

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Tiefenverteilung und Blisterbildung in
Metallen bei Beschuß mit leichten Ionen

M. Risch

IPP 9/24

Januar 1978

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

Abstract

Retention coefficients and depth profiles have been measured of 30, 50 and 100 keV He-ions in monocrystals of Ni, Nb and Fe-Cr-Ni alloys. Fluence extended to 10^{18} ions/cm². Depth profiles were determined with 1) analysis of energy of the α -particles from the reaction ${}^3\text{He} (d, \alpha) \text{H}$; 2) backscattering of 2.4 MeV protons from the nuclear potential of implanted He; 3) by determining of electronic energy loss with Rutherford-backscattering from the implanted layer. Angle of incidence of the He-ions was varied from 0° (perpendicular incidence) to 82° in the case Nb. The depth profiles measured in the case of perpendicular incidence agree approximately with range distributions from transport theory. Depth profiles at glancing incidence are governed by the lateral straggling of range distributions. Measurements with different materials show that the saturation implanted fluence is independent of atomic structure or target material in contrast to local (atomic) helium concentration. Theory of elastic plates in continuum mechanics was applied to the mechanism of blistering and exfoliation. Both the pressure of the gas enclosed in the blister and stress caused by radiation swelling have been included. Pressure of the included gas alone leads to a growth process of the forming blister without any instability. This can be interpreted as the case of exfoliation. Combined action of pressure and stress result in an instability at constant ratio D^2/t^3 leading to a well defined blister diameter D in agreement with the experimentally observed relation D proportional to $t^{3/2}$ (t is thickness of the blister cover). Transition from blistering to exfoliation was observed for increase in bombardment energy, target temperature, or flux of incident ions. This transition is confirmed by theory for the case that stress can be relieved by annealing out at high temperatures.

Zusammenfassung

Aufsammelwahrscheinlichkeiten und Tiefenverteilungen für 30, 50 und 100 keV He-Ionen in Einkristallen aus Ni, Nb und Eisen-Chrom-Nickel-Legierungen wurden bei primärer Fluenz bis zu 10^{18} Ionen/cm² gemessen. Die Tiefenverteilungen wurden bestimmt mit: 1) Energieanalyse der α -Teilchen aus der Reaktion ${}^3\text{He}(d, \alpha)\text{H}$; 2) Rückstreuung von 2,4 MeV Protonen am Kernpotential von eingeschossenem He; 3) Messung des Energieverlustes an Elektronen mit Rutherford-Rückstreuung an der implantierten Schicht. Der Einfallswinkel der He-Ionen wurde bei Nb zwischen 0° (senkrechter Einfall) und 82° geändert. Bei senkrechtem Einfall stimmen die gemessenen Tiefenverteilungen annähernd mit der Reichweiteverteilung überein, die die Transporttheorie liefert. Bei flachem Einschubwinkel werden die Tiefenverteilungen durch die laterale Halbwertsbreite der Reichweitenverteilungen bestimmt. Die Messungen an verschiedenen Materialien zeigen, daß die aufgesammelten makroskopischen Sättigungskonzentrationen im Gegensatz zur Atomkonzentration von der Atomzahldichte der Metalle nahezu unabhängig ist.

Die Theorie der elastischen Platten in der Kontinuumsmechanik wurde angewandt, um den Mechanismus der Blisterbildung und Exfoliation zu klären. Dabei wurde sowohl der Druck des im Blister eingeschlossenen eingepflanzten Gases als auch die mechanische Spannung durch Bestrahlungsschwellen berücksichtigt. Der Druck des eingeschlossenen Gases allein führt zu einem Wachstumsprozeß des entstehenden Blisters ohne Unstetigkeit, dies kann als Fall von Exfoliation gedeutet werden. Die kombinierten Auswirkungen von Gasdruck und Spannung ergeben eine Unstetigkeit, die bei einem konstanten Verhältnis D^2/t^3 auftritt und mit der experimentell gefundenen Beziehung zwischen Blisterdurchmesser D und Deckeldicke t (D proportional $t^{3/2}$) übereinstimmt. Ein Übergang von Blisterbildung zu Exfoliation zeigte sich bei Anwachsen der Beschußenergie, der Temperatur der Probe oder der Stromdichte der einfallenden Ionen. Der Übergang wird für den Fall des Ausheilens von Spannungen bei hohen Temperaturen durch die Theorie erklärt.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
1.1.	Praktische Bedeutung	1
1.2.	Übersicht über bisherige Messungen	3
1.3.	Aufgabenstellung	7
2.	Einschuß von Ionen in Festkörper	9
2.1.	Abbremsung und Reichweite	9
2.2.	Strahlenschäden	10
2.3.	Einfang in Leerstellung und Blasenbildung sowie Schwellen	11
2.4.	Modelle für die Blisterbildung	14
3.	Meßmethoden	17
3.1.	Messung der Deckeldicke mit dem Gitterführungseffekt	17
3.2.	Tiefenverteilungen und Aufsammelwahrscheinlichkeiten	21
3.2.1.	Tiefenverteilungsmessungen mit Rutherford-Rückstreuung	23
3.2.2.	Tiefenverteilungsmessungen mit Kernreaktionen	25
3.2.2.1.	Tiefenverteilungen aus Messung der Kernreaktion ^3He mit D	27
3.2.2.2.	Resonante Rückstreuung von Protonen an Helium	28
4.	Experimentelle Anordnung	31
4.1.	Beschleuniger und Nachweisapparatur	31
4.1.1.	Beschleuniger	31
4.1.2.	Probenkammer und Probenmanipulator	32
4.1.3.	Teilchennachweis und Elektronik	33
4.2.	Kristallproben	33
4.2.1.	Die Proben und deren Vorbehandlung	33
4.2.2.	Ausrichten der Einkristalle und Winkelfestsetzung	34
5.	Meßergebnisse	36
5.1.	Abhängigkeit der entstandenen Oberflächenstruktur von der Beschußenergie sowie vom Winkel zwischen Einschuß und Kristallorientierung	36

5.2.	Winkelabhängigkeit der Tiefenverteilungen und Blisterbildung in Zusammenhang mit den Halbwertsbreiten der Reichweiteverteilungen	41
5.3.	Reichweiteverteilungen und Aufsammelwahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Materialien	46
5.4.	Abhängigkeit der Oberflächenstruktur von Temperatur und Stromdichte	48
6.	Diskussion und Theorie	53
6.1.	Zusammenhang zwischen Deckeldicke der Blister und gemessenen und gerechneten Tiefenverteilungen	53
6.2.	Vergleich theoretischer Reichweiteverteilungen mit den experimentellen Tiefenverteilungen	55
6.3.	Tiefenverteilungen in den verschiedenen Materialien	61
6.4.	Blistermodell	62
6.4.1.	Beschreibung des Modells	62
6.4.2.	Rechenergebnisse und Diskussion	65
6.5.	Vergleich von Theorie und Experiment bei Blisterbildung und Exfoliation	74
7.	Zusammenfassende Diskussion	77
8.	Anhang	79
8.1.	Vergleich der Tiefenauflösungen und optimalen Rückstreugeometrien bei den verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Tiefenverteilungen	79
8.2.	Vergleich der durch verschiedene Methoden gewonnenen Tiefenverteilungen	86
	Literaturangaben	88

1. EINLEITUNG

1.1 P r a k t i s c h e B e d e u t u n g

Die Implantation von Ionen mit Energien von einigen eV bis zu einigen MeV hat im letzten Jahrzehnt eine vielfältige Bedeutung gewonnen. Dies ist vor allem auf die Anwendung in der Halbleitertechnik zur Herstellung von Halbleiterbauelementen und integrierten Schaltkreisen zurückzuführen (J.W. Mayer et al. 1970). In jüngster Zeit gewinnt auch die Implantation in Nichtleiter und Metalle zur Erzeugung bestimmter optischer, elektrischer, magnetischer und mechanischer Eigenschaften an Interesse (Picraux et al. ed. 1974, Carter et al. ed. 1976). In der extraterrestrischen Forschung geben Implantationsverteilungen Aufschluß über die Zusammensetzung des Sonnenwindes (Eberhardt et al. 1970).

Bei Kernreaktoren tritt die Implantation als materialschädigende Erscheinung durch die bei Fission oder Fusion entstehenden schnellen Ionen und Atome auf (Picraux et al. ed. 1974). Bei einem künftigen Fusionsreaktor rechnet man mit Strömen von $10^{14} - 10^{16}/\text{cm}^2 \text{ sec}$ von Wasserstoff- und Heliumionen und -atomen im Energiebereich von einigen eV bis zu einigen MeV auf die erste Wand (Kaminsky 1971, Behrisch 1972, McCracken 1974, Vernickel 1974). Dabei ist der Energiebereich 100 eV bis 10 keV bei isotropem Ioneneinfall besonders wichtig für den Fusionsreaktor, bei dem neuerdings vorgesehener Einschub von Neutralteilchen mit etwa 100 keV der Energiebereich bis 100 keV.

Diese Teilchen werden in einer oberflächennahen Schicht des Wandmaterials abgebremst und aufgesammelt, soweit sie nicht durch Stöße mit den Festkörperatomen durch die Oberfläche zurückgestreut oder über Zerstäubung der Wand wieder verlorengehen (Das u. Kaminsky 1973, Picraux et al. ed. 1974, Scherzer 1976, McCracken 1974, Carter et al. 1976, Martel et al. 1977).

Die in den Festkörper eindringenden Ionen und Atome erzeugen Stoßkaskaden und somit Frenkeldefekte, Leerstellen, Zwischen-gitteratome und Verbände von Fehlstellen. Die unbesetzten Gitterplätze können mit eingeschossenen Gasatomen angefüllt werden. Dadurch entstehen bei höheren Beschußdosen Blasen (bubbles) (Barnes u. Mazey 1960 u. 1963, Wilkens 1973, Kaletta 1976, Mazey 1977) im beschossenen Material.

Nach Erreichen einer kritischen Beschußdosis können im Zusammenhang mit den Blasen makroskopische Aufwölbungen von Teilen der oberflächennahen Schicht entstehen. Diese können entweder symmetrische Kuppeln (sogenannte Blister) oder eine großflächige Ablösung der oberflächennahen Schicht vom Untergrund sein (sog. Exfoliation), siehe Abb. 1.

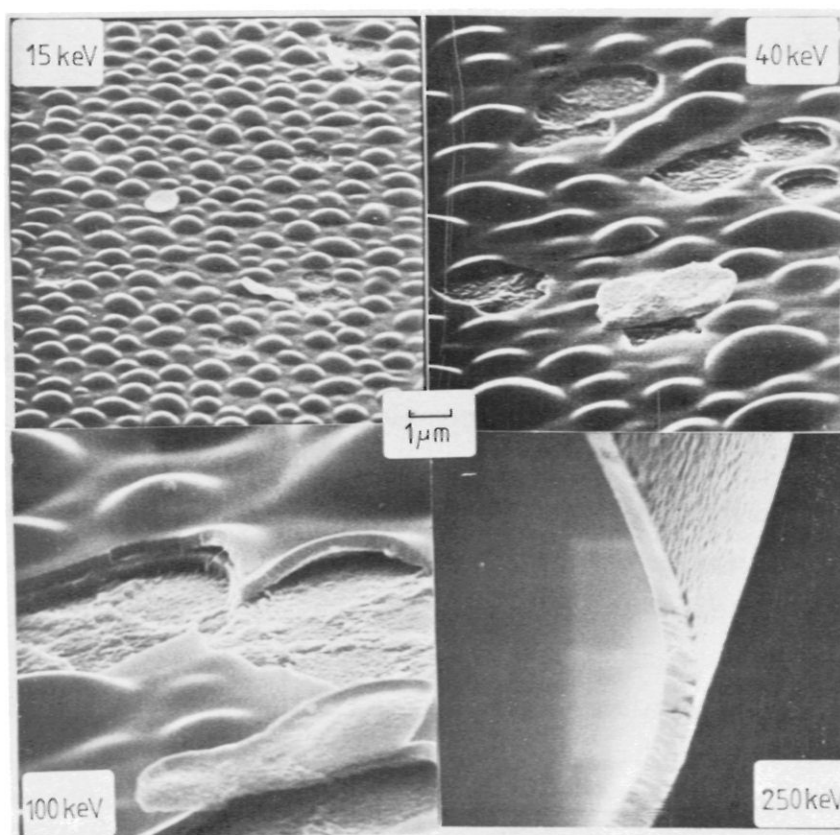


Abb. 1 Nach Ionenbeschuß von einkristallinem Nb mit ^4He von 15, 40, 100 und 250 keV entstandene Oberflächenstruktur -
Die Stromdichten betragen jeweils 0,34; 1,1; 0,73; 0,1 ($\mu\text{A}/\text{mm}^2$) -
Die Beschußdosen betragen jeweils $8 \cdot 10^{17}$; $22 \cdot 10^{17}$; $15 \cdot 10^{17}$; $12 \cdot 10^{17}$ (He^+/cm^2)
(Rasterelektronenmikroskopaufnahme Dr. Klingele)

Erste Beschreibungen von Blister wurden von Stark und Wendt 1912 und Good et al. 1954 veröffentlicht, die erste ausführliche Untersuchung von Primak 1963.

Die Bildung von Blistern kann zur makroskopischen Wanderosion im Reaktor führen, wenn die Blisterdeckel sich ablösen (Behrisch 1973, Picraux et al. ed. 1974, Kaminsky 1976, Das 1974). Außerdem kann der schlechte thermische Kontakt der Blisterdeckel mit der Unterlage zur Aufheizung durch die Strahlung und zu erhöhtem Verdampfen führen.

Außer bei Ionenbeschuß mit hohen Dosen kann die Bildung von Blistern beim Herstellen, Warmverformen und Gießen von Metallen auftreten, wenn z. B. bei Dissoziation von H_2O entstandener Wasserstoff sich bei hohen Temperaturen im Metall gelöst hat und bei Abkühlung wieder ausgeschieden wird (Houdremont 1956).

1.2. Ü b e r s i c h t ü b e r b i s h e r i g e M e s s u n g e n

Die Untersuchungen der Blisterbildung wurden bisher meist mit Transmissions-Elektronen-Mikroskopie (TEM) oder Raster-Elektronen-Mikroskopie (REM bzw. SEM) angestellt (Übersicht: Roth 1976, Kaminsky 1976). Zur Entstehung von Blistern sind zwei Bedingungen erforderlich, welche die Diffusion und Löslichkeit des eingeschossenen Gases beziehungsweise die Zerstäubung betreffen.

Die erste Bedingung ist, daß im Material eine bestimmte Grenzkonzentration aufgebaut werden muß (ungefähr $n_{\text{gas}} = n_{\text{metall}}$, wobei n die Volumenkonzentration der Atome ist), (Erents u. McCracken 1973, Behrisch et al. 1975). Dazu muß die Zufuhr an Atomen durch Einschuß den Verlust durch Diffusion überwiegen (Picraux et al. ed. 1974, W. Bauer et al. ed. 1976, W. Bauer et al. 1976). Das Erreichen dieser Bedingung hängt also von

dem Verhältnis von Diffusion zur Stromdichte ab. Außerdem muß die Löslichkeit erheblich niedriger als die Grenzkonzentration sein. Andernfalls bildet sich eine neue Phase oder chemische Verbindung ohne Aufbau von Blasen und Blistern (McCracken et al. 1968). Die Grenzkonzentration muß im Inneren des Materials und nicht an der Oberfläche zuerst erreicht werden (Wilson 1976).

Die erste Bedingung ist für Helium in Metallen wie auch in vielen Nichtmetallen erfüllt. Es ist in allen Metallen fast unlöslich. Auf Zwischengitterplätzen diffundiert es leicht (Kornelson 1972, 1973), es wird aber von Gitterfehlern eingefangen und gebunden (Kornelson 1972, 1973). Die niedrige Permeationsrate von He durch Metallfolien von $10^{-19} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Blow 1972) ergibt sich aus dem großen Energieaufwand für das Eindringen des He-Atoms in den Festkörper (Wilson u. Bisson 1973). Wasserstoff dagegen ist löslich und diffundiert schnell (Völkl 1975) auch bei tiefer Temperatur (Gurgenishvili et al. 1974). In Niob beispielsweise ist bei Zimmertemperatur der Diffusionskoeffizient für Deuterium $10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Schaumann et al. 1970).

Wasserstoff ist in Ti, Zr, V, Nb, Ta exotherm und in hohem Maße löslich (Wenzl 1976). Man findet daher bei diesen Metallen durch Wasserstoff bei Zimmertemperatur keine Blister (Roth 1974, McCracken et al. 1968, Bauer u. Thomas 1974, K. Wilson et al. 1975), es kann sich aber eine Hydridphase bilden. In Fe, Cr, Ni, Cu, Mo, ... ist Wasserstoff endotherm und im geringen Maße löslich (Wenzl 1976), bei diesen Metallen kann man auch Blisterbildung mit Wasserstoffbeschuß erzeugen (Kaminsky 1964, Verbeek u. Eckstein 1974, Kimura et al. 1976, Thomas u. Bauer 1974, Möller et al. 1976). (Bei Berichten von Wasserstoffblistern in V oder Nb (Hultgren u. Scott 1976) lassen die Vakuum- und Strahlbedingungen darauf schließen, daß eine Karbid- oder Oxid-Oberflächenschicht vorhanden war.)

Die zweite Bedingung ist von der ersten nicht ganz unabhängig. Und zwar muß die Abtragung durch Zerstäubung klein genug sein, damit sich die Sättigungskonzentration aufbauen kann (Erents u. McCracken 1973). Daher erwartet man bis etwa 1 keV Ionenenergie bei Heliumbeschuß keine Blisterbildung (Martel et al. 1974).

Bei der Bildung von Blistern und Exfoliation wurden folgende Phänomene bisher experimentell beobachtet: Die Bildung von Blistern oder das Ablösen der implantierten Oberflächenschicht in zusammenhängenden Flächen (flaking oder exfoliation) findet bei Erreichen einer kritischen Dosis statt (10^{17} bis 10^{19} Ionen/cm²). Diese hängt von Ionenart, -energie, vom beschossenen Material, seiner Temperatur und Kristallorientierung ab (Erents u. McCracken 1973, Picraux et al. ed. 1974, Roth 1974, Roth et al. 1974(a), Behrisch, Böttiger et al. 1975, Roth 1976, Blewer und Maurin 1972, Evans 1975, 1977).

Bereits weit vor Erreichen dieser kritischen Dosis werden im implantierten Material im Bereich der Ionenreichweite gasgefüllte Blasen (1 nm - 100 nm Durchmesser) durch Transmissions-Elektronen-Mikroskopie festgestellt (Barnes 1960, Barnes u. Mazey 1960 u. 1963, Wilkens 1973, Kaletta 1976, Das u. Kaminsky 1976, Kaletta u. Ehrlich 1976, Mazey et al. 1977). Diese Blasen sind meist gitterartig angeordnet (Evans, Mazey et al. 1976).

Es besteht die Tendenz, daß bei niedrigen Energien (1-100 keV) und niedrigen Temperaturen (300 K) Blisterbildung auftritt, bei hohen Energien (um 1 MeV) und hohen Temperaturen jedoch Exfoliation.

Bei Exfoliation werden bei Erreichen der kritischen Dosis Gaseruptionen aus dem beschossenen Material z. B. mit der Restgasmassenspektroskopie festgestellt (Blewer und Maurin 1972, Bauer u. Thomas 1972 u. 1973, Erents u. McCracken 1973, Thomas u. Bauer 1973, Bauer u. Thomas 1976, Holt et al. 1971, Ruedl u. Kelly 1965).

Bei der Blisterbildung findet man dagegen bei Erreichen der kritischen Dosis eine starke Abnahme der Aufsammelwahrscheinlichkeit (Behrisch et al. 1975).

Bei niedrigeren Beschußenergien (Bereich von keV) haben die entstehenden Blister eine Deckeldicke, die weit über der wahrscheinlichsten Reichweite der Ionen liegt (Roth 1974, Behrisch, Böttiger et al. 1975). Der größte Teil des implantierten Gases verbleibt in den Blisterdeckeln und Gaseruptionen von mehr als 10 % wurden nicht festgestellt (Behrisch, Böttiger et al. 1975). In der Tiefe, in der sich die Blisterdeckel ablösen, ist nur eine atomare Konzentration von $n_{\text{He}} \approx 0,1 n_{\text{Me}}$ vorhanden, verglichen mit $n_{\text{He}} \approx n_{\text{Me}}$ im Maximum der Reichweitenverteilung (Behrisch, Böttiger et al. 1975).

Die Deckeldicke (t) der Blister und ihr wahrscheinlichster Durchmesser (D) wachsen mit der Beschußenergie (Roth 1974). Dabei besteht im bisher untersuchten Bereich der Beschußenergien von 1 keV bis 2 MeV bei Niob die Relation $D \sim t^{3/2}$ (Roth 1976).

Als Folge der durch den Ionenbeschuß erzeugten Fehlorderungen im Kristall (z. B. Zwischengitteratom) wurden zwei Phänomene beobachtet. Das beschossene Material schwillt in Richtung senkrecht zur Oberfläche an (vertikales Swelling, Blewer u. Maurin 1972). Parallel zur Oberfläche ist kein Schwellen möglich und es baut sich eine Spannung parallel zur Oberfläche auf (Meek et al. 1971, Primak 1972). Diese Spannung geht beim Blistern wieder zurück (EerNisse 1971, 1973, 1974 a,b, Hartley 1975, Vepcek et al. 1976), nicht jedoch bei Exfoliation.

Zur Erklärung dieser experimentellen Tatsachen sind Modelle der Blisterbildung aufgestellt worden. Dabei wird häufig ein Blistermodell vertreten, das den internen Gasdruck des eingeschossenen Gases in dem Beschußmaterial als die treibende Kraft des Blisterprozesses betrachtet (Erents u. McCracken 1973, Kammash 1975, Kaminsky u. Das 1973, Auciello 1976, Mazey et al. 1977, Evans 1977). Bereits Stark u. Wendt (1912) haben ein solches Modell angedeutet.

Diese meist auf Zusammenwachsen der Gasblasen beruhenden Modellvorstellungen können zwar das Auftreten einer kritischen Dosis und deren Energieabhängigkeit erklären, ebenso das Auftreten von Gasblasen und die Gaseruptionen nach Beschuß mit hohen Ionenenergien.

Nicht erklärt werden können damit jedoch die die Ionenreichweiten übersteigenden Deckeldicken, der Zusammenhang zwischen Deckeldurchmesser und Deckeldicke $D \sim t^{3/2}$ und der Aufbau und Abbau interner Spannungen in der beschossenen Schicht. Insbesondere ergibt sich aus dem Gasdruckmodell entgegen den Beobachtungen ein linearer Zusammenhang zwischen D und t (Kammash 1975, Erents u. McCracken 1973).

Um alle experimentellen Beobachtungen erklären zu können, wurde als treibende Kraft der Blisterbildung die Verformung der oberflächennahen Schicht unter internen Spannungen vorgeschlagen (Primak 1972, Behrisch, Böttiger et al. 1975, EerNisse 1977).

1.3. A u f g a b e n s t e l l u n g

Zur Klärung der Diskrepanzen zwischen experimentellen Beobachtungen und bestehenden Modellen wird in dieser Arbeit die Blisterbildung durch Heliumionen in verschiedenen Metallen im Energiebereich von 9 keV bis 2 MeV experimentell untersucht. Im Bereich 30 keV bis 100 keV wird der Zusammenhang der Deckeldicke und kritischen Dosis mit den Tiefenverteilungen der eingeschossenen He-Ionen untersucht. Dabei sollten die gemessenen Tiefenprofile mit theoretisch berechneten Reichweitenverteilungen verglichen werden. Durch Schrägeinschuß der Ionen können neben der Reichweitenverteilung parallel zum einfallenden Strahl auch diese senkrecht zum Strahl mit gemessenen Tiefenverteilungen verglichen werden. Der Einfluß des Einfallswinkels und der

Stromdichte der einfallenden Ionen sowie der Kristallstruktur auf die Bildung von Blistern und beim Übergang von Blisterbildung zu Exfoliation wird untersucht.

Die Deckeldicken werden jeweils mit zwei voneinander unabhängigen Methoden (Rasterelektronenmikroskop und Rutherford-Rückstreuung) bestimmt. Die Tiefenverteilungen werden mit drei unabhängigen Methoden (Bragg's Regel sowie Kernreaktionen $^3\text{He} (d,p) \alpha$ und $^4\text{He} (p,p) ^4\text{He}$) gemessen und die Ergebnisse miteinander verglichen.

Zum Verständnis des Mechanismus der Bildung von Blistern und Exfoliation wird die Kontinuumsmechanik dünner Platten angewendet. Damit wird ein neues Modell der Blisterbildung entwickelt, welches bisherigen Modellen widersprechende experimentelle Ergebnisse erklären kann.

2. EINSCHUSS VON IONEN IN FESTKÖRPER

2.1. A b b r e m s u n g u n d R e i c h w e i t e

Die bei Ionenbeschuss von Festkörpern entstehenden Tiefenverteilungen werden einerseits durch die Reichweitenverteilung der eingeschossenen Ionen, andererseits durch die Diffusion der abgebremsten Atome bestimmt. Dabei ergibt sich die Reichweitenverteilung durch Mehrfachstreuung der eingeschossenen Ionen an Festkörperatomen und durch Energieverluste an Elektronen (Lindhard 1968).

Bei keV- und MeV-Energien überwiegt bei leichten Ionen der Energieverlust an Elektronen S_e den durch Kernstöße S_n etwa um einen Faktor 2000 (Bohr 1948, Lindhard u. Scharff 1953 u. 1961, Sigmund 1975). Der Energieverlust an Elektronen ist eingehend theoretisch untersucht worden (s. o. und Übersicht Sigmund 1974). Für Ionengeschwindigkeiten unterhalb der Bohrschen Geschwindigkeit v_0 (entspricht 25 keV bei H) ist der Energieverlust an Elektronen S_e der Ionengeschwindigkeit proportional (Lindhard et al. 1963, Lindhard u. Scharff 1961, Firsov 1959, Fermi und Teller 1947). Bei hohen aber nichtrelativistischen Ionengeschwindigkeiten fällt S_e mit annäherungsweise $S_e \approx \frac{1}{E} \ln E$ (Fermi u. Teller 1947, Bethe 1930, Bloch 1933). Zwischen diesen beiden Bereichen hat S_e ein Maximum für Ionen mit der Kernladung Z_1 bei ungefähr $v_1 \approx Z_1^{2/3} v_0$ (Lindhard et al. 1963 a).

Reichweiteverteilungen wurden aus S_e und S_n von Lindhard, Scharff und Schiøtt (1963) für schwere Ionen und von Schiøtt (1966), Weißmann u. Sigmund (1973), Littmark et al.⁺ (1976) und Winterbon (1975) für $M_1/M_2 \ll 1$ bestimmt und in den Tabellenwerken von Brice (1975) und Gibbons et al. (1975) dargestellt. Für die Streuung der Ionen an den Gitteratomen wird

⁺Littmark's Rechnungen sind eine Erweiterung der beiden vorgenannten Arbeiten. Sie beruhen auf der Lösung der linearen Transportgleichung im unendlich ausgedehnten homogenen Festkörper. Der Energieverlust durch Kernstöße wird berücksichtigt und für S_e wird Proportionalität zur Ionengeschwindigkeit angenommen.

dabei ein abgeschirmtes Potential nach Thomas (1927) und Fermi (1928) angenommen. Sie stimmen mit den gemessenen (Behrisch et al. 1976) Reichweiteverteilungen bis auf den durch den Gitterführungseffekt (Lutz u. Sizmann 1963 u. 1964, Lindhard et al. 1965, Nelson u. Thompson 1963) verursachten Anteil gut überein (Littmark et al. 1976). Der Einfluß der Gitterführung auf die Stoßwahrscheinlichkeit und damit auf die Reichweite kann durch Rechnersimulation ebenfalls bestimmt werden (Robinson u. Oen 1963, Robinson u. Torrens 1974).

Nachdem ein eingeschossenes Ion auf ungefähr thermische Gitterenergie abgebremst ist, kann es sich nur noch durch Diffusion im Gitter bewegen. Diese kann thermisch oder durch die beim Beschuß des Gitters mit Ionen erzeugten Stoßkaskaden angeregt sein.

Die entstehende Tiefenverteilung der Ionen hängt daher neben der Energie der Beschußionen und dem Zustand des Festkörpers (Reinheit, Struktur, Strahlenschäden) auch von dessen Temperatur ab und kann sich durch Diffusion mit der Zeit verändern.

2.2. S t r a h l e n s c h ä d e n

Von dem Energieverlust der eingeschossenen Ionen an Elektronen läßt sich der Energieverlust durch Kernstöße trennen (Bohr 1948, Wilson et al. 1977). Anders als beim Energieverlust an Elektronen wird bei Stößen mit Gitteratomen das Ion wesentlich aus seiner Bahn abgelenkt. (Die Energieübertragung ist dann mit einer größeren Impulsübertragung verbunden, weil die Massen von der gleichen Größenordnung sind.)

Ist dabei die elastisch übertragene kinetische Energie T größer als eine gewisse Schwellenergie E_D (Kinchin u. Pease 1955 u. 1963) und die Temperatur unterhalb der Ausheilstufe für Zwischengitteratome, so wird mit großer Wahrscheinlichkeit mindestens ein Gitteratom dauerhaft verlagert (Riehl u. Sizmann 1961, Leibfried 1965).

Ist $T \gg E_D$, so kann die durch Gitteratome weiter übertragene kinetische Energie weitere Fehlstellen erzeugen und es entsteht eine Stoßkaskade (Leibfried 1965).

E_D (ca. 25 eV) ist größer als die potentielle Energie eines Frenkeldefektes (ca. 5 eV), weil das verlagerte Atom sich weit genug von der Leerstelle entfernen muß, um eine spontane Rekombination zu verhindern (Sizmann 1959, Kinchin u. Pease 1963, Sigmund 1972).

Bei Temperaturen oberhalb der Aktivierungsstufen für Leerstellenwanderung und Wanderung der Zwischengitteratome (z. B. Zimmertemperatur bei Niob; Dönitz, Peisl et al. 1974) sind nur Mehrfachfehlstellen (z. B. "Interstitial loops") gegen thermisches Ausheilen stabil, auch diese bilden sich jedoch beim Ionenbeschuß (Thompson 1969, Robinson u. Thorrens 1972 u. 1974).

2.3. E i n f a n g i n L e e r s t e l l e n u n d B l a s e n b i l d u n g s o w i e S c h w e l l e n

Die eingeschossenen Gasionen geben ihre kinetische Energie durch Atomstöße und an Elektronen ab und **neutralisieren** anschließend im Fall von Edelgasionen. Die **Lösungsenergie** pro Atom ist z. B. für He auf einem Zwischengitterplatz in Nb etwa -5 eV (Wilson u. Johnson 1972). Auf einem Leerstellenplatz ist die Lösungsenergie dagegen -1 eV. Die Aktivierungsenergie für Zwischengitterdiffusion beträgt im Beispiel 0,2 eV (Kornelson 1972 u. 1973). Daher ist die **Diffusion** des Heliumatoms nur bis zu einer Bindung an eine **Leerstelle** oder sonstige Senke im Gitter (Versetzung oder Korngrenze) möglich (Kornelson 1972 u. 1973).

Diese Bindung wurde bei Desorptionsexperimenten experimentell bestätigt (Kornelson 1972). Außerdem stabilisiert die Bindung des Heliums an die Leerstelle diese gegen Rekombination (Keefer u. Pard 1972, 1973 u. 1974, Wiedersich et al. 1973, Bisson u. Wilson 1975). Die in das Metall eingeschossenen Heliumionen werden in der Regel an selbsterzeugte Gitterfehler gebunden (Edwards u. Kornelson 1975). Dabei können Einzelleerstellen mindestens bis zu 4 Heliumatome aufnehmen (Kornelson 1973).

Bei Einfang mehrerer Heliumatome in eine Leerstelle kann durch thermische Verlagerung eines benachbarten Gitteratoms die Einzel- in eine Doppelfehlstelle übergehen usw. (Kornelson 1973). Dadurch und durch Einfangen von eingeschossenen Atomen sowie in den Stoßkaskaden erzeugten Leerstellen wächst aus der Leerstelle eine Gasblase heran. Diese Gasblasen haben je nach Temperatur und Targetmaterial 1 nm bis 100 nm Durchmesser (Sykes 1956, Aitken et al. 1973, Kaletta u. Kaletta u. Ehrlich 1976), dieser ist nicht von der Energie der Helumionen abhängig (Mazey et al. 1977). Als alternative Möglichkeit für das Anwachsen der Blasen wurde das Ausstoßen von Zwischengitteratom-Ringen (loop-punching) vorgeschlagen (Ells u. Evans 1963).

Gleichgewicht zwischen den vom Gasdruck in einer Blase p und vom Gitter herrührenden Kräften ist dann erreicht, wenn die Ausdehnungsarbeit $p dV$ gleich dem Oberflächenanteil der freien Energie σdA (A ist die Oberfläche der Blase) ist.

Bei kugelförmigen Blasen ergibt sich, wenn man auch noch die mit dem Schwellen zusammenhängende mechanische Spannung s berücksichtigt, die Gleichgewichtsbedingung (Lidiard u. Nelson 1968, Martin 1969) mit einem Blasenradius r zu:

$$p = \frac{2\sigma}{r} + s \quad (1)$$

Bei der Oberflächenenergie von Niob von 2 J/m^2 (Martin 1969) (bei Zimmertemperatur), ergibt sich in Blasen von 4 nm Durchmesser bei Annahme des van-der-Waals Gesetzes ein Druck von 10000 bar (Carter u. Colligon 1968, Roth 1976).

Die Blasen sind im Elektronenmikroskop beobachtet worden (Sykes et al. 1956, Aitken et al. 1973, Barnes 1960 u. 1961, Barnes u. Mazey 1960 u. 1963, Castaing u. Jouffrey 1963, Jouffrey 1963, Nelson 1964, Evans 1975, Kaminsky, Fenske et al. 1976, Kaletta 1976, Mazey et al. 1977).

Wegen der Oberflächenrelaxation besteht ein Unterschied zwischen der Oberflächenspannung γ , die sich auf Vergrößerung der Oberfläche durch eine Spaltung senkrecht zur realen, d. h. relaxierten und mit Fehlstellen behafteten, Oberfläche bezieht, und der Oberflächenenergie σ , die sich auf Spaltung des Kristalls parallel zur Oberfläche bezieht (Shuttleworth 1950, Herring 1953).

$$\gamma = \sigma + A (d\sigma/dA) + \dots$$

Dieses bewirkt auch unter Gleichgewicht ein Verzerrungsfeld im Gitter in der Umgebung der Blase (Lidiard u. Nelson 1968, Speight 1975, Hirth u. Price 1976). Dieses Verzerrungsfeld verursacht eine Anziehungskraft der Blasen aufeinander (Lidiard u. Nelson 1968), die proportional zu ihrem Volumen ist (Eshelby 1958). Deshalb wachsen die Blasen durch Anlagerung von Leerstellen und kleinen Blasen, die durch die Bestrahlung erzeugt werden (Kaletta 1976, Kaletta u. Ehrlich 1976).

In einem äußeren mechanischen Spannungsfeld wird auf die Blase eine Kraft proportional zur Differenz $\sigma - \gamma$ und zum Spannungsgradienten in Richtung auf Gebiete mit kleinerer Spannung (unbeschossenes Material) ausgeübt (Speight 1975). Ein solches Spannungsfeld entsteht zum Beispiel durch Bestrahlungsschwellen. Kleine Blasen führen eine Brownsche Bewegung im Gitter aus (Barnes u. Mazey 1963), dieser Effekt wird unter anderem

auf die erhöhte Oberflächenbeweglichkeit der Atome zurückgeführt. Sie können daher in Richtung auf das ungeschädigte Material verschoben werden (Nelson 1969, Speight 1964).

Durch die Ansammlung großer Mengen von Zwischengitteratomen im Bereich der Reichweitenverteilung des beschossenen Materials werden mechanische Spannungen aufgebaut (Meek et al. 1971, Hartley 1975, EerNisse 1971, 1973, 1974 b,c, EerNisse u. Picraux 1977). Das Material kann sich senkrecht zur Oberfläche ausdehnen (Blewer u. Maurin 1972), während die Spannung parallel zur Oberfläche weitgehend erhalten bleibt (EerNisse 1971, 1973, 1974 b,c). Daher und wegen der Wanderung der Zwischengitteratome zur Oberfläche schwellen viele Materialien unter Ionenbeschuss ("radiation swelling").

2.4. Modelle für die Blisterbildung

In vielen Arbeiten wird die Entstehung der Blister auf die Entwicklung eines hohen Gasdruckes innerhalb der implantierten Schicht zurückgeführt. Dafür sprechen folgende Beobachtungen: 1) der hohe Druck in den Gasblasen, 2) die kuppelartige Form der Blister, 3) bei höheren Beschußenergien wird Gaseruption während der Blisterbildung beobachtet, 4) die kritische Dosis steigt mit der Wurzel aus der Beschußenergie (also schwächer als die Reichweite; Evans 1975, 1976), die gleiche Abhängigkeit findet man für die Halbwertsbreite der Reichweitenverteilung von der Energie. Demnach wird das Blistern also immer dann ausgelöst, wenn im Maximum der Tiefenverteilung die gleiche Konzentration von eingeschossenem Gas vorhanden ist.

Dabei werden verschiedene Modelle für den Auslösemechanismus aufgestellt. Das u. Kaminsky (1973) nehmen das stetige Anwachsen von Gasblasen bis zur Berührung an. Erents u. McCracken (1973) nehmen die Erhöhung der Konzentration der

Gasblasen bei konstanter Größe bis zur Berührung an. Evans (1975) geht von dem Zusammenwachsen der Blasen in einer Ebene eines Blasengitters aus. Bei Auciello (1976) wachsen die Blasen in einer Vorzugsrichtung zusammen, die durch die Anisotropie des Verzerrungsfeldes einer oberflächennahen Blase bestimmt wird. Kaminsky und Das (1973) sowie Mazey et al. (1976) nehmen an, daß die zufällige Vereinigung zweier Blasen eine Entfernung vom Gleichgewichtszustand bedeutet, so daß sich dann sofort alle Blasen einer Ebene vereinigen.

Bei Erents u. McCracken (1973) und Kammash wird neben dem Auslösemechanismus und damit der kritischen Dosis auch die Endform der Blister quantitativ berechnet. Dabei wird jeweils die Annahme plastischer Verformung des beschossenen Materials durch den Gasdruck in den Blasen gemacht. Dies führt zum Ergebnis $D \propto t$ unter Berücksichtigung der Zerreißgrenze.

Die bisher beschriebenen Modelle beruhen alle auf dem Druck des eingeschossenen Gases und können nicht erklären, daß die Deckeldicke bei niedrigen Beschußenergien das Maximum der Tiefenverteilungen weit übersteigt (Roth 1974, 1976). Evans (1977) hat sein Modell dahingehend verändert, daß die Blasen in größerer Tiefe durch Aussendung von Versetzungsringen wachsen statt durch Einfangen von strahlenerzeugten Einzelleerstellen und sich daher eher als die oberflächennahen Blasen durch Spalten des Kristalls vereinigen können. Die unterschiedliche Entwicklung der Blasen rührt daher, daß die durch den Beschuß entstehende Tiefenverteilung tiefer liegt als die Tiefenverteilung der erzeugten Fehlstellen (Energieabgabe durch nukleares Bremsvermögen). Die von den Blasen auf das gesamte Gitter ausgeübten Kräfte führen dabei zum Reißen. Aber auch dieses variierte Modell berücksichtigt ebensowenig wie die anderen die experimentelle Beobachtungen des Aufbaus von Spannungskräften während des Beschusses und Abbau während der Blisterbildung (EerNisse 1971, 1974 a,b). Außerdem könnten folgende beiden experimentellen Beobachtungen ebensowenig erklärt werden.

1) Bei niedriger Beschußenergie findet man nur sehr kleine Gasreemission während des Blisterns (weniger als 10 %; Behrisch, Böttiger et al. 1975). 2) Der wahrscheinlichste Deckeldurchmesser D ist der Deckeldicke t hoch $3/2$ proportional (Roth 1976), vorgenannte Modelle ergeben (explizit bei Erents u. McCracken 1973 und Kammash 1975) D proportional t .

3. MESSMETHODEN

3.1. Messung der Deckeldicke mit dem Gitterführungseffekt

Dringt ein Ionenstrahl parallel zu einer dichtgepackten Gitterrichtung in einen Kristall ein, so vermindert sich die Rückstreuintensität stark (Robinson u. Oen 1963, Lutz u. Sizmann 1963 u. 1964). Dann bewegt sich ein großer Teil der Ionen im Gitter auf geführten Bahnen (Lindhard et al. 1963 u. 1965). Daher wird die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes mit kleinem Stoßparameter mit einem Gitteratom und somit der Rückstreuung z. B. bei Niob-Einkristallen bei Zimmertemperatur um etwa den Faktor 30 vermindert. (Die Rückstreugeometrie ist in Abb. 2 dargestellt.)

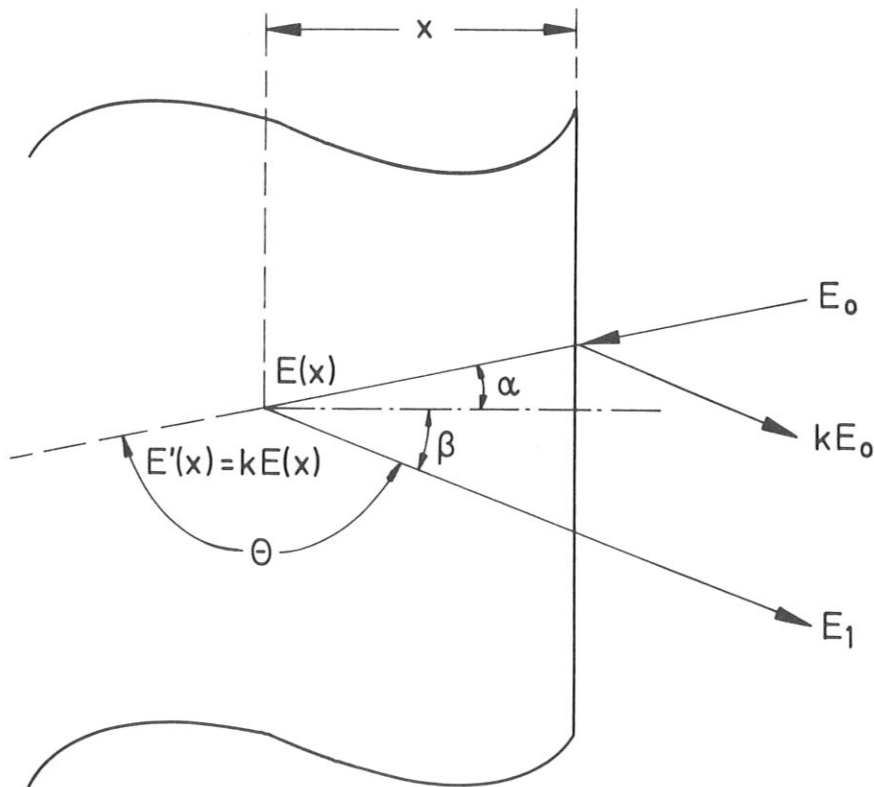


Abb. 2 Schema der Rückstreuung

Ebenso ist die Rückstreuintensität bei Beobachtung in einer dichtgepackten Gitterrichtung vermindert (Schatteneffekt, engl. "blocking"), weil nach der Impulsübertragung bei einem Stoß in solche Richtung meist sofort ein weiterer Stoß (korrelierter Stoß) mit Ablenkung erfolgt (Lindhard et al. 1965, Scherzer 1969, Appleton u. Feldman 1969, Scherzer u. Behrisch 1969). Der dabei maximal zulässige Winkel zur Gitterrichtung (kritischer Winkel) und auch die Verminderung der Streuintensität sind bei beiden Effekten identisch.

Wird in dichtgepackter Gitterrichtung sowohl eingeschossen als auch beobachtet, so wird die Rückstreuintensität zweifach erniedrigt, bei Niob beispielsweise um etwa einen Faktor 1000 (doppelt ausgerichtete Anordnung, Bøgh 1968, Scherzer 1969, Appleton u. Feldman 1969, Behrisch et al. 1972 b, 1971). Die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung an Zwischengitteratomen oder Zwischengitterfremdatomen ist bei der doppelt ausgerichteten Anordnung jedoch höher als beim Fall ohne Gitterführung. Das liegt an der bei Gitterführung entstehenden Flußverteilung (Lindhard 1965). Daher stellt diese Anordnung eine empfindliche Nachweismethode für Gitterschädigungen und Fremdatome dar (Thomson 1968, Quéré 1970 u. 1976, Matsunami u. Itoh 1975, Behrisch u. Roth 1976).

Auch wenn ein Strahl mit einem Winkel innerhalb des kritischen Winkels für Gitterführung auf einen Kristall trifft, entsteht durch Streuung an den Oberflächenatomen und durch thermische Schwingungen ein Anteil χ_{\min} , der nicht auf geführten Gitterbahnen läuft (Lindhard 1965). Dieser Anteil und damit die Rückstreuung werden durch Zwischengitteratome und Fremdatome stark erhöht (Quéré 1970, Matsunami u. Itoh 1975). Durch thermische Gitterschwingungen und Streuung an Elektronen werden mit zunehmender Tiefe x mehr Ionen aus den gittergeführten Bahnen gestreut (Dechanneling). Daraus und aus der zusätzlichen Rückstreuung an n_{GF} Gitterfehlern in n_V Gitteratomen ergibt sich eine Pulszahl H pro Energieintervall ΔE (bzw. Tiefenintervall $\Delta E/s$) der Ionen von (Schulze 1971)

$$H_{g,r} = \left\{ \chi_{\min}(E) + \lambda (1 - \chi_{\min}(E)) \frac{n_{GF}(x)}{n_V} \right\} N_{\text{prim}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \frac{\Delta E}{[S]} n_V \quad (2)$$

N_{prim} ist die Anzahl der primär geschossenen Ionen und $\Delta\Omega$ der Raumwinkel der zum Rückstreupektrum beitragenden Ionen. $d\sigma/d\Omega$ ist der Wirkungsquerschnitt eines Gitterfehlers für Rückstreuung (bei ZGA Rutherford-Streuquerschnitt). λ berücksichtigt dabei die höhere Wahrscheinlichkeit des gittergeführten Ions, auf ein Zwischengitteratom zu treffen. Die Möglichkeit eines nicht gittergeführten Ions, durch Fehlordnungen auf eine gittergeführte Bahn gestreut zu werden, ist dabei nicht berücksichtigt (Ziegler 1972, 1975).

Bei doppelt ausgerichteter Anordnung ergibt sich in erster Näherung (Bojgh 1968) für den Fall der Rückstreuung von punktförmigen Fehlordnungen:

$$H_{g,g} = \lambda^2 \frac{n_{GF}(x)}{n_V} N_{\text{prim}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \frac{\Delta E}{[S]} n_V \quad (3)$$

Für andere Streuzentren als Zwischengitteratome gelten andere Beziehungen (Quéré 1970, 1975).

Die erhöhte Rückstreuung von den Oberflächenatomen führt zu einer Spitze um KE_0 (K ist der kinematische Faktor, Anhang Gl.54) im Rückstreupektrum ("Oberflächenpeak"), deren Breite und Höhe im allgemeinen durch die Energieauflösung des Zählers E_z bestimmt wird. Damit wird:

$$H_{\text{ob}} = \gamma_{\text{eff}} N_{\text{prim}} \frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} \Delta\Omega \frac{\Delta E/[S]}{E_z \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E_1 - KE_0)^2}{2E_z^2}\right] \cdot \frac{n_V}{a} \quad (4)$$

$d\sigma/d\Omega$ ist hier der Rutherford-Wirkungsquerschnitt (siehe Anhang Gl. (54)), a die Gitterkonstante (n_V/a ist die Flächendichte der Atome). $\gamma_{\text{eff}} > 1$ berücksichtigt die thermischen Schwingungen der Oberflächenatome und die Gitterfehler der Oberfläche und ist damit ein Maß für die Gitterordnung der

Oberfläche. Durch Vorbehandlung und Ausheizen der Probe erreicht man bei Zimmertemperatur etwa $\gamma_{\text{eff}} = 1.5$. Die Rückstreuung von Fremdatomen an der Gitteroberfläche ergibt durch den anderen kinematischen Faktor K im Rückstreuspektrum eine je nach Masse der Verunreinigung größere oder kleinere Rückstreuenergie. Abb. 3 zeigt das Rückstreuspektrum von 100 keV D in doppelt ausgerichteter Anordnung von einem Legierungskristall (Fe 70%, Cr 23%, Ni 7%), auf dessen Oberfläche Sauerstoff sorbiert ist.

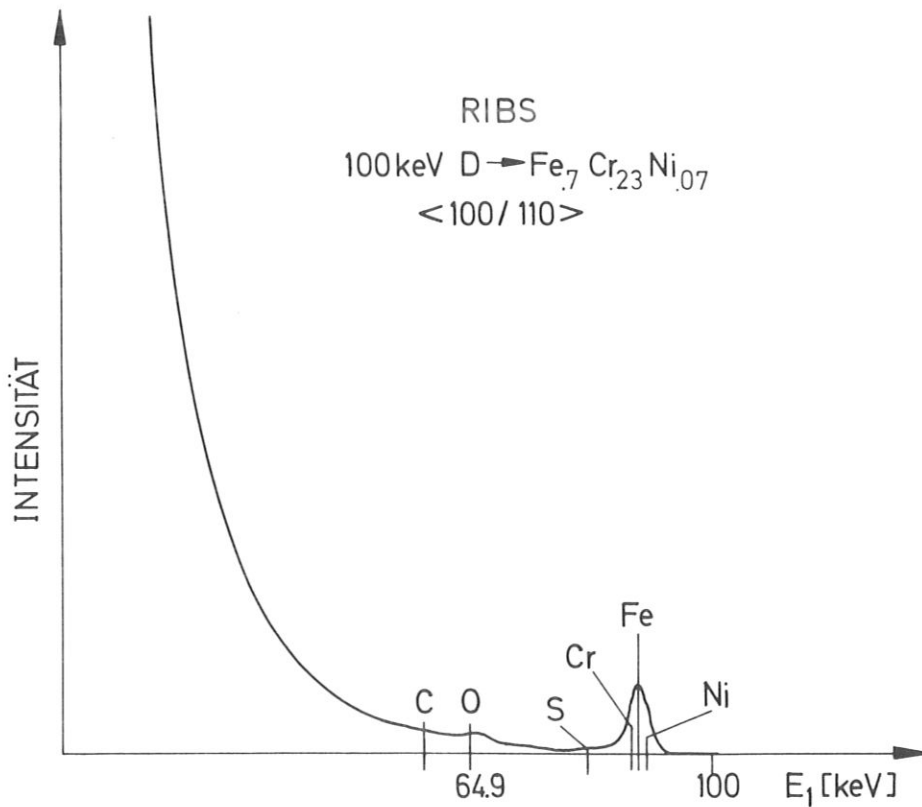


Abb. 3 Rückstreuspektrum von 100 keV D auf Fe_{.7}, Cr_{.23}, Ni_{.07} Einkristall in doppelt ausgerichteter Anordnung, auf der Oberfläche sind O und S sorbiert.

Abb. 7, 8 zeigen je einen Satz von Rückstreuenspektren, die an einem Niob-Einkristall gewonnen werden, in den eine zunehmende Dosis He implantiert wurde. Neben dem Anwachsen des "Dechannelings" mit zunehmender Implantationsdosis erkennt man, daß ab einer bestimmten Fluenz die Rückstreuung von einer oberflächennahen Schicht einen konstanten Teil des Wertes für die Rückstreuung in nicht-Gitterführungs-Richtung (random) erreicht. Daraus muß geschlossen werden, daß ein Teil der oberflächennahen Schicht nicht mehr die ursprüngliche Ausrichtung in Gitterführungsrichtung besitzt, also verbogen ist, d. h. der Blister-Effekt hat eingesetzt (Roth et al. 1974 a,b). Die Dicke der Schicht mit random-Rückstreuung kann dabei bei Kenntnis des Energieverlustes S_e bestimmt werden und der Deckeldicke t der Blister gleichgesetzt werden (Roth 1976). Die Tiefe wird dabei in der Einheit Atome/Fläche gemessen, während man im SEM in Längeneinheiten mißt. Schwellen des beschossenen Materials muß daher beim Vergleich berücksichtigt werden.

3.2. T i e f e n v e r t e i l u n g e n u n d

A u f s a m m e l w a h r s c h e i n l i c h k e i t e n

Die Messung von Tiefenverteilungen in Festkörpern geschieht entweder mit Methoden, bei denen die zu untersuchende Schicht schrittweise oder kontinuierlich abgetragen und somit zerstört wird oder solchen, die die Probe unzerstört lassen.

Nach Beschuß mit radioaktiven Isotopen kann aus der Abnahme der Aktivität der Probe bei schrittweisem Entfernen von dünnen Oberflächenschichten die Tiefenverteilung bestimmt werden. Dabei geschieht das Abtragen der Oberflächenschicht entweder durch anodische Oxidation bzw. chemisches Ätzen (Davies et al. 1960) oder durch Kathodenzerstäubung (Lutz u. Sizmann 1963, 1964). Auf diese Weise wurden Gitterführung und Überreichweite von Ionen in Einkristallen experimentell nachgewiesen. Bei

der Zerstäubung (Sputtering) kann man die eingeschossenen Atome statt durch Radioaktivität auch durch Sekundärionenmassenspektrometrie (Keefer u. Pard 1973, Schulz et al. 1973, Wittmaak 1976, Hofer u. Liebl 1976) oder durch Augerelektro-nenspektrometrie nachweisen (Hofmann 1976, Windawi et al. 1976).

Bei den zerstörungsfreien Methoden werden hochenergetische Ionenstrahlen verwendet (100 keV bis ca. 40 MeV). In diesem Energiebereich sind Stöße mit Gitteratomen selten und die Energie der Ionen nimmt durch Energieverlust an Elektronen fast kontinuierlich ab. Die Ionen bewegen sich im wesentlichen geradlinig und bei den aus dem Kristall zurückgestreuten Ionen ist die Energie eine eindeutige Funktion der Tiefe der Rückstreuung. Die Meßgenauigkeit ist dann im wesentlichen durch die Genauigkeit der Werte für den Energieverlust bestimmt (Mayer u. Ziegler 1974, Mayer et al. 1970, Northcliffe u. Schilling 1970, Ziegler 1975, Chu u. Ziegler 1974; siehe Abb. 2), bei großen Tiefen außerdem noch durch Energieverbrei-terung (stragglings).

In dieser Arbeit wurden H, D, ^3He und ^4He Ionen mit Energien zwischen 100 keV und 2,5 MeV verwendet. Damit ergeben sich drei verschiedene Möglichkeiten, Tiefenverteilungen an massiven Proben zu messen: Über die Änderung des Energieverlustes an Elektronen nach der Additionsregel von Bragg und mit Hilfe der Kernreaktionen $^3\text{He} (d,p)\alpha$ und $^4\text{He} (p,p) ^4\text{He}$ (Abb. 4).

Noch empfindlicher als diese Methoden und genauer in der Tiefenauflösung sind Methoden, in denen die eingeschossenen Ionen durch einen Ionenstrahl noch höherer Energie nachgewiesen werden (Terreault u. L'Ecuyer 1977). Koinzidente Analyse bei Vorwärtsstreuung (CDFSA) oder elastische Rückstreunachweis-Analyse (ERDA) ergeben bei 15 bis 40 MeV Ionenenergie die bisher beste Tiefenauflösung bei Nachweis von Bruchteilen von Monolagen auf 10 nm genau (Terreault u. L'Ecuyer 1977).

3.2.1. Tiefenverteilungsmessungen mit Rutherford-Rückstreuung

Die Rutherford-Rückstreuung liefert in Verbindung mit dem Energieverlust an Elektronen eine Tiefenzuordnung rückgestreuter Ionen. (Formel (50) im Anhang) bei allen Atomen und Beschußenergien oberhalb der Grenzenergie für Rutherford-Rückstreuung (Mayer u. Ziegler 1974, Chu et al. 1977). Dabei ergibt sich eine Intensität H der von einer oberflächennahen Schicht innerhalb eines Energieintervalls ΔE zurückgestreuten Ionen zu (Chu et al. 1973):

$$H(E_1) = N_{\text{prim}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \frac{\Delta E}{[S]} n_V \quad (5)$$

Da $d\sigma/d\Omega$ (Ruth) proportional zum Quadrat der Kernladungszahl Z^2 ist, ist die direkte Rückstreuung an den eingeschossenen leichten Ionen wesentlich weniger intensiv als die an den Metallatomen. Wegen des so entstehenden großen Untergrundes eignet sie sich nicht zur direkten Analyse von leichten Atomen in schweren Targetmaterialien.

Dazu nützt man die Abhängigkeit der Intensität H von $[S]$, dem Energieverlustfaktor, der mit dem (wegabhängigen) Energieverlust S_e folgendermaßen zusammenhängt (Definitionen Abb. 2):

$$[S] = \frac{K}{\cos \alpha} S_e(E) + \frac{1}{\cos \beta} S_e(E_0) \quad (6)$$

(Behrisch u. Scherzer 1973). Dabei wird von jeweils konstanten Energieverlusten an Elektronen S_e ausgegangen und die Änderung von S_e aufgrund abnehmender Ionenenergie vernachlässigt (Chu et al. 1977). Die Energie nach der Rückstreuung E wird näherungsweise als $E = KE_0$ angenommen. Die Energieverbreiterung (energy straggeling) wird ebenfalls vernachlässigt.

Eine Erhöhung des Energieverlustes an Elektronen S_e führt demzufolge also zu einer entsprechenden Erniedrigung der Rückstreuungswahrscheinlichkeit H/N_{prim} in einem gegebenen Energieintervall ΔE . Dieses kann in Verbindung mit der Erhöhung

des Energieverlustes an Elektronen durch die eingeschossenen Ionen nach der Additionsregel von Bragg (Bragg 1912) zur Bestimmung von Tiefenverteilungen verwendet werden (Abb. 4 a).

Bei konstantem Energieverlust (S_e) ergibt sich $H \sim S_e^{-1}$ und mit Hilfe von (5) die Rückstreurrate aus dem Bremsvermögen an Elektronen bei gleicher Atomdichte $S_a = S_e/n_V$

$$H \sim \frac{n_V(\text{Me})}{S_a(\text{Me}) \cdot n_V(\text{Me}) + S_a(\text{He}) \cdot n_V(\text{He})} \quad (7)$$

und eine atomare Konzentration der Heliumatome pro Volumen n_{He} zu den Metallatomen n_{Me} , indem man den Quotienten H zu $H - \Delta H$ bildet und nach $m = n_V(\text{He})/n_V(\text{Me})$ auflöst:

$$\frac{n_V(\text{He})}{n_V(\text{Me})} = \frac{S_a(\text{Me})}{S_a(\text{He})} \cdot \frac{\Delta H}{H - \Delta H} \quad (8)$$

wobei ΔH die Erniedrigung des implantierten gegenüber dem nicht implantierten Rückstreupektrum ist (Abb. 4 a).

Diese Methode wurde zum ersten Mal von Robinson (1962) gerechnet und von Powers und Whaling (1962) zur Auswertung von Messungen herangezogen. Ausführliche Beschreibungen finden sich bei Behrisch u. Scherzer (1973) und Roth (1974 b).

Der Energieverlust an Elektronen für leichte Ionen in Metallen ist bis auf etwa 10 % bekannt (Northcliffe u. Schilling 1970, Chu u. Ziegler 1974, Ziegler 1975).

Die Additionsregel von Bragg wurde für die Mischung schwerer Elemente experimentell bestätigt (z. B. Ehrhart et al. 1968). Für leichte Elemente wurde der Energieverlust meist an gasförmigen Materialien gemessen (H_2 , He, N_2 , O_2). Die Veränderung der Elektronenstruktur bei Einbringung in den Festkörper kann jedoch den Energieverlust ändern (Feng et al. 1974, Neuwirth et al. 1975, Pietsch et al. 1976, Ziegler 1976). Dies führt zu einer Unsicherheit bei dieser Meßmethode von etwa 15 % (Matteson et al. 1977).

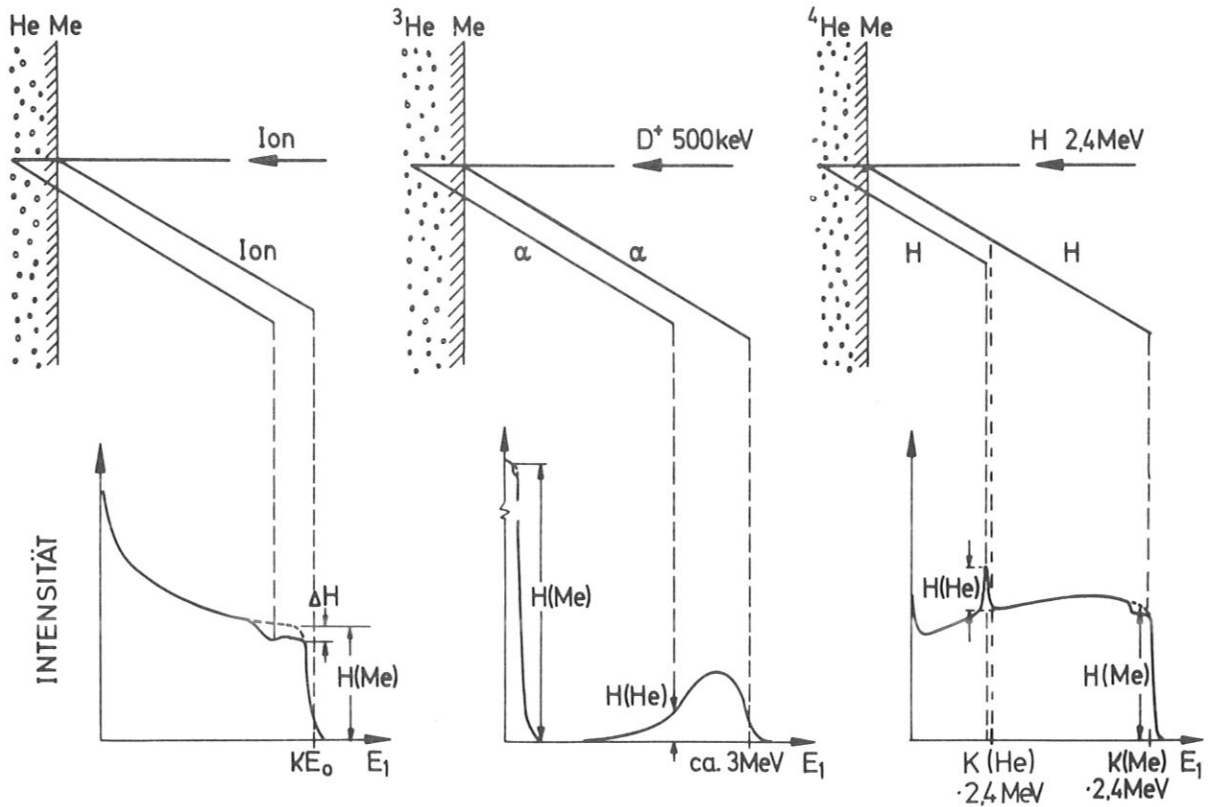


Abb. 4 Energieverteilungen bei der Messung von Tiefenverteilungen mit drei verschiedenen Methoden
 a) Rutherford-Rückstreuung mit Bragg's Additionsregel
 b) Kernreaktion ${}^3\text{He}(d,p)\alpha$
 c) Resonante Kernstreuung

3.2.2. Tiefenverteilungsmessungen mit Kernreaktionen

Bei Ionenstrahlen im MeV-Energiebereich werden bei Stößen mit leichten Atomen auch Kernkräfte wirksam (bei der D,D Streuung schon im 100 keV Bereich). Dieses führt neben der Rutherford-Rückstreuung an Metallatomen zu Kernreaktionen mit einem Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_{\text{react}}$.

Zum Nachweis von Helium in der Probe ergeben sich bei Wasserstoffionen bis 2,5 MeV die zwei möglichen Reaktionen ${}^3\text{He}(d,\alpha){}^1\text{H}$ und $\text{He}(p,p)\text{He}$ (siehe Abb. 4).

Die Anzahl der nachgewiesenen Reaktionsteilchen $A(\text{He})$ und der Raumwinkel des zum Nachweis bestimmten Detektors $\Delta\Omega$ bestimmen bei bekannter Anzahl der eingeschossenen Ionen N_{prim} die Anzahl der nachgewiesenen He-Atome pro Fläche $n_a(\text{He})$:

$$n_a(\text{He}) = A(\text{He}) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{react}} \Delta\Omega N_{\text{prim}}^{-1} \quad (9)$$

Bei beiden Methoden ergibt sich durch den Vergleich der Reaktionsintensität $A(\text{He})$ bzw. der Reaktionsintensität innerhalb eines Energieintervalls $H(\text{He})$ mit der Intensität der Rutherford-Rückstreuung von einer oberflächennahen Schicht im Metall $H(\text{Me})$ eine Möglichkeit, die eingeschossene Heliumkonzentration zu messen, ohne die Menge der geschossenen Ionen N_{prim} zu kennen (Abb. 4 b, c).

Ist die Anzahl N_{prim} unbekannt, so kann sie nämlich mit dem Wirkungsquerschnitt für die Rutherford-Rückstreuung aus der Menge der von Metallatomen aus einer oberflächennahen Schicht zurückgestreuten Atome $H(\text{Me})$ bestimmt werden:

$$H(\text{Me}) = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16 E_0^2} f(\theta) N_{\text{prim}} \Delta\Omega \frac{\Delta E}{[S]} n_V = \sigma_{\text{Ruth}} N_{\text{prim}} \Delta\Omega \frac{\Delta E}{[S]} n_V \quad (10)$$

(Sonderfall von (5), $f(\theta)$ siehe Anhang, Z_1 vom Wasserstoffion (1), Z_2 vom Target (Metall)).

Bei der Bildung des Quotienten aus (9) und (10) ergibt sich für die gesamte eingeschossene Menge bei diesem Vergleich

$$n_{\text{Ges}}(\text{He}) = \frac{A(\text{He})}{A(\text{Me})} \cdot \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Ruth}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{react}}} \cdot \frac{\Delta E}{[S]} \cdot n_V(\text{Me}) \quad (11)$$

Für die Konzentration von He-Atomen in Metall ergibt sich

$$\frac{n_V(\text{He})(x)}{n_V(\text{Me})} = \frac{H(\text{He})}{H(\text{Me})} \cdot \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Ruth}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{react}}} \cdot \frac{[S](\text{He})}{[S](\text{Me})} \quad (12)$$

Dabei ist $[S](\text{He})$ in Analogie zu $[S](\text{Me}) = [S]$ definiert als der Energieverlustfaktor des an Helium (He) gestreuten Ions.

$$[S] = \frac{dE'(x)}{dE(x)} \frac{1}{\cos \alpha} S_e(E_0) + \frac{1}{\cos \beta} S_e(E_1) \quad (13)$$

$dE'(x)/dE(x)$ ist im Falle der Rutherford-Rückstreuung (Fall $[S](\text{Me})$) der kinematische Faktor K (siehe Anhang Formel (51)), für den Fall $[S](\text{He})$ wird es für die einzelnen Kernreaktionen diskutiert. Bei Ableitung von $[S](\text{He})$ wird wiederum von den Näherungen ausgegangen, daß (1) der Energieverlust S_e im implantierten Metall gleich dem im reinen ist und (2) S_e konstant bleibt vom Eintritt in den Kristall bzw. von der Streuung an und sich nicht mit vermindender Energie ändert (Chu et al. 1977).

3.2.2.1. Tiefenverteilungen aus Messung der Kernreaktion ${}^3\text{He}$ mit D

Wurde der Festkörper mit ${}^3\text{He}$ beschossen, dann läßt sich die Kernreaktion ${}^3\text{He}(D,p)\alpha$ zur Messung der Tiefenverteilungen heranziehen (Pronko 1974). Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $d\sigma/d\Omega_c$ ist bis auf 12% bekannt (Yarnell et al. 1953, Freier u. Holmgren 1954, Kunz 1955). (Ω_c ist der Raumwinkel im Schwerpunkt, Ω_L der im Laborsystem.) Er hat ein breites Maximum bezüglich der Energie bei $E(D) = 500$ keV. Die Energiefreisetzung beträgt $Q = 18,3$ MeV. Das entsprechende α -Teilchen erhält daher eine von den Winkeln α , β abhängige Energie von ca. 3 MeV (Abb. 4 b).

Vom Entstehungsort bis zum Verlassen des Kristalls verliert es einen Teil dieser Energie durch Energieverlust an Elektronen im Targetmaterial. Wegen des Energieverlustes der in den Kristall hineinlaufenden Deuteriumions ist auch die Anfangsenergie des α -Teilchens tiefenabhängig (Eckstein et al. 1976).

Bei Vernachlässigung der sehr geringen Streuwahrscheinlichkeit der α -Teilchen und des "Energy-straggeling" ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Energie des α -Teilchens beim Auftreffen auf den Detektor und der Tiefe x , in der die Kernreaktion stattfand (und somit das ^3He nachgewiesen wurde). (Abb. 4 b)

Die damit nachgewiesene Menge ^3He -Atome pro Fläche ergibt sich aus (11) bei Einsetzen von

$$(d\sigma / d\Omega)_{\text{react}} = d\sigma / d\Omega_c \quad d\Omega_c / d\Omega_L \quad (14)$$

(Der letzte Term bewirkt die Transformation vom Schwerpunkts- ins Laborsystem.)

Für die atomare Konzentration in einem bestimmten Tiefenintervall ergeben sich (12), (13) mit $(d\sigma / d\Omega)_{\text{react}}$ wie oben und $dE'(x)/dE(x)$ als der Änderung der Anfangsenergie des α -Teilchens mit der Auftreffenergie des D-Teilchens (Eckstein 1976), die sich aus Impuls- und Energieerhaltung bei der Kernreaktion ergibt (siehe Anhang 1).

Die Tiefenauflösung dieser Methode ist ebenfalls im Anhang 1 diskutiert.

3.2.2.2. Resonante Rückstreuung von Protonen an Helium

Beim Beschuß leichter Atome mit Protonen im MeV-Energiebereich werden bei zentralen Stößen Annäherungen erreicht, die die Kernkräfte die Coulombkräfte übersteigen lassen. Dabei bilden sich Verschmelzungskerne, die sehr schnell wieder zerfallen.

Beim Beschuß von ^4He mit 2,4 MeV Protonen bildet sich das mit 18,6 MeV angeregte Niveau von ^5Li (Heydenburg u. Ramsey 1941). Wegen der Unschärferelation entspricht der kurzen Lebensdauer ein breites Resonanzmaximum des Wirkungsquerschnittes bezüglich der Protonenenergie um 2,4 MeV. Der Wirkungsquerschnitt

für resonante Rückstreuung übersteigt den für Rutherford-Rückstreuung um einen Faktor $\sigma_{\text{rel}} = 400$ (Abb. 5, Tombello 1962, Freier 1949).

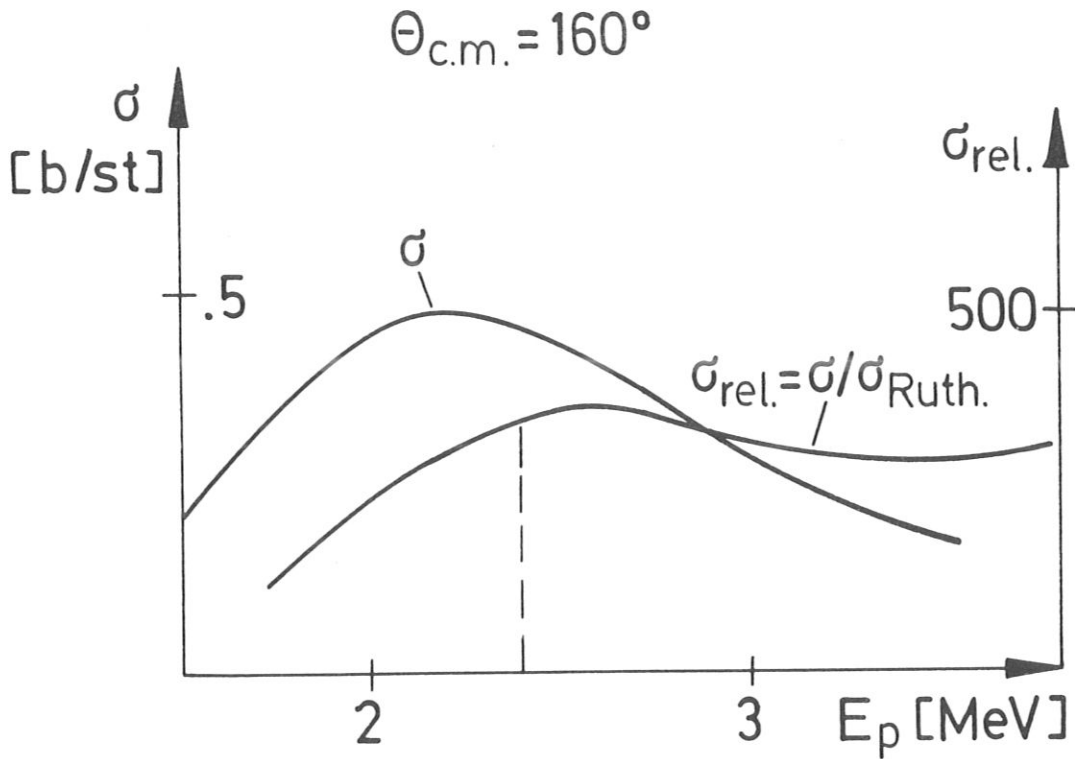


Abb. 5 Wirkungsquerschnitte bei der Resonanten Kernstreuung

Im Falle der Rückstreuung von Helium in Niob entspricht dieser Faktor genau dem Verhältnis des Rutherford-Rückstreuquerschnittes von Niob zu dem von Helium. Damit wird bei in Niob implantierten Helium die resonante Rückstreuung von Protonen ($\text{H}(\text{He})$) für $n_{\text{He}} = n_{\text{Me}}$ etwa so intensiv wie die Rutherford-Rückstreuung von Metall ($\text{H}(\text{Me})$, Abb. 4 c, Langley 1976) und es ergibt sich für die nachgewiesene He-Menge (11) mit:

$A(\text{He})$ die vom Helium zurückgestreuten Protonen und

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{react}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{He}} \cdot \sigma_{\text{rel}} \quad (15)$$

$(d\sigma / d\Omega)_{\text{He}}$ ist der Rutherford-Streuquerschnitt für Protonen an Helium, welcher dem an Metall bis auf Z_2^2 und $f(\theta)$ (siehe Anhang) gleich ist. $\sigma_{\text{rel}}(\theta)$ ist im Anhang 1 diskutiert. Für die atomare Konzentration des Heliums in einem bestimmten Tiefenintervall ergeben sich (12) und (13) mit $(d\sigma / d\Omega)_{\text{react}}$ wie oben und $dE'(x)/dE(x)$ gleich dem kinematischen Faktor K von H an He.

4. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

4.1. Beschleuniger und Nachweis- apparat

4.1.1. Beschleuniger

Zur Implantation der Ionen wurden die kleinen Beschleuniger Bombardino für 1-15 keV (Roth 1974) beziehungsweise Pharao für 25 bis 100 keV (Behrisch 1967) verwendet, während der Nachweis der eingeschossenen Teilchen mit einem serienmäßigen 2,5 MeV-van de Graaff Beschleuniger von High Voltage durchgeführt wurde (Abb. 6).

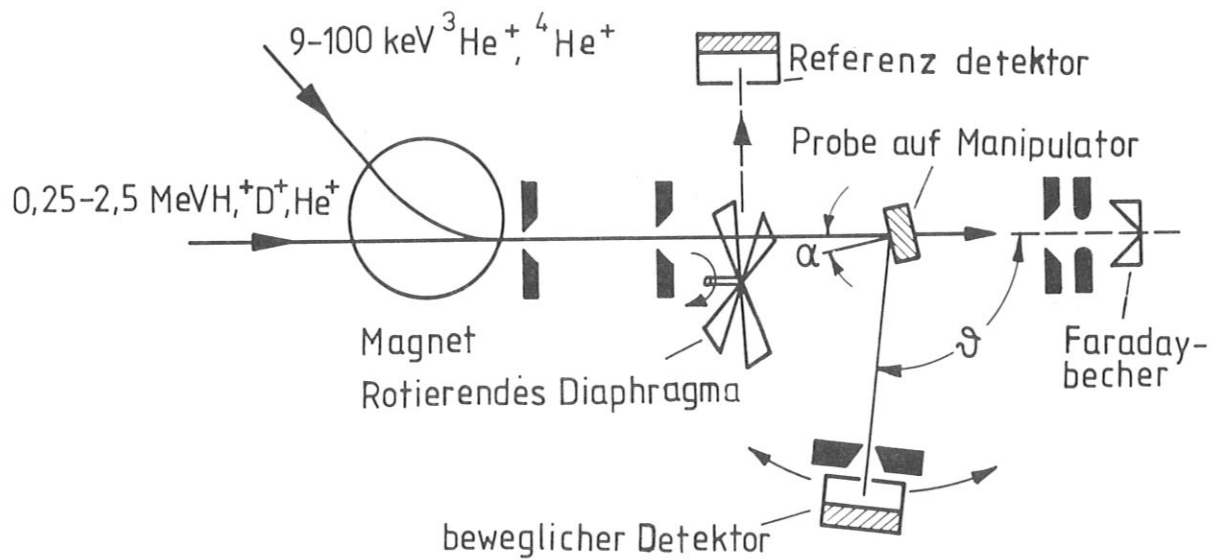


Abb. 6 Schema der experimentellen Anordnung mit Strahlengang

Beide Ionenstrahlen können dabei mit Magneten, die gleichzeitig als Massenspektrometer und zur Fokussierung wirken, auf die gleiche Achse und durch das gleiche Blendensystem abgelenkt werden. Zur Homogenisierung wird der Strahl auf 2 mm und beim MeV-Beschleuniger auf 1 mm mittels Blenden begrenzt.

Der Strahl durchläuft jeweils von der Ionenquelle bis zur Probenkammer drei voneinander durch Blenden getrennte Pumpstufen, die mit Hg-Diffusionspumpen oder Turbomolekularpumpen betrieben werden (Abb. 6).

4.1.2. Probenkammer und Probenmanipulator

Die Probenkammer kann simultan mit einer Turbomolekularpumpe, einer Kryopumpe (flüssiger N_2), einer Ti-Sublimationspumpe und einer Ionengetterpumpe gepumpt werden, wobei auch nach Einbau der Probe Drücke unter 10^{-9} mbar erreicht werden. Im Restgasspektrum sind hauptsächlich Masse 18 (H_2O) und Masse 28 (CO) vorhanden.

Die Probe ist in der Probenkammer isoliert auf einem Manipulator montiert, der die Drehung der Probe in situ um drei Achsen erlaubt (Behrisch et al. 1969). Außerdem ist der Manipulator durch Verbindung zu einem mit flüssigen N_2 gefüllten Becher (mittels einer Kupferlitze) auf bis zu -110 °C kühlbar und die Probe durch eine Glühkathode bis ca. $+2000$ °C heizbar.

Der Manipulator läßt sich als Ganzes im Vakuum aus dem Strahlengang herauskippen, so daß der Ionenstrahl auf einen dahinter befindlichen Faradaybecher fällt. Dieses wird während der Messung zur Kontrolle der Strahlkonstanz wiederholt vorgenommen. Der Gesamtstrom (einschließlich Sekundärelektronen) wird fortwährend auch an der (isolierten) Probe direkt gemessen.

Außerdem befindet sich im Strahlengang eine rotierende Blende (aus einer auf Al aufgedampften Pt Schicht), die etwa 10 % des primären Strahles in einen Referenzzähler streut. Dieser kann mit dem Faradaybecher geeicht werden (Abb. 6). Der Hauptzähler zum Nachweis der von der Probe rückgestreuten Ionen ist dabei in zwei voneinander unabhängige Richtungen beweglich.

4.1.3. Teilchennachweis und Elektronik

Der Teilchennachweis besteht aus einem Si-Sperrschichtdetektor, an den eine Vorspannung von ca. 60 V angelegt wird. Bei Durchlaufen der Sperrschicht (und nach Durchlaufen der Schutzschicht) wird durch Energieverlust an Elektronen eine in guter Näherung der Teilchenenergie proportionale Anzahl von Ladungspaaren erzeugt, was aufgrund der Vorspannung in einen der Teilchenenergie proportionalen Stromimpuls resultiert. Zur Vermeidung von Rauschen wird dabei sowohl der Si-Sperrschichtzähler als auch ein in der Probenkammer befindlicher Vorverstärker (Schmidl 1971) mittels flüssigen N_2 auf $-110^\circ C$ gekühlt. Somit ergibt sich im MeV-Bereich eine Energieauflösung $E_D = 15 \text{ keV}$ für Heliumionen.

Die Stromimpulse werden nochmals verstärkt und in einem Vielkanal (DIDAC) in 1000 Kanäle nach Impulshöhe sortiert, so daß in einer einzigen Messung ein Energieverteilungsspektrum für eine bestimmte Winkelanordnung gewonnen wird. Die Energieeichung erfolgt mit einem α -Strahler ^{241}Am und mit Kernreaktionen (Mitchell et al. 1976).

4.2. K r i s t a l l p r o b e n

4.2.1. Die Proben und deren Vorbehandlung

Als Probenmaterial werden Einkristalle hoher Reinheit (99,999%) aus Nb, V und Ni von Materials Research verwendet sowie Legierungseinkristalle, deren Zusammensetzung Inox (Fe 70%, Cr 23%, Ni 7%) und Inconel (Ni 70%, Cr 23%, Fe 7%) entspricht, von der Firma Cristaltec der französischen Atomenergiebehörde (CENG). Die Ausrichtung der Einkristalle wird mit Laue-Aufnahmen am Kristalllabor der Technischen Universität überprüft.

Die reinen Einkristalle werden vor jeder Versuchsreihe durch eine Mischung von 70% HNO_3 (65 Vol %) und 30% HF (70 Vol %) chemisch poliert und in situ bei 80% der Schmelztemperatur im Vakuum gegläht.

Der Grad der Gitteranordnung und der Verunreinigung vor und nach dem Ausheilen bzw. Desorbieren wird durch Rückstreuenspektren in doppelt ausgerichteter Anordnung nach Formel 4

(γ_{eff}) bestimmt. Bei Nb wird nach Ausheizen meist ein γ_{eff} (Anzahl der Monolagen, die zur Oberflächen-Rückstreuung beitragen) von 2 erreicht. Die Legierungen werden vor dem Einbau elektropoliert, um Oberflächenverunreinigungen und -unebenheiten abzutragen. Bei höherer Temperatur ($T > 400 \text{ }^{\circ}\text{C}$) ist die einkristalline Struktur nicht mehr stabil.

5.2.2. Ausrichten der Einkristalle und Winkelfestsetzung

Bevor der Manipulator mit Probe in die Probenkammer eingebaut wird, wird jeweils die Ausrichtung der mechanischen Kristalloberfläche durch Reflektion eines Laser-Lichtstrahles nachgemessen. Die kristallographische Ausrichtung wird in der Probenkammer mit dem Gitterführungseffekt bestimmt. Dabei wird der Kristall mittels des Manipulators um die drei möglichen Achsen gedreht, bis sich bei der Intensität der in einen feststehenden Detektor mit mehr als einer bestimmten Schwellenergie (meist 50% der Einschubenergie E_0) gestreuten Teilchen sich ein Minimum ergibt (durch die Laue-Aufnahmen ist diese Richtung grob vorbestimmt).

Die Kristalle sind so orientiert, daß so die $\langle 100 \rangle$ Richtung die Einschubrichtung ist, so daß sich bei den krz-Metallen Nb und V bei $\beta = 54^{\circ}44'$, $\theta = 125^{\circ}16'$ als Detektorstellung mit der $\langle 111 \rangle$ Nachweisrichtung und bei den kfz Ni und Legierungen mit $\beta = 45^{\circ}$ und $\theta = 135^{\circ}$ mit der $\langle 110 \rangle$ Nachweisrichtung die doppelt ausgerichtete Anordnung gegeben ist. In dieser Ausrichtung werden "Dechanneling" und die Deckeldicke in der oben ausgeführten Weise bestimmt.

Um mit einem bekannten Energieverlust S_e rechnen zu können, werden die Implantation meistens und die Bestimmung der Tiefenverteilung immer durch Ioneneinschuß und -nachweis in

einer "random"-Richtung durchgeführt. Diese wird durch eine Einstellung mit $\Delta\alpha = 12^\circ$, $\Delta\beta = 10^\circ$ und dem Kippwinkel $\Delta\gamma = 3,5^\circ$ zur Gitterführungsrichtung realisiert. Diese Werte sind durch stereographische Gitterprojektionen (Schulze 1970 und Preuss et al. 1974) bestimmt worden. Nach Beendigung jeder Meßserie wird die Oberflächenstruktur der beschossenen Kristalle im Institut für Rasterelektronen-Mikroskopie Dr. Klingele (8 München 22, Adelgundenstr. 8) untersucht.

5. MESSERGEBNISSE

5.1. A b h ä n g i g k e i t d e r e n t s t a n d e n e n O b e r f l ä c h e n s t r u k t u r v o n d e r B e s c h u ß e n e r g i e s o w i e v o m W i n k e l z w i s c h e n E i n s c h u ß u n d K r i s t a l l o r i e n t i e r u n g

Die Oberflächenstruktur nach Beschuß mit ^3He und ^4He Ionen im Energiebereich von 9 keV bis 2 MeV wurde an Einkristallen aus Nb, Inox (Fe_{.70}, Cr_{.23}, Ni_{.07}), Inconel (Ni_{.70}, Cr_{.23}, Fe_{.07}) und Ni, sowie an polykristalline Proben aus Nb und V untersucht.

Aufnahmen im Rasterelektronenmikroskop (REM)⁺ der Strukturen auf Niob-Einkristallen, die bei Zimmertemperatur und senkrecht mit ^4He von 15, 40, 100 und 250 keV beschossen wurden, zeigt Abb. 1. Mit wachsender Beschußenergie nimmt der Durchmesser der Blister zu. Bis zu einer Energie bis zu 100 keV werden Blister beobachtet, bei der Beschußenergie von 250 keV (oder größer) löst sich die gesamte oberflächennahe Schicht vom Untergrund ab (Abb. 1 d, Exfoliation). Auch bei größerer Beschußenergie kann man Blistering erzeugen, wenn man kleinere Stromdichten verwendet (Kap. 6.4). Mit wachsender Beschußenergie hat sich ein zunehmender Anteil der Blisterdeckel auch an den Umfangslinien vom umgebenden Material gelöst. Dadurch kann die Deckeldicke t im Rasterelektronenmikroskop-Bild bestimmt werden.

Rutherford-Rückstreuenspektren in doppelt ausgerichteter Anordnung nach verschiedenen Beschußdosen in einem Satz Rückstreuenspektren zeigen Abb. 7 und 8. Als typische Beispiele sind Beschuß mit 12 keV ^4He und Analyse mit 1 MeV He sowie Beschuß mit 30 keV ^3He und Analyse mit 500 keV D (1 MeV D_2^+), Beschuß jeweils in random-Richtung und bei Zimmertemperatur, ausgewählt. Bei Erreichen der kritischen Dosis von in diesen Fällen 6 bzw. $7 \cdot 10^{17} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ ändern sich die Spektren qualitativ. Bis zu

⁺engl.: SEM

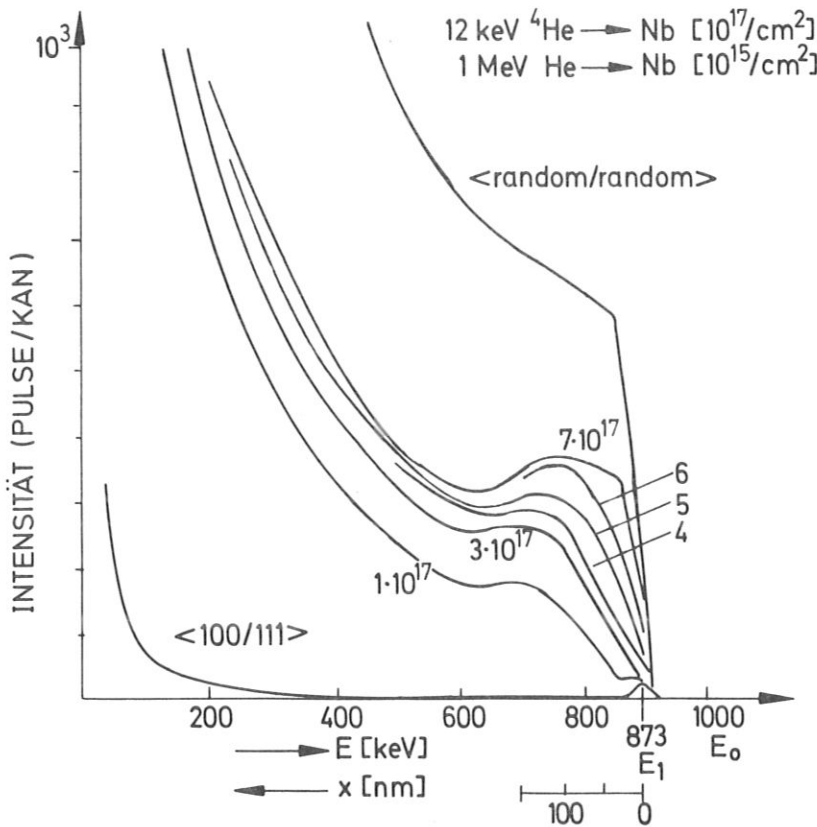


Abb. 7

Satz von Rückstreu-
 spektren in doppelt
 ausgerichteter An-
 ordnung nach Beschuß-
 dosen zwischen 1 und
 $7 \cdot 10^{17}$ He/cm 2

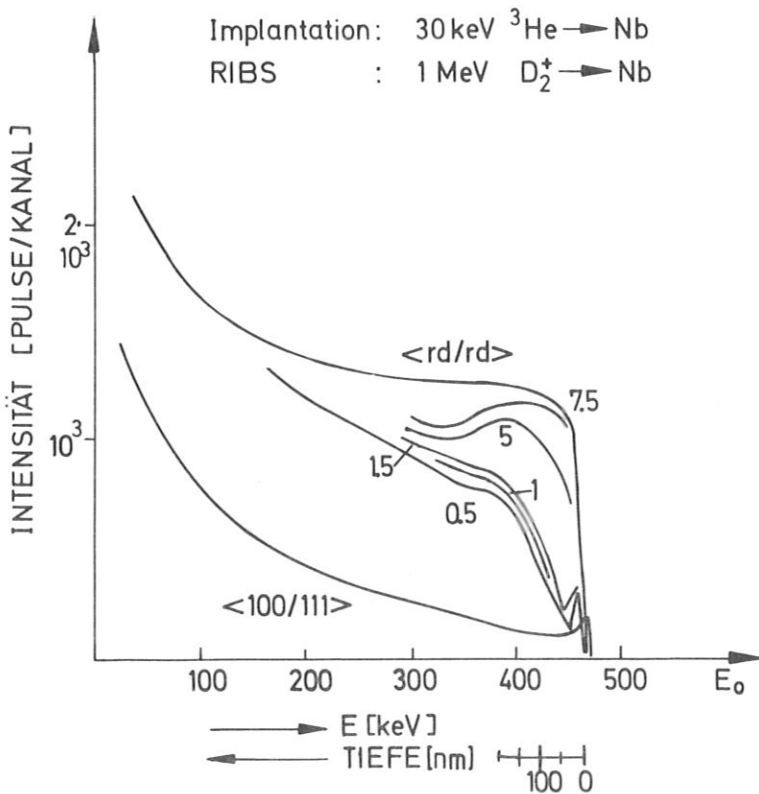


Abb. 8

Satz von Rückstreu-
 spektren in doppelt
 ausgerichteter An-
 ordnung nach Beschuß-
 dosen zwischen $0,5$
 und $7,5 \cdot 10^{17}$ He/cm 2

dieser Dosis erhöht sich das Dechanneling zunehmend. Bei Erreichen der kritischen Dosis steigt die Rückstreuung aus einer Schicht, die von der Oberfläche bis zu einer bestimmten Tiefe t reicht, gleichmäßig über die Energie bzw. Tiefe an, es liegt also ab dieser Dosis ein qualitativ anderer Fall als Rückstreuung nach Dechanneling vor (Kap. 3.1.). Nach weiterem Beschuß ändert sich das Rückstreuspektrum kaum noch. t kann mit einer aus der doppelt ausgerichteten Anordnung herausgebogenen Schicht, d. h. mit der Deckeldicke der Blister identifiziert werden (Kap. 3.1.). Dabei wurde die Halbwertsbreite der Flanken des "Blisterpeaks" zur Auswertung herangezogen (Fehler etwa 15 %). Die kritischen Winkel für Gitterführung betragen in beiden Fällen (1 MeV He auf Nb und 500 keV D auf Nb) $.0318 \text{ rad} = 1,84^\circ$. Das "Dechanneling" im ungeschädigten Kristall ist im Fall 1 MeV D_2^+ (Abb. 8) erheblich höher als im Fall 1 MeV He (Abb. 7), da nach Ionisation sich D_2^+ in $2D^+$ mit einer "Querenergie" von ca. 10 keV (im Laborsystem) auftrennt.

Die so gemessenen Deckeldicken und wahrscheinlichsten Durchmesser des Blister sind in Abb. 9 in Abhängigkeit von der Beschußenergie aufgetragen. Die Übereinstimmung der t , die mit REM gewonnen wurden, mit den aus der Rückstreuung bestimmten ist gut.

Abb. 10 zeigt die durch He-Beschuß von 30 keV (bzw. 40 keV) entstandenen Blister bei verschiedenen Metallen. Der Bedeckungsgrad der Oberfläche mit Blistern ist bei Inconel und Inox erheblich niedriger (20%) als bei Nb, V und Ni (ca. 80%). Die unregelmäßige Blisterstruktur bei V ist vermutlich auf Oberflächenverunreinigungen zurückzuführen, die sich auch durch Ausglühen in situ nicht beseitigen läßt (O-Sorption?). Daher wurde V in dieser Arbeit nicht näher untersucht.

Die kritische Dosis für die Blisterbildung wird außer durch die Analyse der Rutherford-Rückstreuspektren in doppelt ausgerichteter Anordnung auch durch Beobachtung der Lichtreflektion von der Probe auf Rauigkeit bestimmt.

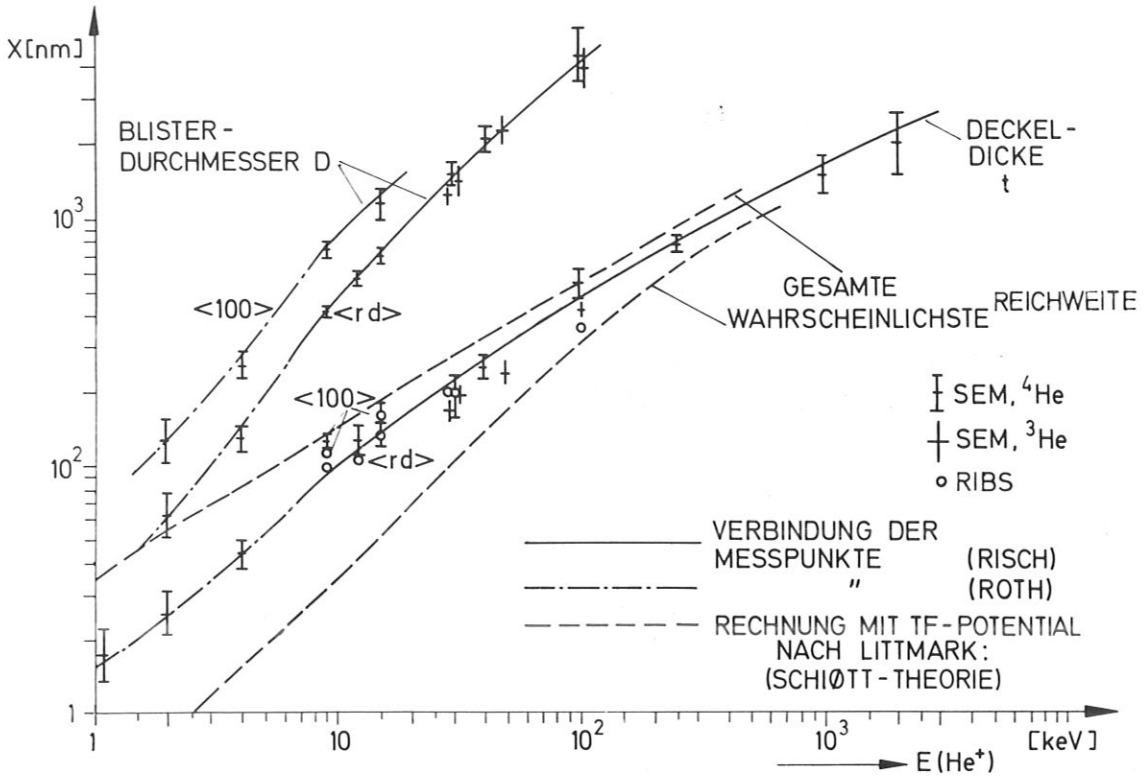


Abb. 9 Deckeldicken t und Blisterdurchmesser D bei Beschuß von Nb mit He verschiedener Energie

30 keV⁴He → Me

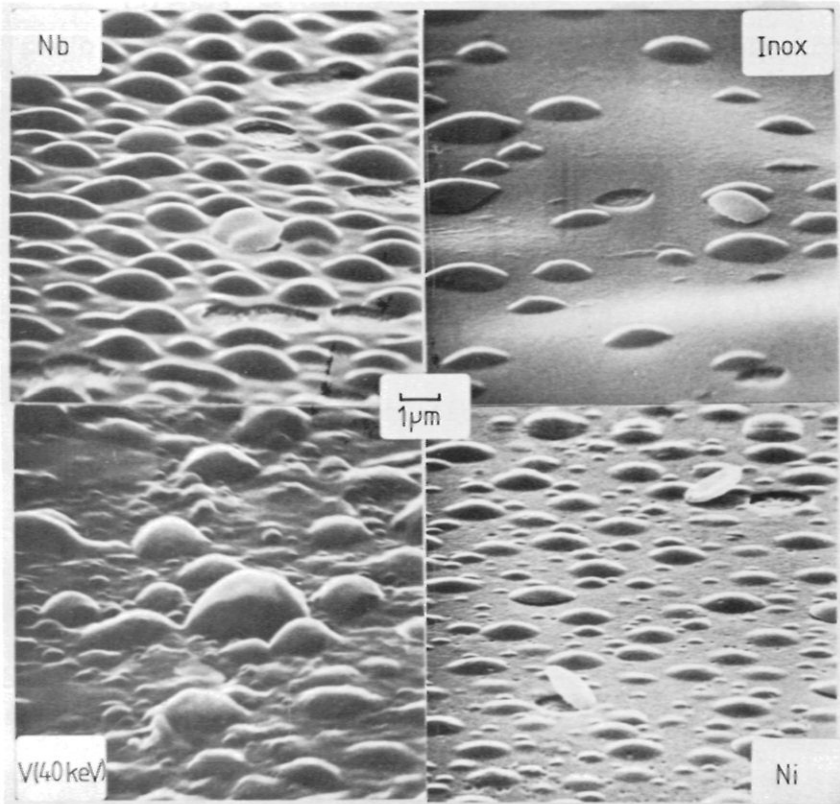


Abb. 10

Blisterbildung durch Beschuß verschiedener Metalle mit ⁴He,
 Dosis: Nb $6 \cdot 10^{17}$,
 V: $20 \cdot 10^{17}$,
 Ni: $12 \cdot 10^{17}$ Inox:
 $13 \cdot 10^{17}$ He⁺/cm²

Die Abhängigkeit der kritischen Dosis für Blisterbildung N_{cr} von der Beschußenergie für random-Einschuß in Nb und Fe.₇, Cr.₂₃, Ni.₀₇ zeigt Abb. 11. Dabei ergibt sich, daß N_{cr} angenähert mit der Wurzel aus der Beschußenergie zunimmt (Erents u. McCracken 1973, Evans 1975, Roth 1976).

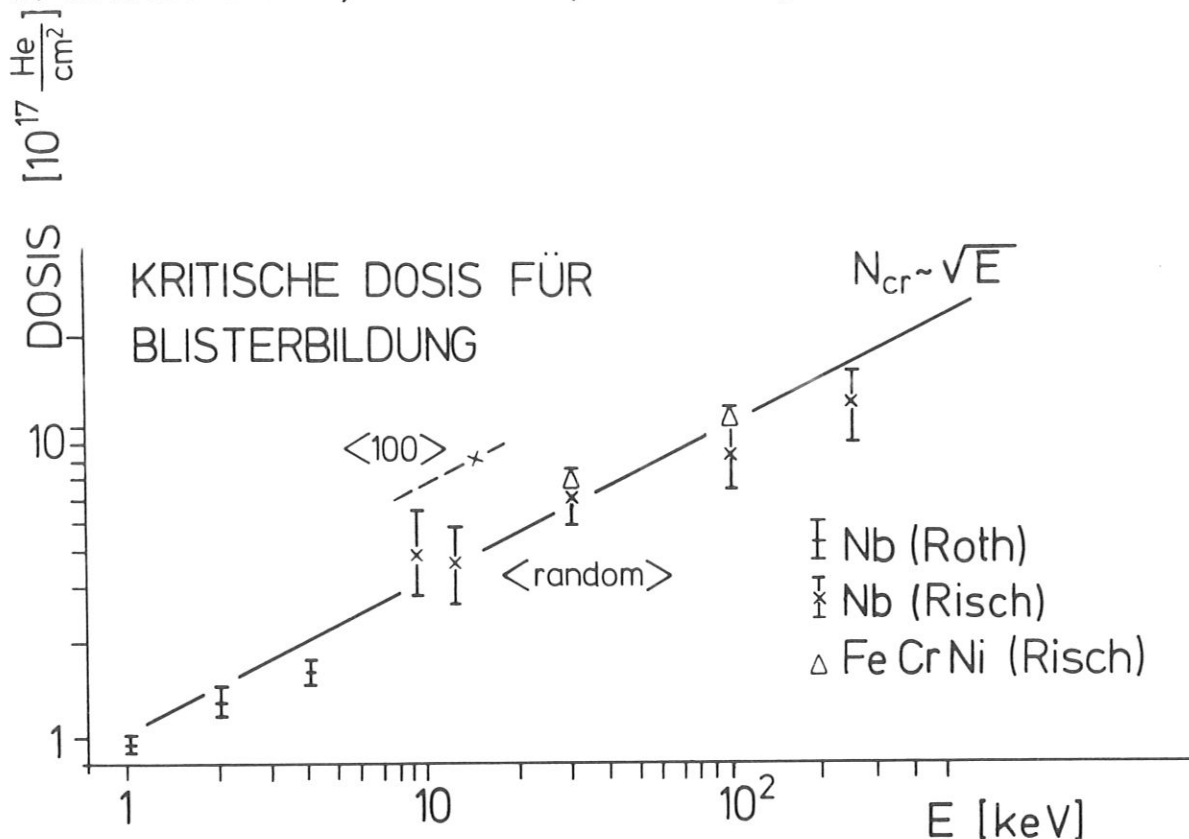


Abb. 11 Abhängigkeit der kritischen Dosis für Blisterbildung N_{cr} von der Beschußenergie

Die Blisterbildung nach Einschuß von ^4He in Nb in dicht gepackte Gitterrichtungen (100) im Vergleich zum Einschuß in (random)-Richtung zeigt Abb. 12. Die Deckeldicke (t) erhöht sich bei Einschuß in Gitterrichtung $\langle 100 \rangle$ (bei 9 und 15 keV) um 20% (Abb. 9) und der Deckeldurchmesser um ca. 30%. Dieser letzte Unterschied steht im Einklang mit dem Gesetz $D \sim t^{3/2}$ (Abb. 24, Kap. 6.).

Roth's Ergebnisse bei 4 keV (1973) zeigen nur einen Unterschied in t von 5 %.

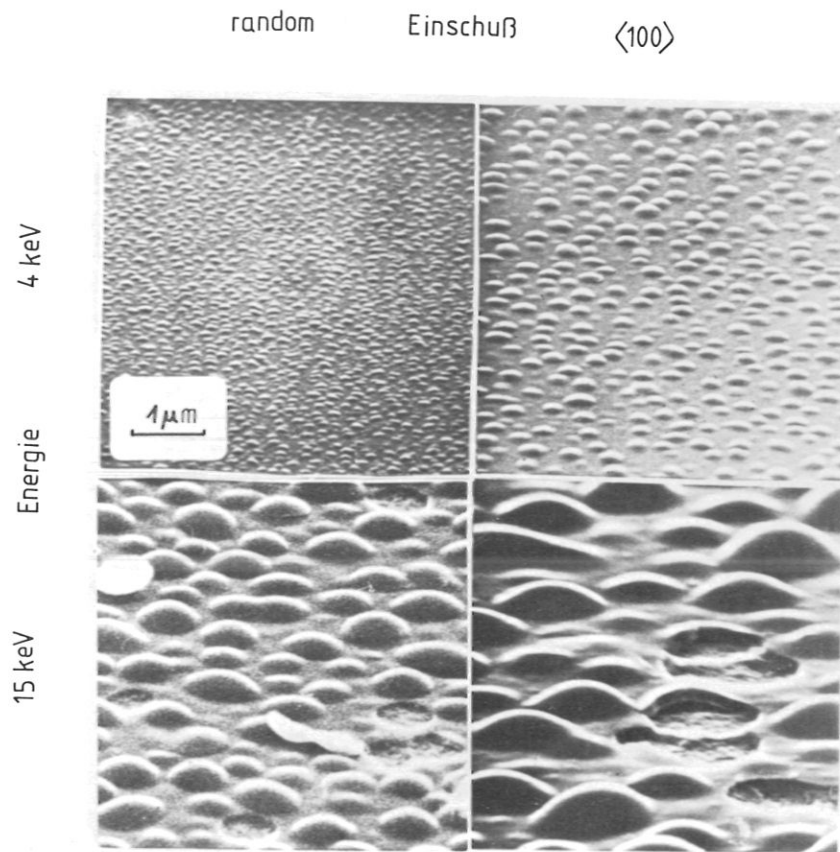


Abb. 12 Blisterbildung bei verschiedenen Winkeln zwischen niedrig indizierter Gitterrichtung und Einschußrichtung, Bilder für 4 keV von Roth (1974)

5.2. Winkelabhängigkeit der Tiefenverteilungen und Blisterbildung in Zusammenhang mit den Halbwertsbreiten der Reichweiteverteilungen

Bei 30 keV und bei 100 keV Beschußenergie wurden jeweils verschiedene Nb-Einkristallproben mit He-Ionen unter verschiedenen Winkeln ($\alpha = 12^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ und 82° bzw. 80°) schrittweise bis zur Blisterbildung beschossen. Untersucht wurden dabei die Tiefenverteilungen, Deckeldicken und -durchmesser und kritische Dosen. Die dabei entstandenen Oberflächenstrukturen zeigt Abb. 13 a, b.

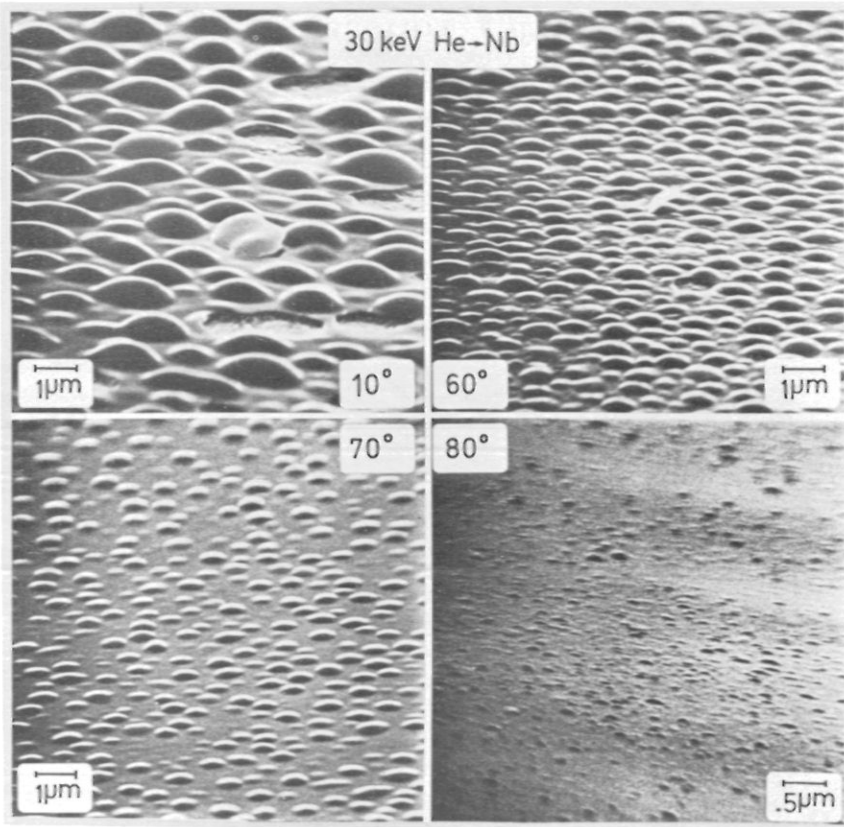


Abb. 13 a

Nach Beschuß unter verschiedenen Einfallswinkeln entstandene Blisterstrukturen auf Nioboberflächen

100 keV He-Nb

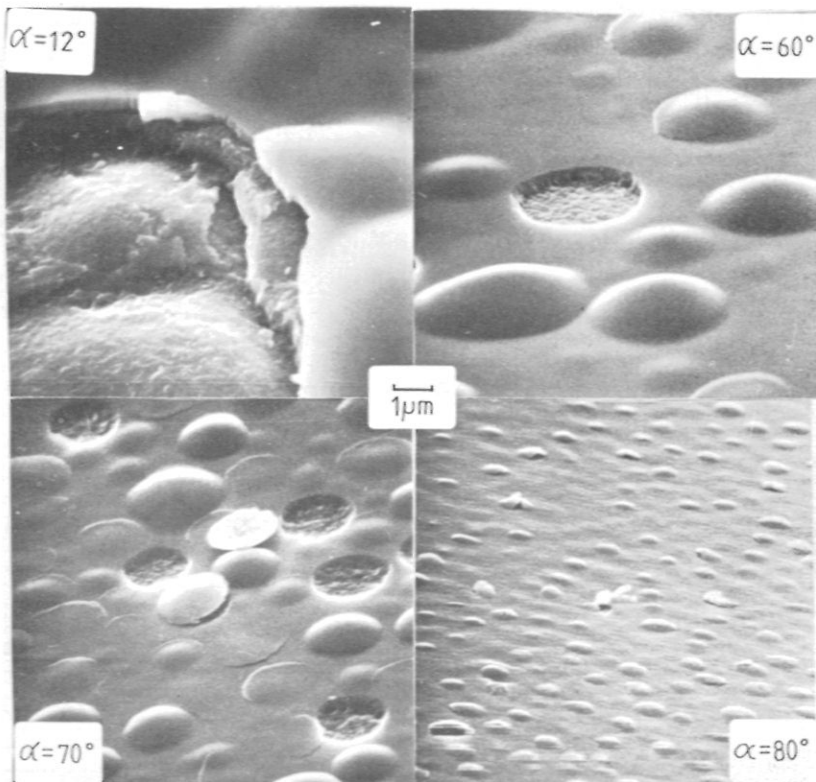


Abb. 13 b

Nach Beschuß unter verschiedenen Einfallswinkeln entstandene Blisterstrukturen auf Nioboberflächen

Durch die Kernreaktion ${}^3\text{He}(d,p)\alpha$ gemessenen Tiefenverteilungen bei einer Beschußdosis von $7 \cdot 10^{17} \text{ He/cm}^2$ (100 keV He^+) bzw. $2 \cdot 10^{17} \text{ He/cm}^2$ (30 keV He^+) und den verschiedenen Einfallswinkeln zeigt Abb. 14. Erwartungsgemäß nähert sich die Tiefenverteilung immer mehr der Oberfläche. (Die nach Lindhard et al. (1963) und Schjøtt (1966) von Littmark (1976) ausgerechneten wahrscheinlichsten Reichweiten sind zum Vergleich als Pfeile eingezeichnet, siehe Kap. 6.)

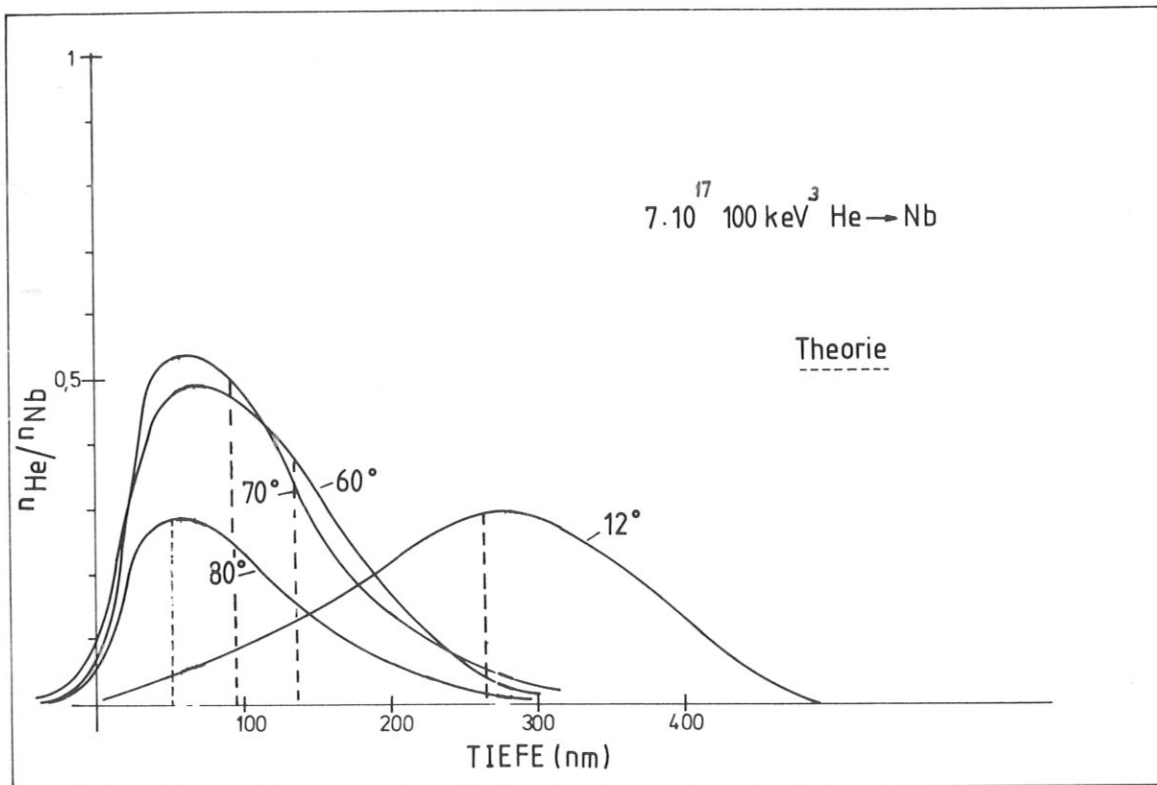


Abb. 14 Tiefenverteilungen von in Nb eingeschossenem ${}^3\text{He}$ für verschiedene Einschußwinkel α und Vergleich mit den von Littmark nach der Schjøtt-Theorie errechneten wahrscheinlichsten Reichweiten

Das Integral der Tiefenverteilung ergibt die aufgesammelte Gasmenge. Diese sinkt mit zunehmenden Einfallswinkel α bei gleicher Beschußdosis, weil immer mehr Teilchen reflektiert werden. Die aufgesammelte Dosis ist über der geschossenen Dosis in Abb. 15 für verschiedene Einfallswinkel aufgetragen. Die Aufsammelwahrscheinlichkeit (Steigung der Kurven) sinkt drastisch bei Erreichen der jeweiligen kritischen Dosis (als Pfeile eingetragen). Bei noch höheren Dosen tritt Sättigung auf.

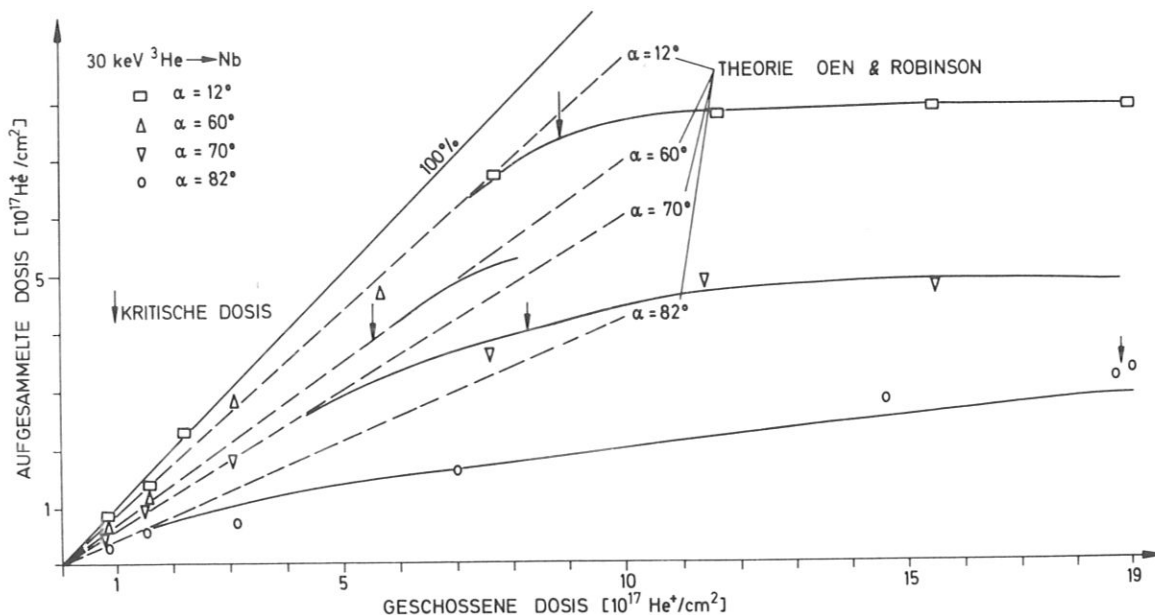


Abb. 15 Aufsammlen von in Nb eingeschossenem ^3He für verschiedene Einschußwinkel α und Vergleich mit den Reflexionskoeffizienten nach Oen u. Robinson (1975) (unterbrochene Geraden)

Die Steigung, mit der diese Kurven durch Null gehen, ist das Komplement zum Reflexionskoeffizient für unbeschossenes Material. Diese wurden mit den Werten verglichen, die Mark T. Robinson's Rechenimulation Marlowe für Reflexion von in "random" Richtung eingeschossene Teilchen erhält (unterbrochene Geraden in Abb. 15, Oen u. Robinson 1975). Die Übereinstimmung ist gut.

Die Entwicklung der Tiefenverteilung mit zunehmender Beschußdosis ist für einen Einfallswinkel in Abb. 16 dargestellt, wieder mit der Kernreaktion $^3\text{He}(d,p)\alpha$ ausgemessen. Die Form der gemessenen Tiefenverteilungen stimmen mit den von Littmark

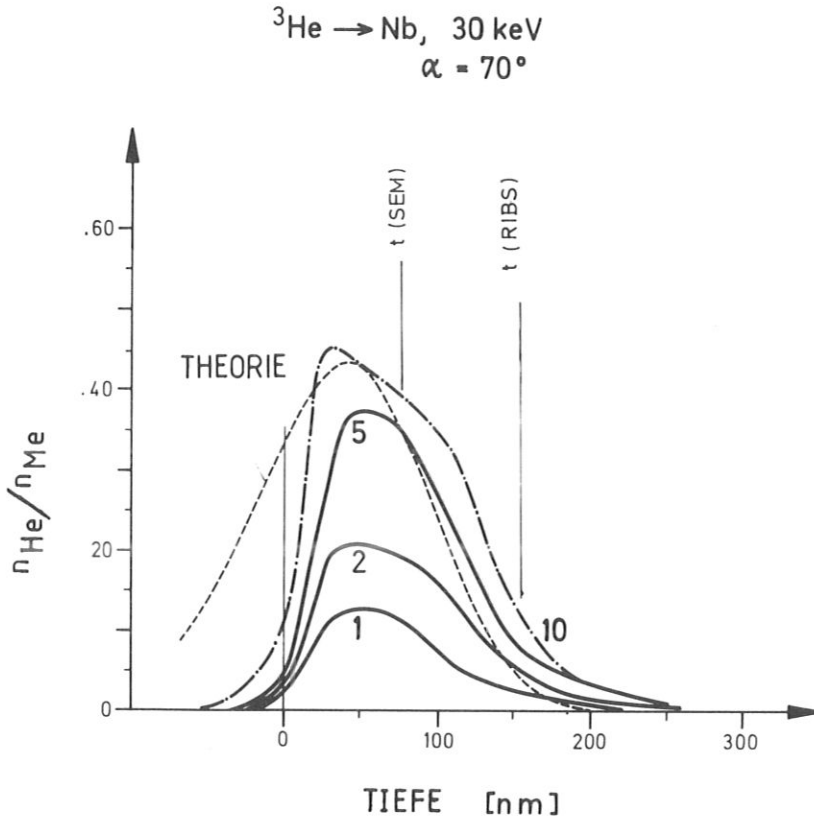


Abb. 16 Tiefenverteilungen von ${}^3\text{He}$ in Nb für verschiedene Dosen, Vergleich mit Deckeldicke t und der theoretischen Reichweiteverteilung nach Littmark (Schjøtt-Theorie)

nach der Theorie von LSS mit Hilfe eines Rechenprogramms bestimmten überein, bis auf große Abweichungen an der Oberfläche, die daher rühren, daß in der Theorie von LSS (im Gegensatz zu Robinson's Marlowe) Oberfläche und Reflexion nicht berücksichtigt sind. Die LSS-Theorie gilt für amorphes Material, nach hohen Beschußdosen kann der beschossene Kristall offenbar auch näherungsweise als amorph betrachtet werden. Immer wenn eine kritische Konzentration von etwa 0,5 He-Atom pro Nb-Atom erreicht ist, erhöht sich das Maximum in der Reichweitenverteilung nicht weiter. Statt dessen verbreitert sich die Verteilung. Genau dann ist die kritische Dosis für die Blisterbildung erreicht.

Die nach weiterem Beschuß entstandenen Blister sieht man in Abb. 13, mit zunehmendem Einschußwinkel α werden die Deckeldicken t geringer und, in Übereinstimmung mit dem Gesetz $D = ct^{3/2}$, stärker noch die wahrscheinlichsten Deckeldurchmesser D .

5.3. Reichweiteverteilungen und Aufsammelwahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Materialien

Beim Beschuß von Einkristallen aus Niob, Nickel, Fe 70%, Cr 23% und Ni 7% (entspricht Inox) und Ni 70%, Cr 23% und Fe 7% (entspricht Inconel) wurden bei Beschußenergien von 30 keV, 50 keV und 100 keV bei verschiedenen Dosen unterhalb und oberhalb der kritischen Dosis Tiefenverteilungen des eingeschossenen Heliums mit den verschiedenen (in Kap. 3 beschriebenen) Methoden gemessen.

Ein Beispiel für die Tiefenverteilungen bei gleicher Dosis ($5 \cdot 10^{17}$ He/cm²) und Beschußenergie in den verschiedenen Materialien ist Abb. 17. Die Beschußdosis liegt dabei kurz vor Erreichen der kritischen Dosis. Das Bild ändert sich auch bei Annäherung an die Sättigung kaum. Dabei ist wichtig, daß sich diese großen Unterschiede in der Konzentration bei den verschiedenen Metallen ergeben, wenn man die Konzentration in der gitterspezifischen Einheit $n_{\text{He}}/n_{\text{Me}}$, also Heliumatome pro Metallgitterplatz, mißt. Das Bild ändert sich, wenn man die Metalle in oberflächenspezifischen Einheiten vergleicht, also zum Beispiel: über die Tiefe aufintegrierte Heliummenge pro cm² (10^{17} He/cm²). Dies zeigt Abb. 18. Hier ist die aufgesammelte Heliummenge über der geschossenen Heliummenge für die verschiedenen Metalle aufgetragen. Bei diesen Kurven für das Aufsammeln von Helium sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Metallen nur gering.

REM-Aufnahmen der entstandenen Blister auf den verschiedenen Materialien sind in Abb. 10 zu sehen.

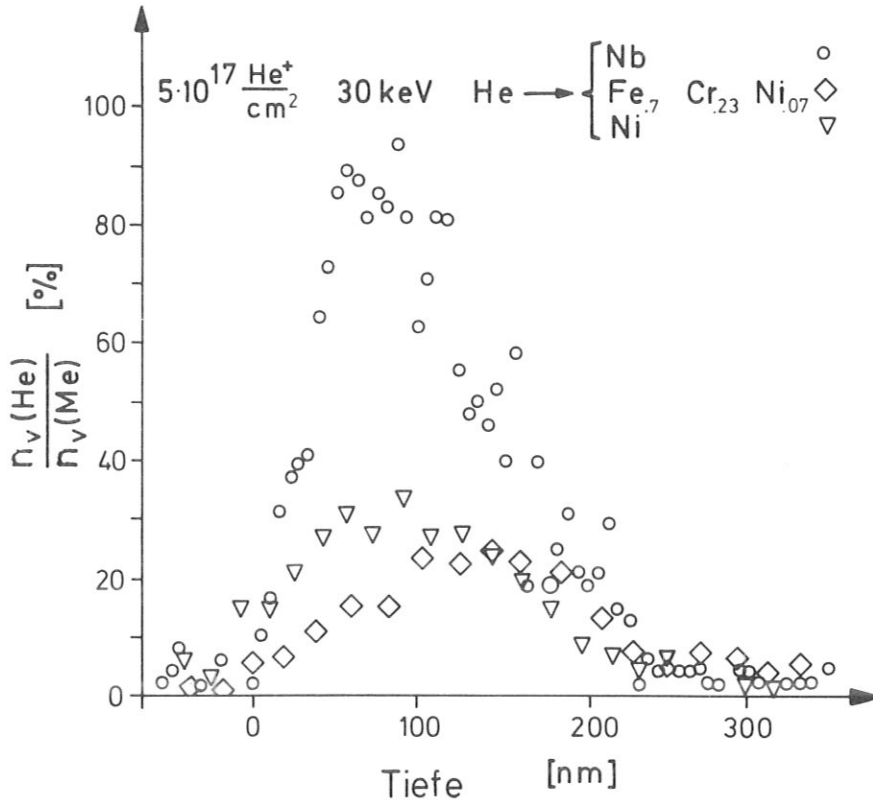


Abb. 17 Tiefenverteilungen in verschiedenen Metallen für 30 keV He-Beschuß, Dosis $5 \cdot 10^{17}$ He/cm² (Volumenkonzentration in Abhängigkeit von der Tiefe)

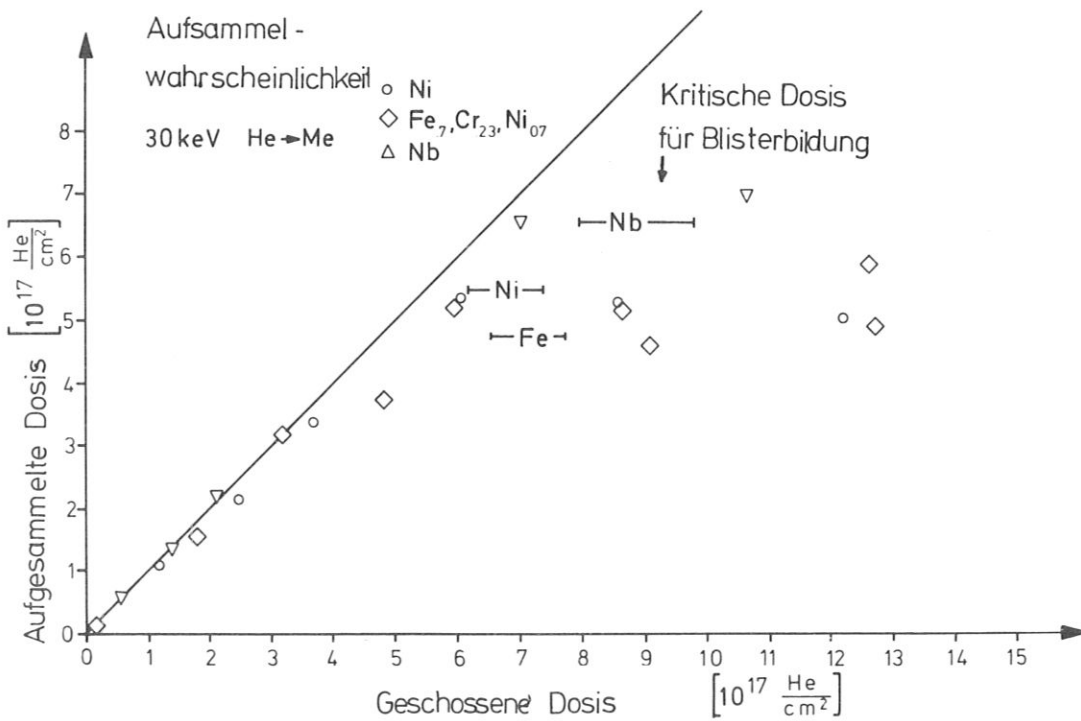


Abb. 18 Aufsammlwahrscheinlichkeiten in verschiedenen Metallen für 30 keV He, die jeweiligen kritischen Dosen für die Blisterbildung sind durch Längsbalken angedeutet

5.4. A b h ä n g i g k e i t d e r O b e r -
f l ä c h e n s t r u k t u r v o n T e m p e -
r a t u r u n d S t r o m d i c h t e

Bei Einschub bei höherer Kristalltemperatur (640 °C) bildet sich durch das Blistern eine rauhere Oberfläche heraus (15 keV He auf Nb, Abb. 19 a oben). Die abgelösten Deckel sind teilweise durch Aufheizung im Beschußstrahl verdampft. Dabei ist die durch den Beschub entstandene Tiefenverteilung anders als bei Zimmertemperatur der Probe (Roth et al. 1976).

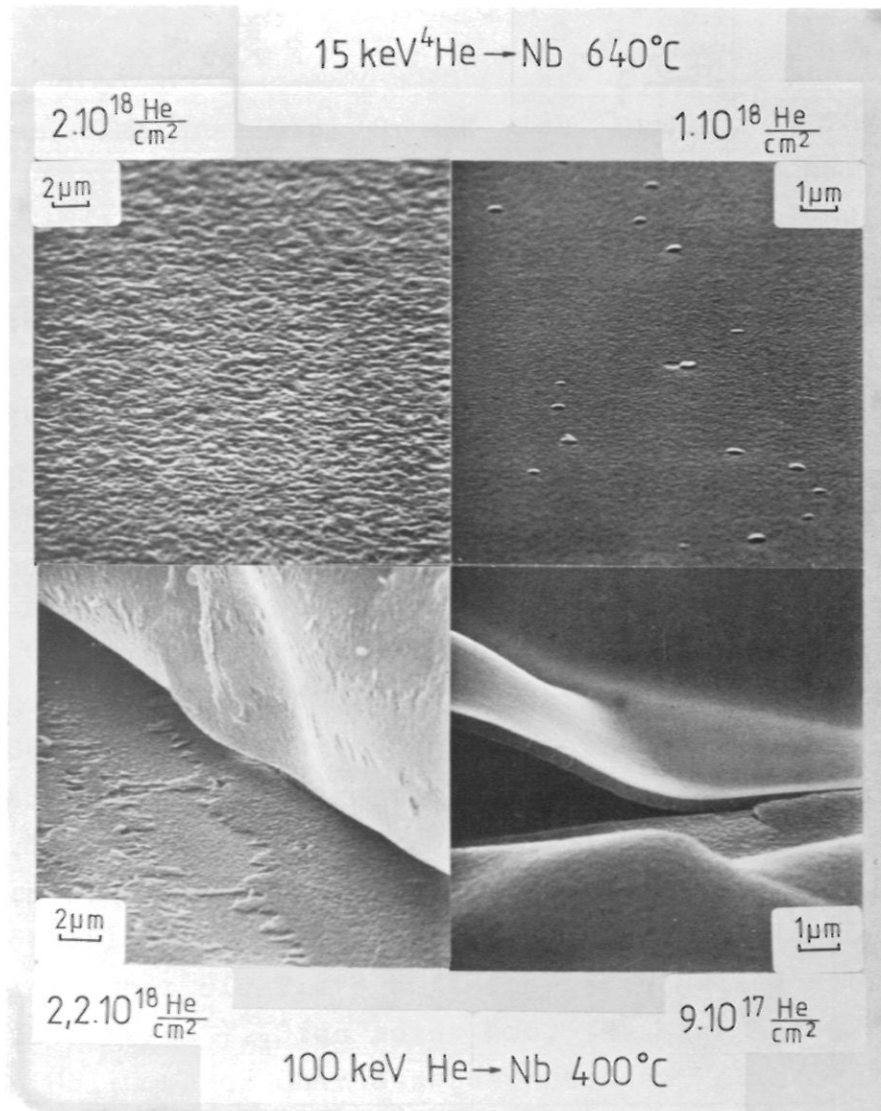


Abb. 19 a Nb nach Beschub mit 15 keV und 100 keV He bei er-
höhter Temperatur der Probe

Die entstandene Oberflächenstruktur ist ähnlich zu der "Gleichgewichtsstruktur", die sich nach mehrmaligem Blistern durch hohe Dosen bei Zimmertemperatur herausbildet (Abb. 19 b).

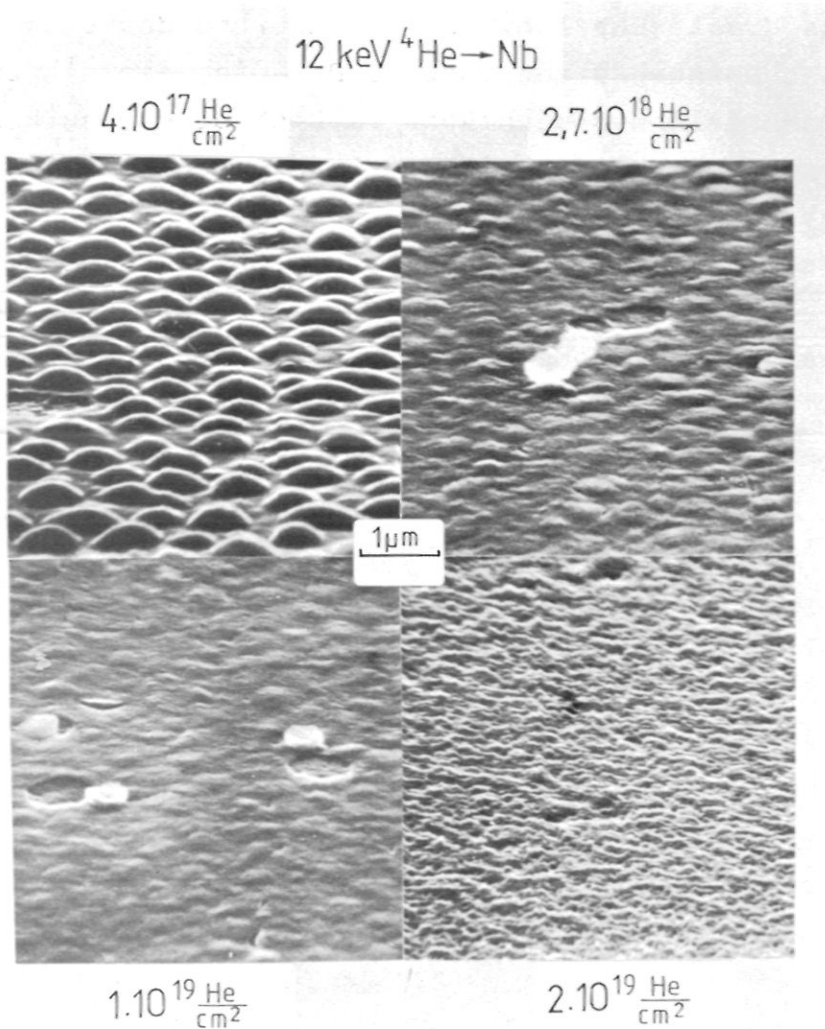


Abb. 19 b

Nb nach Beschuß mit 12 keV ^4He bei wachsender Dosis, Ausbildung einer "Gleichgewichtsstruktur"

Bei den vorliegenden Untersuchungen hat sich gezeigt, daß die durch den Ionenbeschuß entstehende Oberflächenstruktur (Blister oder Exfoliation) außer von Energie und Einfallrichtung der Ionen sowie Temperatur auch von der Stromdichte der einfallenden Ionen abhängt. Beim Beschuß von Nb mit He der Energien weit unter 100 keV entstehen immer Blister, weit über 100 keV meist Exfoliation (Abb. 1). Beim Beschuß mit 50 keV oder 100 keV He mit verschiedenen Stromdichten entstehen in der oberflächenschicht verschiedene mit dem Infrarotdetektor meßbare Temperaturen durch Strahlheizung. Abb. 20 zeigt die entstehenden

Oberflächenstrukturen bei Beschuß mit Stromdichten von $0,07 \mu\text{A}/\text{mm}^2$ ($0,7 \text{ W}/\text{cm}^2$ bei 100 keV) und $3,8 \mu\text{A}/\text{mm}^2$ ($38 \text{ W}/\text{cm}^2$ bei 100 keV). Im Falle der hohen Stromdichte tritt im Augenblick des Erreichens der kritischen Dosis und Einsetzens des "Exfoliation" eine drastische Temperatursteigerung der sich ablösenden Oberflächenschicht auf über 1000 K ein, die mit dem Pyrometer und sogar mit dem bloßen Auge beobachtet werden kann. Bei niedriger Stromdichte bilden sich dagegen einzelne Aufwölbungen heraus. Dabei kann kein Temperaturanstieg im Infrarotdetektor beobachtet werden. In beiden Fällen sind kritische Dosen und Tiefenverteilungen des He im Nb gleich. Das Ablösen der Lagen "Exfoliation" bei hohen Stromdichten hat in Einzelfällen den gesamten Bestrahlungsfleck erfaßt.

$8,3 \cdot 10^{17} \frac{\text{He}}{\text{cm}^2}$

$^3\text{He} \rightarrow \text{Nb}$

50 keV

10 μm —

100 keV

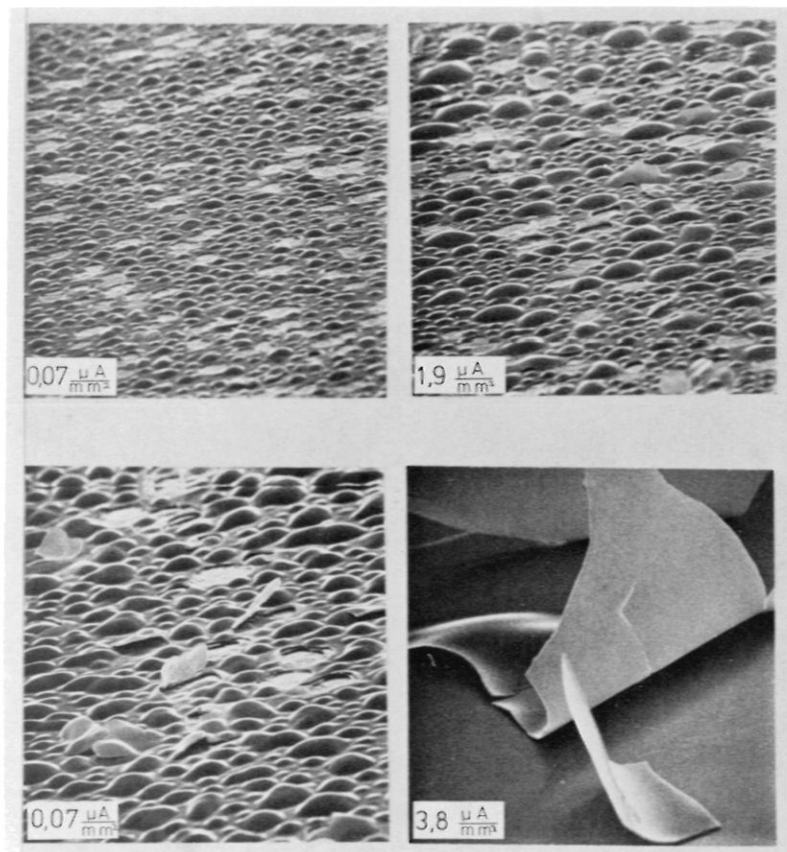


Abb. 20 Nb nach Beschuß mit ^3He bei verschiedenen Stromdichten, Dosis jeweils $8,3 \cdot 10^{17} \text{ He}/\text{cm}^2$

Ein zweiter Unterschied betrifft die Deckeldicke. Sie ist im Fall niedriger Stromdichte (Blister) erheblich größer (Durchschnitt bei allen Metallen und Energien: 35%) als im Fall hoher Stromdichte (Exfoliation) und auch erheblich größer als die wahrscheinlichste Reichweite. Dieses kann durch das in Abb. 21 dargestellte Experiment, in dem Blister und Exfoliation gleichzeitig erzeugt werden, besonders deutlich demonstriert werden. Dabei wird mit der gleichen Beschußenergie auf den gleichen Beschußfleck zunächst mit niedriger Stromdichte geschossen, kurz vor Erreichen der kritischen Dosis jedoch auf hohe Stromdichte gewechselt (im oberen Bild umgekehrt).

$2 \cdot 10^{18} \frac{\text{He}}{\text{cm}^2}$
100 keV He \rightarrow Nb
 $3.8 \frac{\mu\text{A}}{\text{mm}^2} \rightarrow 2 \frac{\mu\text{A}}{\text{mm}^2}$
1 μm \rightarrow
 $2 \frac{\mu\text{A}}{\text{mm}^2} \rightarrow 4.8 \frac{\mu\text{A}}{\text{mm}^2}$
2 μm \rightarrow

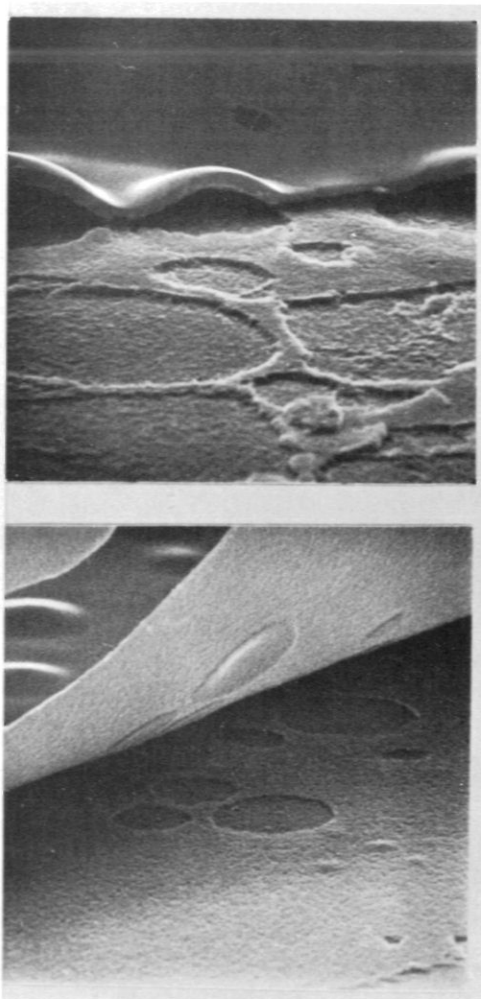


Abb. 21 Nb nach Beschuß mit 100 keV ^3He zuerst hoher, dann niedriger Stromdichte und umgekehrt, Dosis jeweils $2 \times 8 \cdot 10^{17} \text{He/cm}^2$

In der dadurch entstandenen Struktur der Oberfläche erscheint die größere Deckeldicke der runden aufgewölbten Blisterdeckel in der sie umgebenden abgeschälten Schicht (Exfoliation) als Verdickung, in dem massiven Material darunter als Vertiefungen.

Bei Beschuß mit niedriger Stromdichte und gleichzeitigem Aufheizen der Probe auf 400 °C entsteht "Exfoliation" wie bei Zimmertemperatur der massiven Probe und hoher Stromdichte (Abb. 19 a unten).

6. DISKUSSION UND THEORIE

6.1. Zusammenhang zwischen Deckeldicken der Blister und gemessenen und ge- rechneten Tiefen- verteilungen

In Abb. 9 sind neben den gemessenen Deckeldicken t und Blisterdurchmessern D auch Werte aus den Rechnungen von Littmark nach der Theorie von Schiøtt über Reichweitenverteilungen aufgetragen. Die obere unterbrochene Linie stellt die gesamte Reichweite (R_g), die untere die wahrscheinlichsten Reichweiten R dar. Für alle Beschußenergien ist t deutlich größer (50-100%) als R und kleiner als R_g . Bei dem bei höheren Beschußenergien teilweise auftretendem "Exfoliation" (Abb. 1) ist die Dicke der abgeschälten Lage t_e ungefähr $t_e = R$. Es liegt nun die Vermutung nahe, daß t ungefähr die Summe aus R und der Halbwertsbreite der Reichweitenverteilung S entspricht. Zu diesem Vergleich sollen die Messungen der Tiefenverteilungen bei schrägem Einschuß herangezogen werden (nächstes Kap., Abb. 24, 25).

Abb. 22 zeigt die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Durchmessers D der Blisterdeckel von der Deckeldicke t im untersuchten Bereich von 9 keV Beschußenergie bis 2 MeV. Zum Vergleich sind die Meßergebnisse anderer Autoren (Das, Kaminsky 1973, Lutz 1975, Martel et al. 1974, Roth et al. 1974 a, b) mit eingetragen. Es bestätigt sich das von Roth (1976) gefundene Gesetz $D = ct^{3/2}$, bei Nb ist $c = 0,47 \text{ nm}^{-1/2}$. Dabei wurden auch Einfallswinkel und Kristallorientierung variiert.

Bei den anderen untersuchten Metallen und Legierungen bestätigt sich das Gesetz mit $c = 1,08$ bei Ni, $c = 1,1$ bei Inox ($\text{Fe}_{.7} \text{Cr}_{.23} \text{Ni}_{.07}$) und $c = 1,7$ bei Inconel ($\text{Ni}_{.7} \text{Cr}_{.23} \text{Fe}_{.07}$) (Abb. 23).

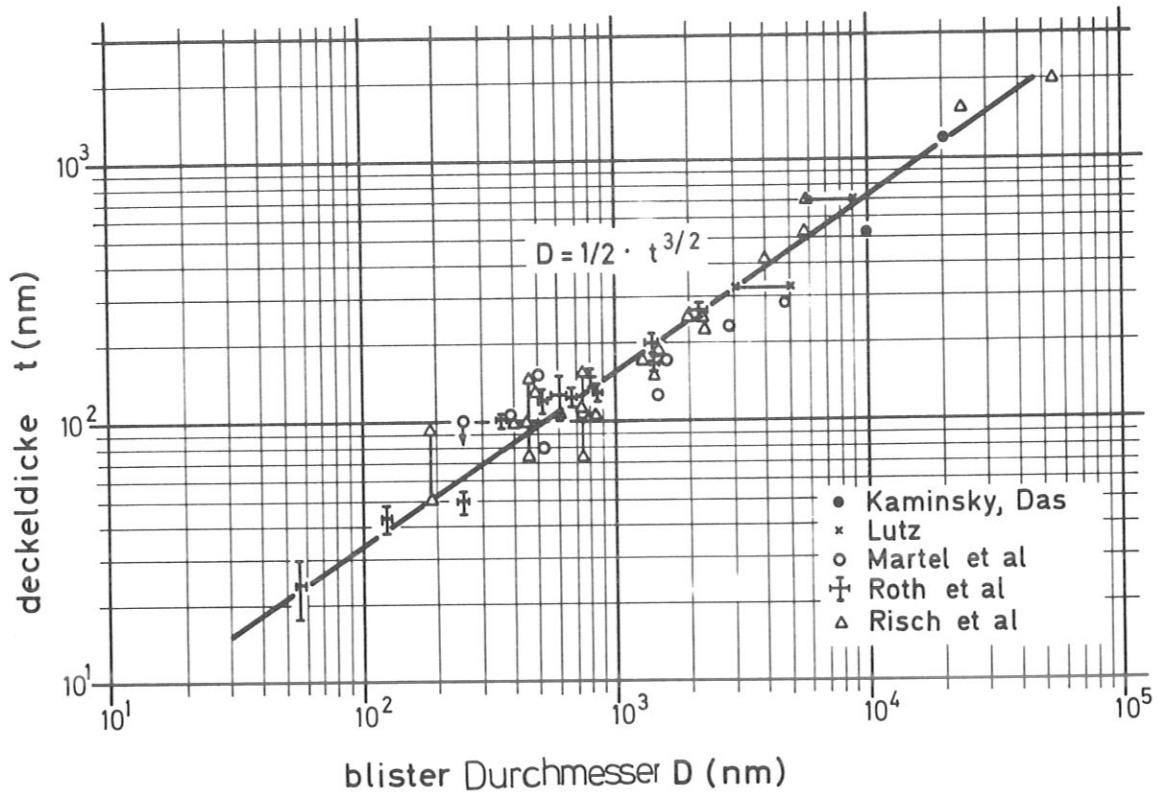


Abb. 22 Abhängigkeit des Durchmessers der Blister D von der Deckeldicke t für Nb

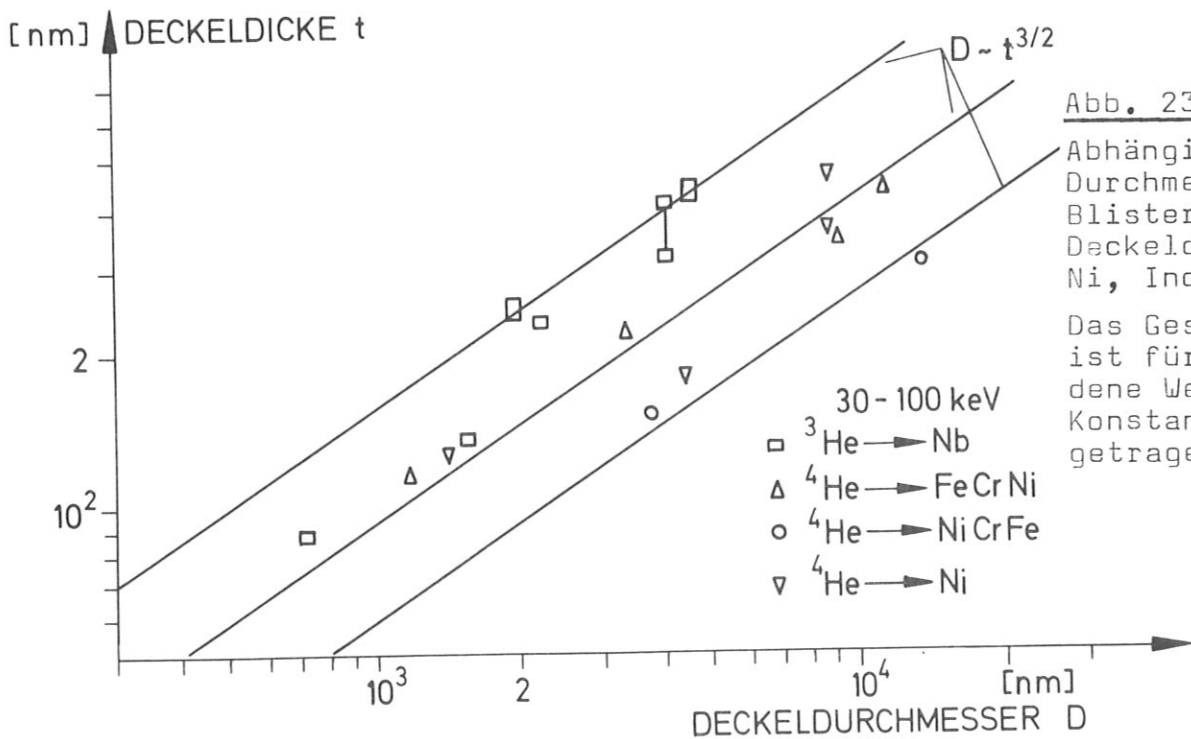


Abb. 23 Abhängigkeit des Durchmessers der Blister D von der Deckeldicke t für Ni, Inox, Inconel
Das Gesetz $D=ct^{3/2}$ ist für verschiedene Werte der Konstanten c eingetragen.

Iterative Auswertungen der Rückstreuung bei Beschuß in doppelt ausgerichteter Anordnung (z. B. der Spektren in Abb. 7 und 8) mit Formel (3) (Dechanneling) mit einem Rechnerprogramm ergeben Fehlordnungsverteilungen über der Tiefe. Eine genaue Tiefenzuordnung ist schlecht möglich, weil der Energieverlust (an Elektronen) gittergeführter Teilchen nicht bekannt ist. Nach Beschuß mit niedriger Energie (bis zu 12 keV He oder 30 keV He bei flachen Winkeln) ergeben sich Fehlordnungsverteilungen, die den Tiefenverteilungen eingeschossenen Heliums entsprechen. Bei Auswertung der Spektren nach Beschuß mit höherer Energie mit dem Iterationsverfahren ging die erhaltene Fehlordnung jedoch in großer Tiefe nicht auf 0 zurück. Offenbar ist dann der lineare Dechanneling-Ansatz von Formel (3) nicht mehr gültig.

6.2. V e r g l e i c h t h e o r e t i s c h e r R e i c h w e i t e n v e r t e i l u n g e n m i t d e n e x p e r i m e n t e l l e n T i e f e n v e r t e i l u n g e n

Aus dem Energieverlust an Elektronen und den Stoßwahrscheinlichkeiten am abgeschirmten Potential der Gitteratome lassen sich nach Maßgabe der Boltzmannschen Transporttheorie Reichweiteverteilungen theoretisch vorausberechnen (LSS-Theorie, Lindhard 1961, Lindhart et al. 1963 u. 1965, Schiøtt 1966). Ergebnisse dieser Rechnungen wurden von Littmark veröffentlicht (Littmark et al. 1976).

Bei zunehmend flacheren Einschußwinkeln erhält man dabei Tiefenverteilungen, die mehr durch die laterale Halbwertsbreite der Reichweitenverteilungen statt durch die Reichweite selbst bestimmt sind.

Die theoretischen Reichweiteverteilungen sind in erster Näherung durch drei Momente konstruiert: die wahrscheinlichste Reichweite R , die longitudinale Halbwertsbreite der Reichweitenverteilung S_L (entlang der Einschubrichtung) und die transversale Halbwertsbreite der Reichweitenverteilung S_T (senkrecht zur Einschubrichtung). Beim Experiment kann S_T dadurch gemessen werden, daß im Grenzwert flacher Beschubwinkel die Tiefenverteilung bzw. Eindringtiefe durch S_T bestimmt wird.

Bei den Rechnungen von Littmark (Littmark et al. 1976) ist für den Beschub von Nb durch He für 5 keV gerade

$$R = S_T = S_L \quad (\text{kugelförmige Verteilung}).$$

Für höhere Einfallenergien wird zunehmend stärker

$$R > S_T > S_L \quad (\text{Rotationsellipsoid}).$$

Demnach müßte die Halbwertsbreite bei schrägem Einschub bei 30 keV nur schwach größer sein als die Halbwertsbreite bei senkrechtem Einschub, beide aber kleiner als die wahrscheinlichste Reichweite. Bei 100 keV müssen die Unterschiede erheblich größer sein.

Diese Voraussagen der Theorie sind in Abb. 24, 25 mit den vorliegenden Experimenten verglichen. Dabei sind in Abhängigkeit vom Einschubwinkel α die wahrscheinlichste Eindringtiefe (Vierecke) jeweils mit dem projizierten Reichweite $R \cdot \cos \alpha$ (Kurve) verglichen. Außerdem sind die Halbwertsbreiten der Tiefenverteilungen aus den Messungen (volle Dreiecke) mit den aus dem Rotationsellipsoid bestimmten theoretischen Halbwertsbreiten (im Grenzfall $\alpha = 0$ ist diese S_L und bei $\alpha = 90^\circ$ ist diese S_T) verglichen. Dabei ist die begrenzte Detektorauflösung (15 keV) berücksichtigt.

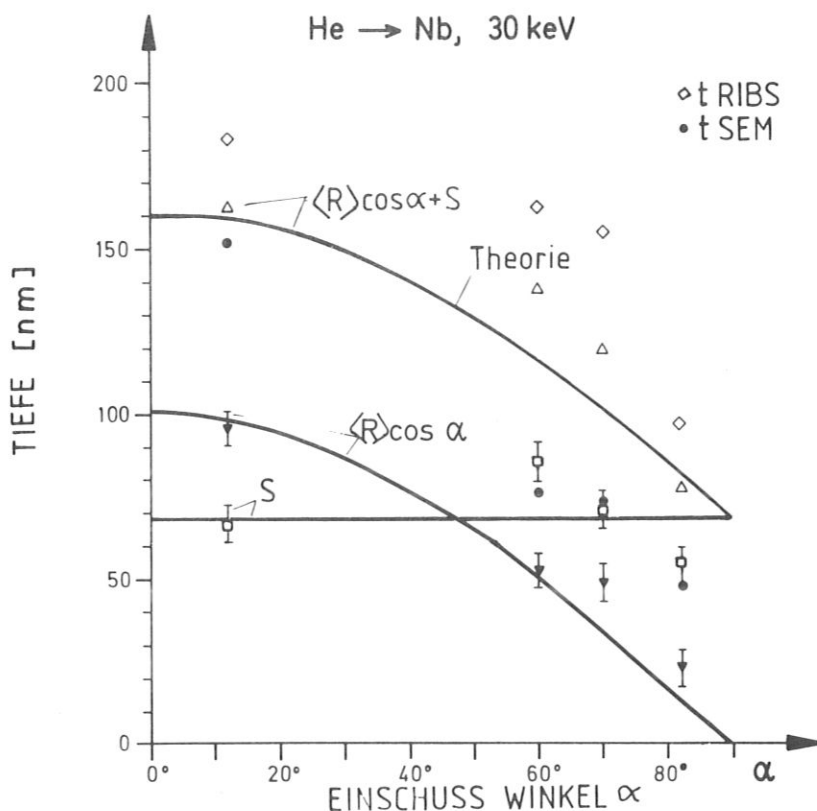


Abb. 24 Deckeldicken und Vergleich zwischen Reichweitenverteilungen und Tiefenverteilungen in Nb (Projizierte Reichweite $R \cdot \cos \alpha$ sowie Halbwertsbreite S) für verschiedene Einfallswinkel der Ionen α und 30 keV; die Kurven stellen die von Littmark mit TF-Potential nach der Schjøtt-Theorie errechneten Werte der Reichweitenverteilung dar, die Punkte die gemessenen Werte: Quadrate: Halbwertsbreiten der Tiefenverteilungen, volle Dreiecke: wahrscheinlichste Tiefen, offene Dreiecke: Summe aus beiden, Rauten: Deckeldicke mit RIBS gemessen, gefüllte Kreise: Deckeldicke mit SEM gemessen

Die mit der Energie von 30 keV auf 100 keV zunehmende Ungleichheit $R > S_T > S_L$ stimmt mit dem Experiment überein. Die grundsätzliche Übereinstimmung zwischen den Rechnungen von Littmark (et al. 1976) nach Schjøtt's Theorie (1966), die für leichte Ionen in Analogie zu der LSS-Theorie (Lindhard et al. 1963, 1965) gerechnet ist, kann als Bestätigung dieser Theorien gewertet werden.

Außerdem können die Reflexionskoeffizienten nach den Rechner-simulationen von Oen und Robinson (1975) bestätigt werden (Abb. 15).

Beim Vergleich mit gemessenen Tiefenverteilungen erwartet man Abweichungen aus im wesentlichen drei Gründen: (1) Die LSS-Theorie rechnet mit einem unendlichen Festkörperkontinuum und kennt keine Oberfläche, daher reichen die theoretischen Verteilungen über die Tiefe $x = 0$ hinaus. (2) Die LSS-Theorie berechnet die Streuung im reinen Festkörper, indem sich noch keine eingeschossenen Atome befinden. Wechselwirkungen der Kaskade mit den bereits eingepflanzten Atomen werden nicht berücksichtigt, so daß sich die Konzentrationen in der Verteilung mit der Dosis linear erhöhen. (3) Die gemessenen Tiefenverteilungen werden neben der Abbremsung auch durch die Diffusion der eingeschossenen Atome erzeugt.

Im Falle des Einschusses von Helium kann wegen des Einfangens in Fehlstellen davon ausgegangen werden, daß die eingeschossenen Teilchen sich nach ihrer Abbremsung nicht mehr über makroskopische Entfernungen weiterbewegen. Die gemessenen Tiefenverteilungen müßten demnach bei senkrechtem Einschub den Reichweitenverteilungen und bei schrägem Einschub der Projektion der Reichweitenverteilung auf die Oberflächennormale (Eindringtiefen) entsprechen.

Die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment in der Nähe der Oberfläche (1) werden mit zunehmend flachem Beschußwinkel immer größer (Abb. 14). Bei Einschub parallel zur Oberfläche würde sich nach den Rechnungen ein um $\pi/2$ gedrehtes Ellipsoid als Verteilung, im Experiment aber kein Eindringen in den Festkörper bzw. Reflektion ergeben.

Nähert sich die Beschußdosis der kritischen Dosis für Blisterbildung und damit die Konzentration der kritischen Konzentration von etwa $n_V(\text{He}) = 0,5 n_V(\text{Me})$, so ergibt sich in der

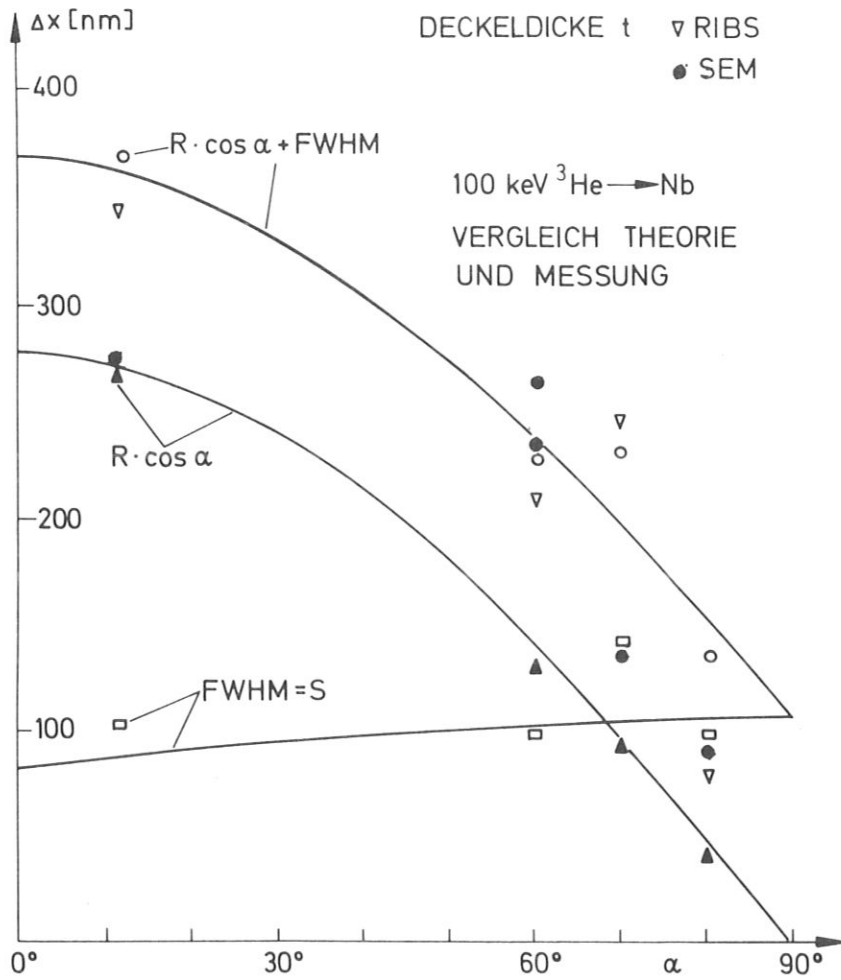


Abb. 25 Deckeldicken und Vergleich zwischen Reichweitenverteilungen und Tiefenverteilungen in Nb (Projizierte Reichweite $R \cdot \cos \alpha$ sowie Halbwertsbreite S) für verschiedene Einfallswinkel der Ionen α und 100 keV; die Kurven stellen die von Littmark mit TF-Potential nach der Schiøtt-Theorie errechneten Werte der Reichweitenverteilung dar, die Punkte die gemessenen Werte: Quadrate: Halbwertsbreiten der Tiefenverteilungen, volle Dreiecke: wahrscheinlichste Tiefen, offene Kreise: Summe aus beiden, offene Dreiecke: Deckeldicke mit RIBS gemessen, gefüllte Kreise: Deckeldicke mit SEM gemessen

Tiefenverteilung als eine weitere Abweichung von der Theorie eine Verbreiterung der Tiefenverteilung (Abb. 16 z.B.). Dies kann sowohl nach (2) als Gas-Gas Zerstäubung als auch nach (3) durch erhöhte Diffusion in der beschossenen Schicht erklärt werden. Die erhöhte Diffusion kann durch das Wandern von Blasen im durch Schwellen aufgebauten Spannungsfeld (Speight 1975) erklärt werden (siehe Kap. 2). Da die Verbreiterung des Tiefenprofils immer kurz vor Erreichen der kritischen Dosis auftritt, kann diese zum Auslösemechanismus für den Blisterprozeß gehören.

In Abb. 24, 25 ist die Summe $\cos \alpha \cdot R + S$ einmal wie gemessen (Kreise) und wie von Littmark nach LSS berechnet (obere Kurve) im Vergleich mit der Deckeldicke t (Rauten) in Abhängigkeit vom Winkel α aufgetragen. Die Deckeldicken der Blister sind mit SEM (gefüllte Kreise) und auch durch Rutherford-Rückstreuung gemessen. Sie scheinen durch die Summe aus projizierter Reichweite $\cos \alpha \cdot R$ und S bestimmt zu sein.

Die kritische Dosis für Blisterbildung ist für kleine Winkel von diesem fast unabhängig. Für sehr flachen Winkel erhöht sich die kritische Dosis jedoch stark. Dieses kann durch den Reflexionskoeffizienten allein nicht erklärt werden. Bei flachen Winkeln steigt die Zerstäubungsausbeute stärker als $\cos^{-1} \alpha$, so daß ein erheblicher Teil der implantierten Schicht zerstäubt wird, bevor die kritische Dosis für senkrechten Einfall erreicht ist. Somit wird ein Teil der eingeschossenen leichten Atome durch Zerstäuben während des Beschusses wieder abgetragen, was die kritische Dosis für Blisterbildung entsprechend erhöht.

Für sehr flachen Einschub (80°) war die kritische Konzentration $n_{\text{He}}/n_{\text{Me}}$ für Blistering geringer als für die anderen Winkel, der Grund ist noch nicht eindeutig geklärt.

6.3. T i e f e n v e r t e i l u n g e n i n d e n v e r s c h i e d e n e n M a t e r i a l i e n

Der Blisterbildungsprozeß setzt bei einem bestimmten Material immer dann ein, wenn im Maximum der Tiefenverteilung eine bestimmte Konzentration von eingeschossenen Atomen zu Gitteratomen erreicht ist ($n_{\text{He}}/n_{\text{Me}}$, Roth 1976, Events u. McCracken 1973 leiten damit die Energieabhängigkeit der kritischen Dosis ab). Diese kritische Konzentration ist bei jedem Material verschieden (Abb. 17).

Bei dem Vergleich der kritischen Konzentration für verschiedene Materialien ist folgendes zu beachten. (1) Die Reichweiten sind in verschiedenen Materialien verschieden, weil der Energieverlust an Elektronen verschieden ist (Z_2 -Oszillationen, Chu u. Ziegler 1974, Chu et al. 1977). Bei Niob hat das Elektronen-Bremsvermögen ein Maximum in Z_2 . (2) Das spezifische Atomvolumen ist verschieden und bei Niob z. B. fast doppelt so hoch wie bei Nickel. (3) Die Effekte, die zur Abweichung von der proportionalen Erhöhung der Konzentrationen mit der Dosis beim Aufbau des Tiefenprofils führen (Diffusion, Blasenwanderung, chemische Bindungen), können bei verschiedenen Materialien sehr verschieden sein.

Aus den vorgenannten Gründen entsprechen auch bei gleicher Beschußenergie gleiche Maximalkonzentrationen in verschiedenen Metallen verschiedenen aufgesammelten Dosen. Im Vergleich zwischen Niob einerseits und Nickel und den Legierungen andererseits gehen zumindest die ersten beiden Effekte in die gleiche Richtung, die Unterschiede sind daher besonders stark.

Es zeigt sich, daß trotz der großen Unterschiede in den kritischen Konzentrationen für die Blisterbildung bei den einzelnen Materialien (Abb. 17) die aufgesammelte Dosis (Ionen/Fläche) sowohl beim Einsetzen der Blisterbildung als auch bei der Sättigung fast die gleichen sind (Abb. 18). Daraus kann gefolgert werden, daß die eingeschossenen Atome nicht an bestimmte

Plätze im Kristallgitter gebunden, sondern wahrscheinlich eher volumenmäßig konzentriert in kleinen Blasen, an Versetzungslinien und -ringen gebunden, im Metall vorhanden sind. Daher ist die aufgesammelte Menge vom Gitter und seinen Eigenschaften weitgehend unabhängig.

6.4. B l i s t e r m o d e l l

6.4.1. Beschreibung des Modells

Die ausschließlich auf der Wirkung des Gasdruckes beruhenden Modelle der Blisterbildung können nicht alle experimentellen Beobachtungen im Zusammenhang mit der Blisterbildung widerspruchsfrei erklären. Primak (1972) und Behrisch et al. (1975) wiesen daher darauf hin, daß auch die von der Bestrahlung verursachten mechanischen Spannungen einen wesentlichen Anteil bei der Entstehung von Blistern haben können.

Der Einfluß der Spannungenkräfte legt ein neues Blistermodell nahe, welches grundsätzlich von den beschriebenen auf Gasdruck beruhenden Blistermodellen abweicht. Dabei wird von der Plattentheorie in der Kontinuumsmechanik Gebrauch gemacht. Mit ihrer Hilfe läßt sich die Deformation des Blisterdeckels, die durch die auf ihn einwirkenden Kräfte verursacht wird, berechnen. Das Modell berücksichtigt zwei verformende Kräfte: 1. vom Gasdruck in dem sich bildenden Blister erzeugte Kräfte wirken nur senkrecht zur Oberfläche; 2. Spannungen wirken als Kräfte nur parallel zur Oberfläche. Durch die Kräfte wächst der Blisterradius d (Abb. 26) aufgrund elastischer Verformung und weiterem Abschälen der oberflächennahen Schicht von der Unterlage. Die endgültige, beobachtbare Form des Blisters ist bei einem Durchmesser D durch Übergang von elastischer zu plastischer Verformung erreicht. (Wachstum und Durchmesser sind demnach durch elastische, die Form und Höhe durch plastische Verformung bestimmt.)

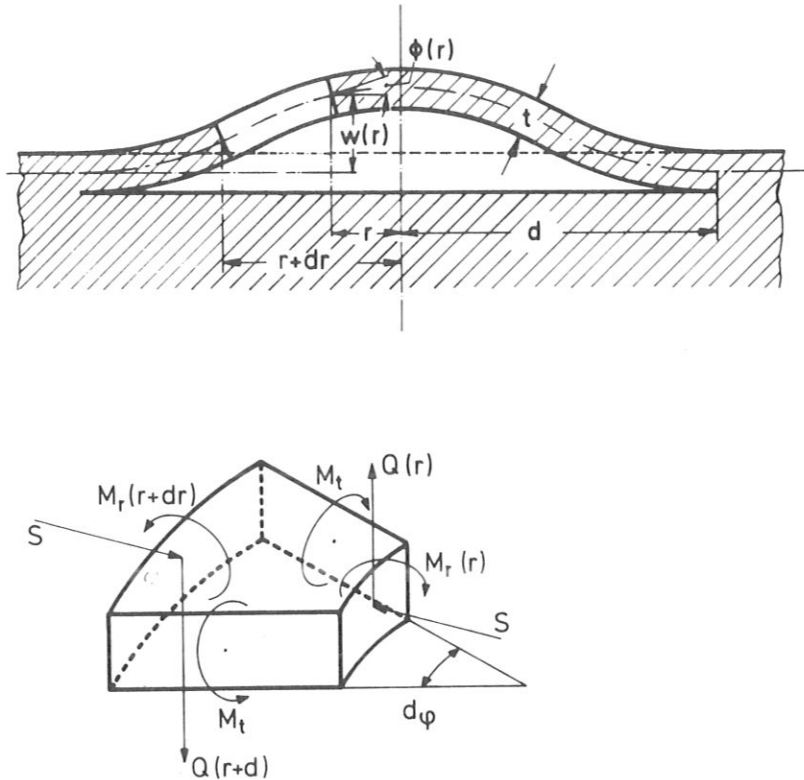


Abb. 26 Schematische Darstellung eines Blisterdeckels während des Bildungsprozesses (im Wachstum) mit Definitionen der in der Rechnung verwendeten Größen (blister in statu nascendi)

Die Rechnungen betreffen nicht den Mechanismus, der zum Beginn der Ablösung der oberflächennahen Schicht vom Untergrund führt und können daher keinen quantitativen Wert für die kritische Dosis liefern. Über den Auslösemechanismus kann aber eine Vermutung angestellt werden, die auf der Diffusion kleiner Blasen im mechanischen Spannungsfeld (Kap. 2.3.) beruht. Wegen der Beobachtung einer Verbreiterung der Tiefenverteilungen kurz vor Erreichen der kritischen Dosis für die Blister (Behrisch, Böttiger et al. 1975, Roth 1976) wirkt dieser Effekt nämlich möglicherweise bei der Auslösung der Blisterbildung mit.

In Abb. 26 ist ein Blisterdeckel während des Wachstums mit den auf ein Volumenelement wirkenden Kräften und Biegemomenten schematisch dargestellt. Nach den Gesetzen der Kontinuumsmechanik sind die elastischen Verformungskräfte auf ein

Volumenelement im Gleichgewicht mit den äußeren Kräften auf dieses Element. Die äußeren Kräfte sind in diesem Modell die auf dem Gasdruck beruhende Scherkraft pro Umfangslänge Q senkrecht zur Platte (Blisterdeckel) sowie die kritische Kompression S (die mit dem Bestrahlungsschwellen zusammenhängt) parallel zur Platte (Abb. 26).

M_r und M_t sind dabei die radialen beziehungsweise tangentialen Biegemomente, die sich aus der elastischen Verformung des Elements ergeben. Diese und die Auslenkung sollen für den Blister, der noch im Anwachsen begriffen ist, berechnet werden.

Nach der klassischen Theorie für Platten für kleine Auslenkungen (Reismann 1952, Petterson 1954, Timoshenko 1959) ergibt sich für einen zylindersymmetrischen Blisterdeckel für den Fall des Gleichgewichts zwischen den von außen auf das Volumenelement wirkenden Kräfte und den inneren Verformungskräften folgende Gleichung:

$$M_r + r \frac{dM_r}{dr} - M_t + r (Q - S \frac{dw}{dr}) = 0 \quad (16)$$

Dabei ist $w(r)$ die Auslenkung des Volumenelements im Blisterdeckel aus der ursprünglichen Position auf der Oberfläche beim Radius r , die von Gl. (16) bestimmt wird. Dieses Gleichgewicht enthält beide möglichen äußeren Kräfte: Der Gasdruck p geht in die Gleichung ein als Scherkraft pro Einheitslänge des Umfangs:

$$Q = \frac{pr^2\pi}{2\pi r} = \frac{pr}{2} \quad (17)$$

Die integrierte mechanische Spannung S ist das Integral der Spannung parallel zur Oberfläche $s(z)$ über die Deckeldicke t^+ :

$$S = \int_0^t s(z) dz \quad (18)$$

⁺Im Standardlehrbuch (Timoshenko 1959) ist diese Tatsache mißverständlich dargestellt (siehe Petterson 1954). EerNisse nennt die integrierte Spannung "compaction" (1974 a,b).

Wie aus (16) ersichtlich ist, trägt S nur dann zu einer Auslenkung w bei, wenn bereits eine anfängliche Auslenkung um einen Winkel $\phi = dw/dr \neq 0$ durch Q erzeugt wird. Die inneren Verformungskräfte schließlich sind die Biegemomente:

$$\text{radiales Biegemoment} \quad M_r = N \left(\frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{\nu}{r} \frac{dw}{dr} \right) \quad (19)$$

$$\text{tangenciales Biegemoment} \quad M_t = N \left(\frac{1}{r} \frac{dw}{dr} + \nu \frac{d^2 w}{dr^2} \right) \quad (20)$$

hierbei ist N die Steifheit des Blisterdeckels

$$N = \frac{E'}{12} t^3 = \frac{E}{12} \frac{t^3}{1-\nu^2} \quad (21)$$

E ist der Elastizitätsmodul und ν die Poissonzahl.

Das Einsetzen dieser Biegemomente in die Gleichgewichtsbedingung (16) ergibt eine Bessel'sche Differentialgleichung für die Auslenkungshöhe $w(r)$ bzw. für den Biegewinkel $\phi(r) = dw(r)/dr$

$$\frac{d^3 w_s}{dr^3} + \frac{1}{r} \frac{d^2 w_s}{dr^2} - \left\{ \frac{1}{r^2} - \frac{S}{N} \right\} \frac{dw}{dr} = \frac{Q}{N} \quad (22)$$

6.2.2. Rechenergebnisse und Diskussion

Gleichung (22) ergibt zwei grundsätzlich verschiedene Lösungen, je nach dem, ob S verschieden oder gleich null ist.

Da beim Beginn der Blisterbildung, wenn noch keine Aufwölbung stattgefunden hat, S noch nicht zur Auslenkung beiträgt, und auch in der Praxis Fälle auftreten können, wo $S = 0$ ist, wird zunächst der einfachere Fall $S = 0$ betrachtet. Das ist der Fall, wo der hydrostatische Druck die alleinige treibende Kraft ist. Im Experiment tritt dieser Fall zum Beispiel beim Beschuß mit

sehr hohen Energien (ca. 1 MeV) auf, wo Strahlenschäden und damit mechanische Spannungen vorwiegend am Ende der Reichweite, das heißt fast nur im tieferliegenden Teil der beschossenen Schicht, auftreten. Schon sehr geringe Auslenkungen, d. h. Verbiegungen der beschossenen Schicht, werden dann in der darüberliegenden Schicht entgegengesetzte Spannungen hervorrufen, so daß das Integral Null werden kann.

Dann kann (22) durch ein Polynom bei Beachtung der Randbedingung, daß der Rand des Blisterdeckels durch das umgebende Material festgehalten wird, gelöst werden (Timoshenko 1959).

$$w(r) = \frac{p}{64N} (r^2 - d^2)^2 \quad (23)$$

$$\phi(r) = dw/dr = \frac{p}{16N} r (r^2 - d^2) \quad (24)$$

$$d\phi/dr = d^2w/dr^2 = \frac{p}{16N} (3r^2 - d^2) \quad (25)$$

Diese Funktionen bestimmen die Form des sich bildenden Blisters und alle Biegemomente durch Einsetzen von (24,25) in (19,20). Es ergibt sich, daß das radiale Biegemoment bei $r = d$ immer das größte ist:

$$M_r(d) = -\frac{p}{8} d^2 \quad (26)$$

Da das radiale Biegemoment am Rand immer am größten ist und die Biegemomente für den Übergang zur plastischen Verformung bei Erreichen der endgültigen, beobachtbaren Form der Blister verantwortlich sind, erklärt dies, warum Blister entlang des Umfangs und nicht entlang des Durchmessers aufbrechen.

Es muß noch der Gasdruck $p(d)$ aus Gleichung (26) berechnet werden.

Die Menge Gas pro Fläche n_a , die in dem Blister enthalten ist, kann aus der Tiefenverteilung des implantierten Gases bei

Erreichen der kritischen Dosis $c(z)$ sowie aus dem Blasenabstand $l(z)$ abgeschätzt werden.

$$n_a = \int_{t-l/2}^{t+l/2} c(z) \cdot dz \approx c(t) \cdot l \quad (27)$$

Dabei wird angenommen, daß sich eine "Monolage" von Blasen aus einem regelmäßigen Blasengitter (Mazey et al. 1977) in den Blister entleert und alles eingeschossene Gas in Blasen ist.

Das Experiment zeigt, daß sowohl der Blasenabstand und -durchmesser in der Tiefe der Deckeldicke $b(t)$ und $l(t)$ (Mazey-McCracken 1977, Kaletta 1976) als auch die Gaskonzentration in der Tiefe t (Behrisch, Böttiger et al. 1975) von der Beschußenergie der Ionen unabhängig ist. Bei Molybdän ist beispielsweise $l(t) = 4$ nm, $b(t) = 2,5$ nm (Mazey-McCracken et al. 1977), bei Niob sind die Werte etwas größer (Kaletta 1976).

Wenn man annimmt, daß auch $c(t)$ unabhängig von der Beschußenergie ist, so ist damit auch n_a konstant bezüglich der Energie.

Die Gesamtmenge des Gases im Blister ist damit unabhängig von der Beschußenergie und wächst mit dem Durchmesser:

$$n = n_a \pi d^2 \quad (28)$$

Daraus ergibt sich der Gasdruck unter Annahme der idealen Gasgleichung, welche ab einer gewissen Auslenkung w eine gute Näherung sein sollte

$$p = nRT/V \quad (29)$$

welches durch Integration von (23) ausgewertet werden kann.

$$V = \int_0^d 2 \pi r w(r) dr = \frac{2 \pi p d^6}{64N \cdot 6} \quad (30)$$

Damit ergibt sich Gleichgewicht zwischen den Kräften vom Druck p und von der Verformung schließlich bei:

$$p(d) = \left\{ nRT \frac{64N \cdot 6}{2 \pi d^6} \right\}^{1/2} = \left\{ 3 \cdot 64 \cdot n_a RT \frac{N}{d^4} \right\}^{1/2} \quad (31)$$

Die Annahme der van-der-Waals-Gleichung

$$p = nRT / (V - V_0) - a / V^2 \quad (32)$$

würde zu einem ersten Korrekturterm zum Gleichgewichtsdruck führen

$$p = \left\{ 64 \cdot 3N \cdot n_a RT \right\}^{1/2} \frac{1}{d^2} + 64 \cdot 3N \cdot \frac{V_0}{2 \pi d^6} \quad (33)$$

der jedoch vernachlässigt⁺ werden kann, sobald der augenblickliche Radius d in die Größenordnung des endgültigen, beobachteten Radius $D/2$ gelangt.

Der Druck kann nun in (26) eingesetzt werden, um das größte Biegemoment zu erhalten:

$$M_T(d) = - (3 n_a RT N)^{1/2} \quad (34)$$

Es ist nunmehr unabhängig vom momentanen Radius d und daher ändert sich das Biegemoment an den Umfangslinien während des Anwachsens des Blisterdeckels nicht. Es ist jedoch genau dieses radiale Biegemoment an den Umfangslinien, welches den Blister durch die Schaffung neuer Oberfläche an den Umfangslinien vergrößert (Obreimov 1970). Der Blister vergrößert sich auf diese Weise, wenn die Arbeit durch Vergrößerung der Oberfläche (bei Berücksichtigung der schon durch die Blasen vorhandenen Oberfläche $\pi/4 \cdot b^2/l^2$)

$$dW_s = 2 \left(1 - \frac{\pi}{4} \frac{b^2}{l^2} \right) \sigma \cdot dr (r \cdot d\varphi) \quad (35)$$

⁺Nach den Werten von d'Ans-Lax (1967) ergibt bei He und 300 K die Van-der-Waals Gleichung den doppelten Druck wie die ideale Gasgleichung bei 13000 bar.

kleiner ist als die Arbeit durch das Biegemoment $M_r(d)$

$$dW_B = M_r \cdot d\phi \cdot (rd\phi) = M_r d\left(\frac{dW}{dr}\right) (rd\phi) \quad (36)$$

Daher wächst der Blister immer, wenn der Prozeß einmal eingeleitet wurde und die Ungleichung

$$2 \left(1 - \frac{\pi}{4} \frac{b^2}{l^2}\right) \sigma < M_r \frac{d^2W}{dr^2} = N \left(\frac{d^2W}{dr^2}\right) = 3 n_a RT \quad (37)$$

erfüllt ist. Da in (37) der augenblickliche Radius d nicht eingeht, wird sich in einem homogenen Material dieser Prozeß unbegrenzt fortsetzen. Im technischen Material können dann z. B. Korngrenzen den Durchmesser begrenzen. Dieser Wachstumsprozeß führt zu dem mit "Exfoliation" oder "flaking" bezeichneten Prozeß, d. h. Abschälung der oberflächennahen Schicht in großen Bereichen oder im gesamten Beschußfleck (Abb. 1 d, 250 keV) und nicht zur normalerweise beobachteten Blisterbildung mit Aufwölbungen wohldefinierter Durchmesser.

Daher kann die alleinige Wirkung von hydrostatischem Druck nicht zu einer endlichen, regelmäßigen Blistergröße, die in den meisten Fällen beobachtet wird (Abb. 1 a, b, c) führen, sondern zu "Exfoliation" (Abschälung) (Abb. 1 d, 250 keV).

Ein grundsätzlicher anderer Fall liegt vor, wenn zusätzlich zum hydrostatischen Druck noch eine zur Oberflächennormale senkrechte Spannung wirkt, die durch Bestrahlungsschwellen verursacht werden kann. In diesem Fall wird (22) bei Beachtung entsprechender Randbedingungen gelöst⁺ durch (Pettersen 1954)

$$\phi_s(r) = CJ_1\left(\frac{kr}{d}\right) - \frac{pr}{2S} \quad (38)$$

wobei

$$k^2 = \frac{Sd^2}{N} = \frac{12Sd^2}{E't^3}$$

J_1 ist dabei die Besselfunktion erster Art und erster Ordnung.

⁺Eine Näherungslösung für (22) wurde mit ähnlichen Ergebnissen gleichzeitig von EerNisse betrachtet (EerNisse u. Picraux 1977).

Integration von (38) mit entsprechenden Randbedingungen ergibt:

$$w_s(r) = \frac{pd^2 \left\{ J_0\left(\frac{kr}{d}\right) - J_0(k) \right\}}{2 k S J_1(k)} - \frac{p(d^2 - r^2)}{4S} \quad (39)$$

Entwickelt man die J in einer Taylorreihe bezüglich k bis zur Ordnung 2, so heben sich die beiden Summanden auf, bis zur Ordnung 4 und Binomialentwicklung ergibt (23), also sind (39) und (23) für verschwindende S äquivalent.

Beachtenswert ist, daß für $p = 0$ die Auslenkung w_s immer verschwindet. Dieses ist physikalisch sinnvoll, weil die Spannungskräfte senkrecht zur Auslenkung sind. Bei den Nullstellen von J_1 wird der erste Nenner null, was aber nicht notwendigerweise eine unendliche Auslenkung bedeutet, weil für $w \rightarrow \infty$ nach (30) p gegen 0 geht.

Der Druck p kann durch Integration von (24) unter der Annahme des idealen Gasgesetzes (30) bestimmt werden (analog zu Gln. 28 bis 31):

$$p = \sqrt{n_a RT} \cdot \frac{k \sqrt{8 S J_1(k)}}{d \sqrt{8 J_1(k) - 4kJ_0(k) - k^2 J_1(k)}} \quad (40)$$

Es wird hierbei wieder angenommen, daß die im Blister enthaltene Gasmenge proportional zur Grundfläche ist. Die Auslenkung des Blisters im Mittelpunkt ($r = 0$) kann man jetzt durch Einsetzen von (40) in (39) bestimmen:

$$w_s(0) = \sqrt{n_a RT} \cdot \frac{2 - 2J_0(k) - kJ_1(k)}{\sqrt{8J_1(k) - 4kJ_0(k) - k^2 J_1(k)}} \cdot \frac{d}{\sqrt{2SJ_1(k)}} \quad (41)$$

Diese wächst über alle Grenzen, wenn eine der beiden Wurzeln im Nenner null wird. Die relative Auslenkung $w_s(0)/d$ ist in Abb. 27 nach Formel (41) als Funktion des augenblicklichen Blisterradius d für verschiedene Werte für S aufgetragen.

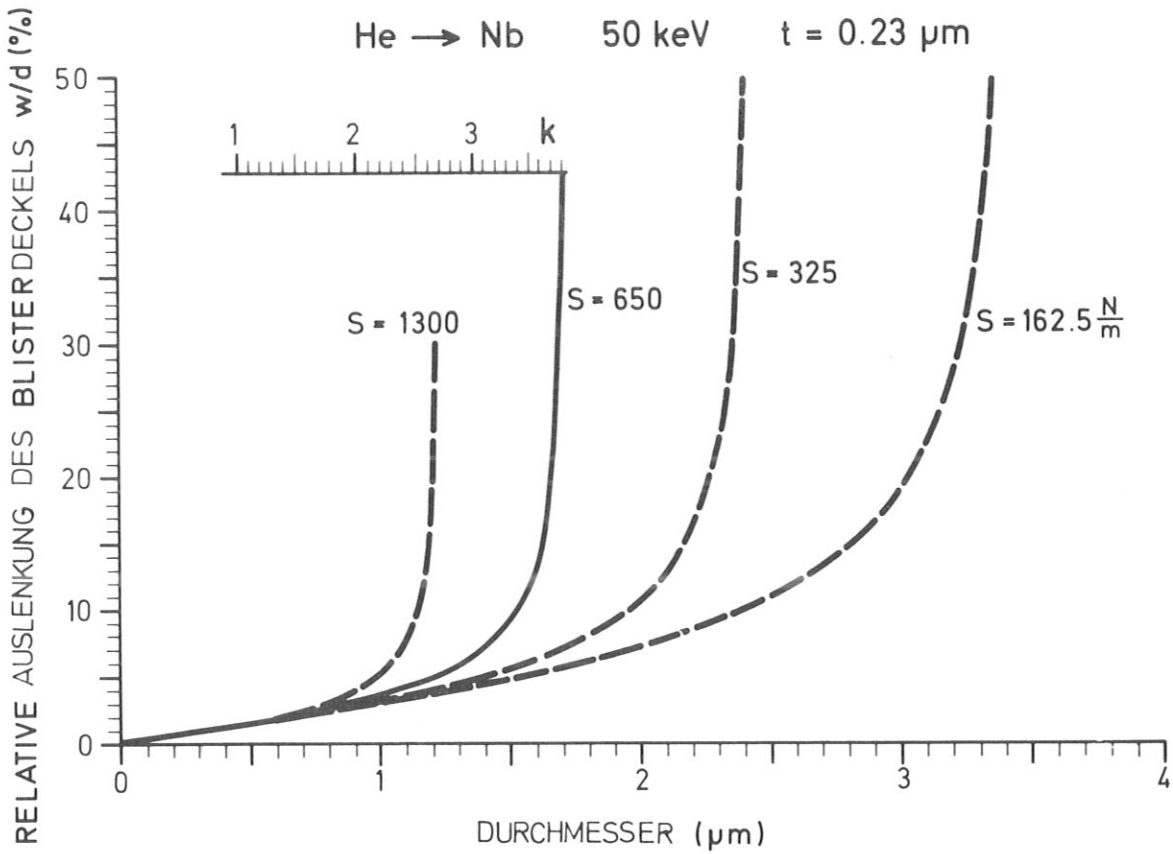


Abb. 27 Ergebnisse der numerischen Auswertung der Auslenkungsfunktion $w_s(o)/d$ (im Zentrum) des sich bildenden Blisters in Abhängigkeit vom augenblicklichen Radius d (bzw. Durchmesser $2d$) für verschiedene Werte der integrierten mechanischen Spannung S

Den numerischen Auswertungen zufolge hat die erste dieser Wurzeln keine Nullstelle, bevor J_1 und damit die zweite der Wurzeln null werden. Die erste Nullstelle von J_1 ergibt sich, wenn

$$k = j_1 = 3,8317... \quad (42)$$

Nach der Definition von k (38) ergibt sich damit unendliche Auslenkung für

$$d_\infty = 3,8317 \sqrt{\frac{E'}{12 S}} t^{3/2} \quad (43)$$

Wenn der Blister immer dann seine endgültige, beobachtete Form erreichen würde, wenn die Auslenkung w im elastischen Modell unendlich ist, so würde daraus unabhängig von der Beschußenergie $D = 2d_{\infty}$ proportional $t^{3/2}$ folgen. Aus den gemessenen Materialkonstanten kann man abschätzen, an welchem Stadium der durch die Variable d beschriebenen Wachstumsprozeß beendet wird. Nach der Definition in Gleichung (38) heißt dies, daß der Blisterwachstumsprozeß immer bei einem bestimmten k_{crit} abgeschlossen wird. Dann ist der endgültige, beobachtete Durchmesser D erreicht. Nach den Definitionen von k und N ist das aber:

$$k_{crit}^2 = \frac{S d_{crit}^2}{N} = \frac{12 S d_{crit}^2}{E' t^3} \quad (44)$$

oder

$$D \equiv 2 d_{crit} = \sqrt{\frac{E'}{3 S}} \cdot t^{3/2} \cdot k_{crit} \quad (45)$$

Im Beispiel von Niob ist der gemessene kritische integrierte Spannungswert $S = 650 \text{ N/m}$ (EerNisse 1977), der Elastizitätsmodul $E = 10^{11} \text{ N/m}^2$ (d'Ans Lax) und die Poissonzahl $0,4$ (jeweils für kaltverformtes Nb, d'Ans Lax) damit wird der Wurzelwert $0,2475 \text{ nm}^{-1/2}$ verglichen mit einer gemessenen Proportionalitätskonstante (Abb. 27) zwischen D und $t^{3/2}$ von $0,5 \text{ nm}^{-1/2}$ (damit wird k_{crit} etwa 2 , also ungefähr die Hälfte von $j_1 = 3,8\dots$, vergleiche Abb. 27). Interpretiert werden kann dies entweder als Übereinstimmung in Anbetracht der Unsicherheiten von S , E und ν für das beschossene Material, oder ein anderer Mechanismus beendet das Wachstum. Und zwar wird, schon weit bevor das Gebiet unendlicher Auslenkung erreicht ist, der Bereich elastischer Verformung verlassen und schließlich durch Erreichen der Zerreißgrenze das Anwachsen des Blisterdeckels beendet und ein endgültiger, beobachtbarer Blisterdurchmesser D ausgebildet. Die Zerreißgrenze wird dabei dort erreicht, wo die Biegemomente am höchsten sind, nämlich an der Umfangsline (siehe (19)). Dieses Biegemoment kann jetzt mit Hilfe folgender

Näherung aus (Petterson 1954)

$$\left[\frac{d^2 w_s}{dr^2} \right]_d = \frac{1 - .473 \frac{Sd^2}{j_1^2 N}}{1 - \frac{Sd^2}{j_1^2 N}} \cdot \left[\frac{d^2 w}{dr^2} \right]_d \quad (46)$$

bei Vernachlässigung höherer Ordnungen von k/j_0 ausgewertet werden (durch Einsetzen von (19), (25) und (31))

$$M_r(d) = N \left[\frac{d^2 w_s}{dr^2} \right]_{r=d} = N \frac{1 - .473 \frac{Sd^2}{j_1^2 N}}{1 - \frac{Sd^2}{j_1^2 N}} \cdot \left[\frac{d^2 w}{dr^2} \right]_{r=d} = \frac{1 - .473 \frac{Sd^2}{j_1^2 N}}{1 - \frac{Sd^2}{j_1^2 N}} (3n_a RTN)^{1/2} \quad (47)$$

Einsetzen der gemessenen Werte wie oben und wie in Abb. 27 ergibt eine Biegespannung von etwa 10^9 N/m^2 . Dieser Wert stimmt gut mit den kritischen Biegespannungen aus Tabellenwerken überein (d'Ans-Lax).

Das radiale Biegemoment wächst dabei im Gegensatz zum Fall vom Druck allein als äußerer Kraft mit dem augenblicklichen Radius an, was schon aus den Unendlichkeitsstellen von (41) qualitativ ersichtlich war. Das anwachsende radiale Biegemoment wird also den Blister nur so weit vergrößern können, bis durch plastische Verformung und damit erhebliche Aufwölbung des Blisterdeckels sowohl den Spannungskräften nachgegeben als auch der Druck stark vermindert wird und so die treibenden Kräfte für den Anwachsprozeß fortfallen. Dieses wird (Abb. 27) immer dann der Fall sein, wenn eine bestimmte Elongation $2 w_s(o)/D$ erreicht ist. Wenn aber sowohl n_a (Mazey et al. 1977, Kaletta 1976) als auch S (EerNisse 1974) Materialkonstanten sind und nicht von den Beschußbedingungen (Ionenenergie, Isotop, Einfallrichtung) abhängen, so läßt sich D proportional $t^{3/2}$ nicht aus (47) herleiten. Dies ist nur der Fall, wenn

ein gewisses Anwachsen von n_a mit der Beschußenergie vorliegt, was aber mit den in diesem Fall großen Fehlergrenzen bei der Bestimmung von n_a vereinbar wäre (Kaletta 1976, Mazey et al. 1977).

Bei quantitativer Betrachtung von sowohl Gasdruck als auch Spannungs Kräften kann man den beobachteten Zusammenhang zwischen Blister-Deckeldicke und wahrscheinlichstem Durchmesser also mit Hilfe der Kontinuumsmechanik verständlich machen. Die experimentellen Bedingungen, unter denen einerseits Blistering und andererseits Exfoliation beobachtet werden und der Zusammenhang mit dem hier aufgestellten Gleichungen wird im folgenden diskutiert.

6.5. Vergleich von Theorie und Experiment bei Blisterbildung und Exfoliation

Eine Voraussage, die aus den Rechnungen in Kap. 6.4. gemacht werden kann, ist, daß ein Übergang von "Blisterbildung" zu "Exfoliation" stattfindet, wenn der hydrostatische Gasdruck überwiegt gegenüber den Spannungs Kräften aus dem Bestrahlungsschwellen. Dieses ist bei erhöhten Temperaturen der Fall, weil dann der Gasdruck ansteigt, während eine erhöhte Beweglichkeit der Fehlstellen (Zwischengitteratome und ihre Verbände) die aus der Spannung herrührenden Kräfte abbaut. Dieser Übergang von Blisterbildung zu Exfoliation bei Temperaturerhöhung wurde mehrfach beobachtet (Das u. Kaminsky 1974, Thomas u. Bauer 1974, Bauer u. Thomas 1974 b, Kaminsky u. Das 1974) und in den vorliegenden Untersuchungen bestätigt (Abb. 19 a unten). Außerdem konnte dieser Übergang auch durch Erhöhung der Stromdichte der Beschußionen herbeigeführt werden (Abb. 20). Dadurch wird lediglich die oberflächennahe Schicht im Augenblick des Ablösens bis zur Glut aufgeheizt.

Die Erklärung des Stromdichte-Effektes durch Überlappung von Stoßkaskaden ist nicht möglich, da diese bei heute technisch erreichbaren Stromdichten nicht stattfindet.

Eine andere Voraussage kann bezüglich der Deckeldicke gemacht werden. Im Falle von Blisterbildung werden die kritischen Kräfte nicht durch die lokale Spannung s , sondern durch die über die gesamte Tiefenverteilung integrierte Spannung S verursacht. Man kann daher erwarten, daß die sich bildende Deckeldicke t näher an der gesamten Reichweite liegt als an der wahrscheinlichsten Reichweite. Auf der anderen Seite sollte, da der Gasdruck bei "Exfoliation" die wichtigste Kraft bestimmt, die Dicke der sich abschälenden Lage t_e der Tiefe des Maximums der Reichweitenverteilung, also der wahrscheinlichsten Reichweite R , vergleichbar sein.

Dieser erwartete Unterschied zwischen t und t_e hat sich im Experiment bestätigt und wird deutlich in Abb. 21 demonstriert. Aus all dem muß geschlossen werden, daß Blisterbildung und Exfoliation verschiedene Prozesse sind.

Die meisten experimentellen Beobachtungen in Zusammenhang mit Blisterbildung können durch das Blistermodell, das neben den Druckkräften des eingeschlossenen Gases auch die Spanningskräfte aus dem Bestrahlungsschwellen berücksichtigt, erklärt werden. Insbesondere kann die beobachtete Relation zwischen Deckeldicke t und wahrscheinlichstem Deckeldurchmesser D zum erstenmal selbstkonsistent erklärt werden.

Die Konstante c in dem Gesetz $D = c t^{3/2}$ kann auf physikalische Stoffkonstanten wie der Elastizitätsmodul E zurückgeführt werden. Stoffe mit höherem Elastizitätsmodul E (Ni, Fe) haben in Übereinstimmung mit den Voraussagen des Blistermodells auch ein höheres c als Stoffe mit niedrigerem E (Nb). (Siehe Formel 43), wie die Experimente gezeigt haben.

Außerdem kann der Übergang von Blisterbildung zu Exfoliation bei Temperaturerhöhung erklärt und auch experimentell bestätigt werden. Das bestätigt die im Blistermodell gemachte Voraussetzung, daß die Kontinuumsmechanik der elastischen Plattentheorie auf den Bildungsprozeß der Blister angewandt werden kann.

7. ZUSAMMENFASSENDE DISKUSSION

Aufsammelwahrscheinlichkeiten und Tiefenprofile für 30, 50 und 100 keV He-Ionen in Einkristallen aus Ni, Nb und Eisen-Chrom-Nickel bis zu primären Dosen von 10^{18} Ionen/cm² wurden gemessen. Die Tiefenprofile wurden mit drei verschiedenen Methoden bestimmt:

- 1) Energieanalyse der α -Teilchen aus der Reaktion ${}^3\text{He}(d, \alpha)\text{H}$;
- 2) Rückstreuung von 2,4 MeV Protonen am Kernpotential von implantiertem He;
- 3) Durch Messung des Energieverlustes an Elektronen mit Rutherford-Rückstreuung an der implantierten Schicht.

Die Tiefenauflösung betrug jeweils ca. 10 nm.

Der Einfallswinkel der He-Ionen wurde an Nb zwischen 0° (senkrechter Einfall) und 82° geändert. Gleichzeitig wurden Strahlenschädenverteilungen und kritische Dosen für Blisterbildung durch Rutherford-Rückstreuung in doppelt ausgerichteter Anordnung gemessen. Bei senkrechtem Ioneneinfall stimmen die gemessenen Tiefenverteilungen annähernd mit der projizierten Reichweite- bzw. Strahlenschädenverteilung überein, während bei flachem Einschubwinkel die Tiefenverteilungen durch die laterale Halbwertsbreite der Reichweiteverteilungen bestimmt sind.

Die Messungen an verschiedenen Materialien zeigen, daß die aufgesammelten Sättigungsflächenkonzentrationen im Gegensatz zur Atomkonzentration von der Atomzahldichte der Metalle nahezu unabhängig sind. Das ist vereinbar mit dem Modell, daß sich das Gas in größeren Agglomeraten (Blasen) ansammelt und nicht an Gitterplätze gebunden ist.

Die Theorie der elastischen Platten in der Kontinuumsmechanik wurde angewandt, um den Mechanismus der Blisterbildung und Exfoliation durch Beschuß von Metallen mit leichten Ionen im Energiebereich 1 - 2000 keV zu klären. Sowohl der Druck des in kleinen Blasen eingeschlossenen implantierten Gases als auch die Spannungskräfte durch Bestrahlungsschwellen wurden dabei berücksichtigt.

Die Ergebnisse der Rechnungen zeigen die Bedeutung von sowohl Gasdruck als auch Spannungskräften für die Blisterbildung.

Diese beiden Kräfte führen zur Unterscheidung von zwei Fällen. Der Druck des eingeschossenen Gases allein führt zu einem Wachstumsprozeß des entstehenden Blister ohne Unstetigkeit, dies kann als der Fall von Exfoliation gedeutet werden. Die kombinierten Auswirkungen von Gasdruck und Spannungskräften ergeben eine Unstetigkeit bei einem konstanten Verhältnis D^2/t^3 . Entweder die Unstetigkeit selbst oder die Überschreitung der elastischen Biegespannung des Materials führt zu einem Abbruch des Blisterwachstums und damit zum wohldefinierten Blisterdurchmesser D .

Aus der beobachteten Beziehung $D = c t^{3/2}$ kann man mit Hilfe der Rechnungen entweder schließen, daß sich die Elastizitätskonstante des Metalls durch den Beschuß um mehr als eine Größenordnung ändert oder daß die im Blister vorhandene eingeschossene Gasmenge pro Fläche mit der Beschußenergie steigt.

Übergang von Blisterbildung zu Exfoliation kann für den Fall vorausgesagt werden, daß der Gasdruck wichtiger wird als mechanische Spannungen. Dies ist z. B. dann der Fall, wenn die Spannungen bei Beschuß bei hohen Temperaturen durch Zwischengitteratomwanderung ausheilen können. Der Übergang wird auch durch Experimente bestätigt. Er kann auch durch Erhöhung der Stromdichte der einfallenden Ionen erzeugt werden.

8. ANHANG

8.1. Vergleich der Tiefenauf- lösungen und optimalen Rückstreugeometrien bei den verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Tiefenverteilungen

Bei Rutherford-Rückstreuung leichter Ionen im Kristallinneren ergibt sich bei vorgegebener Rückstreugeometrie (Abb. 2) aus dem Energieverlust an Elektronen S_e ein linearer Zusammenhang zwischen Austrittsenergie E_1 und Tiefe der Rückstreuung x (Chu 1977):

$$E_1 = KE_0 - S_x \cdot x \quad (48)$$

mit $S_x = \frac{K}{\cos \alpha} S_e(E_0) + \frac{1}{\cos \beta} S_e(E_0)$ (49)

und $E_1 = KE_0 - S_e \cdot x \left\{ \frac{K}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right\}$ (50)

Dabei ist K der kinematische Faktor, der den elastischen Energieverlust bei Rutherford-Streuung beschreibt.

$$K^{1/2} = \frac{-M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} + \left\{ \left(\frac{M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right)^2 + \frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2} \right\}^{1/2} \quad (51)$$

Dabei wurde die Näherung konstanten Energieverlustes S_e gemacht, was nur bis zu gewissen Tiefen zulässig ist (Chu et al. 1977).

Jeder Energie eines rückgestreuten Teilchens kann somit eindeutig eine Tiefe zugeordnet werden, in der die Rückstreuung erfolgt ist (Abb. 4). Die Tiefenauflösung Δx ist dabei der Energieauflösung der Nachweisapparatur proportional (ΔE_D).

Aus der Ableitung aus (48) mit (49):

$$\Delta x = \frac{dx}{dE_1} \quad \Delta E_d = \frac{\cos \alpha \cos \beta}{S_e (K \cos \beta + \cos \alpha)} \Delta E_d \quad (52)$$

ergibt sich außerdem, daß Δx umgekehrt proportional dem Energieverlust an Elektronen (S_e) ist und mit dem Austrittswinkel β sinkt.

Neben der eindeutigen Zuordnung im Rückstreupektrum zwischen Energie und Tiefe kann von der Intensität H der rückgestreuten auf die Atomdichte im Target N_V geschlossen werden, wenn man eine statistische Atomverteilung voraussetzt (d. h. Gitterführungseffekte müssen ausgeschlossen werden). Dann wird die Intensität die Wahrscheinlichkeit N_r , daß ein Ion auf dem Wegstück $dx/\cos \alpha$ um einen Winkel θ in den Raumwinkel $d\Omega$ des Detektors abgelenkt wird, in guter Näherung durch das Produkt aus der Atomdichte des Targets und dem Rutherford-Streuquerschnitt σ_{Ruth} gegeben.

$$H_r = n_v \frac{dx}{dE_1} \frac{1}{\cos \alpha} \sigma_{Ruth} \Delta \Omega \Delta E \quad (53)$$

$$\sigma_{Ruth} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16 E_o^2} f(\theta) \quad (54)$$

$$H_r = \frac{n_v Z_1^2 Z_2^2 e^4 (K + \cos \alpha / \cos \beta)}{S_e 16 (E_1 + \cos \alpha / \cos \beta \cdot E_o)^2} \quad (55)$$

mit

$$f(\theta) = \frac{4 (\cos \theta - \sqrt{1 - (M_1/M_2 \sin \theta)^2})^2}{\sin^4 \theta \sqrt{1 - (M_1/M_2 \sin \theta)^2}} \quad (56)$$

Die Intensität der zurückgestreuten Teilchen ist also umgekehrt proportional zum differentiellen Energieverlust der Teilchen im Festkörper S_e .

$$H_r \sim \frac{n_v}{S_e} \quad (57)$$

Bei Mischung zweier Metalle hat sich erwiesen (Ehrhardt u. Sizmann 1968), daß dann gilt (Bragg's Regel):

$$H_r \sim \left(\frac{n_{V1}}{S_{e1}} + \frac{n_{V2}}{S_{e2}} \right) \quad (58)$$

Bei Einbringung leichter Atome (H, He) in ein Metallgitter ergibt sich somit bei bekannten Energieverlusten an Elektronen $S_e(\text{Me})$ und $S_e(\text{He})$ aus der Rückstreuung ein direktes Maß für die implantierte Heliummenge $N_{\text{ges}}(\text{He})$ (siehe Abb. 4):

$$N_{\text{ges}}(\text{He}) = \int \frac{H(\text{Me}) - \Delta H}{H(\text{Me})} \cdot \frac{n_V(\text{Me}) \cdot \Delta E}{S_x} dE_1 \quad (59)$$

Bei der Kernreaktion ${}^3\text{He}(d,p)\alpha$ in der implantierten Probe ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der Energie des nachgewiesenen α -Teilchens $E(\alpha)$ und der Tiefe x , in der das ${}^3\text{He}$ -Atom nachgewiesen wurde, wenn E_0 die Energie eines α -Teilchens von der Oberfläche ist:

$$E(\alpha) = E_0(\alpha) - S_x(\text{He}) \cdot x \quad (60)$$

mit

$$S_x(\text{He}) \cdot x = x \left\{ \frac{1}{\cos\beta} S_e(\text{He in Me}) - S_e(\text{D in Me}) \frac{dE(\text{He})}{dE(\text{D})} \right\} \quad (61)$$

Dabei sind $S_e(\text{He in Me})$ der differentielle Energieverlust des herauslaufenden He-Ions, der bei 3,5 MeV beispielsweise in Niob 450 eV/nm (Chu u. Ziegler 1974) beträgt, $S_e(\text{D in Me})$ der Energieverlust des hereinlaufenden Deuterium-Ions mit 500 keV im Niob 160 eV/nm (Northcliff u. Schilling 1970) und $dE_{\text{He}}/dE_{\text{D}}$ die aus Energie- und Impulserhaltung sich ergebende Erhöhung der α -Teilchen-Energie bei Verminderung der Deuterium-Energie.

Diese Erhöhung beträgt

$$\frac{dE_{\text{He}}}{dE_{\text{D}}} = \frac{f(M, \theta, E, Q)}{(M_{\text{He}} + M_{\text{H}})^2} - \frac{M_{\text{He}} M_{\text{H}} M_{\text{D}}}{M_{\text{He}} + M_{\text{H}}} \cdot \frac{Q}{E} g^{-1/2}(M, \theta, E, Q) \cos \theta \quad (62)$$

wobei M_{He} die Masse des α -Teilchens, M_{H} die Masse des Protons, M_{D} die Masse des Deuterons, Q die Energiefreisetzung durch die Kernreaktion, E die Energie des ^3He -Ions unmittelbar vor dem Stoß und

$$f = 2 M_{\text{D}} M_{\text{He}} \cos^2 \theta + (M_{\text{He}} + M_{\text{H}}) (M_{\text{H}} - M_{\text{D}}) + 2 \cos \theta g^{1/2}(M, \theta, E, Q) \quad (63)$$

sowie

$$g = M_{\text{D}}^2 M_{\text{He}}^2 \cos^2 \theta + M_{\text{D}} M_{\text{He}} (M_{\text{He}} + M_{\text{H}}) (M_{\text{H}} - M_{\text{D}}) + M_{\text{D}} M_{\text{He}} M_{\text{H}} (M_{\text{He}} + M_{\text{H}}) \frac{Q}{E} \quad (64)$$

sind.

Dieser Term aus (62), (63) und (64) in der Gleichung (61) vermindert die durch den Energieverlust der α -Teilchen gewonnene Energieauflösung (Eckstein et al. 1976), die Verminderung ist in Abb. 28 ausgewertet. Wegen der Winkelabhängigkeit dieses

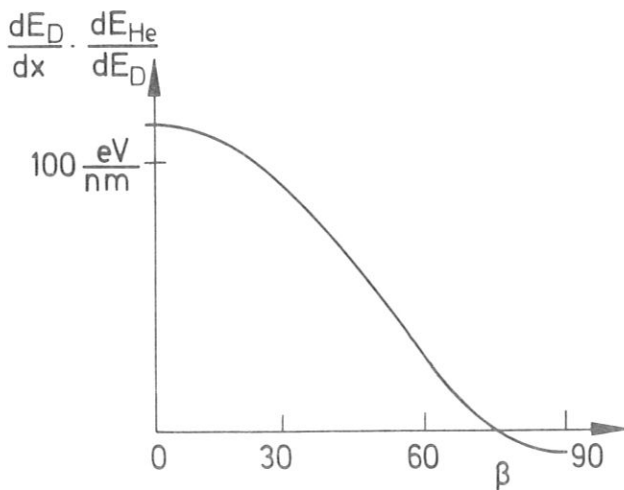


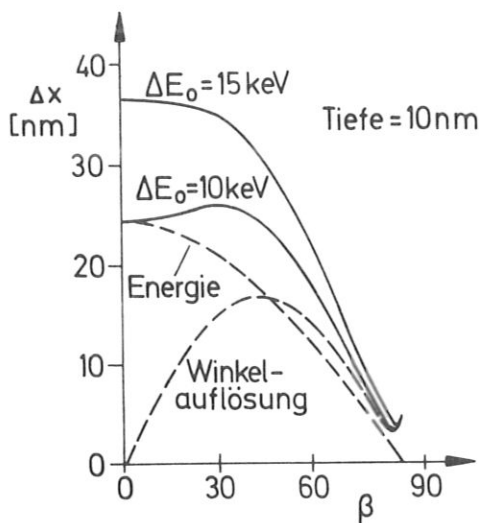
Abb. 28

Verminderung der Tiefenauflösung Δx bei Bestimmung der Tiefenverteilung mit der Kernreaktion $^3\text{He}(D, p)\alpha$ durch den Energieverlust $dE/dx(D)$

Effektes und dem $1/\cos\beta$ Faktor in (61) ist es vorteilhaft, möglichst flache Winkelstellung des Detektors zur Oberfläche (große β) zu wählen. Die sich aufgrund dieser Gesetzmäßigkeiten und einer Detektorauflösung von 15 keV sich ergebende Tiefenauflösung in Abhängigkeit vom Austrittswinkel β ist in Abb. 29 (Eckstein et al. 1976) dargestellt.

Abb. 29

Verminderung der Tiefenauflösung Δx in Abhängigkeit vom Winkel β ; Energie ist die Tiefenauflösung, die durch die Energieauflösung des Detektors allein (hier $\Delta E_d = 10$ keV) gegeben ist.



Die Auflösung bei flacher werdenden Winkeln ist jedoch durch den endlich großen Detektorwinkel δ begrenzt, wie Abb. 30 zeigt, so daß sich die Tiefenauflösung bei sehr flachen Winkeln mit zunehmender Tiefe verschlechtert. Die Tiefenauflösungen für verschiedene Tiefen sind in Abb. 31 dargestellt. In Anbetracht der erwarteten Reichweiten von etwa 200 nm werden bei den durchgeführten Versuchen Winkel von $\beta = 60^\circ$ bis 80° gewählt.

Auch bei der Nachweismethode der resonanten Rückstreuung von Protonen an Helium hat die Wahl der Rückstreuwinkel großen Einfluß auf Empfindlichkeit und Tiefenauflösung (Langley 1976, Freier et al. 1949, Terreault et al. 1977).

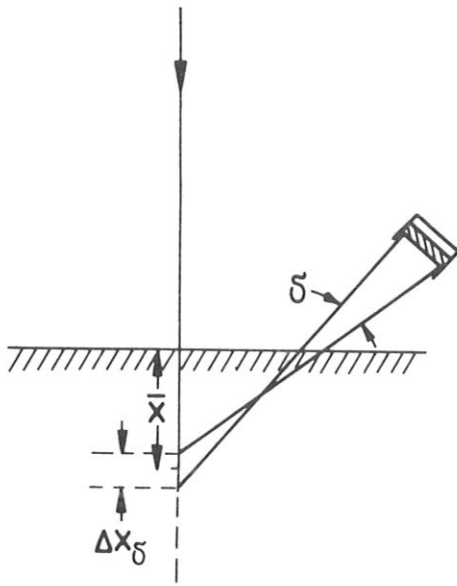


Abb. 30

Begrenzung der Tiefenauflösung durch die Detektorapertur δ : Der gleiche Bremsweg der α -Teilchen s entspricht bei endlichem Detektorwinkel δ verschiedenen Tiefen $x \neq \Delta x_{\delta} / 2$

$$s = (\bar{x} + \Delta x_{\delta} / 2) / (\cos(\beta - \delta / 2))$$

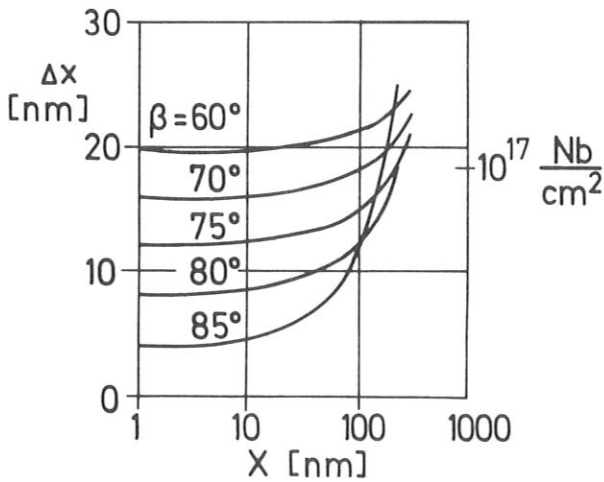
$$= (\bar{x} - \Delta x_{\delta} / 2) / (\cos(\beta + \delta / 2))$$


Abb. 31

Verminderung der Tiefenauflösung Δx bei verschiedenen Winkeln β bei zunehmender Tiefe x (nach Eckstein et al. 1976)

Der Wirkungsquerschnitt ist bei Vorwärts- oder Rückwärtsstreuung ($\theta \approx 0^\circ$ bzw. $\theta \approx 180^\circ$) weit größer als bei $\theta \approx 90^\circ$ (Abb. 32); (Freier et al. 1949, Barnard et al. 1964). Da bei Vorwärtsstreuung der Untergrund der Rutherford-Streuung vom Metall groß ist ($\sigma_{\text{Ruth}} \sim \cos^{-4} \theta$), sind Winkel so nahe bei $\theta = 180^\circ$, wie die Apparatur zuläßt, am günstigsten. Bei den vorgenommenen Messungen wurden meist ein Winkel $\theta = 152^\circ$ verwendet.

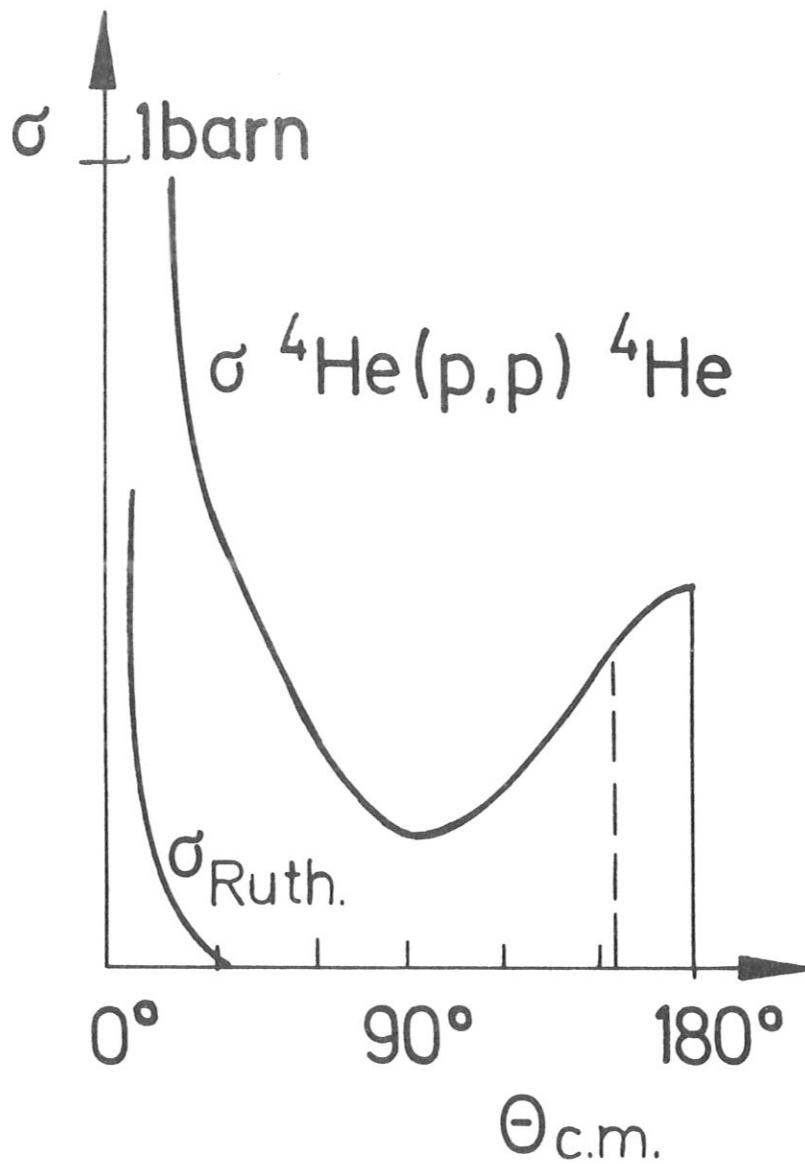


Abb. 32 Wirkungsquerschnitt σ der resonanten Kernstreuung von Protonen an ${}^4\text{He}$ bei verschiedenen Streuwinkeln in Schwerpunktsystem $\Theta_{c.m.}$

8.2. Vergleich der durch verschiedene Methoden gewonnenen Tiefenverteilungen

Sowohl bei der Kernreaktion ${}^3\text{He}(D,p)\alpha$ als auch bei der resonanten Rückstreuung erscheinen auch die an den Metallatomen zurückgestreuten Ionen in den aufgenommenen Spektren. Das ermöglicht eine zusätzliche Auswertung der Tiefenverteilungen nach der Additionsregel von Bragg.

Im Fall des Beschusses von Niob mit 30 keV He wurden ein mit der Kernreaktion ${}^3\text{He}(d,p)\alpha$ gewonnene Tiefenverteilung mit einer nach Implantation der gleichen Dosis ${}^4\text{He}$ mit der resonanten Protonenrückstreuung gemessenen Tiefenverteilung verglichen (Abb. 33, Abb. 34). Die Übereinstimmung bei den Aufsammlerwahrscheinlichkeiten ist gut, und die Differenzen sind noch innerhalb der Fehlergrenzen der einzelnen Methoden.

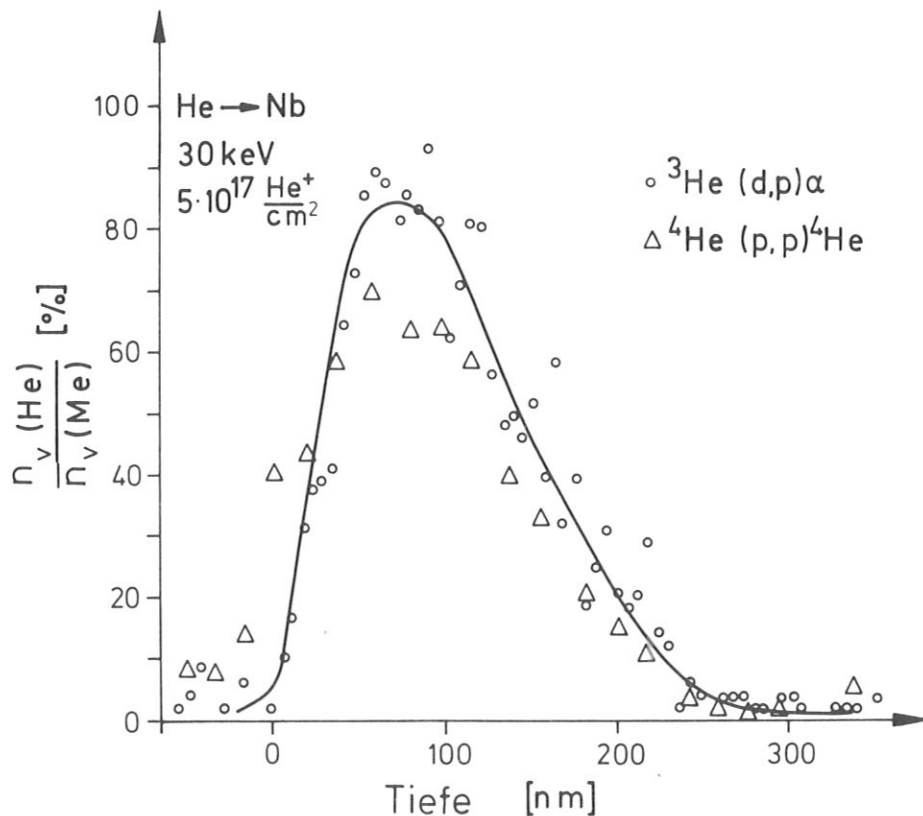


Abb. 33 Vergleich der Tiefenverteilungen von He in Nb(30 keV), die mit verschiedenen Methoden gemessen wurden; Dosis $5 \cdot 10^{17} \text{ He/cm}^2$

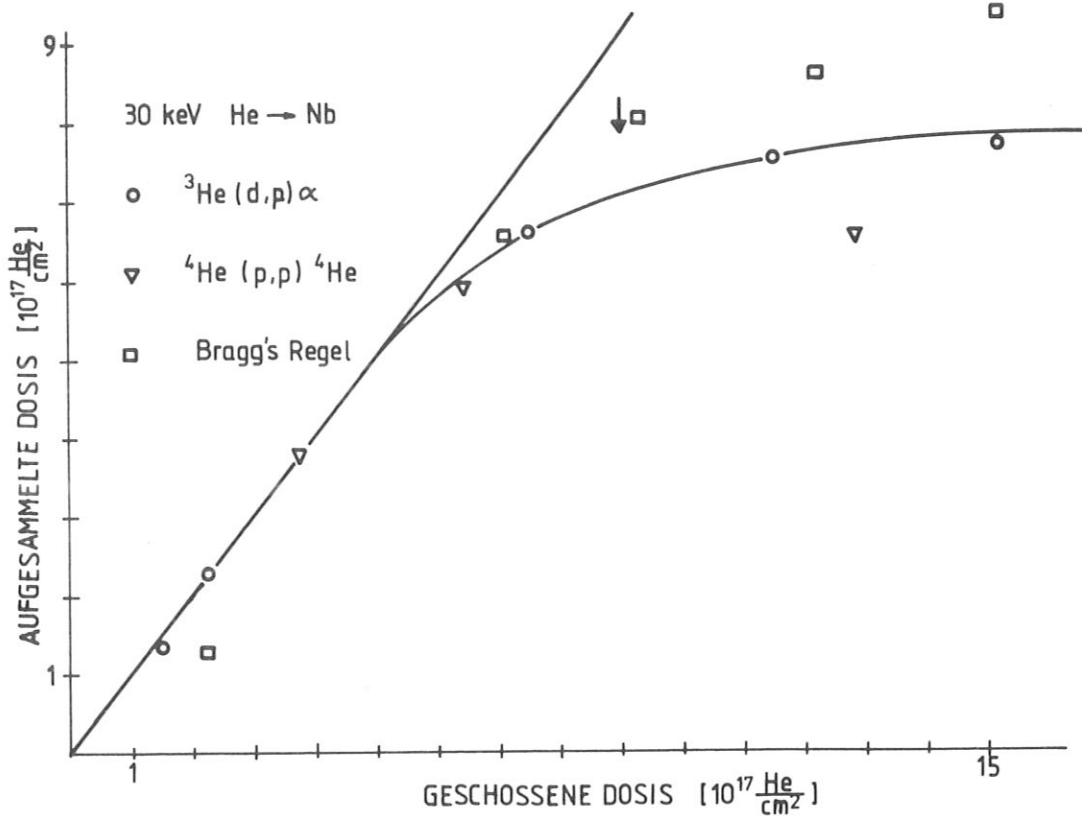


Abb. 34 Vergleich der Aufsammenwahrscheinlichkeiten von He in Nb (30 keV), die mit verschiedenen Methoden gemessen wurden; Dosis $5 \cdot 10^{17} \text{ He/cm}^2$

Auch die beiden Tiefenverteilungen stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit überein. Die Übereinstimmung ist eine Kontrolle der aus der Gitterführung und der Reflektion des Laserstrahles gewonnenen Lage der Oberfläche und damit der Winkel α und β (Abb. 2), da eine Abweichung von 2° in β bereits einen Fehler in der Tiefenskala von 10% hervorruft.

LITERATURANGABEN

- D. Aitken, P.J. Goodhew, M.B. Waldron, Nat.Phys.Science 244, 15 (1973)
- D'Ans-Lax, Taschenbuch f. Physiker u. Chemiker, Springer, Berlin (1967)
- B.R. Appleton, L.C. Feldman, p. 417 in Atomic Collision Phenomena in Solids, North-Holland Publ., 1969
- O. Auciello, Rad.Eff. 30, 11 (1976)
- A.C.L. Barnard, C.U. Jones, J.L. Weil, Nucl.Phys.50, 604 (1964)
- R.S. Barnes, Phil.Mag. 5, 635 (1960)
- R.S. Barnes, D.J. Mazey, Phil.Mag. 5, 1247 (1960)
- R.S. Barnes, Disc.Farad.Soc. 31, 38 (1961)
- R.S. Barnes, D.J. Mazey, Proc.Roy.Soc. A 275, 47 (1963)
- W. Bauer, G.J. Thomas, J.Nucl.Mat. 42, 96 (1972)
- W. Bauer, D. Morse, J.Nucl.Mat. 44, 337 (1972)
- W. Bauer, G.J. Thomas, J.Nucl.Mat. 47, 241 (1973)
- W. Bauer, G.J. Thomas, Rad.Eff. 17, 221 (1973)
- W. Bauer, G.J. Thomas, Rad.Eff. 23, 211 (1974) (a)
- W. Bauer, G.J. Thomas, p. 533 in: Picraux et al. ed. (1974) (b)
- W. Bauer, G.J. Thomas, p. 575 in O. Meyer ed. (1976)
- W. Bauer, C.R. Finfgeld, M. Kaminsky ed.: Proc. 2nd Conf. on Surface Effects in Controlled Fusion Devices, San Francisco 1976, Jour.Nucl.Mater. 63 (1976)
- W. Bauer, G.J. Thomas, p. 299 in: W. Bauer et al. ed. (1976)
- R. Behrisch, Vacuum Technik 10, 250 (1967)
- R. Behrisch, G. Mühlbauer, B.M.U. Scherzer, J. of Sci.Instrum. (J.of Physics E) 2, 381 (1969)
- R. Behrisch, B.M.U. Scherzer, H. Schulze, Physics Letters 35A, 181 (1971)

- R. Behrisch, First Wall Erosion in Fusion Reactors, Nucl. Fusion 12, 691 (1972) (a)
- R. Behrisch, B.M.U. Scherzer, H. Schulze, Rad.Eff. 13, 33 (1972) (b)
- R. Behrisch, W. Heiland, W. Poschenrieder, P. Staib, H. Verbeek ed.: Ion Surface Interaction, Sputtering and Related Phenomena, Gordon & Breach Science Publishers, London, 1973 (a)
- R. Behrisch, B.M.U. Scherzer, Thin Solid Films 19, 247 (1973) (b)
- R. Behrisch, J. Böttiger, W. Eckstein, U. Littmark, J. Roth, B.M.U. Scherzer, Appl.Phys.Lett. 27, 199 (1975)
- R. Behrisch, J. Böttiger, W. Eckstein, J. Roth, B.M.U. Scherzer, J.Nucl.Mat. 56, 365 (1975)
- R. Behrisch, J. Roth, Vol. 2, p. 539 in: O. Meyer et al. ed. (1976)
- H.A. Bethe, Ann.d.Physik 5, 325 (1930)
- C.L. Bisson, W.D. Wilson, R.A. Johnson, Rad.Eff. 25, 155 (1975)
- R.S. Blewer, J.K. Maurin, J.Nucl.Mat. 44, 260 (1972)
- F. Bloch, Ann.d.Physik 16, 285 (1933)
- S. Blow, J.Brit.Nucl.Energy Soc. 11, 371 (1972)
- E. Bøgh, J.L. Whitton, Phys.Rev.Lett. 19, 553 (1967)
- E. Bøgh, Can.J.Phys. 46, 653 (1968)
- N. Bohr, Kgl. Danske Videnskab.Selskab.Mat.Fys.Medd. 18, 8 (1948)
- W.H. Bragg: Studies in Radioactivity, Macmillan Publ., London 1912, siehe auch: Phil.Mag. 10, 5318 (1905)
- D.K. Brice, "Ion Implantation Range and Energy Deposition Distributions", IFI/Plenum Press, New York-Washington-London, 1975

- G. Carter, J. Colligon: Ion Bombardment of Solids, p. 416 ff, American Elsevier, New York, 1968
- G. Carter, J.S. Colligon, W.A. Grant ed.: Application of Ion Beams to Materials 1975, Conference Series Number 28, Institute of Physics, London and Bristol, 1976
- R. Castaing, B. Jouffrey, J. de Microscopie 2, 6 (1963)
- W.K. Chu, J.W. Mayer, M.-A. Nicolet, T.M. Buck, G. Amsel, F. Eisen, Thin Solid Films 17, 1 (1973)
- W.K. Chu, J.F. Ziegler, Nucl.Data Tables 13,5, 463 (1974)
- W.K. Chu, M.-A. Nicolet, J.W. Mayer: Backscattering Spectrometry, Academic Press, New York, 1977
- S.K. Das, M. Kaminsky, Proc. of the 5th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research, Princeton 1973, IEEE Nucl. and Plasma Sci. p. 31, 1973
- S.K. Das, M. Kaminsky, p. 240 in: Defects and Defect Clusters in BCC Metals and their Alloys, Nuclear Metallurgy Vol. 18, ed. R.J. Arsenault, Natl. Bureau of Standards, Gaithersburg, Maryland, 1973
- S.K. Das, M. Kaminsky, J.Appl.Phys. 44, 25 (1973)
- S.K. Das, M. Kaminsky, J.Appl.Phys. 44, 2520 (1973)
- S.K. Das, M. Kaminsky, J.Nucl.Mat. 53, 115 (1974) (a)
- S.K. Das, M. Kaminsky, Proc.Conf.: Surface Effects in Controlled Thermonuclear Fusion Devices and Reactors, Argonne, 1974 (b)
- S.K. Das, M. Kaminsky, T.D. Rossing, Appl.Phys.Lett. 27, 197 (1975)
- S.K. Das, M. Kaminsky, p. 112 in: Kaminsky ed. (1976)
- J.A. Davies, J. Friesen, J.D. McIntyre, Can.J.Chem. 38, 1526 (1960)
- W. Dönitz, W. Hertz, W. Waidelich, H. Peisl, K. Böning, Phys.Stat.sol. (a) 22, 501 (1974)

- P. Eberhardt, J. Geiss, H. Graf, N. Grögler, U. Krähenbühl, H. Schwaller, J. Schwarzmüller, A. Stettler, Proc. Apollo 11 Sci. Conf., Geochim. Cosmochim. Acta Suppl. 1 (2) 1037 Pergamon Press (1970)
- W. Eckstein, R. Behrisch, J. Roth, p. 821 in: O. Meyer et al. ed. (1976)
- D. Edwards jr., E.V. Kornelsen, Rad.Eff. 26, 155 (1975)
- E.P. EerNisse, Appl.Phys.Lett. 18, 581 (1971)
- E.P. EerNisse, p. 531 in: Ion Implantation in Semiconductors and other Materials, ed. B.L. Crowder, Plenum Press, 1973
- E.P. EerNisse, J.Appl.Phys. 45, 167 (1974) (a)
- E.P. EerNisse, J.Nucl.Mat. 53, 226 (1974) (b)
- E.P. EerNisse, S.T. Picraux, J.Appl.Phys. 48, 9 (1977), Erratum 48, 2648 (1977)
- P. Ehrhart, W. Rupp, R. Sizmann, Phys.Stat.Sol. 28, K 35 (1968)
- C.E. Ells, W. Evans, Trans.Met.Soc. AIME, 227, 438 (1963)
- S.K. Erents, G.M. McCracken, p. 239 in Behrisch, Heiland et al. ed. (1973) sowie Rad.Effects 18, 191 (1973)
- J. Eshelby, Ann.Phys. 1, 116 (1958)
- J.H. Evans, Nature 256, 299 (1975)
- J.H. Evans, Harwell Report AERE-R-8365, wird veröffentlicht (1977)
- J.H. Evans, D.J. Mazey, B.L. Eyre, S.K. Erents, G.M. McCracken: p. 299 in Carter et al. ed. (1976)
- J.S.-Y. Feng, W.K. Chu, M.-A. Nicolet, p. 227 in Mayer u. Ziegler (1974)
- E. Fermi, Z.f.Physik 48, 73 (1928)
- E. Fermi, E. Teller, Phys. Rev. 72, 399 (1947)
- O.B. Firsov, Soviet Physics JETP 36, 1076 (1959)
- G. Freier, H. Holmgren, Phys.Rev. 93, 825 (1954)

- G. Freier, E. Lampi, W. Sleator, J.H. Williams, Phys.Rev. 75, 1345 (1949)
- J.F. Gibbons, W.S. Johnson, S.W. Mylroie: Projected Range Statistics, Dowden, Hutchinson and Ross, Inc., Stroudsburg, Pa., Distributed by Halsted Press, New York, 1975
- W.M. Good, W.E. Kunz, C.D. Moog, Phys.Rev. 94, 87 (1954)
- G.E. Gurgenishvili, A.A. Nersesyan, G.A. Kharadze, JETP Letters 19, 326 (1974)
- N.E.W. Hartley, J.Vac.Sci.Technol. 12, 485 (1975)
- C. Herring: Structure and Properties of Solid Surfaces, ed. Cramer and Smith, University of Chicago Press (1953)
- N.P. Heydenburg, N.F. Ramsey, Phys.Rev. 60, 42 (1941)
- J.P. Hirth, C.W. Price, Surface Science 57, 446 (1976)
- W.O. Hofer, H. Liebl, p. 659 in: O. Meyer et al. ed. (1976)
- S. Hofmann, Appl.Phys. 9, 59 (1976)
- J.B. Holt, W. Bauer, G.J. Thomas, Rad.Eff. 7, 269 (1971)
- E. Houdremont: Handbuch der Sonderstahlkunde, 3.Aufl. 2.Bd. S. 1373, Springer Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg und Verlag Strahlweisen m.b.H. Düsseldorf, 1956
- P.J. Hultgren, T.E. Scott, J.Appl.Physics 47, 4394 (1976)
- B. Jouffrey, J. de Microscopie 2, 45 (1963)
- D. Kaletta, Dissertation Karlsruhe 1976
- D. Kaletta, K. Ehrlich, Radiation Defects and Tritium Technology for Fusion Reactors, Gatlinburg Konf. Oct. 1975, Conf.Proc. Vol. 2, 289 (1976)
- D. Kaletta, p. 347 in: W. Bauer et al. ed. (1976)
- M. Kaminsky, Adv.Mass.Spectrom. 3, 69 (1964)
- M. Kaminsky, Konferenzbericht IEEE Trans., Nucl.Sci. NS 18, 208 (1971)

- M. Kaminsky, S.K. Das, Rad.Eff. 18, 245 (1973)
- M. Kaminsky, S.K. Das, Nucl.Tech. 22, 373 (1974)
- M. Kaminsky, S.K. Das, G. Fenske, Appl.Phys.Letters 27, 521 (1975)
- M. Kaminsky, (review) p. 112 in: Radiation Effects on Solid Surfaces, ed. M. Kaminsky, American Chemical Society, Washington D.C., (1976)
- M. Kaminsky, S.K. Das, G. Fenske, J.Nucl.Mat. 59, 86 (1976)
- T. Kammash, p. 400 in: Fusion Reactor Physics, Ann.Arbor Science Publ., (1975)
- D.W. Keefer, A.G. Pard, J.Nucl.Mat. 45, 55 (1972)
- D.W. Keefer, A.G. Pard, J.Nucl.Mat. 47, 97 (1973)
- D.W. Keefer, A.G. Pard, Rad.Effects 22, 181 (1974)
- T. Kimura, J. Kobayashi, S. Okuda, H. Akimune, Japan. J.Appl. Phys. 15, 2479 (1976)
- G.H. Kinchin, R.S. Pease, Rep.Progr.Phys. 18, 1 (1955)
- G.H. Kinchin, R.S. Pease, Phys. 34, 2821 (1963)
- E.V. Kornelson, Rad.Eff. 13, 227 (1972)
- E.V. Kornelson p. 521 in: Albuquerque Conf., S.T. Picraux et al. ed. (1973)
- W.E. Kunz, Phys.Rev. 97, 456 (1955)
- N.Q. Lam, S.J. Rothman, R. Sizmann, Rad.Eff. 23/1, 53 (1974)
- R.A. Langley, Sandia-Report, SAND 75, 5437 (1975)
sowie: S. 201 in O. Meyer et al. ed. (1976)
- G. Leibfried: Bestrahlungseffekte in Festkörpern, Teubner Verl., Stuttgart (1965)
- A.B. Lidiard, R.S. Nelson, Phil.Mag. 2E 17, 425 (1968)
- J. Lindhard, M. Scharff, Kgl. Danske Videnskab.Selskab., Mat.Fys.Medd. 27, 15 (1953)

- J. Lindhard, M. Scharff, Phys.Rev. 124, 128 (1961)
- J. Lindhard, M. Scharff, H.E. Schiøtt, Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.Fys.Medd. 33, 14 (1963)
- J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, P.V. Thomsen, Kgl. Danske Videnskab.Selskab., Mat.Fys.Medd. 33, 10 (1963)
- J. Lindhard, Kgl. Danske Videnskab.Selskab., Mat.Fys.Medd. 34, 14 (1965)
- J. Lindhard, M. Scharff, Kgl. Danske Videnskab.Selskab., Mat.Fys.Medd. 36, 10 (1968)
- U. Littmark, G. Maderlechner, R. Behrisch, B.M.U. Scherzer, M.T. Robinson, Nucl.Instr. and Methods 132, 661 (1976)
- H. Lutz, R. Sizmann, Physics Letters 5, 113 (1963)
- H. Lutz, R. Sizmann, Z.Naturforschung 19 (2), 1079 (1964)
- H. Lutz, Private Mitteilung (1975)
- J.G. Martel, R.St. Jaques, B. Terreault, G. Veilleux, J.Nucl.Mat. 53, 142 (1974)
- J.G. Martel, R.St. Jaques, B. Terreault, J.Vac.Sci.Technol. 14 (1), 543 (1977)
- D.G. Martin, J.Nucl.Mat. 33, 23 (1969)
- N. Matsunami, N. Itoh, Rad.Eff. 26, 173 (1975)
- S. Matteson, D. Powers, E.K.L. Chau, Phys.Rev. A, 15, 856 (1977)
- J.W. Mayer, Lennart Erikson, J.A. Davies: Ion Implantation in Semiconductors, Academic Press, New York u. London (1970)
- J.W. Mayer, J.F. Ziegler: Ion Beam Surface Layer Analysis, Elsevier Sequoia S.A., Lausanne (1974)
- D.J. Mazey, B.L. Eyre, J.H. Evans, S.K. Erents, G.M. McCracken, J. of Nucl. Mat. 64, 145 (1977)
- G.M. McCracken, D.K. Jeffries, P. Goldsmith, Culham-Report CLM-P 166 (1968)

- G.M. McCracken, Nucl. Fusion, Special Supplements p. 471 (1974)
- R.L. Meek, W.M. Gibson, J.P.F. Sellschop, Rad.Eff. 11, 139 (1971)
- O. Meyer, G. Linker, F. K ppler ed. Bericht Konferenz Karlsruhe (1975): Ion Beam Surface Layer Analysis, Plenum Press, New York und London (1976)
- J.G. Mitchell, S. Agami, J.A. Davies, Rad.Eff. 28, 133 (1976)
- W. M ller, T. Pfeiffer, D. Kamke, p. 841 in: O. Meyer et al. ed. (1976)
- R.S. Nelson, Phil.Mag. 9, 343 (1964)
- R.S. Nelson, Jour.Nucl.Mater. 31, 153 (1969)
- R.S. Nelson, M.W. Thompson, Phil.Mag. 8, 1677 (1963)
- W. Neuwirth, W. Pietsch, K. Richter, U. Hauser, Z. Physik, A275, 215 (1975)
- L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, Nucl.Data Tables 7, 233 (1970)
- I.V. Obreimov, S. 52 in: L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Theory of Elasticity, Pergamon Press, Oxford, (1970)
- O.S. Oen, M.T. Robinson, Konferenzbericht Amsterdam (1975) sowie Nuclear Instrum.and Methods 132, 647 (1976)
- O. Petterson, Acta Polytechnika, Stockholm 138, 1 (1954)
- S.T. Picraux, E.P. EerNisse, F.L. Vook ed.: Int. Conf. on Applications of Ion Beams to Metals, Albuquerque 1973, Plenum Press, New York, 1974
- W. Pietsch, U. Hauser, W. Neuwirth, Nucl.Instrum. and Methods 132, 79 (1976)
- D. Powers, W. Whaling, Phys.Rev. 126, 61 (1962)
- E. Preuss, B. Krahl-Urban, P. Butz: Laue-Atlas, Bertelsmann Universitätsverlag, Düsseldorf 1974

- W. Primak, J.Appl.Phys. 34, 3630 (1963)
- W. Primak, J.Appl.Phys. 43, 4927 (1972)
- P.P. Pronko, J.G. Pronko, Phys.Rev. B9, 2870 (1974)
- Y. Quèrè, Ann.Phys. 5, 105 (1970)
- Y. Quèrè, Rad.Eff. 28, 253 (1976)
- H. Reismann, J.Appl.Mechanics, 19, 167 (1952)
- N. Riehl, R. Sizmann (review) Phys.Stat.Sol.1, 97 (1961)
- M.T. Robinson, Appl.Phys.Lett. 1, 49 (1962)
- M.T. Robinson, O.S. Oen, Phys.Rev. 132, 2385 (1963)
- M.T. Robinson, I.M. Thorrens, USAEC-Report CONF-710601, 739 (1972)
- M.T. Robinson, I.M. Thorrens, Phys.Rev. B9, 5008 (1974)
- J. Roth, Dissertation TU München (1974)
- J. Roth, R. Behrisch, B.M.U. Scherzer, J.Nucl.Mat. 53, 147 (1974) (a)
- J. Roth, R. Behrisch, B.M.U. Scherzer, Appl.Phys.Lett. 25, 643 (1974) (b)
- J. Roth, p. 539 in Konferenzbericht Karlsruhe (1975), O. Meyer et al. ed. (1976)
- J. Roth, Warwick Conference, (1975), Proceedings: "Appl. of Ion Beams to Materials" Inst. of Physics, Conference Series, Vol. 28, 280 (1976)
- J. Roth, S. T. Picraux, W. Eckstein, J. Böttiger, R. Behrisch, p. 120 in: W. Bauer et al. ed. (1976)
- E. Ruedl, R. Kelly, J. Nucl.Materials 16, 89 (1965)
- G. Schaumann, J. Völkl, G. Alefeld, Phys.Stat.Sol. 42, 401 (1970)
- B.M.U. Scherzer, IPP-Report 2/80 (1969)
- B.M.U. Scherzer, R. Behrisch, Verhandl. DPG (VI) 4, 25 (1969)
- B.M.U. Scherzer, J.Vac.Sci.Technol. 13, 420 (1976)

- H. Schjøtt, Math.Fys.Medd., Dan.Vid.Selsk. 35, 9 (1966)
- H. Schmidl, IPP-Report 9/3 (1971)
- F. Schulz, K. Wittmaack, J. Maul, Rad.Eff. 18, 211 (1973)
- H. Schulze, IPP-Report 7/3 (1970)
sowie Dissertation TU München (1971)
- R. Shuttleworth, Proc. Physical Soc. A 63, 444 (1950)
- P. Sigmund, Rev.Physics 17, 823, 969 und 1079 (1972)
- P. Sigmund, p. 3 in: "Radiation Damage Processes in Materials",
Noordhoff, Leyden (1975)
- R. Sizmann, Nukleonik 1 (9), 357 (1959)
- R. Sizmann, GSI-Bericht, P2-75 (1975)
- M.O. Speight, J.Nucl.Mat. 12, 216 (1964)
- M.O. Speight, J.Nucl.Mat. 58, 55 (1975)
- J. Stark, G. Wendt, Ann.Physik 38, 921 und 941 (1912)
- E.C. Sykes, et al. Harwell-Report AERE M/R 2002 (1956)
- B. Terreault, J.G. Martel, R.G.St. Jacques, J. L'Ecuyer,
J.Vac.Sci.Technol. 14, 492 (1977)
- G.J. Thomas, W. Bauer, Rad.Eff. 17, 221 (1973)
- G.J. Thomas, W. Bauer, J.Nucl.Mat. 53, 134 (1974)
- L.H. Thomas, Proc.Cambr.Phil.Soc. 23, 542 (1927)
- M.W. Thompson, Contemporary Physics 9, 375 (1968)
- M.W. Thompson: "Defects and Radiation Damage in Metals"
Cambridge University Press (1969)
- W. Timoshenko, S. Woinowsky-Krieger: "Theory of Plates and
Shells" McGraw Hill, New York (1959)
- T.A. Tombello, C. Miller-Jones, G.C. Phillips, J.L. Weil,
Nucl.Physics 39, 541 (1962)
- S. Vepřek, A.P. Webb., H. Stuessi, Int. Symposium on Plasma
Wall Interaction, Jülich (1976)

- H. Verbeek, W. Eckstein, p. 597 in Albuquerque Conf. ed. EerNisse, Plenum Press (1974)
- H. Vernickel, 1st Top.Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, San Diego (1974), Proc. Vol. 2, p. 347, CONF 740402-p2
- J. Völkl, G. Alefeld, p. 232 in: "Diffusion in Solids Recent Developments" eds. A.S. Nowick, J.J. Burton, Academic Press, New York (1975)
- R. Weissmann, P. Sigmund, Rad.Effects 18, 47 (1973)
- H. Wenzl, T. Springer: "Hydrogen Metal Systems", IFF Buletin 9, 1 (1976)
- H. Wiedersich, J.J. Burton, J.L. Katz, J.Nucl.Mat. 46, 41 (1973)
- M. Wilkens, in: Albuquerque Conf. ed. EerNisse et al. Plenum Press (1974)
- K.L. Wilson, G.J. Thomas, W. Bauer, Nov. Meeting of the ANS in San Francisco (1975)
- K.L. Wilson, p. 401 in: Proceedings of Int. Symp. on Plasma Wall Interaction, Jülich 1976, published for the Commission of the European Communities by Pergamon Press, Oxford, New York, 1977
- W.D. Wilson, C.L. Bisson, Rad.Eff. 19, 53 (1973)
- W.D. Wilson, L.G. Haggmark, J.D. Biersack, Phys.Rev. B15, 2458 (1977)
- W.D. Wilson, R.A. Johnson: Interatomic Potentials and Stimulation of Lattice Defects, Plenum Press New York, 1972
- H.M. Windawi, J.R. Katzer, C.B. Cooper, Phys.Lett. 59A, 62 (1976)
- K.B. Winterbon: "Ion Implantation Range and Energy Deposition Distributions" Vol. 2 IFI Plenum Press, New York, Washington, London (1975)
- K. Wittmaack, Appl.Phys.Lett. 29, 552 (1975)

J.L. Yarnell, R.H. Lonberg, W.R. Stratton, Phys.Rev. 90,
292 (1953)

J.F. Ziegler, J.Appl.Phys. 43, 2973 (1972)

J.F. Ziegler, ed.: "New Uses of Ion Accelerators" Plenum
Press, New York (1975)

J.F. Ziegler, p. 15 in: Karlsruhe Conf., Proc. ed. O. Meyer
et al. (1976)

Ich danke Herrn Professor Dr. R. Sizmann für sein wohlwollendes Interesse an der Arbeit und viele wertvolle Hinweise.

Herrn Projektleiter Dr. Vernickel danke ich für sein stetig förderndes Interesse und die großzügige Bereitstellung von Institutsmitteln.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. B.M.U. Scherzer für viele wichtige Diskussionen zur Interpretation der Meßergebnisse und für die Hilfe bei Vorbereitung und Durchführung der Experimente.

Für zahlreiche anregende Gespräche danke ich den Herren Dr. Behrisch, Dr. Bohdanský sowie Dr. Roth und den anderen wissenschaftlichen Mitarbeitern des Projektes Plasma-Wand-Wechselwirkung des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik.

Mit ihrem technischen Können waren die Herren Wacker, Schmidl und Heilmeier wesentlich am Zustandekommen der Arbeit beteiligt.