHRUNGS- UND SCHATTENEFFEKT	
a. ideales starres Kristallgitter	3
Gitterführungseffekt	3
Schatteneffekt	4
b. realer Kristall mit Gitterfehlern	4
c. Gitterführungs- und Schatteneffekt als Grundlage einer Meßmethode	5
DAS MODELL DER RÜCKSTREUUNG IM ZWEIERSTOSS	
a. Rückstreuung an amorphem Material	7
Differentieller Energieverlust	7
Energie der zurückgestreuten Ionen	8
Intensität der zurückgestreuten Ionen	8
b. Rückstreuung im Einkristall	10
1. Aufteilung in geführten und nicht geführten Strahl	10
2. Anwachsen des nicht geführten Strahles mit der Tiefe $x$	11
3. Rückstreuung in der einfach ausgerichteten Meßanordnung	12
Gitterführungsexperiment	12
Schattenexperiment	12
4. Doppelt ausgerichtete Meßanordnung	13
5. Rückstreuung an den Oberflächenatomen	14
EXPERIMENTELLE ANORDNUNG	
a. Versuchsaufbau	15
b. Orientierung des Niob-Einkristalles	19
MESSERGEBNISSE	
a. Temperaturabhängigkeit der Rückstreuung von 100 keV-Protonen am ausgeheilten Niob-Einkristall	21
1. Bestimmung des differentiellen Energieverlustes $S_e$	22
2. Oberflächenpeak	23
3. Aufteilung in geführten und nicht geführten Strahl durch die Oberfläche	24
4. Verluste aus dem geführten Strahl im Inneren des Kristalles	24
5. Bestimmung von Gitterfehlern aus der Rückstreuung in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung	26
b. Rückstreuung an Niob mit Strahlenschäden	29
1. Oberflächenpeak	30
2. Gitterfehler in Bereichen um $100 \text{ \AA}$ unter der Oberfläche	31
3. Intensitätsschichtlinienbilder	32
ZUSAMMENFASSENDER DISKUSSION	34
ANHANG: Korrektur der Energieverteilungskurven	35
LITERATURVERZEICHNIS	37

## EINLEITUNG

Die Rückstreuung energiereicher leichter Ionen von Einkristallen hat sich als nützliche Meßmethode zur Untersuchung von Gitterfehlern, insbesondere von Strahlenschäden, erwiesen. Mit Ionenenergien von einigen keV bis zu 100 MeV werden dabei Gitterfehler in den obersten Schichten bis zu Tiefen von einigen 1000 Atomlagen erfaßt. Die Meßmethode beruht auf der Anisotropie der Rückstreuung infolge Gitterführungs- und Schatteneffekt. Diese beiden Effekte verursachen im Vergleich zu polykristallinem Material Maxima der Reichweite bei Einschub und Minima der Rückstreuung sowohl bei Einschub als auch bei Beobachtung in Richtungen dicht gepackter Gitterketten und -ebenen. Bereits nach der ersten experimentellen Beobachtung dieser Effekte im Jahre 1963 (( 1 - 3 )) wurde auf die Möglichkeit hingewiesen, mit ihrer Hilfe Strahlenschäden zu beobachten. Nachdem in den folgenden Jahren das Modell der Ionenbewegung im geordneten Gitter eines Einkristalles insbesondere von Lindhard (( 4, 5 )), Lehmann und Leibfried (( 6 )) und Erginsoy (( 7 )) theoretisch entwickelt und seine Gültigkeit auch durch Experimente (( 8 - 10 )) bestätigt worden war, wurde der störende Einfluß von Gitterfehlern auf die gerichtete Bewegung der Ionen in dicht gepackten Richtungen von Einkristallen insbesondere in Zusammenhang mit Ionenimplantationen in Halbleitern weiter untersucht. Dabei können folgende Methoden angewendet werden :

- i. Rückstreuung an Einkristallen (( 11 - 16 )),
- ii. Durchstrahlung dünner Folien (( 17, 18 )),
- iii. Ioneneinschub mit nachfolgender elektrochemischer Abtragung der beschossenen Schichten, wobei aus der Konzentration der eingeschossenen Elemente deren Reichweite bestimmt wird, (( 19, 20 )) und
- iv. Beobachtung der richtungsabhängigen Emission von  $\alpha$ -Teilchen aus einem Kristall heraus. Dabei stammen die  $\alpha$ -Teilchen aus radioaktiven Zerfallsprozessen von Atomen, die im Gitter eingebaut sind (( 21 - 23 )). Zusammenfassende Darstellungen sind von Datz et al. (( 24 )), Gibson (( 25 )) und Nelson (( 26 )) gegeben worden.

Im allgemeinen liegt das zu untersuchende Material als dicker Einkristall (und nicht als dünne Folie) vor und soll möglichst zerstörungsfrei untersucht werden. Da  $\alpha$ -Teilchenemission nur auf wenige Materialien beschränkt ist, bleibt die Rückstreuung leichter Ionen die wichtigste Untersuchungsmethode für Gitterfehler. Die Rückstreuung in mehreren verschiedenen niedrig indizierten Gitterrichtungen an einem Kristall mit Gitterfehlern im Vergleich zu einem ausgeheilten Kristall kann Aufschluß über die Lage der Gitterfehler geben. So läßt sich z. B. von implantierten Ionen feststellen, ob sie an Zwischengitter- oder regulären Gitterplätzen angelagert werden (( 11, 14 )).

Computersimulationen des Einflusses der Gitterfehler auf den Gitterführungs- und Schatteneffekt wurden unter speziellen Annahmen über die Art der Gitterfehler (( 27 )) durchgeführt. Experimentelle Ergebnisse konnten damit gedeutet werden (( 28 )).

Die Meßmethode der Rückstreuung kann durch die Wahl der Art und Energie der Beschußionen dem Problem angepaßt werden. Dabei spielen vier Gesichtspunkte eine Rolle : 1. der zu erfassende Tiefenbereich, 2. die Tiefenauflösung, 3. die Massenanalyse der Gitterfehler und 4. die erzeugten Strahlenschäden. Je tiefer die Schichten liegen, die erfaßt werden sollen, desto höher muß die Energie der Beschußionen sein. Die Tiefenauflösung wächst bei gegebener Energieauflösung der Nachweisapparatur für die Rückgestreuten mit dem differentiellen Energieverlust der Ionen in dem Kristallgitter (( 11, 14 )). Da der differentielle Energieverlust von der Energie abhängt und in einem bestimmten Energiebereich ein breites Maximum besitzt (( 29 )), wird für eine bestimmte Ionenart die Tiefenauflösung maximal, wenn die Energie der Ionen in diesem Energiebereich liegt. Ionen höherer Masse eignen sich wegen ihres größeren differentiellen Energieverlustes als Beschußionen besonders, wenn große Tiefenauflösung gewünscht wird. Auch für eine Massenanalyse (z. B. implantierter Ionen) eignen sich Beschußionen höherer Masse besser als leichte Ionen, da sie beim rückstreuenden Stoß mit Fremdatomen mehr Energie verlieren und daher in der Energieverteilung der Rückgestreuten eine bessere Trennung der den verschiedenen Massen entsprechenden Peaks zeigen (( 11 )). Da der Rutherford-Streuquerschnitt mit  $Z^2$  wächst, ist die Empfindlichkeit der Methode für schwere Ionen größer als für leichte. Der Beschub von Einkristallen hat jedoch einen gravierenden Nachteil : die durch die Messung entstehenden Strahlenschäden steigen ebenfalls mit  $Z^2$  und außerdem mit der Masse an. Für eine weitgehend

zerstörungsfreie Untersuchung empfiehlt sich daher nur die Protonenrückstreuung. Man erhält für Protonen bei ungefähr 100 keV die maximale Tiefenauflösung, da der differentielle Energieverlust für diese Energie am größten ist (( 30 - 33 )).

Die Rückstreuung an Einkristallen wird nicht nur durch Gitterfehler sondern auch durch die thermischen Gitterschwingungen beeinflusst (( 5 )). Daher ist eine klare Trennung beider Effekte notwendig. Der Einfluß der Temperatur auf die Gitterführung wurde für Heliumionen und Protonen in Wolfram (( 34 )), für Protonen in Kupfer (( 35, 36 )) und für Xenon in Gold, Aluminium und Wolfram (( 37, 38 )) untersucht. In Computersimulationen wurde der Einfluß der Temperatur auf verschiedene für die Gitterführung wichtige Parameter berechnet (( 27 )).

Die Nachweisempfindlichkeit für Gitterfehler durch Rückstreuung ist am größten in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung (( 13, 14, 36, 39, 40 )), bei der sowohl Einschluß als auch Beobachtung in dicht gepackten Gitterrichtungen erfolgen.

### AUFGABENSTELLUNG

In der vorliegenden Arbeit soll aufgrund der bestehenden Modelle des Gitterführungs- und Schatteneffektes eine Methode entwickelt werden, die es gestattet, mittels der Rückstreuung leichter Ionen Gitterfehlerkonzentrationen quantitativ zu bestimmen. Dazu ist es notwendig, die Rückstreuung in Abhängigkeit von der Temperatur zu messen, um den Einfluß der thermischen Gitterschwingungen von dem der Gitterfehler trennen zu können. Für die Untersuchungen wurde ein Niob-Einkristall gewählt, weil Niob als Wandmaterial für einen Fusionsreaktor in Frage kommt. Die Energie von 100 keV reicht aus, um Strahlenschäden zu untersuchen, die Ionen mit bis zu 20 keV im Inneren eines Einkristalles nach vollständiger Abbremsung verursacht haben. Daher können Strahlenschäden in dem für die Plasmaphysik interessanten Energiebereich untersucht werden.

Da bei dieser Meßmethode die als Testsonde benutzten Ionen selbst Strahlenschäden erzeugen, soll außerdem das Ausmaß derartiger Strahlenschäden untersucht werden. Dazu soll der reine, ausgeheilte Niob-Einkristall sowohl mit 100 keV-Protonen als auch mit 100 keV-Heliumionen beschossen werden und die entstehenden Strahlenschäden in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung durch Rückstreuung von Protonen und  $\text{He}^+$ -Ionen gemessen werden.

## GITTERFÜHRUNGS- UND SCHATTENEFFEKT

### a. Ideales starres Kristallgitter

#### Gitterführungseffekt

Läuft ein Ionenstrahl unter einem Winkel  $\psi$ , der kleiner als ein kritischer Grenzwinkel  $\psi_g$  ist, gegen eine dicht gepackte Gitterrichtung oder -ebene in einem Kristall, so erfolgt bei Annäherung an diese dicht gepackten Atomketten bzw. -ebenen die Ablenkung in einer Folge von korrelierten Kleinwinkelstößen, Abb. 1. Dadurch wird verhindert, daß ein Ion den Ketten- bzw. Ebenenatomen so nahe kommt, daß ein zentraler Stoß mit großem Ablenkwinkel möglich wird.

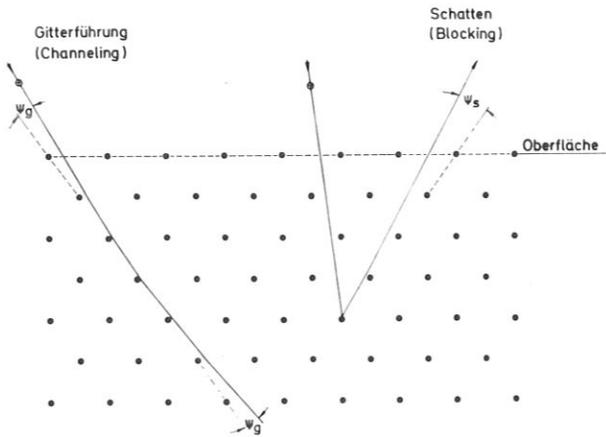


Abb. 1 : Gitterführungs- und Schatteneffekt im zweidimensionalen Gitter

Nach J. Lindhard (( 5 )) kann man das Potential der Kettenatome in diesem Fall durch ein in der Längsrichtung der Kette konstantes "Kettenpotential" beschreiben. Die Verwendung eines konstanten Kettenpotentials bedeutet gleichzeitig, daß die Energie  $E_{\perp} = E \psi^2$  (wobei  $\sin \psi \approx \psi$ ) der Ionen senkrecht zur Kettenachse erhalten bleibt, d.h. daß die Reflexion der Ionen an der Kette elastisch ist. Aus der Erhaltung des Winkels  $\psi$  vor und nach dem Stoß mit der Kette folgt, daß die Ionen mit  $\psi < \psi_g$  durch die Ketten geführt werden. Sie laufen auf "geführten Bahnen"<sup>†)</sup>.

Aufgrund der Überlegung, daß das Ion während der Stoßzeit mit der Atomkette mit mehr als einem Kettenatom in Wechselwirkung treten muß, findet Lindhard folgenden Wert für den kritischen Grenzwinkel  $\psi_g$ :

$$\psi_g = \sqrt{\frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{E d}} \quad ++)$$
( 1 )

oder  $\psi_g = \sqrt{2b/d}$  mit  $b = Z_1 Z_2 e^2 / E$ , der kleinsten Entfernung der Stoßpartner bei zentralem Stoß.  $Z_1$  bzw.  $Z_2$  sind die Kernladungszahlen der auftreffenden Ionen bzw. Gitteratome,  $E$  ist die Energie der auftreffenden Ionen<sup>\*)</sup> und  $d$  der Abstand benachbarter Gitteratome in der Kette. Die kritischen Winkel betragen für leichte Ionen mit einigen hundert keV einige Grad. Das Potential der Kette, das in diesem Fall nur vom senkrechten Abstand  $r$  von der Kettenachse abhängt, läßt sich nach Lindhard (( 5 )) annähern durch

$$U(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d} \ln \left[ 3 \left( \frac{a_{TF}}{r} \right)^2 + 1 \right]$$
( 2 )

†) Englisch : aligned beam oder channelled beam

++) Nach Lindhard (( 5 )) gilt diese Abschätzung für  $\psi_g < a_{TF} / d$ . Es ist jedoch gezeigt worden, daß sie für leichte Ionen ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ) bis herab zu Energien von 20 keV angewendet werden kann (( 71 )) .

\*)  $E = E_1 M_2 / (M_1 + M_2)$  ist die Energie im Schwerpunktsystem.  $E_1$  ist die Energie des ankommenden Ions im Laborsystem.

$a_{TF} = 0,8853 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$  ist der Thomas-Fermi-Abschirmradius mit dem Bohrschen Radius  $a_0$  des Wasserstoffatoms. Aus (1) und (2) folgt, daß sich Ionen im geführten Strahl der Kettenachse nicht beliebig nähern können. Der kleinste Abstand  $r_{min}$  ist gegeben durch

$$E \cdot \psi_g^2 = U(r_{min})$$

und hat den Wert

$$r_{min} \cong \frac{a_{TF}}{\sqrt{2}} \quad (3)$$

Stöße mit kleineren Stoßparametern als  $r_{min}$  kommen nicht vor, und somit können Ionen aus dem geführten Strahl nicht um große Winkel abgelenkt werden.

### Schatteneffekt

Laufen Ionen unter Winkeln  $\psi > \psi_g$  gegen eine dicht gepackte Gitterrichtung, so ist das Modell der kontinuierlichen Ketten nicht mehr anwendbar. Für diese Ionen erscheint das Gitter ungeordnet, sie laufen auf nicht geführten Bahnen.<sup>+) Zentrale Stöße mit Gitteratomen sind möglich.</sup>

Läuft ein Ion vom Ort eines Gitteratoms los, z.B. nach einem zentralen Stoß mit einem Gitteratom, so kann es nicht in dicht gepackte Gitterrichtungen gelangen, weil es durch die Nachbaratome des Streuzentrums aus den dicht gepackten Gitterrichtungen herausgelenkt wird. Der kleinste Winkel  $\psi_s$  (Abb. 1), unter dem es gegen eine der Kettenachsen laufen kann, ist nach Lindhard (( 5 ))

$$\psi_s = \sqrt{2} \psi_g \quad (4)$$

Da nur Ionen auf nicht geführten Bahnen zentrale Stöße mit den Gitteratomen ausführen können, bewirkt dieser Schatteneffekt, daß diese auch nach dem Stoß auf nicht geführten Bahnen bleiben. Im idealen Kristall findet daher kein Übergang von nicht geführten auf geführte Bahnen statt.

In ähnlicher Art erhält man unter Annahme eines konstanten Potentials parallel zu einer dicht gepackten Gitterebene einen Grenzwinkel für Gitterführung und Schatteneffekt durch dicht gepackte Gitterebenen. Diese kritischen Winkel für Ebenen sind stets kleiner als die kritischen Winkel für Ketten.

### b. Realer Kristall mit Gitterfehlern

Die Bewegung der Ionen in einem idealen Gitter mit thermischer Schwingung ist im Prinzip gleich der im starren Gitter. Jedoch ist die strenge Trennung zwischen geführten und nicht geführten Bahnen nicht mehr möglich, da auch für  $\psi < \psi_g$  die Energie  $E_{\perp}$  nicht streng erhalten bleibt (( 27, 5 )) und somit Ionen aus dem geführten Strahl verloren gehen ("dechanneling") bzw. umgekehrt von Bahnen mit  $\psi \gtrsim \psi_g$  in den geführten

---

<sup>+) Englisch: random beam</sup>

Strahl gelangen können. Übergänge zwischen geführten und nicht geführten Bahnen sind umso häufiger, je näher  $\psi$  bei  $\psi_g$  liegt. Daher ist das Modell des durch Gl. (2) gegebenen Potentials nur noch näherungsweise anwendbar. In verschiedenen Arbeiten (( 7, 27, 41 )) wurde das Potential durch einen temperaturabhängigen Faktor modifiziert, dem das Bild der nach einer Gaußverteilung um die Kettenachse ausgelenkten Gitteratome zugrunde lag. Damit vergrößert sich der kleinstmögliche Abstand  $r_{\min}$  (Gl. (3)) zur Kette und demzufolge verringert sich der kritische Winkel  $\psi_g$  (Gl. 1) (( 27)).

Ein realer Kristall besitzt immer Gitterfehler. Sie bewirken einen zusätzlichen Übergang von Ionen aus geführten in nicht geführte Bahnen und umgekehrt. Diese Übergänge werden insbesondere durch Zwischengitteratome erhöht, da die geführten Ionen mit ihnen zentrale Stöße ausführen können und um große Winkel abgelenkt werden können. Bei Versetzungen und Stapelfehlern können die obersten Atome der eingeschobenen Ebenen wie Zwischengitteratome zur Ablenkung der Ionen beitragen.

### c. Gitterführungs- und Schatteneffekt als Grundlage einer Messmethode

Durch Ausnutzung sowohl des Gitterführungs- als auch des Schatteneffektes läßt sich die Rückstreuung an Einkristallen gegenüber polykristallinem Material stark reduzieren. Sie ist am geringsten in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung, bei der Gitterführungs- und Schatteneffekt kombiniert werden. Dabei erfolgen Einschluß und Beobachtung in dicht gepackten Gitterrichtungen. ( Abb. 2 ).

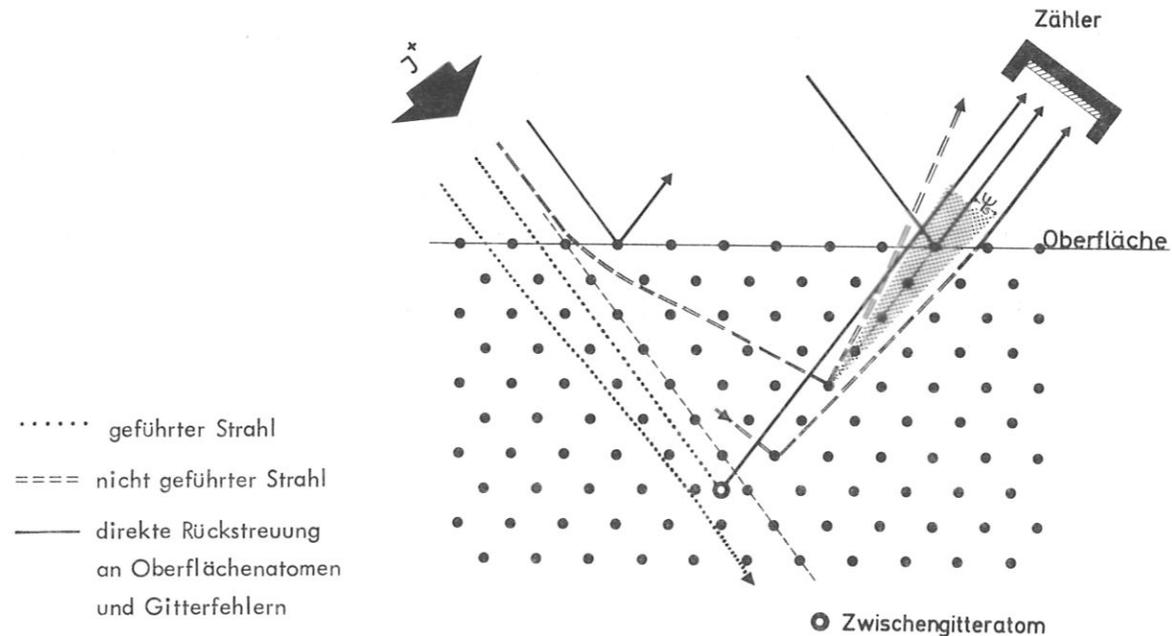


Abb. 2 : Schematische Darstellung des Prinzips der doppelt ausgerichteten Meßanordnung

Der Ionenstrahl spaltet beim Eindringen in den Kristall in einen geführten und einen nicht geführten Strahl auf. Der Anteil des nicht geführten Strahls ist bei Einschluß in dicht gepackte Gitterrichtungen sehr klein (einige %). Er wird von den Ionen gebildet, die beim Durchtritt durch die Oberfläche an den Oberflächenatomen um Winkel  $\psi > \psi_g$  aus der Einfallsrichtung abgelenkt werden. Bei Einfall außerhalb einer dicht ge-

packten Gitterrichtung laufen fast alle Ionen auf nicht geführten Bahnen in den Kristall.

Da im idealen starren Gitter ohne Gitterfehler nur Ionen aus dem nicht geführten Strahl um so große Winkel abgelenkt werden können, daß sie aus dem Kristall zurückgestreut werden und in den Zähler (Abb. 2) gelangen können, wird die Rückstreuung bei Einschub in eine dicht gepackte Gitterrichtung im Vergleich zu der am polykristallinen Material stark reduziert.

In der doppelt ausgerichteten Meßanordnung erfolgt die Beobachtung in einer Schattenrichtung. In diesem Fall können die von Atomen auf Gitterplätzen Rückgestreuten aufgrund des Schatteneffektes nur einen sehr kleinen Beitrag zur gemessenen Rückstreuung liefern, der dadurch entsteht, daß einige Ionen beim Austritt aus der Oberfläche des Kristalles an den letzten Atomen der Ketten in die "verbotene" Schattenrichtung gestreut werden. Daher hat die Rückstreuung durch reguläre Gitteratome in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung ihr Minimum.

Im realen Kristall erhöhen einmal thermische Gitterschwingungen und zum anderen Gitterfehler die Rückstreuung. Diese Erhöhung rührt einerseits daher, daß der Anteil des nicht geführten Strahles größer als beim idealen Kristall ist (weil der Minimalabstand der Ionen im geführten Strahl von den Ketten durch die thermischen Gitterschwingungen vergrößert wird). Andererseits findet an Gitterfehlern direkte Rückstreuung aus dem geführten Strahl statt. Da die Rückstreuung von regulären Gitteratomen in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung so stark reduziert ist, wird es möglich, die Rückstreuung durch Gitterfehler zu beobachten. Sie ist dann nachweisbar, wenn die Gitterfehler zwischen dicht gepackten Gitterketten oder -ebenen liegen, in deren Richtungen Einschub und Beobachtungen erfolgen. Abb. 2 veranschaulicht das an einem Zwischengitteratom. Derartige, nachweisbare Gitterfehler sind z.B. Fremdatome, die obersten Atome von Versetzungen oder verlagerte Atome, wobei letztere jedoch häufig eine große Beweglichkeit besitzen und erst in Clusters eine stabile Lage finden. Reine Leerstellen verändern in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung die Rückstreuung nicht wesentlich.

Ein kleinerer Bruchteil der einfallenden Ionen wird an den Oberflächenatomen direkt zurückgestreut, so daß er nicht in den Kristall eindringen kann. Der davon in den Zähler (Abb. 2) gelangende Anteil kann mit der Rutherford-Streuformel berechnet werden. Er ist so gering, daß er im allgemeinen nicht von dem weitaus größeren Untergrund durch die Rückstreuung aus dem Inneren des Kristalls getrennt werden kann. Erst in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung wird es möglich, die direkte Rutherford-Rückstreuung von den Oberflächenatomen als "Oberflächenpeak" in der Energieverteilung der Rückgestreuten zu beobachten, da durch Gitterführungs- und Schatteneffekt der Untergrund hinreichend herabgesetzt ist. Lage und Höhe des Oberflächenpeaks gestatten Aussagen über die Art von Oberflächenverunreinigungen und über den Grad der Abweichung vom idealen Gitter z.B. durch Verlagerungen nach Strahlenschäden.

## DAS MODELL DER RÜCKSTREUUNG IM ZWEIERSTOß

### a. Rückstreuung an amorphem Material

Es hat sich gezeigt, daß die Rückstreuung leichter Ionen mit Energien über einige keV von Festkörpern näherungsweise durch das einfache Modell der Rückstreuung in einem Zweierstoß (( 13, 42, 43, 44 )) beschrieben werden kann. Dieses Modell geht von einer regellosen Verteilung der Atome im Festkörper aus, wie man sie für das amorphe Material annimmt. Unter gewissen Annahmen, die die regelmäßige Gitterstruktur berücksichtigen, läßt sich dieses Modell teilweise auch auf die Rückstreuung an Einkristallen anwenden.

Wenn leichte Ionen hinreichend hoher Energie auf einen Festkörper treffen, wird nur ein sehr kleiner Bruchteil an den Atomen der Oberfläche zurückgestreut. Der größte Teil dringt tief in den Festkörper ein und kann von Gitteratomen aus dem Inneren des Kristalls zurückgestreut werden. Abb. 3 gibt eine schematische Darstellung der Rückstreuung eines Ions in der Tiefe  $x$ .

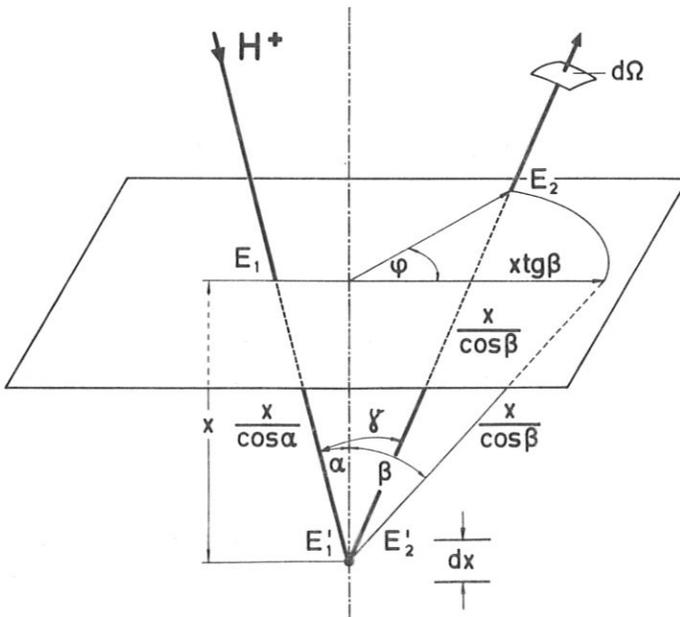


Abb. 3 : Schema der Rückstreuung eines Ions in der Tiefe  $x$

Beim Auftreffen auf die Festkörperoberfläche hat das Ion die Energie  $E_1$ . Es läuft auf einer näherungsweise geraden Bahn in den Kristall hinein. Es verliert auf seinem Weg Energie und trifft mit der Energie  $E_1'$  ein Gitteratom. Dabei wird es um den Winkel  $\pi - \gamma$  gestreut und verläßt den Kristall ebenfalls auf einer annähernd geraden Bahn mit der Energie  $E_2$ .

#### Differentieller Energieverlust

Auf seiner Bahn durch den Kristall verliert das Ion Energie durch Wechselwirkung mit Elektronen und Atomen. Für Protonen und Heliumionen mit Energien über 1 keV wird die Abbremsung überwiegend durch Elektronen verursacht. Nach Lindhard und Scharff (( 45 )) ist für Energien kleiner als  $\approx 25$  keV der differentielle Energieverlust  $S_e(E) \sim E^{1/2}$ . Das wurde experimentell bestätigt (( 33, 46 - 49 )). Für  $E \gg 100$  keV ist nach Bethe und Bloch (( 26, 50 ))  $S_e(E) \sim 1/E$  ist. Dazwischen liegt ein breites Maximum im Bereich von 100 keV.

Der differentielle Energieverlust wird im folgenden mit einem Faktor  $c$  versehen, der berücksichtigt, daß im Einkristall der Energieverlust auf geführten Bahnen kleiner ist als auf nicht geführten Bahnen. Für die Bahn des einlaufenden bzw. auslaufenden Ions werden verschiedene Faktoren ( $c_\alpha, c_\beta$ ) angesetzt. Damit lassen sich die für amorphes Material abgeleiteten Formeln auch auf die Rückstreuung an Einkristallen übertragen.

### Energie der zurückgestreuten Ionen

Nach dem Durchlaufen des Gitters bis zur Tiefe  $x$  besitzt das Ion vor dem Stoß die Energie  $E_1'$

$$E_1'(x, \alpha) = E_1 - \int_0^{x/\cos\alpha} c_\alpha S_e(E(\xi)) d\xi \quad (5)$$

und nach dem Stoß die Energie  $E_2' = k^2 \cdot E_1'$ , wobei  $k^2$  den Energieverlust beim Stoß berücksichtigt:

$$k = \frac{M_1 \cos\theta}{M_1 + M_2} + \sqrt{\left[\frac{M_1 \cos\theta}{M_1 + M_2}\right]^2 + \frac{M_2 - M_1}{M_1 + M_2}} \quad (6)$$

$M_1$  bzw.  $M_2$  ist die Masse des Ions bzw. des Gitteratoms, mit dem der Stoß erfolgt ist, und  $\theta$  ist der Ablenkwinkel im Laborsystem. Der Ablenkwinkel  $\theta = \pi - \varphi$  hängt mit dem Einfallswinkel  $\alpha$ , dem Austrittswinkel  $\beta$  und  $\varphi$  nach Abb. 10 über die Beziehung

$$\cos\theta = \sin\alpha \sin\beta \cos\varphi - \cos\alpha \cos\beta \quad (7)$$

zusammen. Die rückgestreuten Ionen laufen auf näherungsweise geraden Bahnen aus dem Kristall heraus, da die Wahrscheinlichkeit für einen zweiten Stoß mit großem Ablenkwinkel sehr klein ist. Das rückgestreute Teilchen verliert nochmals Energie an die Elektronen und verläßt den Festkörper mit der Energie  $E_2$ .

$$E_2(x, \alpha, \beta, \varphi) = \left[ E_1' - \int_0^{x/\cos\alpha} c_\alpha S_e(E(\xi)) d\xi \right] \cdot k^2 - \int_{x/\cos\beta}^0 c_\beta S_e(E(\xi)) d\xi \quad (8)$$

Nach Gl. 8 läßt sich jeder Tiefe  $x$  eindeutig eine Energie  $E_2$  der aus dem Festkörper zurückgestreuten Teilchen zuordnen ((14)). Die Tiefenaufösung  $\Delta x$  ist durch die Energieauflösung  $\Delta E_2$  der Nachweisapparatur (im vorliegenden Fall  $\approx 3,3$  keV) bestimmt.

$$\Delta x = \frac{dx}{dE_2} \cdot \Delta E_2 \quad (9)$$

Mit Gl. 8 läßt sich  $\Delta x$  als Funktion von  $\Delta E_2$  berechnen.

### Intensität der zurückgestreuten Ionen

Die Intensität der zurückgestreuten Ionen wird durch die Wahrscheinlichkeit  $N_p(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega$  gegeben, daß ein Ion auf dem Wegstück  $ds$  um einen Winkel  $\theta$  in den Raumwinkel  $d\Omega$  abgelenkt wird. Sie hängt von der Dichte  $N_v$  der Atome im Gitter und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma$  ab.

$$N_p(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega = N_v \cdot ds \cdot \frac{d\sigma(\theta, E_1')}{d\Omega} \cdot d\Omega \quad (10)$$

Für hinreichend große Ablenkwinkel  $\theta$  im Laborsystem kann für  $d\sigma(\theta, E_1)$  der differentielle Rutherford-Streuquerschnitt eingesetzt werden :

$$d\sigma(\theta, E_1) = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{4 E_1^2} \cdot f(\theta) \cdot d\Omega, \quad (11)$$

wobei  $f(\theta) = \left[ \cos \theta + \sqrt{1 - \left(\frac{M_1}{M_2} \sin \theta\right)^2} \right]^2 \cdot \sin^4 \theta \left[ 1 - \left(\frac{M_1}{M_2} \sin \theta\right)^2 \right]^{-1/2}$  (12)

ist und die Abhängigkeit des Streuquerschnittes vom Ablenkwinkel  $\theta$  im Laborsystem enthält.  $d\Omega$  ist das Raumwinkelelement und  $Z_1 e$  bzw.  $M_1$  die Ladung bzw. die Masse des Ions,  $Z_2 e$  bzw.  $M_2$  ist die Ladung bzw. die Masse des Gitteratoms.

Für konstanten Energieverlust  $S_e(E) = \bar{S}$  ergibt sich damit für die Energie- und Winkelverteilung der zurückgestreuten Ionen ((51))

$$N_p(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega = \frac{N_v Z_1^2 Z_2^2 e^4}{4 c_\alpha \bar{S}} \cdot \frac{\frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} + k^2}{\left(E_2 + \frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} E_1\right)^2} \cdot f(\theta) \cdot dE_2 d\Omega \quad (13)$$

Für den Bereich, in dem der differentielle Energieverlust proportional zur Geschwindigkeit ist,  $S_e(E) = 2A \cdot \sqrt{E^+}$ , ergibt sich :

$$N_p(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega = \frac{N_v Z_1^2 Z_2^2 e^4}{8 A c_\alpha} \cdot \frac{\left(\frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} + k^2\right)^3}{\left(\sqrt{E_2} + \frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} \sqrt{E_1}\right)^4} \cdot f(\theta) \cdot \frac{dE_2}{\sqrt{E_2}} \cdot d\Omega \quad (14)$$

Im allgemeinen ist bei amorphen Materialien  $c_\alpha = c_\beta = 1$ , während bei Einkristallen auf geführten Bahnen  $c_\alpha$  und  $c_\beta$  kleiner als 1 sind.

Es wurde experimentell gezeigt, daß diese Formel nur für  $E_2 \cong (2/3)E_1$  und  $\alpha, \beta \leq 60^\circ$  exakt gilt ((51, 52)). Für kleinere Werte von  $E_2$  und größere Winkel ist die Intensität der Rückgestreuten größer als nach Gl. 13 und 14 berechnet.

<sup>†</sup>) Nach Lindhard und Scharff ((45)) ist  $A = (4\pi e^2 a_0 Z_1 Z_2) / (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2} \sqrt{E_0}$ , wobei  $E_0$  die Energie der Elektronen in der 1. Bohrschen Bahn der Gitteratome ist.

## b. Rückstreuung im Einkristall

Im Einkristall hängt die Wahrscheinlichkeit für zentrale Stöße zwischen Ionen und Gitteratomen wesentlich davon ab, ob das Ion zum geführten oder nicht geführten Strahl gehört. Sie ist für Ionen im geführten um Größenordnungen kleiner als für Ionen im nicht geführten Strahl.

### 1. Aufteilung in geführten und nicht geführten Strahl

Bereits beim Durchlaufen der Oberfläche eines Einkristalles spaltet der einfallende Ionenstrahl in einen geführten und einen nicht geführten Strahl auf. Die Intensität des geführten und des nicht geführten Strahles hängen von der Einfallsrichtung in Bezug auf die Orientierung des Kristalles ab. Das Verhältnis  $\chi_{\min}$  der Intensität des nicht geführten Strahles zur Gesamtintensität ist am kleinsten (einige %), wenn der Einschub in dicht gepackten Gitterrichtungen erfolgt. Beim idealen Kristall wird der Teil der auftreffenden Ionen beim Eindringen in die Gitteroberfläche um Winkel  $\psi > \psi_g$  (Gl. 1) aus der Einfallsrichtung abgelenkt, dessen Stoßparameter mit einer Gitterkette  $p \lesssim a_{TF}$  ist (( 5)).  $a_{TF}$  ist der Thomas-Fermi-Abschirmradius. Im idealen Kristall ist die Flächendichte  $N_s$  der Oberflächenatome, bezogen auf eine Ebene senkrecht zur Einfallsrichtung der Ionen, gleich der Flächendichte der diese Ebene durchstoßenden Ketten:

$$N_s = N_v \cdot d. \quad (15)$$

Dabei ist  $N_v$  die Atomzahldichte im Volumen und  $d$  der Abstand benachbarter Gitteratome in der Kette. Damit wird im idealen Kristall der Bruchteil  $\chi_{\min}$  der durch die Oberflächenatome auf nicht geführte Bahnen gelenkten Ionen

$$\chi_{\min} = N_v d \pi a_{TF}^2. \quad (16)$$

Beim realen Kristall werden durch thermische Schwingungen Gitteratome so weit von der Kette ausgelenkt, daß auch Ionen mit Stoßparametern  $p > a_{TF}$  zur Gitterkette in den nicht geführten Strahl abgelenkt werden können. Lindhard (( 5)) gibt für das Verhältnis  $\chi_{\min}$  der Rückstreuung an einem Einkristall mit thermischer Gitterschwingung in einfach ausgerichteter Meßanordnung zu der an amorphem Material an:  $\chi_{\min} = N_v d \pi (a_{TF}^2 + \overline{\rho^2})$ . Dabei ist  $\overline{\rho^2}$  das mittlere Amplitudenquadrat der thermischen Schwingungen senkrecht zur Kette. Diese Rückstreuung wird im wesentlichen durch die Ionen im nicht geführten Strahl verursacht (Boogh et. al. (( 72))). Eine genauere Betrachtung zeigt, daß in diesem Fall alle Ionen zum nicht geführten Strahl gehören, die den Ketten näher als  $\sqrt{\overline{\rho^2}}$  kommen. Unter der Annahme, daß die Rückstreuung aus dem nicht geführten Strahl ähnlich der im amorphem Material erfolgt, kann man das Verhältnis des nicht geführten Strahles zum Gesamtstrahl  $\chi_{\min} = \chi_{\min}$  setzen. Somit ist

$$\chi_{\min} = N_v d \pi (a_{TF}^2 + \overline{\rho^2}). \quad (17)$$

Barrett findet, wie Appleton und Feldman (( 40)) zitieren, aufgrund seiner Computersimulationen für die thermische Abhängigkeit der Rückstreuung in einfach ausgerichteter Meßanordnung den Ausdruck

$$\chi_{\min} = N_v d \pi \overline{\rho^2} \cdot 3 \sqrt{1 + (0,65 \psi_{1/2} d / \sqrt{\overline{\rho^2}})^2}, \quad (18)$$

wobei  $\psi_{1/2}$  der halbe Grenzwinkel für axiale Gitterführung ist.

Bei einem realen Kristall werden durch die Gitterfehler in der Oberflächenschicht, z. B. durch Strahlenschäden oder adsorbierte Schichten, zusätzlich Ionen um Winkel  $\psi > \psi_g$  aus der Einfallsrichtung abgelenkt. Befinden sich in einer Schicht der Dicke  $x$   $N_{GF}$  Gitterfehler pro Volumen, so erhöhen sich die Verluste um  $N_{GF} \frac{x}{\cos \alpha} \cdot \pi p_g^2$ , wenn die Kettenrichtung, in der der Einschub erfolgt, um den Winkel  $\alpha$  gegen die Oberflächennormale geneigt ist. Dabei ist  $\pi p_g^2$  der Wirkungsquerschnitt für Ablenkung um Winkel  $> \psi_g$ . Für kleine Ablenkwinkel  $\psi_g$  ergibt sich der Stoßparameter  $p_g$  aus der Impulsnäherung (( 51, 53))

für den Fall eines exponentiell abgeschirmten Coulombpotentials aus der Beziehung

$\psi_g(p_g) = b a_{TF}^{-1} K_1(p_g/a_{TF})$ , wobei  $K_1$  die modifizierte Hankelfunktion ist. Der Anteil, der nicht in den geführten Strahl gelangt, ist also :

$$\chi_{min} = N_v d \pi (a_{TF}^2 + \overline{\rho^2}) + N_{GF} \frac{x}{\cos \alpha} \pi p_g^2 \quad (19)$$

2. Anwachsen des nicht geführten Strahles mit der Tiefe  $x$ .

Während innerhalb des idealen Kristallgitters kein Übergang vom geführten in den nicht geführten Strahl und umgekehrt stattfindet, gibt es im realen Kristall mit thermischen Gitterschwingungen einen Austausch zwischen beiden Strahlen, der um so größer ist, je mehr das Kristallgitter von dem eines idealen Kristalles abweicht ((54, 55)). Damit ist eine scharfe Unterscheidung, welche Ionen zum geführten und welche zum nicht geführten Strahl gehören insbesondere für Bahnwinkel  $\psi \approx \psi_g$  nicht möglich, da Übergänge zwischen beiden Strahlen zum überwiegenden Teil in diesem Randgebiet um  $\psi_g$  erfolgen<sup>\*)</sup>. Denn geführte Ionen mit Bahnwinkeln  $\psi \approx \psi_g$  kommen einmal den Ketten wegen des höheren  $E_{\perp}$  wesentlich näher als Ionen mit  $\psi \ll \psi_g$  und reagieren daher wesentlich empfindlicher auf Abweichungen vom kontinuierlichen Kettenpotential. (Ebenso ist die Übergangswahrscheinlichkeit für Ionen auf nicht geführten Bahnen mit  $\psi \approx \psi_g$  größer als für solche mit  $\psi \gg \psi_g$ , weil für  $\psi \approx \psi_g$  die mittlere Stoßzahl für zentrale Stöße pro Weglänge besonders groß ist). Der Austausch zwischen beiden Strahlen ist dann sehr klein, wenn der größte Teil der Ionen auf Bahnen mit  $\psi \ll \psi_g$  läuft, d.h. bei Einschub in dicht gepackten Richtungen. In diesem Fall kann das Kriterium  $\psi < \psi_g$  bzw.  $\psi > \psi_g$  zur Unterscheidung von geführtem bzw. nicht geführtem Strahl beibehalten werden ((19, 56)).

Der nicht geführte Strahl nimmt mit der Eindringtiefe zu. Die Verluste aus dem geführten Strahl haben verschiedene Ursachen. Durch thermische Gitterschwingungen werden Ionen aus dem geführten Strahl auf nicht geführte Bahnen gestreut. Es gibt bisher noch keine ausführliche theoretische Beschreibung der Verluste aus dem geführten Strahl durch thermische Gitterschwingungen. Die theoretische Beschreibung der Zunahme von  $E_{\perp}$  mit der Eindringtiefe der Ionen von Lindhard ((5)) läßt ein Anwachsen der Verluste mit dem mittleren Amplitudenquadrat  $\overline{\rho^2}$  der thermischen Schwingungen senkrecht zur Kette erwarten. Da die Verluste aus dem geführten Strahl hauptsächlich in dem Randgebiet um  $\psi_g$  erfolgen, werden insbesondere die Ionen mit den größten Bahnwinkeln gegen die Kettenachse vom geführten Strahl abgeschält. Diese Verschmälerung des geführten Strahles ist anfangs stark und kommt später nach einer gewissen Eindringtiefe zu einem Gleichgewicht mit dem rückläufigen Prozeß der Streuung aus dem nicht geführten in den geführten Strahl.

Gitterfehler bewirken dagegen eine gleichmäßige Schwächung des geführten Strahles über den ganzen Winkelbereich  $\psi \leq \psi_g$ , wenn sie so liegen, daß sich Atome zwischen den Atomketten des idealen Gitters befinden. Denn durch sie werden auch Ionen aus dem zentralen Winkelbereich des geführten Strahles ( $\psi \approx 0$ ) um größere Winkel als  $\psi_g$  gestreut.

<sup>\*)</sup>  $\psi_g$  ist im Gitter mit thermischen Schwingungen nicht durch Gl. 1 gegeben, sondern muß aus dem temperaturabhängigen Kettenpotential mit Hilfe der Bedingung:  $r_{min} \geq \sqrt{\overline{\rho^2}}$  berechnet werden.

### 3. Rückstreuung in der einfach ausgerichteten Meßanordnung.

Die Rückstreuung aus dem Inneren eines Einkristalles erfolgt beim idealen Kristall ohne thermische Gitterschwingungen nur durch Ionen aus dem nicht geführten Strahl, da nur diese zentrale Stöße mit Gitteratomen ausführen können. Beim realen Kristall liefert die Streuung von Ionen auf geführten Bahnen an verlagerten Atomen einen zusätzlichen Beitrag zur Rückstreuung.

#### Gitterführungsexperiment

Beim Einschub in eine dicht gepackte Gitterrichtung und Beobachtung außerhalb dicht gepackter Gitterrichtungen setzt sich die Energie- und Winkelverteilung der Rückgestreuten aus Beiträgen dieser beiden Prozesse zusammen. Sie ist mit  $N_p$  aus Gl. 10 :

$$N_{g,p}(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega = \left[ \chi_{\min}(E_2(x)) + \lambda(1 - \chi_{\min}) \frac{N_{GF}(x)}{N_v} \right] N_p(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega. \quad (20)$$

$N_{g,p}$  ist die durch den Gitterführungseffekt gegenüber der Rückstreuung  $N_p$  bei Einschub und Beobachtung außerhalb dicht gepackter Gitterrichtungen an demselben Kristall reduzierte Rückstreuung. Der geringere differentielle Energieverlust auf geführten Bahnen im Vergleich zu dem auf nicht geführten Bahnen kann dadurch berücksichtigt werden, daß für den zweiten Term in Gl. 20 bei der Berechnung von  $N_p$  nach Gl. 13 oder 14  $c_\alpha \approx 1/2$  gesetzt wird.

Der Faktor  $\lambda \geq 1$  in Gl. 20 berücksichtigt die höhere Wahrscheinlichkeit für ein Ion auf geführten Bahnen, ein Zwischengitteratom zu treffen, im Vergleich zu einem Ion auf nicht geführten Bahnen, ein an derselben Stelle im amorphen Material gelegenes Gitteratom zu treffen ("Überhöhungseffekt", englisch: peaking effect).

Das Verhältnis  $N_{g,p}/N_p$  wird im allgemeinen  $\chi_{\min}$  genannt ((5, 54)). Wenn  $N_{GF}/N_v = 0$  ist, ist  $\chi_{\min} = \chi_{\min}$ .

#### Schattenexperiment

Wenn Ionen an Gitteratomen im Inneren des Kristalls zurückgestreut worden sind, laufen sie auf nicht geführten Bahnen aus dem Kristall heraus. Beim Herauslaufen besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß sie auf geführte Bahnen gelenkt werden und den Kristall in Schattenrichtung verlassen können. Diese Wahrscheinlichkeit ist durch  $\chi_{\min}$  nach Gl. 16, 17 oder 19 gegeben. Folgende Prozesse verursachen dies:

- i. Beim idealen Kristall besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß die Ionen beim Durchlaufen der Oberfläche an den Oberflächenatomen in die Schattenrichtung gelenkt werden ( Gl. 16 ).
- ii. Beim realen Kristall mit thermischen Gitterschwingungen ohne Gitterfehler wird sie durch die thermischen Gitterschwingungen erhöht ( Gl. 17 ).
- iii. Gitterfehler im realen Kristall bewirken eine zusätzliche Ablenkung der Ionen in die Schattenrichtung ( Gl. 19 ).

Der Bruchteil der Rückgestreuten, die in die Schattenrichtung gelenkt werden, ist gleich dem Bruchteil der aus einem in Gitterrichtung einfallenden Strahl in den nicht geführten Strahl gelenkten Ionen. Denn aufgrund der Reversibilitätsregel ((34, 35, 57)) ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein in eine dicht gepackte Gitterrichtung einfallendes Ion ein Gitteratom zentral trifft, gleich der Wahrscheinlichkeit, daß ein von einem Gitteratom ausgehendes Ion den Kristall in einer dicht gepackten Gitterrichtung verläßt. Ionen, die an Zwischengitteratomen gestreut worden sind, können direkt durch den Stoß in die Schattenrichtung gelangen.

Erfolgt der Einschub außerhalb dicht gepackter Gitterrichtungen und die Beobachtung in einer dicht gepackten Gitterrichtung, so ist die Rückstreuung ebenfalls durch Gl. 20 gegeben, da der Schatteneffekt die Intensität der Rückstreuung an regulären Gitteratomen auf  $\chi_{\min}$  reduziert und die Rückstreuung an Gitterfehlern wie an amorphem Material erfolgt.  $\chi_{\min}$  ist dabei die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ion aus nicht geführten Bahnen in geführte gelenkt wird. In den Gl. 13 und 14 für  $N_p$  ist  $c_\alpha = 1$  und  $1/2 \leq c_\beta < 1$ .

Der "Überhöhungseffekt", der in Gl. 20 durch  $\lambda \geq 1$  berücksichtigt wird, bewirkt hier, daß ein Ion, das an einem Zwischengitteratom in eine dicht gepackte Gitterrichtung gestreut worden ist, eine höhere Wahrscheinlichkeit besitzen kann, in dieser Richtung den Kristall zu verlassen, als ein an derselben Stelle im amorphen Material gestartetes Ion auf nicht geführten Bahnen.

4. Doppelt ausgerichtete Meßanordnung.

Erfolgen sowohl Einschub als auch Beobachtung in dicht gepackten Gitterrichtungen, so wird die Rückstreuung von Atomen auf Gitterplätzen zweimal reduziert. Beim Hineinlaufen der Ionen in den Kristall wird nur der Bruchteil  $\chi_{\min}^{\alpha}$  auf nicht geführte Bahnen gelenkt, und von den Rückgestreuten kann nur der Bruchteil  $\chi_{\min}^{\beta}$  in der Schattenrichtung beobachtet werden.  $\chi_{\min}^{\alpha}$  und  $\chi_{\min}^{\beta}$  sind im allgemeinen verschieden. Wenn Einschub und Beobachtung in gleich dicht gepackten Gitterrichtungen erfolgen, ist die Intensität der Rückstreuung nach Appleton und Feldman (( 40 )):  $N_{g,g} = \chi_{\min}^2 (2 - \frac{1}{2} \sin^2(\pi - \theta)) \cdot N_p$ , wobei  $\theta$  der Ablenkwinkel im Laborsystem ist.

Gitterfehler, die so weit außerhalb der Ketten liegen, daß sie von Ionen im geführten Strahl getroffen werden können, liefern in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung einen Beitrag von  $\lambda^2 \cdot \frac{N_{GF}}{N_v} \cdot N_p dE_2 d\Omega$  zur Rückstreuung. Dabei ist angenommen, daß der Beitrag zur Rückstreuung an Gitterfehlern aus dem nicht geführten gegenüber dem Beitrag aus dem geführten Strahl vernachlässigbar ist.<sup>†)</sup> Unter Berücksichtigung der Rückstreuung von Ionen aus dem geführten Strahl an Gitterfehlern ergibt sich für die Energie- und Winkelverteilung in diesem Fall mit  $N_p$  ( Gl. 10 ) :

$$N_{g,g}(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega = \left[ (2 - \frac{1}{2} \sin^2(\pi - \theta)) \cdot \chi_{\min}^2(E_2(x)) + \lambda^2 (1 - \chi_{\min})^2 \frac{N_{GF}(x)}{N_v} \right] \cdot N_p(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega \quad (21)$$

Die Werte für  $c_{\alpha}$  und  $c_{\beta}$  ( in Gl. 13 und 14 zur Berechnung von  $N_p$  ) liegen zwischen 1/2 und 1.  $\lambda^2$  berücksichtigt wieder den "Überhöhungseffekt" bei der Rückstreuung von Ionen aus dem geführten Strahl an Zwischengitteratomen. Für geringe Eindringtiefen  $x$  ist im allgemeinen:  $(1 - \chi_{\min}) \approx 1$ . Das Verhältnis  $N_{g,g}/N_p$  wird im allgemeinen mit  $\chi'_{\min}$  bezeichnet (( 40 )). Wenn  $N_{GF}/N_v = 0$  ist, wird  $\chi'_{\min} = \chi_{\min}^2 \cdot (2 - \frac{1}{2} \sin^2(\pi - \theta))$ .

In der doppelt ausgerichteten Meßanordnung ist die Rückstreuung aus dem Inneren eines gut ausgeheilten Kristalles so stark reduziert, daß die Rückstreuung von den Oberflächenatomen beobachtbar wird. Die Empfindlichkeit der Meßmethode wird anschaulich, wenn man den kleinen Bruchteil des einfallenden Strahles betrachtet, der die Oberflächenatome unter einem Stoßparameter  $p$  ( $\theta$ ) für Rückstreuung um große Winkel  $\theta$  trifft. Abb. 4 zeigt  $p$  ( $\theta$ ) im Vergleich zum Abstand  $D$  zweier Niobatome in der  $\{111\}$  - Ebene im Falle der Rückstreuung von 100 keV-Protonen an Niob in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung ( $\theta = 70^{\circ}32'$ ).  $p_g$  ist der Stoßparameter für Ablenkung um  $\psi_g$ , den Grenzwinkel für  $\langle 111 \rangle$  - Gitterführung, und  $a_{TF}$  der Thomas-Fermi-Abschirmradius.

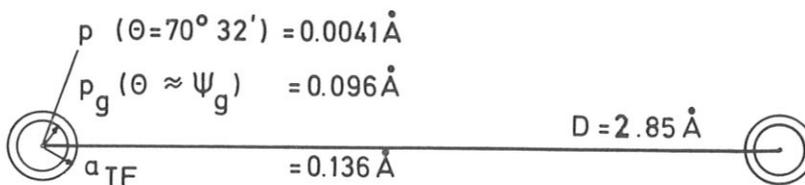


Abb. 4 : Stoßparameter von 100 keV-Protonen an Niob für Ablenkung um  $\psi_g = 3^{\circ}40'$  (Grenzwinkel für  $\langle 111 \rangle$  - Gitterführung) und um  $\theta = 70^{\circ}32'$  (Ablenkwinkel bei Einschub und Beobachtung in  $\langle 111 \rangle$  - Richtung),  $a_{TF}$  Thomas-Fermi-Abschirmradius,  $D$  Abstand zweier Niobatome in der  $\{111\}$  - Ebene.

†) Das gilt nur für kleine Gitterfehlerkonzentrationen und kleine Eindringtiefen.

Für 100-keV-Heliumionen ergeben sich ähnliche Werte :  $p (\theta = 70^{\circ}32') = 8,07 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$  ;  
 $p_g \approx 0,09 \text{ \AA}$  ;  $a_{TF} = 0,13 \text{ \AA}$  .

### 5. Rückstreuung an den Oberflächenatomen

Die Energie- und Winkelverteilung der Ionen, die an den obersten Atomenden in Richtung der einfallenden Ionen in die Oberfläche auslaufenden Ketten zurückgestreut worden sind, wird nach Gl. 10 und 15

$$N_o (E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega = N_v d \cdot \frac{d\sigma(\theta, E_1)}{d\Omega} \cdot d\Omega \cdot \delta(E_2 - k^2 E_1) \cdot dE_2 \quad (23)$$

$k^2 E_1$  (Gl. 6) ist die Energie der an den Oberflächenatomen zurückgestreuten Ionen. ( Sie beträgt 98,6 keV bei Rückstreuung von 100 keV-Protonen an Niob in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung).

Die durch Gl. 23 gegebene Rückstreuung von der Oberfläche wird durch thermische Gitterschwingungen um einen Faktor  $\gamma_{th}$  vergrößert, sodaß die Rückstreuung von einer effektiven Flächendichte  $n_{eff} = N_v d \gamma_{th}$  der Oberflächenatome herzurühren scheint. Man erwartet, daß  $\gamma_{th}$  proportional zum mittleren Amplitudenquadrat  $\overline{\delta^2}$  der thermischen Schwingungen senkrecht zur Kette ist. Wenn zusätzlich  $N_{GF}$  Gitterfehler pro Volumen im Bereich  $\Delta x$  der Oberfläche vorhanden sind, wird die Rückstreuung von der Oberfläche nochmals vergrößert. Man erhält in dem Fall bei Einschub unter einem Winkel  $\alpha$  zur Oberflächennormalen eine erhöhte Rückstreuung, die von einer Flächendichte  $n_{eff} = N_v d (\gamma_{th} + \gamma_{GF})$  der Oberflächenatome herzurühren scheint:

$$n_{eff} = N_v d \cdot \left( \gamma_{th} + \frac{N_{GF} \Delta x}{N_v d \cos \alpha} \right) = N_v d \cdot \gamma_{eff} \quad (24)$$

## EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

### a. Versuchsaufbau

Die Messungen wurden an "Pharao", dem kleinen Beschleuniger für leichte Ionen von 30 bis 150 keV mit UHV in der Targetkammer (( 58 )), durchgeführt. Er ist in Abb. 5 im Schema dargestellt.

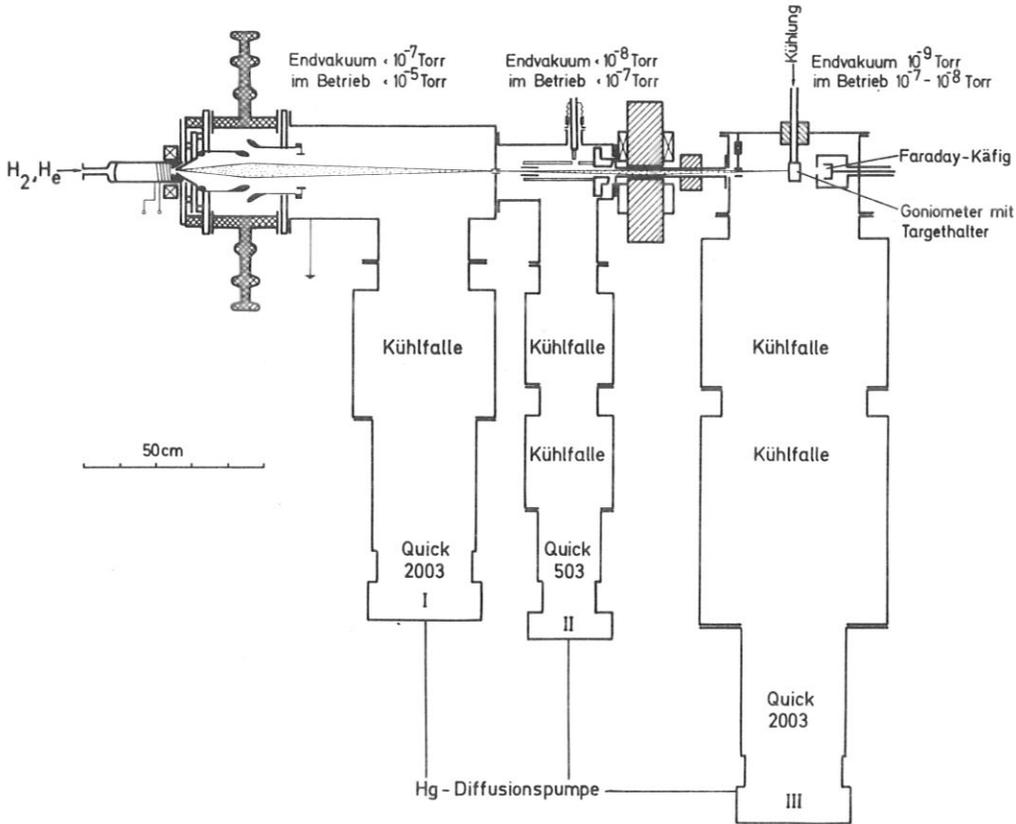


Abb. 5 : Schematischer Aufbau des Beschleunigers

In einer HF-Ionenquelle werden wahlweise Protonen oder Heliumionen erzeugt, die auf 30 bis 150 keV beschleunigt und von einer elektrostatischen Linse auf die erste Blende fokussiert werden. Diese Blende bildet gleichzeitig die erste Druckstufe. Die Abbildung des Ionenstrahls auf das Target geschieht durch ein magnetisches Sektorfeld mit radialer und axialer Fokussierung, das auch zum Abtrennen von Molekül- und Fremdgasionen dient. Eine Blendenkombination vor dem Target begrenzt den Querschnitt des Ionenstrahls auf etwa 0,3 mm und reduziert die Strahldivergenz auf einen Öffnungswinkel von  $0,34^\circ$ . Die verwendeten Stromstärken betragen  $10^{-9}$  bis  $10^{-7}$  A, woraus sich Ionenbeschußraten von  $10^{14}$  bis  $10^{16} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  am Target ergaben.

Das Vakuumsystem besteht aus einem dreistufigen differentiellen Pumpsystem mit Quecksilberdiffusionspumpen. In der Meßkammer wird ein Endvakuum von einigen  $10^{-9}$  Torr erreicht, das im Betrieb höchstens auf einige  $10^{-8}$  Torr ansteigt. Damit war die entsprechende Auftreffrate von Verunreinigungsmolekülen mit  $5 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  klein gegen die Ionenbeschußrate am Target.

Das Target bestand aus einem Niob-Einkristall<sup>+)</sup>, der parallel zu einer  $\{100\}$ -Fläche geschnitten war. Er wurde vor jeder Versuchsreihe geätzt und elektrolytisch poliert. In der Meßapparatur wurde er vor jeder Messung zum Ausheilen und zur Reinigung durch Elektronenbeschuß auf  $1300^\circ\text{C}$  geheizt.

Der Kristall war elektrisch isoliert auf einem Goniometerkopf ((59)) montiert. Das Goniometer gestattet eine kontinuierliche Einstellung des Einschubwinkels  $\alpha$  zur Oberflächennormale des Kristalls von  $-45^\circ$  bis  $+90^\circ$  (Abb. 6) und eine Drehung des Kristalls um die Oberflächennormale um insgesamt  $16^\circ$ . Zur endgültigen Justierung bestand weiterhin die Möglichkeit, den Kristall um seine horizontale Achse um  $\pm 10^\circ$  zu kippen.

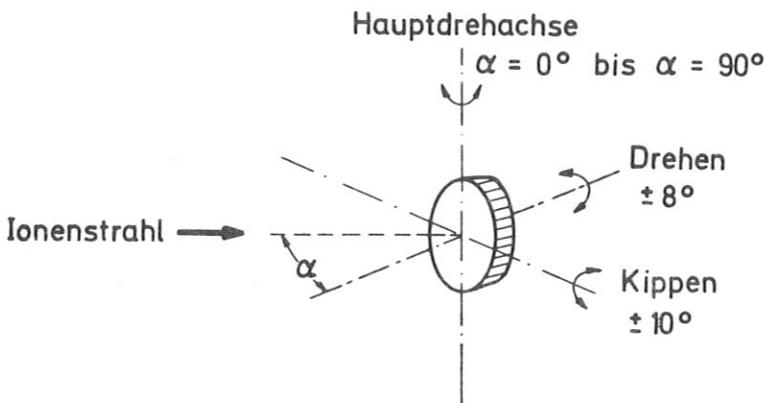


Abb. 6 : Drehbewegungen des Targets am Goniometerkopf

Die drei Drehachsen schneiden sich 2 mm hinter der Kristalloberfläche, damit der Ionenstrahl bei einem Ioneneinschuß von  $\alpha = 90^\circ$  an dem Target vorbeigeführt werden kann.

Der Nachweis der vom Niob-Einkristall zurückgestreuten Ionen und Atome erfolgt durch einen gekühlten Silizium-Oberflächensperrschichtzähler. Beim Auftreffen von Ionen oder Atomen entstehen in dem Zähler Ladungsimpulse, die der Energie der auftreffenden Ionen oder Atome proportional sind. Die Ladungsimpulse werden verstärkt und in einem Vielkanalanalysator<sup>++)</sup> nach Impulshöhen sortiert. Damit erhält man in einer einzigen Messung die gesamte Energieverteilung der zurückgestreuten Teilchen.

<sup>+)</sup> hergestellt in Fa. Metals Research Ltd.

<sup>++)</sup> DIDAC 800 von der Fa. Intertechnique

Der Zähler besitzt bei Kühlung auf  $-120^{\circ}\text{C}$  eine Energieauflösung für Protonen von etwa  $3,3\text{ keV}$ , wie ein Eichspektrum Abb. 7 zeigt. Die untere Nachweisgrenze liegt bei  $8\text{ keV}$ . Das Eichspektrum wird durch den direkten Beschuss des Zählers mit dem Ionenstrahl bekannter Energie bei herausgeschwenktem Target ( $\alpha = 90^{\circ}$ ,  $\alpha + \beta = 180^{\circ}$ ) erhalten.

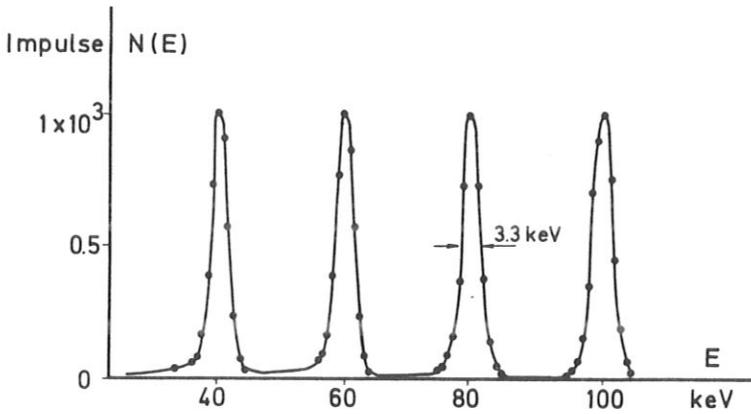


Abb. 7 : Eichspektrum für Protonen

Der Zähler erfaßt einen Raumwinkel von  $4,3 \cdot 10^{-5}$  sterad und kann auf einem Zylinder um das Target gefahren werden. Abb. 8 zeigt die Meßanordnung im Schema.

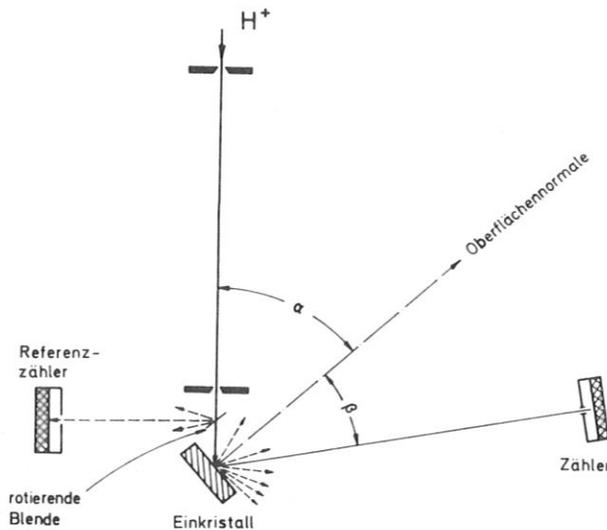


Abb. 8 : Schema der Meßanordnung

Der Zähler ist um die vertikale Achse (die senkrecht zur Zeichenebene verläuft) drehbar und kann in der Meßebeine so weit verstellt werden, daß der Winkel ( $\alpha + \beta$ ) zwischen Einschuss und Beobachtungsrichtung im Bereich von  $30^{\circ}$  bis  $180^{\circ}$  gewählt werden kann.

Außerdem kann der Zähler senkrecht zur Meßebeine in 10 Schritten um je  $0.4^\circ$  verstellt werden. Wegen des großen Abstandes zwischen Target und Zähler ist die Zylinderfläche, auf der sich der Zähler bewegt, in guter Näherung dem Ausschnitt einer Kugeloberfläche gleich.

Da der Primärionenstrom bei erhöhter Targettemperatur am Target nicht meßbar ist und über die Dauer einer Messung nicht konstant bleibt, wird mittels einer rotierenden Blende und eines Referenzzählers (Abb. 8) eine integrierende Ionenzahlmessung vorgenommen. Von der rotierenden Blende wird ein konstanter Bruchteil der Strahlionen auf einen Referenzzähler gestreut, dessen Impulse durch eine (Stromstärke  $\times$  Zeit)-Messung auf die Primärstromstärke geeicht werden, die an einem Faraday-Käfig (Abb. 5) gemessen werden kann. Die rotierende Blende besteht aus Beryllium, das mit einer dünnen Platinschicht von  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  bedampft ist. Da die Rutherford-Rückstreuung mit der Ordnungszahl  $Z$  des beschossenen Materials quadratisch ansteigt, bewirkt die oberflächliche Platinschicht ein relativ hohes Maximum bei hohen Energien im Vergleich zum niederenergetischen Anteil der Rückstreuung durch die Be-Unterlage in der Energieverteilung der Rückgestreuten.

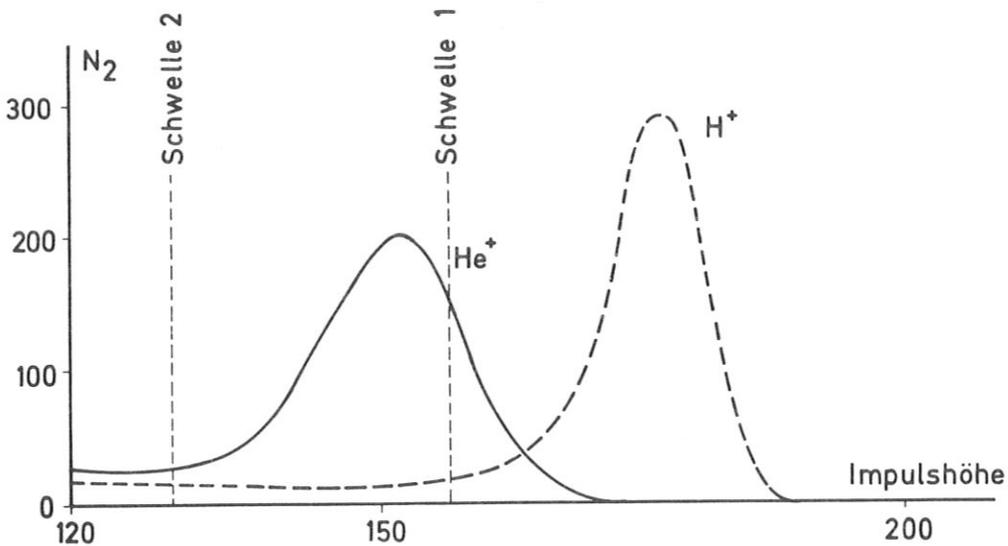


Abb. 9 : Energieverteilung am Referenzzähler nach Rückstreuung von 100 keV-Protonen und  $\text{He}^+$ -Ionen an der Pt/Be-Blende

Wird der niederenergetische Teil der Rückgestreuten durch eine Schwelle abgeschnitten, so erhält man am Referenzzähler ein stabiles Signal, das weitgehend unabhängig von der Verstärkungsdrift ist. Für die Messungen, in denen nur 100 keV-Protonenrückstreuung an Niob untersucht wurde, lag die untere Schwelle  $I_{50}$ , daß nur die an der Platinschicht zurückgestreuten Protonen als Referenzsignal verwendet wurden. Bei den Messungen, bei denen sowohl mit 100 keV-Heliumionen als auch mit 100 keV-Protonen beschossen wurde, mußte ein gewisser niederenergetischer Anteil von rückgestreuten Protonen verbleiben. Die Schwelle 2 wurde als beste Einstellung betrachtet (Abb. 9).

Dadurch, daß der Referenzzähler direkt auf die Primärionenanzahl geeicht wird, ist die Beschußdosis meßbar, ohne daß eine Strommessung am Target erfolgt. Durch eine Vorwahlzählung ist es außerdem möglich, nach Erreichen einer vorgegebenen Beschußdosis die Zählung am Hauptzähler zu stoppen und somit Spektren gleicher Primärionenmenge aufzunehmen.

Der Fehler in der Eichung der Strahlstromstärke von  $\pm 5\%$  lieferte einen hohen Beitrag zu dem gesamten Fehler der Messungen. In Bereichen geringer Zählraten wurde er jedoch von dem statistischen Fehler übertriften, der bei den kleinsten Rückstreuintensitäten bis auf  $\pm 20\%$  anstieg.

### b. Orientierung des Niob - Einkristalles

Niob-Kristalle sind kubisch-raumzentriert. Die am dichtesten gepackten Gitterrichtungen sind die  $\langle 111 \rangle$ -Richtungen und die am dichtesten gepackten Gitterebenen sind die  $\{110\}$ -Ebenen. Abb. 10 zeigt die Projektion eines krz-Gitters auf eine  $\{100\}$ -Ebene von dem um die halbe Gitterkonstante auf der  $[010]$ -Achse tiefer gelegenen Gitterpunkt aus. Damit veranschaulicht sie das Gitter des für die Messungen ver-

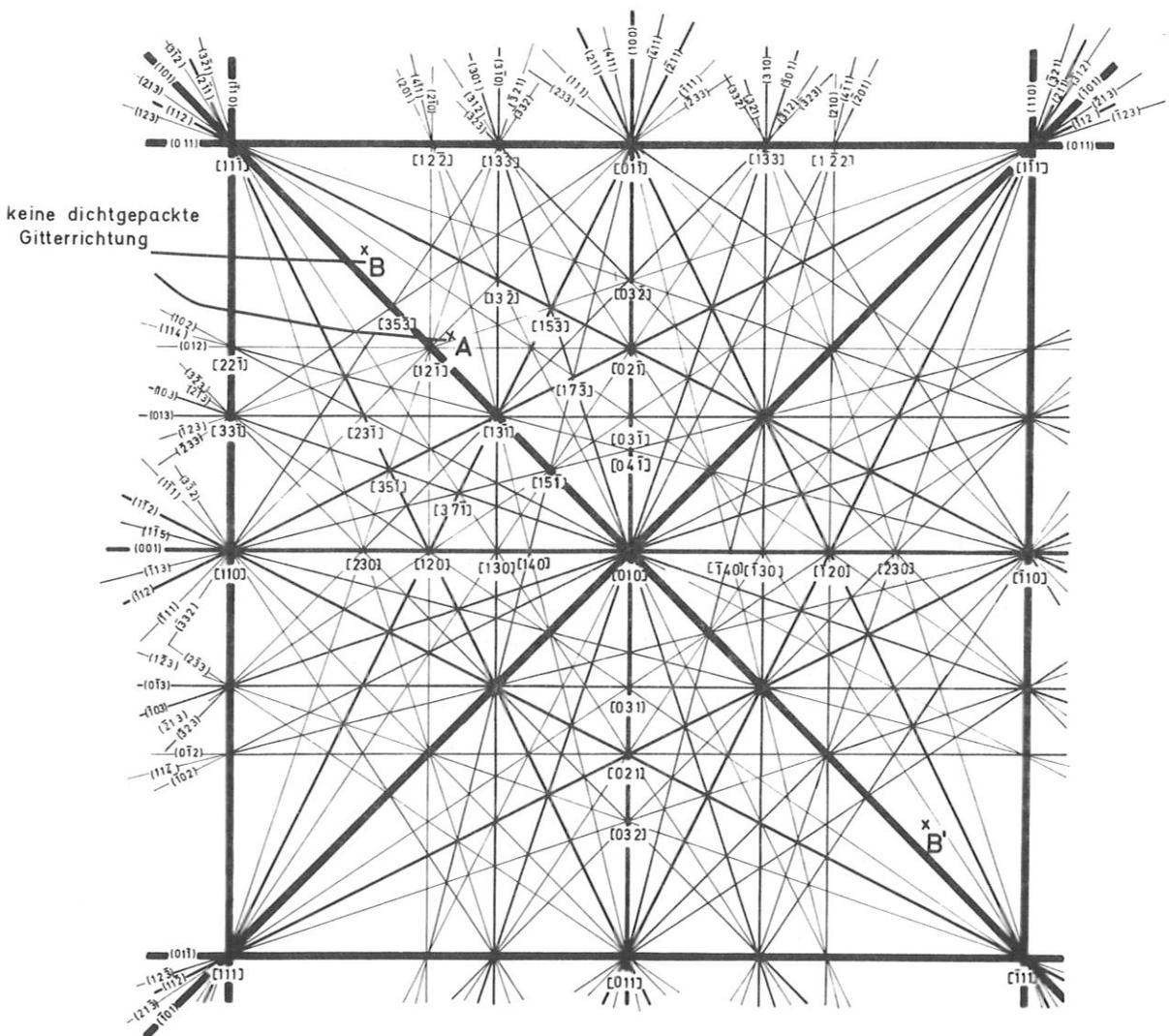


Abb. 10 : Projektion eines kubisch-raumzentrierten Kristalls auf eine Ebene.

Der Abstand zwischen den Durchstoßungspunkten  $[111]$  und  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  entspricht einer Gitterkonstanten.

wendeten Niob-Einkristalls mit einer  $\{100\}$  -Oberfläche. Die verschiedenen Strichstärken der Durchstoßungspunkte und -geraden der Ketten und Ebenen geben ein qualitatives Bild von der Atomdichte in diesen Ketten und Ebenen.

Die Meßebe in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung lag in einer  $\{110\}$  - Ebene, wobei der Ioneneinschuß in der einen  $\langle 111 \rangle$  - Richtung erfolgte und die Beobachtung in einer anderen um  $109^{\circ}28'$  dagegen gedrehten  $\langle 111 \rangle$  - Richtung (Abb. 11).

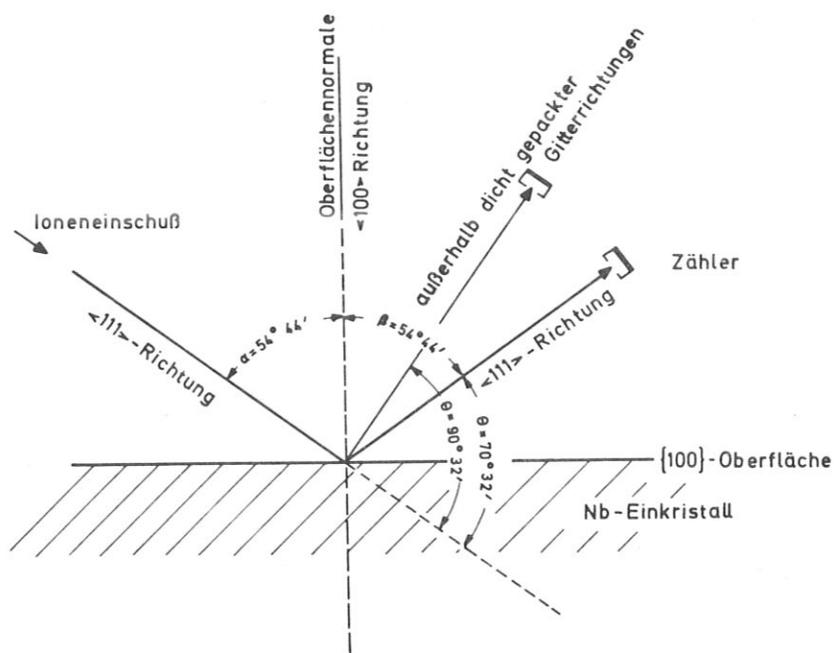


Abb. 11:  $\{110\}$  -Meßebe mit Einschub und Beobachtungsrichtungen

Der in die Rutherford-Streuförmel eingehende Ablenkwinke  $\theta$  betrug  $70^{\circ}32'$ . Um den Einfluß der thermischen Gitterschwingungen auf den Gitterföhrungseffekt prüfen zu können, muß der Gitterföhrungseffekt vom Schatteneffekt getrennt beobachtet werden können. Dazu müssen die Ionen in einer  $\langle 111 \rangle$  - Richtung eingeschossen werden; die Beobachtung muß außerhalb einer Schattenebe erfolgen. Der Zähler wurde um  $20^{\circ}$  aus dem  $\langle 111 \rangle$  - Richtungsschatten und um  $2^{\circ}$  aus dem  $\{101\}$  - Ebenenschatten herausgedreht, wie in Abb. 10 mit A markiert ist. Der Streuwinkel  $\theta$  betrug in diesem Fall  $90^{\circ}32'$  (Abb. 11). Außerdem wurde die Rückstreuung an polykristallinem Niob am Einkristall dadurch simuliert, daß sowohl Einschub als auch Beobachtung in Richtungen außerhalb dicht gepackter Gitterrichtungen gelegt wurden, wie in Abb. 10 durch B und B' markiert ist. Der Streuwinkel  $\theta$  beträgt in diesem Fall ebenfalls  $90^{\circ}32'$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  betragen je  $44^{\circ}44'$ . Damit die bei verschiedenem Einschubswinkel  $\alpha$ , verschiedenem Beobachtungswinkel  $\beta$  oder nach verändertem Streuwinkel  $\theta$  gemessenen Rückstreuintensitäten miteinander verglichen werden können, müssen sie umgerechnet werden auf vergleichbare Geometrie. Die Umrechnung betrifft im wesentlichen die Abhängigkeit des Rutherford-Streuquerschnittes vom Ablenkwinke  $\theta = 180^{\circ} - (\alpha + \beta)$  und von der Energie  $E_1'$  des Ions vor dem Stoß, sowie den veränderten Energieverlust des Ions bei verschiedener Eindringtiefe in den Kristall. Sie beruht auf den Gleichungen für die Energie- und Winkelverteilung, Gl. 13 und 14. Die Rechnungen sind im Anhang zu finden.

## MESSERGEBNISSE

### a. Temperaturabhängigkeit der Rückstreuung von 100 keV - Protonen am ausgeheilten Niob-Einkristall

Am ausgeheilten Einkristall wurde der Einfluß der Temperatur auf die Reduzierung der Rückstreuung durch Gitterführung und Schatteneffekt dadurch gemessen, daß bei verschiedenen Temperaturen zwischen  $-80^{\circ}\text{C}$  und  $800^{\circ}\text{C}$  jeweils drei Energieverteilungen aufgenommen wurden:

1. in der die Rückstreuung an polykristallinem Niob simulierenden Anordnung, die im vorigen Kapitel beschrieben worden ist;
2. in der einfach ausgerichteten Meßanordnung, die den Gitterführungseffekt allein zu messen gestattet, wobei der Einschuß in der  $\langle 111 \rangle$  - Richtung und die Beobachtung außerhalb einer Schattenrichtung erfolgen, und
3. in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung, bei der Einschuß und Beobachtung in  $\langle 111 \rangle$  -Richtungen erfolgen.

Abb. 12 zeigt ein derartiges Tripel von Energieverteilungen, die mit gleicher Ionenbeschußdosis aufgenommen und auf gleiche Einschuß- und Beobachtungswinkel umgerechnet worden sind.

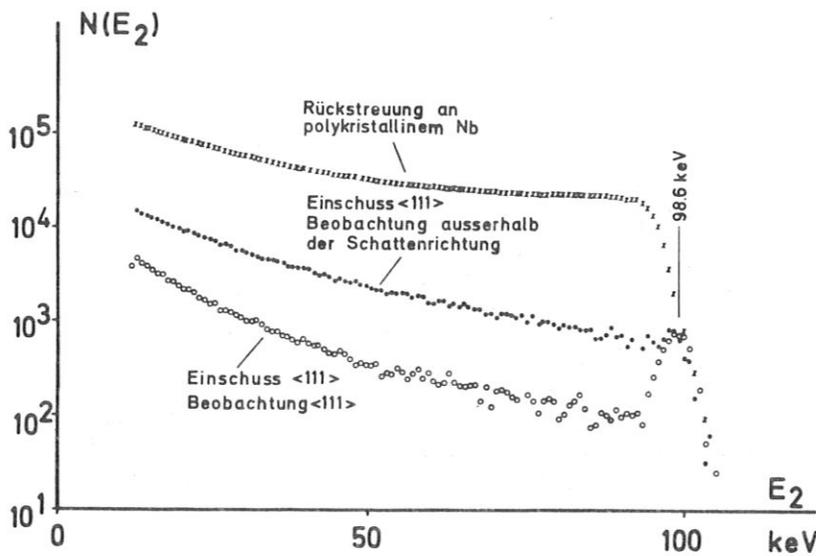


Abb. 12: Rückstreuung von  $\text{H}^+$  an Niob  
 $E_1 = 100 \text{ keV}$ , Niob-Temperatur  $T = 50^{\circ}\text{C}$ .

Man erkennt deutlich die Reduzierung der Rückstreuung durch den Gitterführungseffekt im Vergleich zu der an polykristallinem Niob und die weitere Reduzierung durch die zusätzliche Ausnutzung des Schatteneffektes. Der "Oberflächenpeak" liegt bei der höchsten Energie der Rückgestreuten  $E_2 = k^2 E_1 = 98,6 \text{ keV}$  (Gl. 6).

Die Rückstreuung von polykristallinem Niob hängt im untersuchten Bereich nicht von der Temperatur ab. Das erscheint aufgrund des statistischen Modelles für amorphes Material auch verständlich, da dort die Verteilung der Gitteratome zu einem bestimmten Zeitpunkt nur von der Atomdichte und nicht von der Temperatur abhängt.

Dagegen wächst die Rückstreuung am Einkristall sowohl im Gitterführungsexperiment als auch in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung mit wachsender Temperatur, wie Abb. 13 und 14 zeigen. Sie steigt in allen Energiebereichen  $E_2$  an.

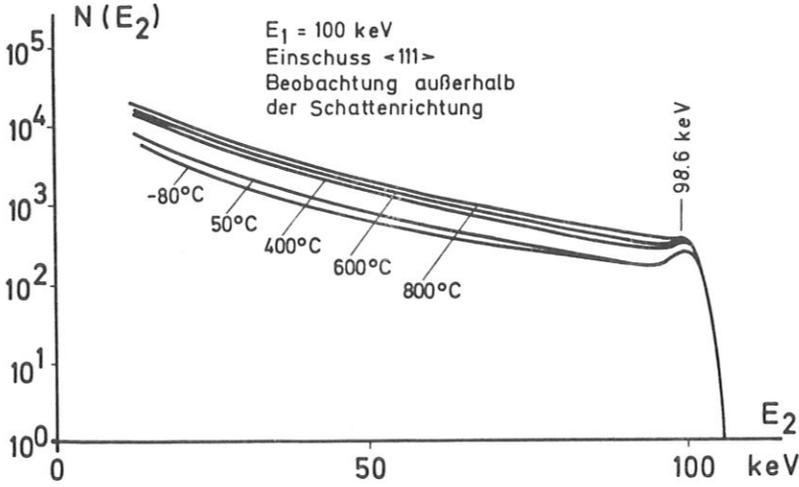


Abb. 13: Temperaturabhängigkeit des Gitterführungseffektes von  $\text{H}^+$  in Niob.

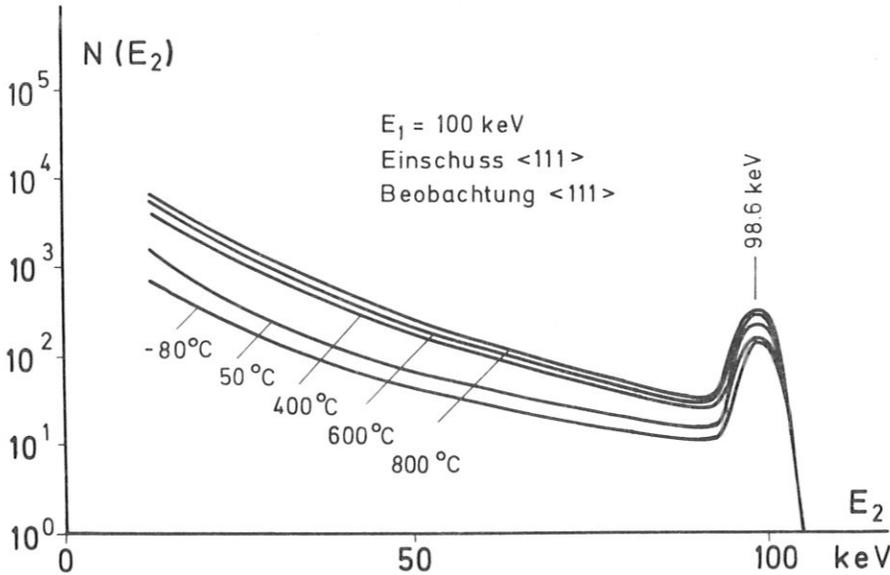


Abb. 14: Temperaturabhängigkeit der Rückstreuung von  $\text{H}^+$  an Niob in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung.

Die Energie  $E_2$  ist nach Gl.8 ein Maß für die Tiefe  $x$ , in der die Rückstreuung erfolgt ist. Um eine Tiefenskala angeben zu können, ist jedoch die Kenntnis des differentiellen Energieverlustes  $S_e(E)$  notwendig.

### 1. Bestimmung des differentiellen Energieverlustes $S_e$ .

Unter der Annahme, daß  $S_e(E) = \bar{S} = \text{konstant}$  ist, läßt sich aus der Energie- und Winkelverteilung ( Gl.13) der Energieverlust  $\bar{S}$  von Protonen in polykristallinem Niob ( $c_\alpha = c_\beta = 1$ ) berechnen, wenn bei bekannter Primärionenintensität die Intensität der Rückstreuung absolut gemessen wird. Für eine relativ geringe Eindringtiefe  $x$  ist die Annahme, daß  $S_e$  konstant ist, noch zulässig. Die Messungen ( Abb. 12 ) mit

$E_1 = 100 \text{ keV}$ ,  $E_2 = 95 \pm 3 \text{ keV}$ ,  $\alpha = \beta = 44^\circ 44'$ ,  $\theta = 90^\circ 32'$  ergaben für den differentiellen Energieverlust  $\bar{S} = 13,5 \text{ eV/\AA}$ . Die Protonen sind dabei in der Tiefe  $x = 132 \text{ \AA}$  zurückgestreut worden (Gl. 8). An anderen Materialien wurden Energieverluste für Protonen vergleichbarer Energie von 4 bis  $23 \text{ eV/\AA}$  gemessen ((30 - 33, 60)). Das stimmt also mit dem hier gemessenen Wert dem Bereich nach überein. Es ist bekannt, daß der differentielle Energieverlust  $c \cdot S_e$  für leichte Ionen auf geführten Bahnen etwa halb so groß ist wie auf nicht geführten Bahnen ((61 - 67)). Es ergibt sich demnach  $c \cdot S_e \approx 7 \text{ eV/\AA}$  für 100 keV-Protonen in Niob auf geführten Bahnen.

2. Oberflächenpeak.

Das Integral unter dem Oberflächenpeak (Abb. 14) der in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung gemessenen Energieverteilung der Rückstreuung gibt die Anzahl der von der Oberfläche zurückgestreuten Ionen an. Beim idealen Kristall ohne thermische Gitterschwingungen tragen nur die obersten Atome der in die Oberfläche auslaufenden Ketten zur Rückstreuung in den Oberflächenpeak bei. Die darunter liegenden Kettenatome sind verdeckt. Bei erhöhter Temperatur wird die Rückstreuung auch aus tieferen Atomlagen möglich. Der Erhöhung des Oberflächenpeaks mit der Temperatur entspricht eine Erhöhung der mittleren Anzahl  $\gamma_{\text{eff}}$  der Schichten, die zur Rückstreuung in den Oberflächenpeak beitragen (Gl. 24 mit  $N_{\text{GF}} \cdot \Delta x / N_v \cdot d \ll 1$ ). In Abb. 15 ist  $\gamma_{\text{eff}}$  als Funktion des mittleren Amplitudenquadrates der thermischen Schwingungen  $\overline{g^2}$  aufgetragen.

Das mittlere Amplitudenquadrat  $\overline{g^2}$  der thermischen Schwingungen senkrecht zur Kette wurde aus dem Debye-Waller-Faktor  $\exp(-8\pi^2 u^2 (\frac{\sin \theta}{\lambda})^2)$  ((67)) nach der Beziehung  $\overline{g^2} = 2 u^2$  berechnet ((51)).

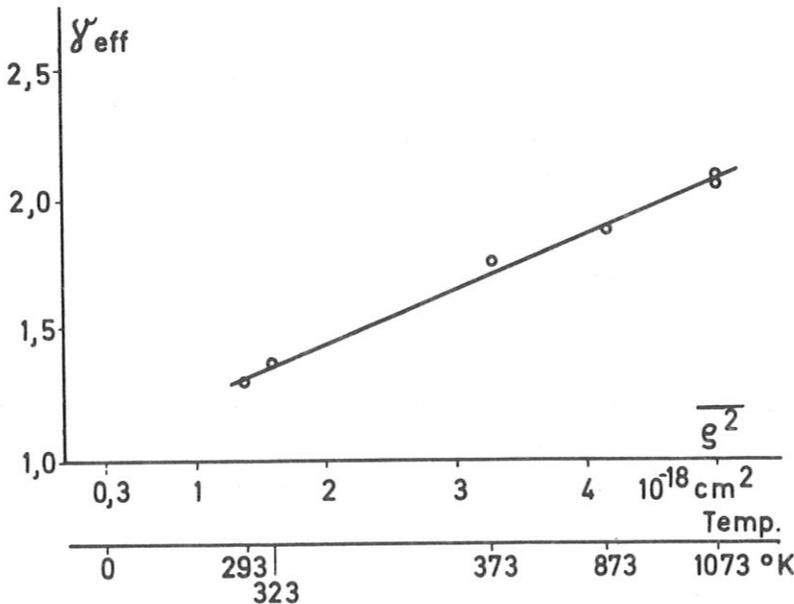


Abb. 15: Anzahl der Atomlagen  $\gamma_{\text{eff}}$ , die zum Oberflächenpeak von 100 keV - Protonen beitragen, in Abhängigkeit von dem mittleren Amplitudenquadrat  $\overline{g^2}$  der thermischen Schwingungen.  $\gamma_{\text{eff}} = 1$  ist der theoretische Wert für den idealen Kristall.

Die Meßpunkte liegen in guter Näherung auf einer Geraden. Die Rückstreuung von der Oberfläche wächst also linear mit dem durch die thermische Schwingung verbreiterten Querschnitt der Kette an. Man sieht, daß bei Raumtemperatur die Rückstreuung in den Oberflächenpeak so groß ist, als wenn im Mittel 1,3 Atomlagen zur Rückstreuung beitragen.

3. Aufteilung in geführten und nicht geführten Strahl durch die Oberfläche.

Beim Durchlaufen der Oberfläche spaltet der einfallende Ionenstrahl in einen geführten und einen nicht geführten Anteil auf. Letzterer wurde mit  $\chi_{\min}$  bezeichnet (S. 10). Mit der Annahme, daß die direkte Rückstreuung aus dem geführten Strahl vernachlässigbar klein gegen die Rückstreuung aus dem nicht geführten Strahl ist, ergibt sich unter Vernachlässigung von Gitterfehlern für die Rückstreuung in der einfach ausgerichteten Meßanordnung nach Gl. 20 ( $N_{GF}/N_V = 0$ ):

$$\chi_{\min}(E_2(x)) = \frac{N_{gp}(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega}{N_p(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega}$$

Für die ersten Atomlagen unter der Oberfläche ist  $\chi_{\min}$  und somit in diesem Fall auch  $\chi_{\min}$  nach Gl. 17 und 18 berechenbar.

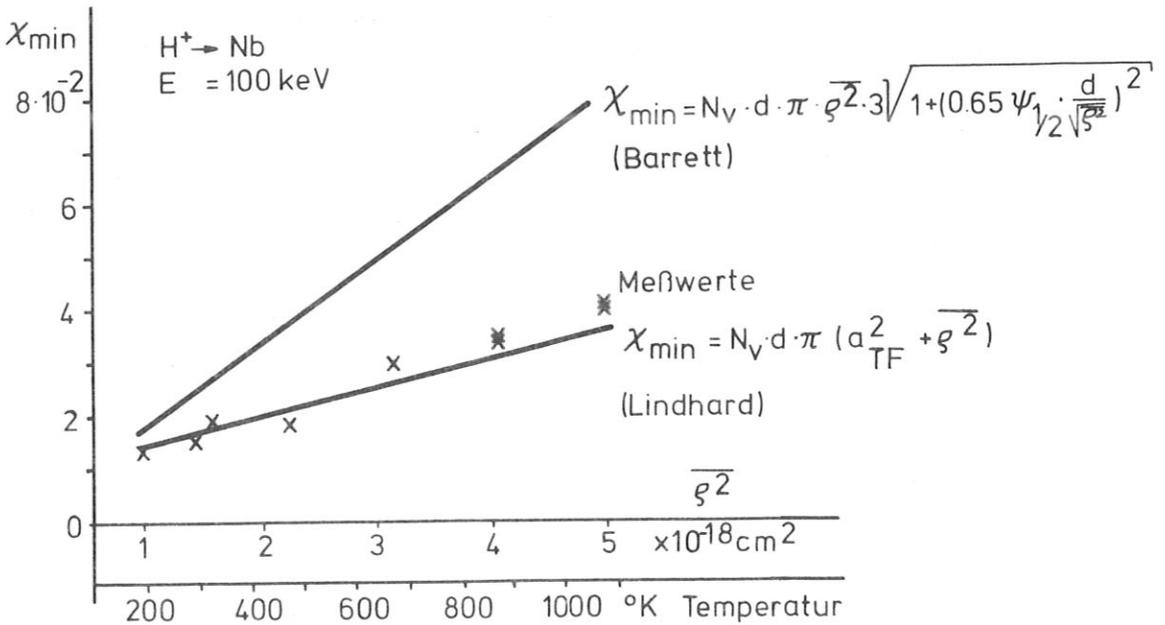


Abb. 16:  $\chi_{\min}$  als Funktion der Temperatur.  
 $E_2 \approx 95 \text{ keV}$ .

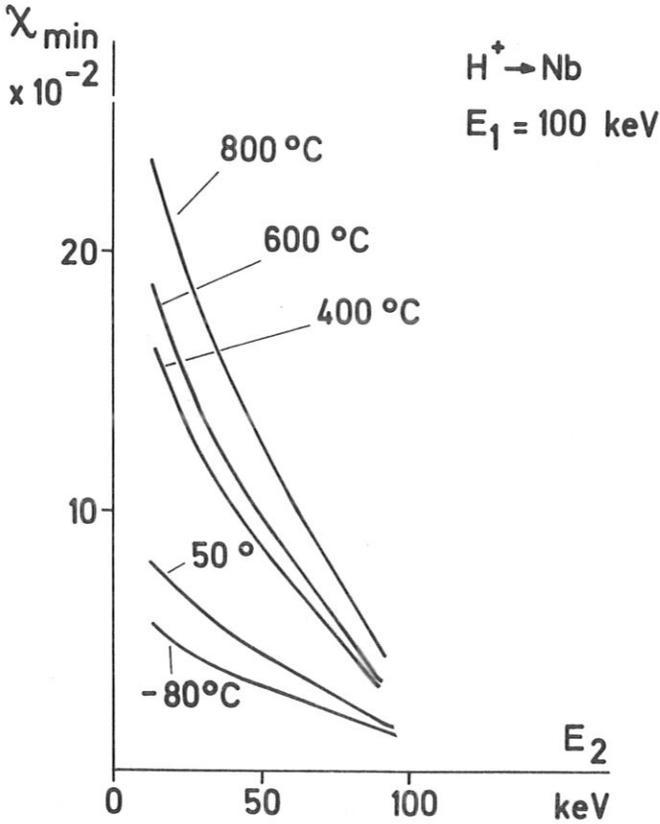
In Abb. 16 sind die Meßwerte im Vergleich zu den theoretischen Rechnungen nach Gl. 17 und 18 aufgetragen. Die Messungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem Modell von Lindhard. Die nach der von Barrett angegebenen Gleichung berechneten Werte sind alle zu groß.

4. Verluste aus dem geführten Strahl im Inneren des Kristalls.

Im Inneren des Einkristalls findet ein Austausch zwischen dem geführten und dem nicht geführten Anteil des Strahles statt. Bei Einschub in eine dicht gepackte Gitterrichtung läuft zunächst der überwiegende Teil des Strahls auf geführten Bahnen. Der nicht geführte Anteil steigt mit der Eindringtiefe  $x$  an, und zwar umso stärker, je mehr das Gitter von dem eines idealen, starren Kristallgitters abweicht.

Wenn die Rückstreuung von Ionen aus dem geführten Strahl an Gitterfehlern vernachlässigt werden kann ( $N_{GF}/N_V \ll \chi_{\min}$ ), so ist nach Gl. 20  $\chi_{\min}(x) = \chi_{\min}$ . Wie die Ergebnisse zeigen (s. S. 26), ist diese Annahme im Falle des bei 1300°C ausgeheilten Niob-Einkristalles berechtigt.

In Abb. 17 ist  $\chi_{\min}$  als Funktion der Energie  $E_2$  aufgetragen.



Bei bekanntem differentiellen Energieverlust  $S_e$  und Reduktionsfaktor  $c$  auf geführten Bahnen kann die Tiefe  $x$ , in der die Rückstreuung erfolgt ist, aus  $E_2$  nach Gl. 8 berechnet werden. In erster Näherung ist für den oberen Energiebereich von  $E_2$  (d.h. für  $E_2 \approx E_1$ ) diese Tiefe  $x \sim (E_1 - E_2)$ .

Man erkennt, daß nicht nur  $\chi_{\min}$  direkt unter der Oberfläche, sondern auch die Zunahme von  $\chi_{\min}$  mit der Tiefe bei steigender Temperatur wächst.

Abb. 17:  $\chi_{\min}$  als Funktion der Energie  $E_2(x)$  bei verschiedenen Temperaturen.

Meßfehler für  $\chi_{\min}$ :  $\pm 2 \cdot 10^{-3}$

Nimmt man eine exponentielle Abnahme der Intensität des geführten Strahles mit der Tiefe  $x$  an (( 55,65,68)),

$1 - \chi_{\min}(x) = (1 - \chi_{\min}(0)) e^{-ax}$ , so steigt die Intensität des nicht geführten Strahles  $\chi_{\min}(x)$  in erster Näherung linear mit der Tiefe  $x$  an:

$$\chi_{\min}(x) = \chi_{\min}(0) + (1 - \chi_{\min}(0)) ax.$$

Die Steigung direkt unter der Oberfläche  $d\chi_{\min}(E_2(x))/dE_2(x) = -a_T$  kann den Kurven aus Abb. 17 entnommen werden. Es zeigt sich, daß  $a_T$  dem mittleren Amplitudenquadrat  $\overline{\rho^2}$  der thermischen Schwingungen senkrecht zur Kette proportional ist (Abb. 18).

Im ausgeheilten Nb-Einkristall werden also die Verluste aus dem geführten Strahl bei Protonenbeschuß (mindestens bei geringer Eindringtiefe) durch die thermischen Gitterschwingungen bestimmt.

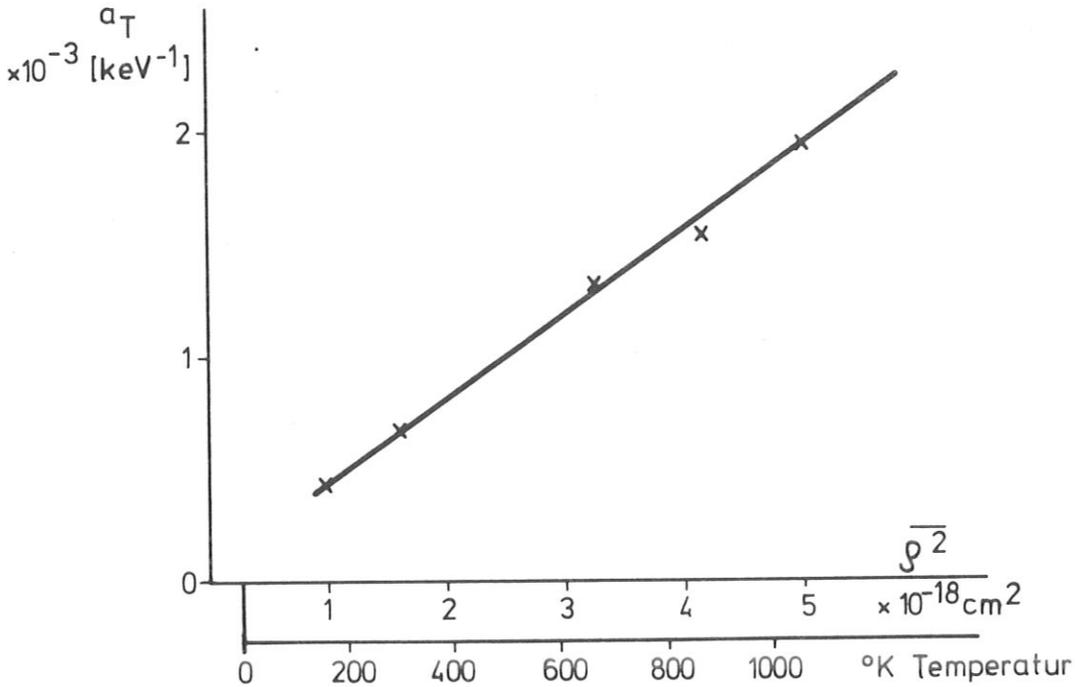


Abb. 18:  $-a_T = d \chi_{\min}(E_2) / d E_2$  als Funktion des mittleren Amplitudenquadrates  $\overline{\rho^2}$  der thermischen Schwingungen senkrecht zur Kette.

5. Bestimmung von Gitterfehlern aus der Rückstreuung in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung.

Das Verhältnis  $\chi_{\min}$  der Rückstreuintensität in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung zu der am polykristallinen Material wurde aus den Werten der in Abb. 14 dargestellten Meßkurven berechnet. Nach Gl. 20 und Gl. 21 kann man die Konzentration  $N_{GF}$  der Gitterfehler bestimmen, wenn  $\chi_{\min}(E_2(x))$  und  $\chi_{\min}(E_2(x))$  bekannt sind und  $N_{GF}$  so klein ist, daß der zweite Ausdruck in Gl. 20 vernachlässigt werden kann ( $\chi_{\min} = \chi_{\min}$ ).

Abb. 19 zeigt, daß  $\chi_{\min}^2$  (wie  $\chi_{\min}^2$ ) etwa linear mit  $(\overline{\rho^2})^2$ , dem Quadrat des mittleren Amplitudenquadrates  $\overline{\rho^2}$  der thermischen Schwingungen senkrecht zur Kette, wächst. Die Differenz zwischen  $\chi_{\min}$  und den zum Vergleich aufgetragenen Werten von  $(2 - \frac{1}{2} \sin^2(\pi - \theta)) \cdot \chi_{\min}^2$  zeigt, daß die Atomdichte der Gitterfehler  $N_{GF}/N_V$  innerhalb der Meßgenauigkeit unabhängig von der Temperatur ist. Es ergibt sich

$$\lambda^2 N_{GF}/N_V = \chi_{\min} - (2 - \frac{1}{2} \sin^2(\pi - \theta)) \cdot \chi_{\min}^2 = 1,4 \cdot 10^{-3} \pm 20\%.$$

Der durch den "Überhöhungseffekt" verstärkte Beitrag der an Zwischengitteratomen Rückgestreuten wird durch den Faktor  $\lambda$  berücksichtigt, der von verschiedenen Parametern abhängt. Er wurde von Morgan und van Vliet ((69)) unter vergleichbaren Bedingungen zu  $\lambda = 3$  bestimmt.

Berücksichtigt man, daß in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung einem Energieintervall  $\Delta E_2$  wegen des geringeren Energieverlustes auf geführten Bahnen Rückstreuung aus einem größeren Tiefenintervall  $\Delta x$  als in amorphem Material entspricht, so erhält man mit  $c = 1/2$  eine Gitterfehlerkonzentration

$$N_{GF}/N_V \approx 8 \cdot 10^{-5}.$$

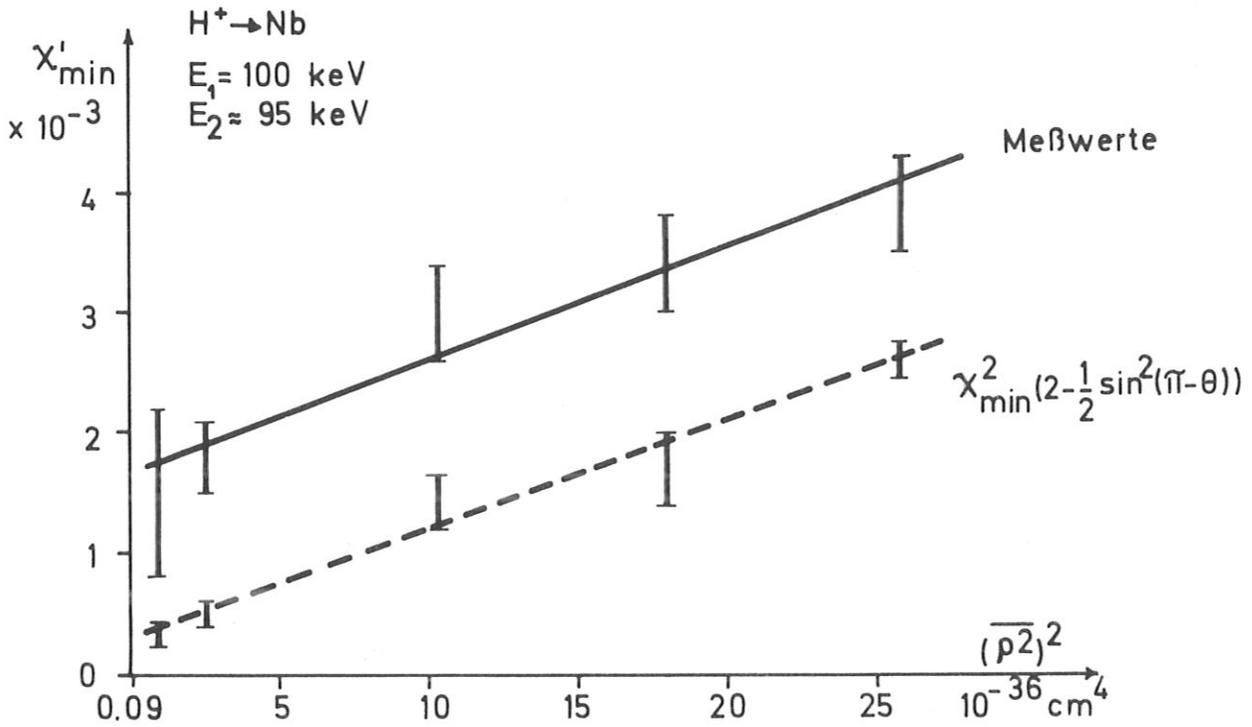


Abb. 19:  $\chi'_{\min}$  und  $(2 - \frac{1}{2} \sin^2(\pi - \theta)) \cdot \chi_{\min}^2$  als Funktion von  $(\overline{\rho^2})^2$ .  $\overline{\rho^2}$  ist das mittlere Amplitudenquadrat der thermischen Schwingungen senkrecht zur Kette.

Wie man aus Abb. 20 sieht, ist der Ausdruck  $\lambda^2 N_{GF}/N_V = \chi'_{\min}(E_2) - (2 - \frac{1}{2} \sin^2(\pi - \theta)) \chi_{\min}^2(E_2)$  bei tiefen Temperaturen bis zu  $600^\circ\text{C}$  bis  $E_2 \approx 50 \text{ keV}$  konstant. Das bedeutet unter Voraussetzung konstanter Gitterfehlerkonzentration mit der Tiefe, daß diese Methode zur Bestimmung von  $N_{GF}$  bis zu Tiefen von  $x \approx 2500 \text{ \AA}$  anwendbar ist. Bei kleineren Energien  $E_2$ , d. h. größeren Eindringtiefen, ist die Methode nicht mehr anwendbar, weil der Anteil  $\chi_{\min}$  des nicht geführten Strahles in die Größenordnung von  $N_{GF}/N_V$  kommt (Gl. 20). Daher kann nicht mehr  $\chi_{\min} = \chi'_{\min}$  gesetzt werden. Das gilt auch bei  $800^\circ\text{C}$ , weil die Verluste aus dem geführten Strahl ("dechanneling") durch thermische Gitterschwingungen  $\chi_{\min}$  bereits nach geringen Eindringtiefen stark erhöhen.

Die untere Nachweisgrenze der Methode ist dadurch bestimmt, daß  $\chi'_{\min}$  vergleichbar mit  $\chi_{\min}^2$  wird. Daraus ergibt sich unter Berücksichtigung der Korrekturen der Wert:  $(N_{GF}/N_V)_{\text{minimal}} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ .

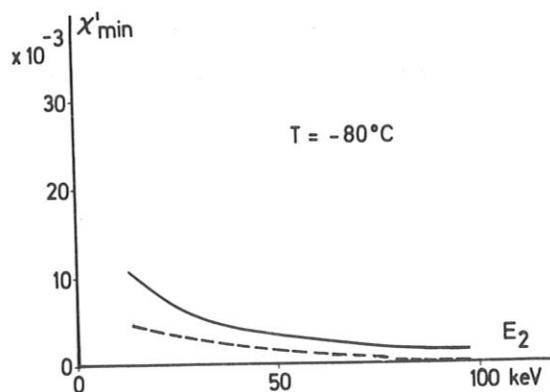
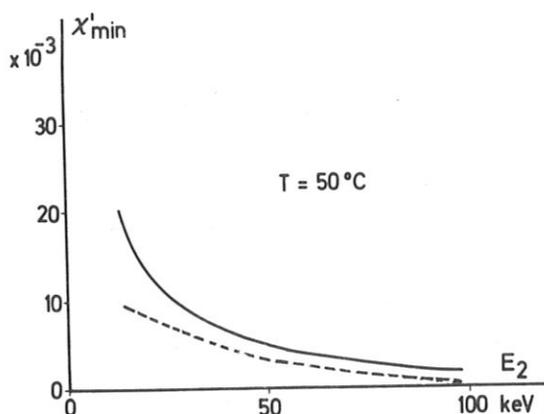
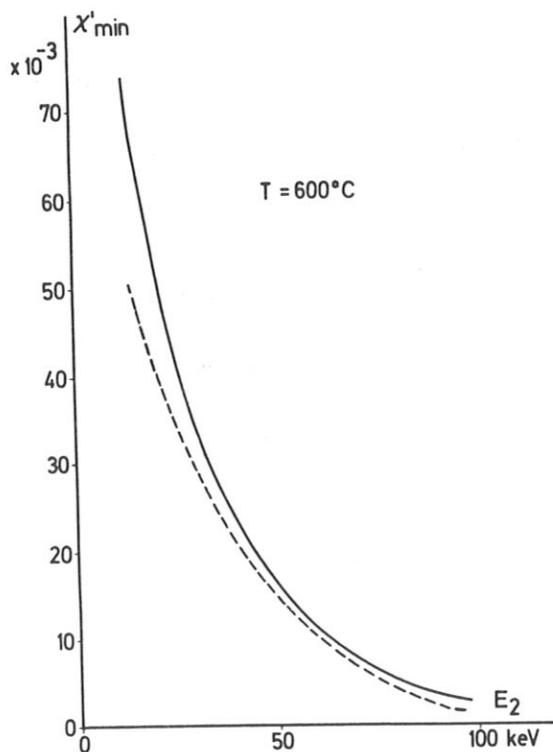
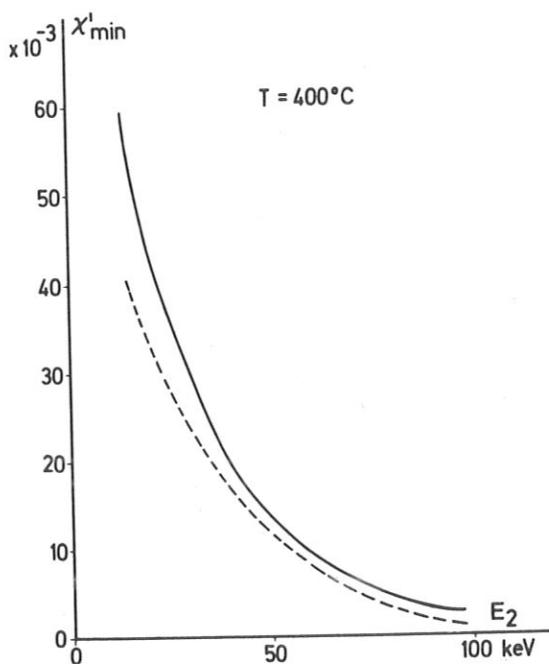
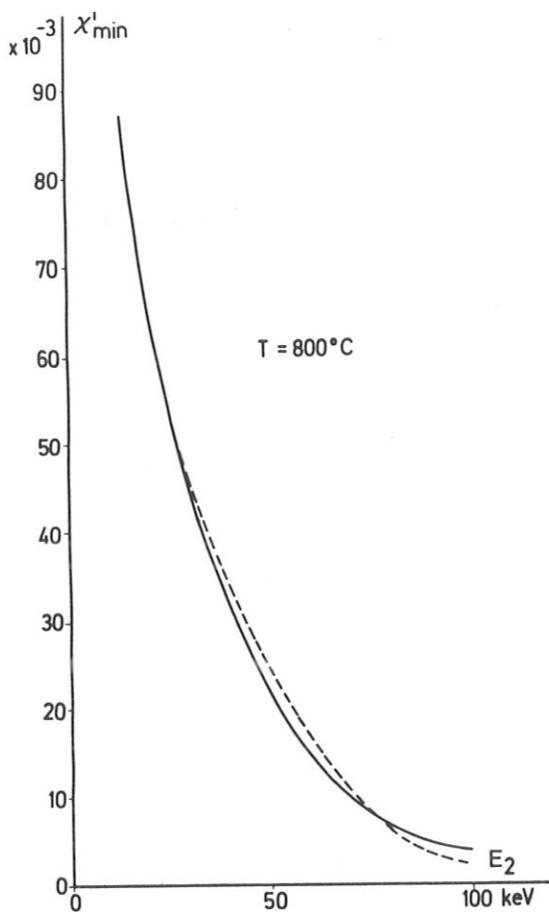


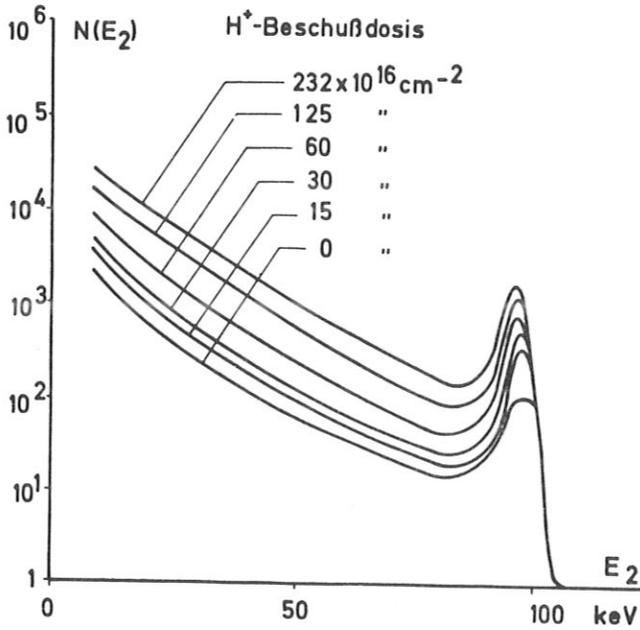
Abb. 20:  $X'_{\min}$  (—) als Funktion der Energie  $E_2$  bei verschiedenen Temperaturen im Vergleich zu  $(2 - \frac{1}{2}\sin^2(\pi - \theta))X_{\min}^2$  (---)

$\text{H}^+ \rightarrow \text{Nb}$ ;  $E_1 = 100 \text{ keV}$ ; Rückstreuung am ausgeheilten Einkristall in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung.

Meßfehler für  $X'_{\min}$ :  $\pm 1 \cdot 10^{-4}$  bei  $800^\circ\text{C}$  und  $600^\circ\text{C}$ ;  $\pm 5 \cdot 10^{-5}$  bei  $400^\circ\text{C}$ ,  $50^\circ\text{C}$  und  $-80^\circ\text{C}$ .

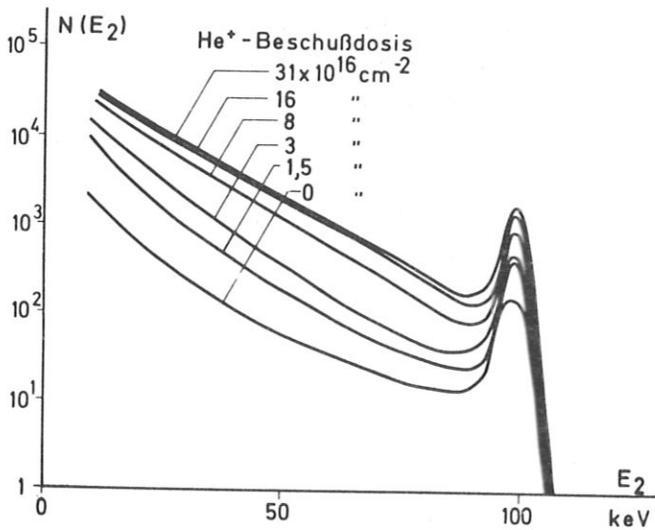
b. Rückstreuung an Niob mit Strahlenschäden

Durch den Beschuß mit leichten Ionen hoher Energie werden in einem Einkristall Strahlenschäden erzeugt. Daher ist es interessant, inwieweit der ausgeheilte Niob-Einkristall bei den Rückstreuexperimenten in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung zerstört wird.



Der bei 1300°C ausgeheilte Nb-Einkristall wurde auf Raumtemperatur abgekühlt und danach entweder mit 100 keV-Protonen oder mit 100 keV-Heliumionen in  $\langle 111 \rangle$ -Richtung beschossen. Nach jeweils bekannten Beschußdosen wurde der Beschuß unterbrochen und die Rückstreuung in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung gemessen. Die Rückstreuung steigt in allen Energiebereichen von  $E_2$  mit der Beschußdosis an.

Beschießt man einen bei 1300°C ausgeheilten Kristall bei 800°C mit 100 keV-Protonen oder Heliumionen, so ändert sich die Rückstreuung nicht, d.h. die entstehenden Strahlenschäden können während des Beschusses ausheilen.



Die Abb. 21 a und 21 b zeigen, daß sich der Verlauf der Energieverteilung im Prinzip nicht ändert. Der Oberflächenpeak bleibt auch bei hohen Beschußdosen klar vom niederenergetischen Teil der Rückstreuung trennbar. Die Halbwertsbreite des Oberflächenpeaks entspricht mit 3,5 keV dem Energieauflösungsvermögen des Sperrschichtzählers. Sie wächst durch den Beschuß um weniger als 1 keV an.

Abb. 21 a und b : Energieverteilung der rückgestreuten Protonen an Nb

(a) nach  $\langle 111 \rangle$ - $H^+$ -Beschuß und

(b) nach  $\langle 111 \rangle$ - $He^+$ -Beschuß

Einschuß  $\langle 111 \rangle$ ; Beobachtung  $\langle 111 \rangle$ ;  $E_1 = 100$  keV; Temperatur 20°C.

1. Oberflächenpeak.

Die Rückstreuung von der Oberfläche wächst nach Gl. 24 linear mit der Zahl  $N_{GF}$  der Gitterfehler pro Volumen im Bereich  $\Delta x$  der Oberfläche. Das Integral  $J$  unter dem Oberflächenpeak ist daher ein Maß für die Zerstörung der Oberfläche. Da sich die Halbwertsbreite des Oberflächenpeaks um weniger als 1 keV mit dem Beschuss ändert, folgt, daß  $\Delta x \leq 22 \text{ \AA}$  ist (Gl. 8 und 9). Zur Rückstreuung in den Oberflächenpeak tragen also maximal die obersten 13 Atomlagen bei. Durch Beschuss mit 100 keV-Heliumionen werden in der

Oberfläche um den Faktor 8 mehr Gitterfehler pro einfallendes Ion als durch den Beschuss mit 100 keV-Protonen gebildet, wie der mittlere Anstieg des auf  $J = 1$  bei Beschussdosis 0 normierten Integrals über den Oberflächenpeak zeigt (Abb 22a).

Beim Beschuss mit 100 keV-Heliumionen wurde das Anwachsen der Rückstreuung in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung nicht nur mit Protonen, sondern auch mit Heliumionen gemessen. Der Oberflächenpeak zeigt in beiden Fällen die gleiche Anwachsrate mit der Beschussdosis  $n_1$  (Abb. 22b). Sie kann nach einem kurzen Anlauf am besten durch eine Parabel  $J \sim \sqrt{n_1}$  und ab ca.  $2 \cdot 10^{17} \text{ Ionen/cm}^2$  durch eine Gerade  $J \sim n_1$  beschrieben werden.

Man sieht, daß die Rückstreuung sowohl bei Protonen- als auch bei Heliumionenbeschuss zuerst stark ansteigt und von einer gewissen Beschussdosis an mit einem flacheren Anstieg weiter wächst. Bei Heliumionenbeschuss ist außerdem noch ein kurzer Anlauf für kleine Beschussdosen von weniger als  $10^{16} \text{ Ionen/cm}^2$  zu bemerken, bei dem die Rückstreuung gar nicht ansteigt.

Am ausgeheilten Kristall erzeugt man relativ viele Strahlenschäden. Nach einer bestimmten Zerstörung des Kristallgitters setzt dann strahleninduzierte Ausheilung ein (( 70 )) . Auch spontane Rekristallisation stark beschossener Bereiche ist denkbar.

Für den Heliumbeschuss erwartet man im Vergleich zum Protonenbeschuss eine um den Faktor 16 höhere Strahlenschädigung der Oberfläche, da der Stoßquerschnitt  $d\sigma \sim Z^2$  und die im Stoß übertragbare Energie  $E \sim M$  ist. Da nur etwa der Faktor 8 beobachtet wird, ist anzunehmen, daß die strahleninduzierte Ausheilung bei Heliumbeschuss stärker als bei Protonenbeschuss ist.

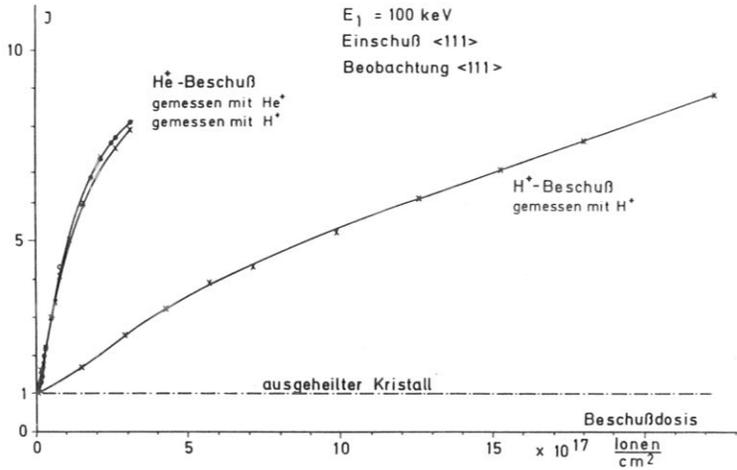


Abb. 22a : Integral  $J$  über den Oberflächenpeak in Abhängigkeit von der Beschussdosis, normiert auf  $J = 1$  bei Beschuss 0  
o Messung mit  $\text{He}^+$ ; + Messung mit  $\text{H}^+$

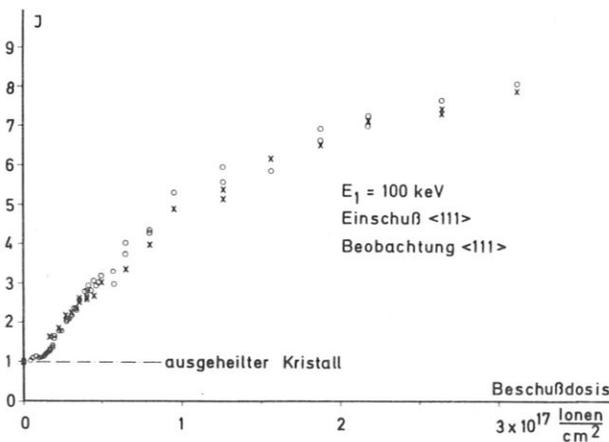


Abb. 22 b : Integral  $J$  über den Oberflächenpeak in Abhängigkeit von der <111>- $\text{He}^+$ -Beschussdosis, normiert auf  $J = 1$  bei Beschuss 0  
o Messung mit  $\text{He}^+$ ; + Messung mit  $\text{H}^+$   
(vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 22a)

2. Gitterfehler in Bereichen um  $100 \text{ \AA}$  unter der Oberfläche

Die Strahlenschäden in der Oberfläche bewirken eine starke Zunahme der Verluste aus dem geführten Strahl (Gl. 19) und erhöhen daher die Rückstreuung nicht nur durch direkte Stöße in der Oberfläche, sondern auch über den nicht geführten Strahl aus tieferen Schichten unter der Oberfläche. Wenn das Integral unter dem Oberflächenpeak um den Faktor  $\gamma_{\text{eff}}$  wächst, dann ist die Flächenkonzentration der Gitterfehler  $N_{\text{GF}} \cdot \Delta x / \cos \alpha$  in der Oberfläche, bezogen auf eine Ebene senkrecht zur Einfallrichtung der Ionen, nach Gl. 24 gegeben:

$$N_{\text{GF}} \frac{\Delta x}{\cos \alpha} = (\gamma_{\text{eff}} - \gamma_{\text{th}}) N_{\text{V}} d.$$

Man erhält damit für den Anteil des nicht geführten Strahles  $\chi_{\text{min}}$  nach Durchlaufen einer Oberflächenschicht der Dicke  $\Delta x$  nach Gl. 19:

$$\chi_{\text{min}} = N_{\text{V}} d \pi \left[ a_{\text{TF}}^2 + \overline{\vartheta}^2 + (\gamma - \gamma_{\text{th}}) p_{\text{g}}^2 \right].$$

Mit diesem Wert ergibt sich für die Rückstreuung in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung (Gl. 21):

$$\chi_{\text{min}} = \frac{N_{\text{gg}}(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega}{N_{\text{p}}(E_2, \alpha, \beta, \varphi) dE_2 d\Omega} = \left( 2 - \frac{1}{2} \sin^2(\pi - \theta) \right) \cdot \chi_{\text{min}}^2 + \lambda^2 \cdot \frac{N_{\text{GF}}}{N_{\text{V}}}.$$

Damit kann die Atomkonzentration der Gitterfehler auch in dem Tiefenbereich berechnet werden, aus dem die Rückstreuung in das Minimum erfolgt, (d.h. im vorliegenden Fall in 100 bis 200  $\text{\AA}$  Tiefe).

Abb. 23 zeigt die so bestimmte Gitterfehlerkonzentration  $N_{\text{GF}}/N_{\text{V}}$  in Abhängigkeit von der Beschußdosis in  $\langle 111 \rangle$ -Richtung nach Beschuß mit 100 keV-Protonen und -Heliumionen. Der Faktor  $\lambda^2$  wurde nach Morgan und van Vliet mit  $\lambda = 3$  eingesetzt (( 69)).

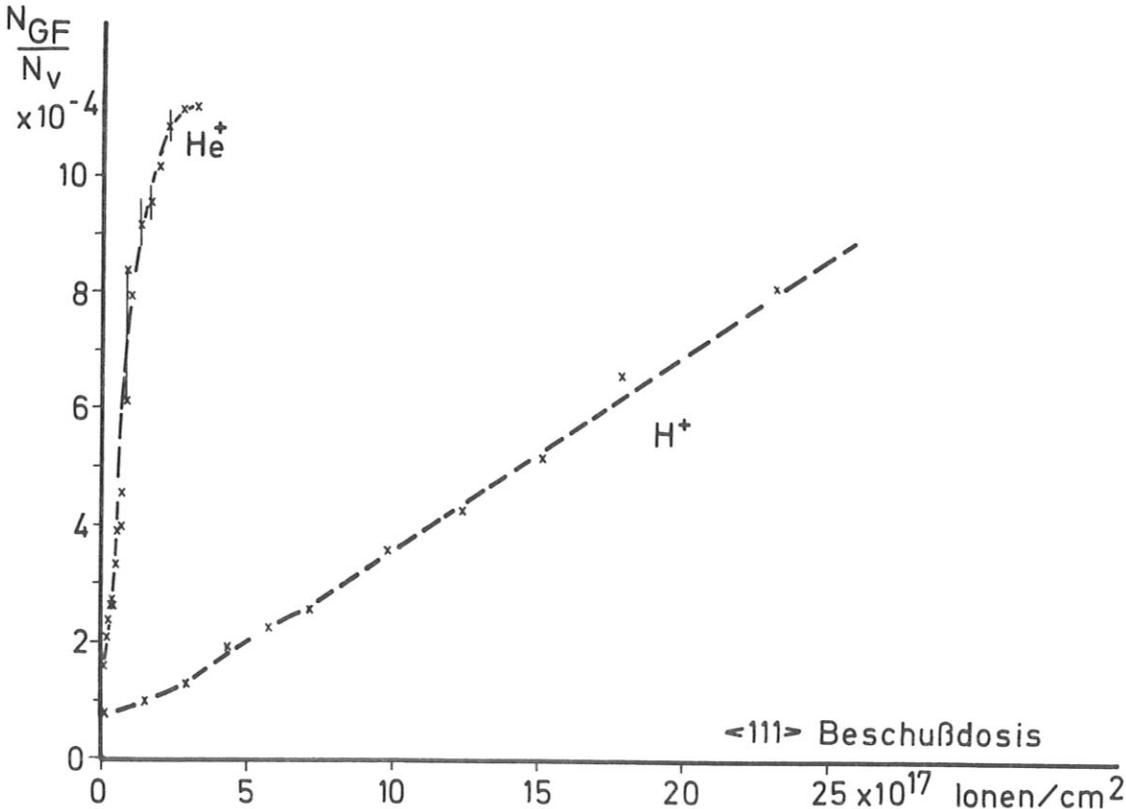


Abb. 23 : Relative Gitterfehlerkonzentration  $N_{\text{GF}}/N_{\text{V}}$  in dem Tiefenbereich um  $100 \text{ \AA}$  unter der Oberfläche in Nb nach  $\text{H}^+$  und  $\text{He}^+$ -Beschuß in  $\langle 111 \rangle$ -Richtung

### 3. Intensitätsschichtlinienbilder.

Für die Zuverlässigkeit der Messungen ist es wichtig, daß der vom Oberflächensperrschichtzähler erfaßte Winkelbereich völlig innerhalb des kastenförmigen Minimums der Rückstreuung in eine Schattenrichtung liegt. Es mußte geprüft werden, inwieweit diese Bedingung insbesondere auch noch nach der Strahlenschädigung durch Beschuß erfüllt war. Dazu wurden Intensitätsschichtlinienbilder aufgenommen.

Bei Ioneneinschuß in einer beliebigen, jedoch festgehaltenen Richtung zeigt die Beobachtung der Rückstreuung um eine dicht gepackte Gitterrichtung ein stark ausgeprägtes Minimum in der Kettenrichtung und weitere Minima in Richtungen dicht gepackter Gitterebenen, die sternförmig zu dem Kettenminimum liegen. Die Intensität der Rückstreuung ist nicht kreissymmetrisch um die Kettenrichtung. Intensitätsschichtlinienbilder (( 51 )) zeigen die Linien gleicher Intensität der Rückstreuung und vermitteln daher ein Bild von Form und Breite der Kanäle zwischen den Gitterketten. Erfolgt der Einschuß in einer Richtung, die mit keiner dicht gepackten Gitterrichtung zusammenfällt, so gibt das Intensitätsschichtlinienbild den Schatteneffekt wieder. Wie Scherzer (( 35 )) gezeigt hat, sind die Intensitätsschichtlinienbilder für Gitterführungs- und Schatteneffekt aufgrund der Reversibilitätsregel gleich, wenn die Rückstreuung nicht in zu großer Tiefe erfolgt. Durch die thermischen Gitterschwingungen werden die Kettenquerschnitte effektiv vergrößert und die Kanäle zwischen den Gitterketten verengt. Dadurch wird das Profil des geführten Strahles schmaler (( 35 )). Durch Gitterfehler wird dagegen der geführte Strahl auf dem ganzen Querschnitt und insbesondere im Maximum in Gitterführungsrichtung geschwächt. Dementsprechend wird im Schattenexperiment der Kontrast des Schattens bei der Rückstreuung verkleinert.

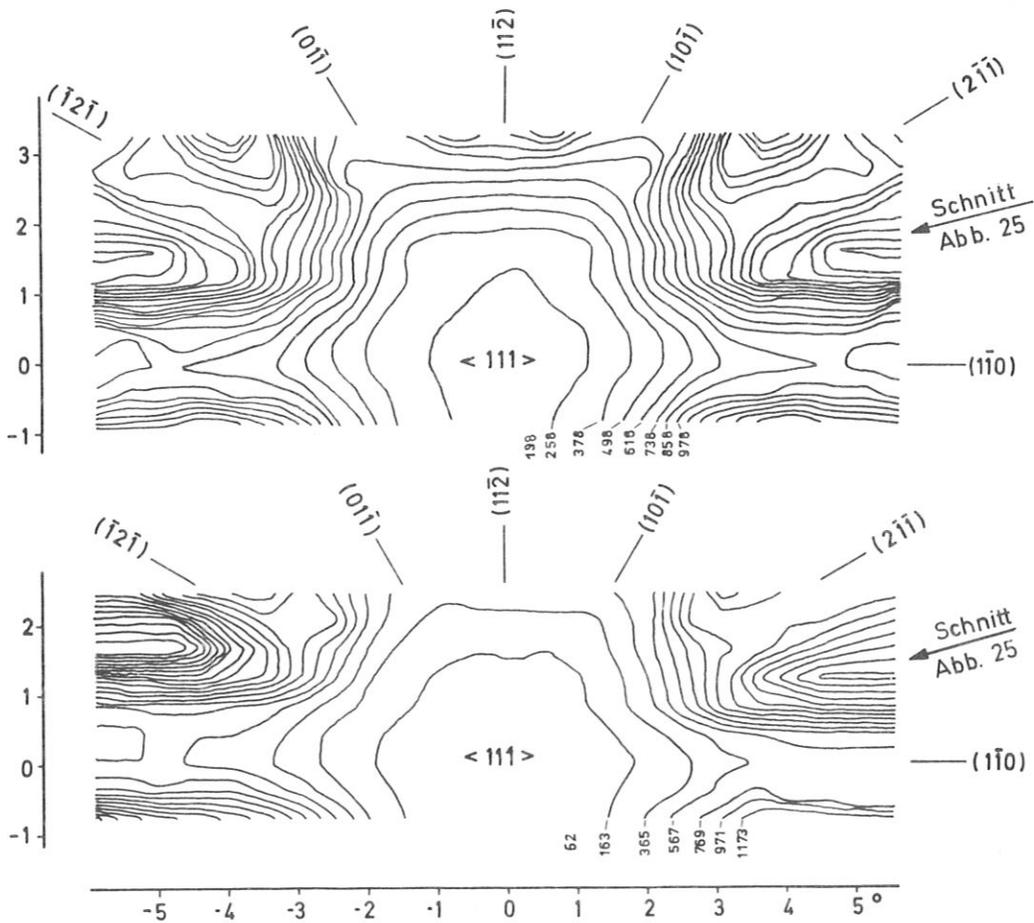


Abb. 24 : Intensitätsschichtlinienbilder für den Schatteneffekt um eine  $\langle 111 \rangle$  - Richtung am ausgeheilten Niob (unten) und am mit 100 keV-Heliumionen beschossenen Niob (oben).

$H^+ \rightarrow Nb$ ;  $E_1 = 100 \text{ keV}$ ;  $E_2 = 95 \text{ keV}$ ;  $T = 20^\circ\text{C}$ . Beschußdosis:  $3,1 \cdot 10^{17} \text{ He}^+$ -Ionen/cm<sup>2</sup>.

Abb. 24 zeigt die Intensitätsschichtlinienbilder für den Schatteneffekt im ausgeheilten und mit 100 keV-Heliumionen beschossenen Niob. Dazu wurde ein gewisser Raumwinkelbereich um die Gitterachse Punkt für Punkt ausgemessen, indem der Zähler in Winkelschritten von  $1/2^\circ$  über diesen Raumwinkelbereich geführt wurde, während die Einschußrichtung in den Kristall festgehalten wurde. Zur Aufnahme der Intensitätsschichtlinienbilder wurden 100 keV-Protonen außerhalb dicht gepackter Gitterrichtungen eingeschlossen und die Rückstreuung um eine  $\langle 111 \rangle$ -Richtung beobachtet. Die Intensitäten an den Linien gleicher Rückstreuung geben an, wieviele rückgestreute Ionen in den Zähler gelangen, wenn sich der Zähler an einem durch die Linie markierten Ort befindet. Schnitte (Abb. 25) durch die Intensitätsschichtlinienbilder

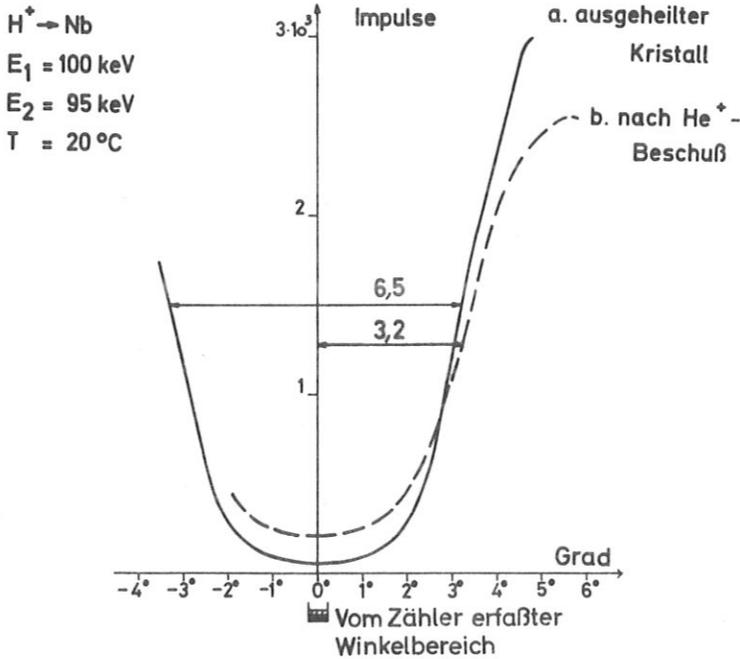


Abb. 25 : Form des  $\langle 111 \rangle$  - Schattenminimums in der Rückstreuung von 100 keV-Protonen an Niob ;  
 a. ausgeheiltes Niob  
 b. nach Beschuß mit 100 keV-He<sup>+</sup>-Ionen (Beschußdosis:  $3 \cdot 10^{17}$  Ionen / cm<sup>2</sup>)

(Abb. 24) zeigen, daß sich die Rückstreuung im Schattenminimum durch die erzeugten Strahlenschäden erhöht, aber die Halbwertsbreite des Minimums nicht verändert. Die in Abb. 25 dargestellten Schnitte veranschaulichen die Intensitätsverteilungen der Rückgestreuten in einer Ebene zwischen der (211)- und (110)-Ebene.

Der in Abb. 25 markierte Winkelbereich für den Zähler bestätigt, daß auch nach einer Beschußdosis von  $3 \cdot 10^{17}$  He<sup>+</sup>-Ionen / cm<sup>2</sup> mit dem Zähler nur Ionen erfaßt werden, die in das Schattenminimum rückgestreut werden.

## ZUSAMMENFASSENDE DISKUSSION

Das wichtigste Ergebnis dieser Arbeit ist der experimentelle Nachweis, daß man mittels der Rückstreuung energiereicher leichter Ionen Gitterfehlerkonzentrationen bis herab zu  $10^{-5}$  in den obersten mindestens 700 Atomlagen eines Einkristalles quantitativ bestimmen kann. Das theoretische Modell beruht auf folgenden Annahmen: 1. Die Rückstreuung erfolgt im Zweierstoß. 2. Der Begriff des "geführten Strahles", der im idealen Gitter ohne thermische Gitterschwingungen definiert ist, kann auf den realen Kristall mit thermischen Gitterschwingungen übertragen werden, wenn Einschub bzw. Beobachtung in niedrig indizierten Gitterrichtungen erfolgen. 3. Zur Rückstreuung führende zentrale Stöße mit regulären Gitteratomen können nur von Ionen auf nicht geführten Bahnen ausgeführt werden. 4. Gitterfehler (insbesondere Zwischengitteratome) bewirken neben erhöhten Verlusten auch direkte Rückstreuung von Ionen aus dem geführten Strahl. 5. Anwendbarkeit der Reversibilitätsregel ( 34, 35, 57 ) auf die doppelt ausgerichtete Meßanordnung. Unter diesen Annahmen lassen sich Gleichungen für die Rückstreuung aufstellen, aus denen sich die Konzentration der Gitterfehler berechnen läßt, wenn die Rückstreuintensitäten sowohl in der einfach als auch in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung bekannt sind. Für die obersten ca. 100 Atomlagen unter der Oberfläche läßt sich die Gitterfehlerkonzentration aus der Rückstreuintensität in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung allein bestimmen, weil in diesem Fall die Verluste aus dem geführten Strahl aus der Intensität des Oberflächenpeaks berechnet werden können.

Das theoretische Modell wurde an einem ausgeheilten Einkristall geprüft. Es zeigte sich, daß im untersuchten Temperaturbereich von  $-80$  bis  $800^{\circ}\text{C}$  die Lindhardsche Theorie für die Temperaturabhängigkeit des Gitterföhreungseffektes gilt und daß sich der Einfluß der thermischen Gitterschwingungen auf die Rückstreuung von dem der Gitterfehler trennen läßt.

Für den Einfluß der Gitterfehler auf die Rückstreuung am ausgeheilten Einkristall stellt sich das in dieser Arbeit angenommene theoretische Modell als konsistent heraus für mindestens 700 Atomlagen. Die Atomkonzentration der Gitterfehler in diesem Bereich ergab sich an einem ausgeheilten Niob-Einkristall zu  $\approx 10^{-4}$ .

Die Interpretation der Rückstreuung aus tieferen Lagen ist schwierig. Da der differentielle Energieverlust der Ionen im geführten Strahl von ihrem Bahnwinkel gegen die Gitterrichtung abhängt, wird mit zunehmender Eindringtiefe die Energiebreite des geführten Strahles größer und damit die Tiefenauflösung schlechter.

Die Meßmethode wurde verwendet, um in einem mit 100 keV-Protonen bzw. Heliumionen in  $\langle 111 \rangle$ -Richtung beschossenen Niob-Einkristall die Zunahme der Gitterfehlerkonzentration mit der Beschußdosis zu bestimmen. Mit dem Beschuß stieg die Rückstreuung in allen Energiebereichen an. Der Beschuß wurde solange durchgeführt, bis die Rückstreuung von Protonen an der Oberfläche auf etwa den 10-fachen Wert und die Gitterfehlerkonzentration in Tiefen um  $100 \text{ \AA}$  unter der Oberfläche von ca.  $10^{-4}$  auf  $10^{-3}$  angestiegen war. Die pro Heliumion erzeugte Strahlenschädigung war in der Oberfläche etwa um den Faktor 8 und im Bereich um  $100 \text{ \AA}$  unter der Oberfläche um mehr als den Faktor 20 größer als die pro Proton erzeugte Strahlenschädigung. Am Ende der Messung zeigte sich nach einer Beschußdosis von  $3 \cdot 10^{17}$  Heliumionen /  $\text{cm}^2$  bereits eine Sättigung, während nach Beschuß mit  $2 \cdot 10^{18}$  Protonen/ $\text{cm}^2$  noch keine Sättigung zu beobachten war. Die Oberfläche war in beiden Fällen derart zerstört, daß sie als amorph betrachtet werden mußte.

Wenn der ausgeheilte Niob-Einkristall bei einer Temperatur von  $800^{\circ}\text{C}$  beschossen wurde, änderte sich die Rückstreuung nicht. Die erzeugten Strahlenschäden konnten während des Beschusses ausheilen.

---

Herrn Priv.Do. Dr. E.W. Blauth danke ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit. Mein besonderer Dank gilt außerdem den Herren Dr. R. Behrisch und Dr. B.M.U. Scherzer für ihre Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente sowie für die vielen Diskussionen zur Interpretation der Meßergebnisse. Herrn H. Wacker und Herrn A. Eicher danke ich für ihre Hilfe beim mechanischen Aufbau und bei den Messungen, Frau H. Wilhelm für die Programmierung der Rechnungen für die Rechenmaschine.

## A N H A N G

### Korrektur der Energieverteilungskurven

Bei den Rückstreuexperimenten zum Gitterführungseffekt bzw. zur Simulation der Rückstreuung an polykristallinem Niob wurden der Beobachtungswinkel  $\beta$  bzw.  $\beta'$  sowie der Einschufwinkel  $\alpha$  (Abb. 3) gegenüber der doppelt ausgerichteten Meßanordnung verändert. Die Kippung der Meßebebene um  $2,5^\circ$  aus der  $\{110\}$ -Ebene wird bei der Korrektur vernachlässigt, so daß  $\varphi = 0$  und  $\theta = \pi - (\alpha + \beta)$  genommen wurde (Abb. 3). Alle Energieverteilungen  $N(E_2)$  wurden so nach Gl. 13 und 14 umgerechnet, daß sie die Intensitäten angeben, die bei Einschuf und Beobachtung unter den Winkeln  $\alpha_{111}$  und  $\beta_{111}$  gemessen worden wären, wobei  $\alpha_{111} = \beta_{111} = 54^\circ 44'$  ist wie in der doppelt ausgerichteten Meßanordnung bei Einschuf und Beobachtung in  $\langle 111 \rangle$ -Richtung.

Die vom Vielkanalanalysator ausgegebene Energieverteilung  $N(E_2)\Delta E_2$  gibt die Anzahl der auf die 200 Energieintervalle  $\Delta E_2$  entfallenden Rückgestreuten an. Für die korrigierte Energieverteilung  $N'(E_2) \cdot \Delta E_2'$  muß  $\Delta E_2' = \Delta E_2$  sein. Die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung  $N(E_2, \alpha, \beta) \cdot dE_2 d\Omega$  ist bei den Einschuf- und Beobachtungswinkeln  $\alpha$  und  $\beta$  anders als  $N'(E_2, \alpha', \beta') dE_2' d\Omega'$  bei  $\alpha'$  und  $\beta'$ , und es ist

$$\frac{N'(E_2, \alpha', \beta') dE_2' d\Omega'}{N(E_2, \alpha, \beta) dE_2 d\Omega} = \frac{c_\alpha}{c_{\alpha'}} \cdot \frac{\frac{c_{\beta'} \cos \alpha'}{c_{\alpha'} \cos \beta'} + k^2}{\frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} + k^2}}{\frac{(E_2 + \frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} E_1)^2}{E_2 + \frac{c_{\beta'} \cos \alpha'}{c_{\alpha'} \cos \beta'} E_1)^2}} \cdot \frac{f(\theta')}{f(\theta)} \quad (A 1)$$

Dabei wurden folgende Näherungen gemacht:

1. Der Energieverlust  $S_e$  ist unabhängig von der Energie. Diese Annahme gilt bei 100 keV-Protonen für kleine Energieverluste ( $E_1 - E_2 < 50$  keV).
2. Der Energieverlust  $S_e^+$  im geführten Strahl ist kleiner als der im nicht geführten Strahl:  $S_e^+ = c \cdot S_e$  mit  $c < 1$ .

Bei den durchgeführten Korrekturen wurde  $c_{\alpha'} = c_\alpha$  und  $c_{\beta'} = c_\beta$  gesetzt. Bei Einschuf und Beobachtung außerhalb dicht gepackter Gitterrichtungen vereinfacht sich Gl. A 1, da  $c_\alpha = c_\beta = 1$  ist. Erfolgt der Einschuf in  $\langle 111 \rangle$ -Richtung und die Beobachtung außerhalb einer dicht gepackten Gitterrichtung, dann können die Ionen einen Teil ihres Weges auf geführten und der Rest auf ungeführten Bahnen zurückgelegt haben. In diesem Fall wurde  $c_\alpha = 1/2$  und  $c_\beta = 1$  gesetzt, womit eine gute Näherung erreicht wird, da diese Korrektur nur um ca. 5% von einer mit  $c_\alpha = c_\beta = 1$  abweicht.

Wird der Energieverlust nicht als konstant angenommen, sondern  $S_e^\alpha(E) = c_\alpha \cdot 2A \cdot \sqrt{E}$  und  $S_e^\beta(E) = c_\beta \cdot 2A \cdot \sqrt{E}$  gesetzt, so folgt aus Gl. 17a:

$$\frac{N'(E_2, \alpha'; \beta') dE_2' d\Omega'}{N(E_2, \alpha, \beta) dE_2 d\Omega} = \frac{c_\alpha}{c_{\alpha'}} \cdot \frac{(\frac{c_{\beta'} \cos \alpha'}{c_{\alpha'} \cos \beta'} + k^2)^3}{(\frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} + k^2)^3} \cdot \frac{(\sqrt{E_2} + \frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} \sqrt{E_1})^4}{(\sqrt{E_2} + \frac{c_{\beta'} \cos \alpha'}{c_{\alpha'} \cos \beta'} \sqrt{E_1})^4} \cdot \frac{f(\theta')}{f(\theta)} \quad (A 2)$$

Auch hier gilt  $c_{\alpha'} = c_{\alpha}$  und  $c_{\beta'} = c_{\beta}$ .

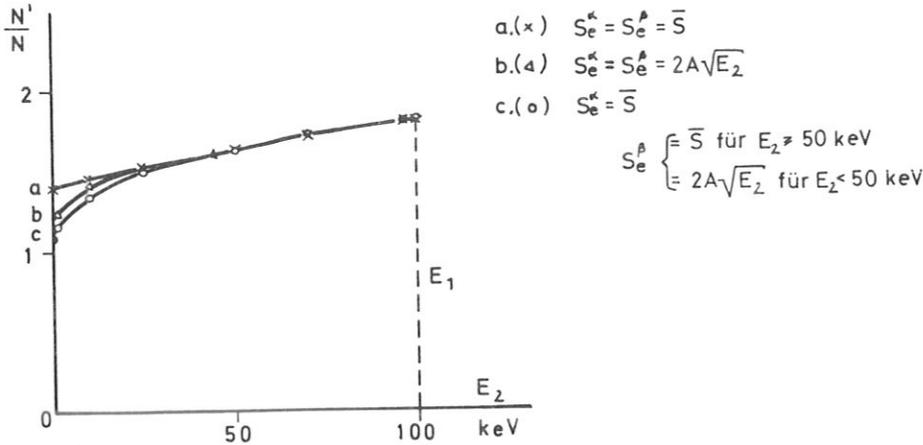


Abb. A 1 : Umrechnungsfaktor  $N'/N$  für die Energieverteilungen bei verschiedenen Annahmen für den Energieverlust

Daß nur bei niedrigeren Energien  $S_e \sim \sqrt{E}$  ist, berücksichtigt die folgende Korrektur: Beim Hineinlaufen der Ionen in den Kristall ist  $S_e^\alpha = c_\alpha \bar{S}$ , beim Verlassen des Kristalles ist  $S_e^\beta = c_\beta \cdot 2A \cdot \sqrt{E}$ , wobei der Einfachheit halber  $E = E_2$  gesetzt wird. Damit wird der Energieverlust  $S_e^\beta$  etwas niedriger angenommen als er wirklich ist. Für die Energie- und Winkelverteilung folgt in diesem Fall aus Gl. 4:

$$N(E_2, \alpha, \beta) dE_2 d\Omega = \frac{N_v Z_1^2 Z_2^2 e^4}{4 c_\alpha \bar{S}} \cdot \frac{k^2 + \frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} \cdot \frac{2A \sqrt{E_2}}{\bar{S}}}{\left(E_2 + \frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} \cdot \frac{2A \sqrt{E_2}}{\bar{S}} \cdot E_1\right)^2} \cdot f(\theta) dE_2 d\Omega \quad (A3)$$

und für die Korrektur der Spektren:

$$\frac{N'(E_2, \alpha', \beta') dE_2 d\Omega'}{N(E_2, \alpha, \beta) dE_2 d\Omega} = \frac{c_\alpha}{c_{\alpha'}} \cdot \frac{k^2 + \frac{c_{\beta'} \cos \alpha'}{c_{\alpha'} \cos \beta'} \cdot \frac{2A \sqrt{E_2}}{\bar{S}}}{k^2 + \frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} \cdot \frac{2A \sqrt{E_2}}{\bar{S}}} \cdot \frac{\left(E_2 + \frac{c_\beta \cos \alpha}{c_\alpha \cos \beta} \cdot \frac{2A \sqrt{E_2}}{\bar{S}} \cdot E_1\right)^2}{\left(E_2 + \frac{c_{\beta'} \cos \alpha'}{c_{\alpha'} \cos \beta'} \cdot \frac{2A \sqrt{E_2}}{\bar{S}} \cdot E_1\right)^2} \cdot \frac{f(\theta')}{f(\theta)} \quad (A4)$$

Mit dem Faktor  $2A \sqrt{E_2} / \bar{S}$  kann bestimmt werden, von welcher Energie ab  $S_e \sim \sqrt{E_2}$  gewählt werden soll. Da sich die Korrekturfaktoren  $N'/N$  für 100 keV-Protonenrückstreuung an Niob nach Gl. A 1 und A 2 für  $E_2 \geq 50$  keV nur um ca. 1 % und weniger unterscheiden (Abb. A 1), kann z.B. in der Korrektur nach Gl. A 4 erst für  $E_2 < 50$  keV:  $S_e^\beta = c_\beta \cdot 2A \cdot \sqrt{E_2}$  gesetzt werden, so daß für  $E_2 \geq 50$  keV der Faktor  $2A \sqrt{E_2} / \bar{S} = 1$  ist. Eine derartige Korrektur weicht erst bei  $E_2 \approx 10$  keV um 3 % von einer mit  $S_e = \text{const.}$  ab und zeigt, daß für Energien  $E_2$  bis herab zu  $\approx 10$  keV die Annahme eines konstanten Energieverlustes für die Korrekturen eine gute Näherung darstellt.

LITERATURVERZEICHNIS

- (( 1 )) H. LUTZ u. R. SITZMANN, *Phys. Lett.* 5, 113, 1963
- (( 2 )) R.S. NELSON u. M.W. THOMPSON, *Phil. Mag.* 8, 1677, 1963
- (( 3 )) G.R. PIERCY, F. BROWN, J.A. DAVIES u. M. Mc CARGO, *Phys. Rev. Lett.* 10, 399, 1963
- (( 4 )) J. LINDHARD, *Phys. Lett.* 12, 126, 1964
- (( 5 )) J. LINDHARD, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 34, Nr.14, 1965
- (( 6 )) CH. LEHMANN u. G. LEIBFRIED, *J. Appl. Phys.* 34, 2821, 1963
- (( 7 )) C. ERGINSOY, *Phys. Rev. Lett.* 15, 360, 1965; Brookhaven Lecture Series No. 46, BNL 944, 1965
- (( 8 )) E. BØGH, E. UGGERHØJ, *Nucl. Instr. Meth.* 38, 216, 1965
- (( 9 )) D.S. GEMMEL u. R.E. HOLLAND, *Phys. Rev. Lett.* 14, 945, 1965; *Phys. Rev.* 173, 344, 1968
- (( 10 )) A.F. TULINOV, V.S. KULIKAUSKAS u. M.M. MALOV, *Phys. Lett.* 18, 304, 1965
- (( 11 )) J.A. DAVIES, J. DENHARTOG, L. ERIKSSON u. J.M. MAYER, *Canad. J. Phys.* 45, 4053, 1967
- (( 12 )) J.U. ANDERSEN, W.M. GIBSON u. E. UGGERHØJ, *Int. Conf. Appl. Ion Beams on Semiconductor Technology, Grenoble, May 1967*
- (( 13 )) E. BØGH, *Proc. Int. Conf. on Solid State Phys. Res. with Accelerators, BNL 50083*, 76, 1967 ; *Canad. J. Phys.* 46, 653, 1968
- (( 14 )) E. BØGH, *Proc. Roy. Soc. A* 311, 35, 1969
- (( 15 )) R.S. NELSON, *Vacancies and Interstitials in Metals, North-Holland, Amsterdam 1969*, S. 637
- (( 16 )) D.A. MARSDEN, G.R. BELLAVANCE, J.A. DAVIES, M. MARTINI u. P. SIGMUND, *phys. stat. solidi* 35, 269, 1969
- (( 17 )) G. DEARNALEY, I.V. MITCHELL, R.S. NELSON, B.M. FARMERY u. W.M. THOMPSON, *Phil. Mag.* 18, 985, 1968
- (( 18 )) W.M. GIBSON, J.B. RASMUSSEN, P. AMBROSIUS-OLESEN u. C.J. ANDREEN, *Canad. J. Phys.* 46, 551, 1968
- (( 19 )) L. ERIKSSON, *Phys. Rev.* 161, 235, 1967
- (( 20 )) L. ERIKSSON, J.A. DAVIES u. P. JESPERSGARD, *Phys. Rev.* 161, 219, 1967
- (( 21 )) B. DOMEIJ, *Arkiv f. Fysik* 32, 179, 1966
- (( 22 )) HJ. MATZKE u. J.A. DAVIES, *J. Appl. Phys.* 38, 805, 1967
- (( 23 )) L. ERIKSSON, J.A. DAVIES, J. DENHARTOG, HJ. MATZKE u. J.L. WHITTON, *AECL-Report 2841*
- (( 24 )) S. DATZ, C. ERGINSOY, G. LEIBFRIED u. H.O. LUTZ, *Annual Review of Nuclear Science* ( ed. E. Segrè ), 17, 129, 1967
- (( 25 )) W.M. GIBSON, *Proc. Conf. on the use of small Accelerators, Oak Ridge, 1968*
- (( 26 )) R.S. NELSON, *Defects in Crystalline Solids* ( ed. S. Amelinckx, R. Gevers, J. Nihoul ), Vol. I, "The Observation of Atomic Collisions in Crystalline Solids", North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1968
- (( 27 )) D.V. MORGAN u. D. VAN VLIET, "Computer Simulation Applied to Channeling", Report 1969, unveröffentlicht
- (( 28 )) T.S. NOGGLE u. J.H. BARRETT, *phys. stat. solidi* 36, 761, 1969
- (( 29 )) J. LINDHARD, *Proc. Roy. Soc. A* 311, 11, 1969
- (( 30 )) S.D. WARSHAW, *Phys. Rev.* 76, 1759, 1949
- (( 31 )) M. BADER, R.E. PIXLEY, F.S. MOZER u. W. WHALING, *Phys. Rev.* 103, 32, 1956
- (( 32 )) R.D. MOORHEAD, *J. Appl. Phys.* 36, 391, 1965

- (( 33 )) G.F. BOGDANOV, V.P. KABAEV, F.V. LEBEDEV u. G.M. NOVIKOV, Sov. Atomic Energy 22, 133, 1967
- (( 34 )) J.U. ANDERSEN u. E. UGGERHØJ, Canad. J. Phys. 46, 517, 1968
- (( 35 )) B.M.U. SCHERZER, Dissertation TH München, 1969
- (( 36 )) R. BEHRISCH u. B.M.U. SCHERZER, Verhandl. DPG (VI) 4, 25, 1969
- (( 37 )) D.A. CHANNING, Canad. J. Phys. 45, 2455, 1967
- (( 38 )) L.M. HOWE u. D.A. CHANNING, Canad. J. Phys. 45, 2467, 1967
- (( 39 )) V.S. KULIKAUSKAS, M.M. MALOV u. A.F. TULINOV, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 53, 487, 1967; Sov. Phys. JETP 26, 321, 1968
- (( 40 )) B.R. APPLETON u. L.C. FELDMAN, Appl. Phys. Lett. 15, 305, 1969; Atomic Collision Phenomena in Solids ( ed. D.W. Palmer, M.W. Thompson, P.D. Townsend ), S. 417, North-Holland, 1970
- (( 41 )) B.R. APPLETON, C. ERGINSOY u. W.M. GIBSON, Phys. Rev. 161, 330, 1967
- (( 42 )) A.B. BROWN, C.W. SNYDER, A.W. FOWLER u. C.C. LAURITSEN, Phys. Rev. 82, 159, 1951
- (( 43 )) S. RUBIN, Nucl. Instr. Meth. 5, 177, 1959
- (( 44 )) G.M. Mc CRACKEN u. N.J. FREEMANN, Phys. Lett. 28 A, 415, 1968
- (( 45 )) J. LINDHARD, u. M. SCHARFF, Phys. Rev. 124, 128, 1961
- (( 46 )) W. WHITE u. R.M. MUELLER, Phys. Rev. 187, 499, 1969
- (( 47 )) E.P. ARKHIPOV u. YU. V. GOTT, Sov. Phys. JETP 29, 615, 1969
- (( 48 )) J.H. ORMROD, J.R. MACDONALD u. H.E. DUCKWORTH, Canad. J. Phys. 43, 275, 1965
- (( 49 )) E.M. ZARUTSKIJ, Sov. Phys. - Solid State 9, 1172, 1967
- (( 50 )) A.R. SATTler u. G. DEARNALEY, Phys. Rev. 161, 244, 1967
- (( 51 )) R. BEHRISCH, Dissertation TH München, Juni 1967; Canad. J. Phys. 46, 527, 1968
- (( 52 )) R. BEHRISCH, Verhandl. DPG (VI) 4, 25, 1969
- (( 53 )) CHR. LEHMANN u. G. LEIBFRIED, Z. Phys. 172, 465, 1963
- (( 54 )) M.R. ALTMAN, L.C. FELDMAN u. W.M. GIBSON, Phys. Rev. Lett. 24, 464, 1970
- (( 55 )) B.R. APPLETON, L.C. FELDMAN u. W.L. BROWN, Proc. Int. Conf. on Solid State Phys. Res. with Accelerators ( ed. A.N. Goland ) S. 45 u. S. 58, 1967
- (( 56 )) J.H. BARRETT, Bull. Am. Phys. Soc. 14, 372, 1969
- (( 57 )) E. BØGH u. J.L. WHITTON, Phys. Rev. Lett. 19, 553, 1967
- (( 58 )) R. BEHRISCH, Vak. tech. 10, 250, 1967
- (( 59 )) R. BEHRISCH, G. MÜHLBAUER u. B.M.U. SCHERZER, J. Sci. Instr. Ser. 2, 2, 381, 1969
- (( 60 )) W. WHITE u. R.M. MUELLER, J. Appl. Phys. 38, 3660, 1967
- (( 61 )) J. LINDHARD u. A. WINTHER, Mat. Fys. Medd. Dansk. Vid. Selsk. 34, Nr. 4, 1964
- (( 62 )) M. KAMINSKY, Int. Conf. Mass Spectrometry, Kyoto, 1969
- (( 63 )) A.R. SATTler u. G. DEARNALEY, Phys. Rev. Lett. 15, 59, 1965
- (( 64 )) M. MANNAMI, F. FUJIMOTO u. K. OZAWA, Phys. Lett. 26 A, 201, 1968
- (( 65 )) J.A. DAVIES, J. DENHARTOG u. J.L. WHITTON, Phys. Rev. 165, 345, 1968
- (( 66 )) C. ERGINSOY, H.E. WEGNER u. W.M. GIBSON, Phys. Rev. Lett. 13, 530, 1964
- (( 67 )) K. SAGEL, Tabellen zur Röntgenstrukturanalyse, Springer-Verlag 1958, S. 81
- (( 68 )) G. DEARNALEY, Proc. Roy. Soc. A 311, 21, 1969
- (( 69 )) D. VAN VLIET, private Mitteilung
- (( 70 )) R.S. NELSON, Proc. Roy. Soc. A 311, 53, 1969
- (( 71 )) I. BERGSTRÖM, K. BJÖRKQUIST, B. DOMEIJ, G. FLADDA u. S. ANDERSEN, Canad. J. Phys. 46, 2679, 1968
- (( 72 )) E. BØGH, P. HØGILD u. I. STENSGAARD, Int. Conf. Ion Implant., Thousand Oaks, Cal., 1970

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 Institut für Plasmaphysik or the final opinion of the authors on the subject.

Neither the 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.