TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN

Fachrichtung Physik
Institut für Angewandte Physik

HZDR
HELMHOLTZ ZENTRUM DRESDEN ROSSENDORF

Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung
Abt.: FWIZ-A

Fortgeschrittenen-Praktikum

Ionenimplantation in Halbleiter (IH)

Praktikumsort

Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
Bautzner Landstraße 400
01328 Dresden

Zu erreichen per Kraftfahrzeug oder Buslinie 261. Lageplan und Anfahrtsbeschreibung unter www.hzdr.de >> Über uns >> So finden Sie uns.

Bitte an der Pforte melden, die den Weg zum Institut (Gebäude 710, Raum 212 / 106) weist. Bitte einen Personalausweis o.ä. mitbringen.

Zeit

Freitags ganztägig. Beginn 9.00 h (entsprechend Ankunft Bus 261)

Betreuer

Dr. René Heller / Dr. Christian Neelmeijer
Telefon: 0351 260 3617 / 0351 260 3254 / 0351 260 3294
E-mail: r.heller@hzdr.de / c.neelmeijer@hzdr.de

Verfasser: **Prof. Dr. W. Möller**, Inst. für Ionenstrahlphysik u. Materialforschung, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

Kurzbeschreibung

Die Implantation energetischer Ionen in Festkörper-Oberflächen findet in vielen Bereichen moderner Technik und Produktion ihre Anwendung. Sie stellt jedoch insbesondere für die Halbleitertechnologie und damit die Mikroelektronik eine nicht ersetzbare Schlüsseltechnologie dar. Halbleiter können z.B. durch Ionenimplantation "dotiert", d.h. elektrisch aktiviert werden. Hierzu sind meist nur sehr geringe Konzentrationen (< 0.1 at%) der durch die Ionenimplantation eingebrachten Fremdatome (z.B. B zur p-Dotierung in Si, P, As oder Sb zur n-Dotierung in Si) notwendig. Auf der anderen Seite können durch hohe Konzentrationen geeigneter Fremdatome z.B. "vergrabene" Schichten aus Verbindungsmaterialien, wie z.B. SiO_2 in Si durch O-Implantation, erzeugt werden.

Eine wesentliche Voraussetzung für die Anwendung der Ionenimplantation ist die Kenntnis der Eindringtiefe der eingeschossenen Ionen in das Material, die von der Ionenenergie und dem Einschusswinkel abhängt. Beschrieben wird sie durch eine Verteilungsfunktion, die aus der Statistik der Wechselwirkungsprozesse zwischen eingeschossenen Ionen und Targetmaterial resultiert. Der Schwerpunkt dieser Verteilungsfunktion ist die mittlere projizierte Reichweite.

Als meist unerwünschte Begleiterscheinung entstehen während der Ionenimplantation Strahlenschäden durch Verlagerung von Gitteratomen des bestrahlten Materials. Die Tiefenverteilung der Strahlenschäden unterscheidet sich von der der implantierten Ionen. Bei hoher Fluenz der eingeschossenen Ionen kann die Akkumulation der Strahlenschäden insbesondere in Halbleitern zur Amorphisierung führen.

Im vorliegenden Versuch wird eine Probe aus kristallinem Silizium, die durch Implantation von Antimon-Ionen der Energie 350 keV präpariert wurde, mit Hilfe der Hochenergie-Ionenstreuung untersucht. Die daraus gewonnenen Reichweiten- und Strahlenschäden-Verteilungen werden mit den Vorhersagen der kollisionären Computersimulation verglichen.

Der Versuch vermittelt neben den physikalischen Grundlagen der Ionenimplantation und der Ionenstrahlanalytik auch die entsprechende Anlagentechnik.

Stichworte

Ionen-Festkörper-Wechselwirkung, Reichweiteverteilung, Strahlenschäden, Monte-Carlo-Computersimulation, Ionenimplantation, Rutherford-Rückstreuung, Ionenbeschleuniger

1. Grundlagen

1.1 Ionen-Festkörper-Wechselwirkung

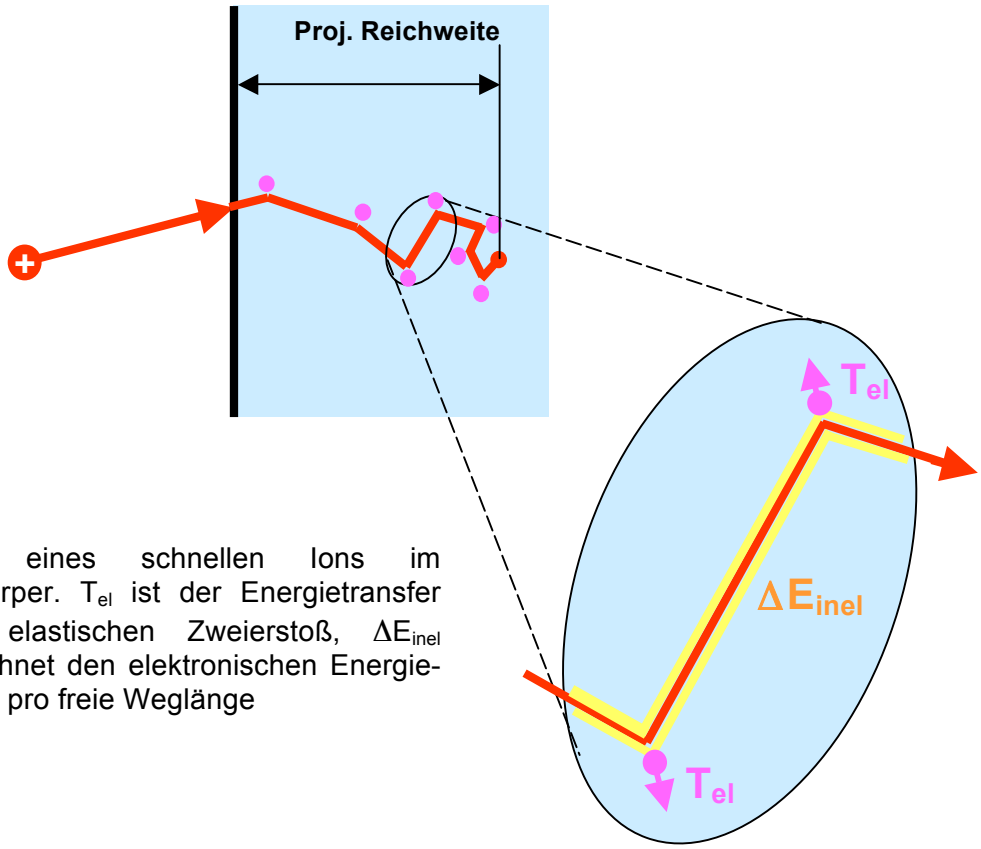


Fig. 1

Bahn eines schnellen Ions im Festkörper. T_{el} ist der Energietransfer beim elastischen Zweierstoß, ΔE_{inel} bezeichnet den elektronischen Energieverlust pro freie Weglänge

Wird ein Ion mit einer genügend hohen Energie (> 100 eV) auf einen Festkörper geschossen, durchdringt es dessen Oberfläche und wird Wechselwirkungsprozessen mit der Targetmaterial unterworfen. Man unterscheidet zwischen der "elastischen" oder "nuklearen" Wechselwirkung durch Stöße des Ions im abgeschirmten Coulomb-Potential der Atomkerne des Targets und der "inelastischen" oder "elektronischen" Wechselwirkung mit den Elektronen. Die Bewegung des Ions kann als eine Folge von elastischen Zweierstößen beschrieben werden, während oder zwischen denen die elektronische Wechselwirkung eine Art von "Reibung" ausübt. Beide Prozesse führen zu einem Energieverlust entlang der Bahn, der durch das "Bremsvermögen"

$$B = -\frac{dE}{ds} \qquad (1)$$

d.h. durch den Verlust der Ionenenergie E pro Weglänge s beschrieben wird. Oft normiert man auf die Atomzahldichte der Targetatome n und definiert den "Bremsquerschnitt"

$$S = -\frac{dE}{n\,ds} \qquad (2)$$

Der Bremsquerschnitt kann bei bekanntem differentiellen Wirkungsquerschnitt der Streuprozesse allgemein gemäß

$$S = \int T d\sigma \qquad (3)$$

berechnet werden, wobei T den Energieübertrag beim Zweierstoß bezeichnet.

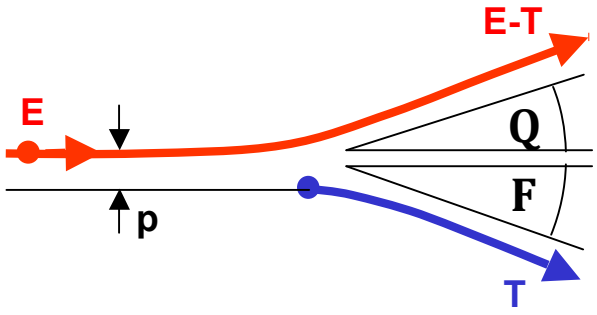


Fig. 2:

Elastischer Zweierstoß (schematisch) mit dem Stoßparameter p, den Ionenenergien E und E-T vor bzw. nach dem Stoß, dem Energieübertrag auf das Targetatom T und den Streuwinkeln im Laborsystem

Fig. 2 zeigt das Schema eines einzelnen Zweierstoßes. Der elastische Energieübertrag ist für einen Ablenkwinkel ϑ im Schwerpunktsystem gegeben durch

$$T = \frac{4 m_1 m_t}{(m_1 + m_t)^2} E \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \qquad (4)$$

mit m_1 für die Masse des Ions und m_t für die Masse des Stoßpartners (des Targetatoms bei nuklearen Stößen oder des Elektrons bei elektronischen Stößen).

Die nuklearen Stöße können als klassische Zweierstöße behandelt werden. Außer bei sehr hohen Ionenenergien oberhalb von ca. 100 keV/amu muss für das Wechselwirkungspotential V(R) zwischen Ion und Targetatom, die sich im Abstand R befinden, die Abschirmung des Kern-Kern-Coulombpotentials durch die Elektronen berücksichtigt werden. Dem trägt eine Abschirmfunktion φ gemäß

$$V(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\varepsilon_0 R} \varphi\left(\frac{R}{a}\right) \qquad (5)$$

mit einer "Abschirmlänge" a Rechnung, wobei Z_1 und Z_2 die atomare Ordnungszahl des Ions bzw. des Targetatoms bezeichnen. Als universelle (d.h. für alle Ionen-Target-Kombinationen gültige) Abschirmfunktion gilt in guter Näherung das sog. Universal-Potential

$$\varphi(x) = 0.182 e^{-3.2x} + 0.51 e^{-0.942x} + 0.28 e^{-0.403x} + 0.0282 e^{-0.202x} \qquad (6)$$

mit einer dazugehörigen Abschirmlänge

$$a = 0.8853 \frac{a_0}{Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23}} \qquad (7)$$

wobei a_0 = 0.0529 nm der Radius der 1. Bohr'schen Bahn ist.

Bezüglich der Berechnung des Wirkungsquerschnittes und, daraus folgend, des elektronischen Bremsquerschnittes nach Glg. (3), wird auf die Literatur verwiesen. Bei geeigneter Skalierung der Ionenenergie gemäß

$$\varepsilon = \frac{4\pi\varepsilon_0 a m_2}{Z_1 Z_2 e^2 (m_1 + m_2)} E \qquad (8)$$

und der Weglänge gemäß

$$\rho = \pi a^2 n \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot s \qquad (9)$$

gilt in guter Näherung als universelle Formel für das nukleare Bremsvermögen

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = \frac{3.44\sqrt{\varepsilon}\,\log(\varepsilon + 2.718)}{1 + 6.35\sqrt{\varepsilon} + \varepsilon\left(6.882\sqrt{\varepsilon} - 1.708\right)} \qquad (10)$$

Das elektronische Bremsvermögen kann für genügend geringe Ionenenergie (< 25 keV/amu) ebenfalls klassisch berechnet werden, allerdings in recht aufwändiger Weise. Das Resultat ist nach Lindhard und Scharff

$$S_e = \frac{8\pi e^2 a_0}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Z_1^{7/6} Z_2}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{3/2}} \frac{v}{v_0} \qquad (11)$$

wobei $v = (2E/m_1)^{1/2}$ die Ionengeschwindigkeit und $v_0 = \alpha c$ die Geschwindigkeit des Elektrons auf der 1. Bohr'schen Bahn bezeichnen (α Feinstrukturkonstante, c Lichtgeschwindigkeit). Im Grenzfall kleiner Energie sind sowohl nukleare Bremsung als auch elektronische Bremsung zur Geschwindigkeit proportional.

Für ausreichend hohe Ionenenergie muss das elektronische Bremsvermögen quantenmechanisch berechnet werden. Es resultiert die Bethe-Bloch-Formel (für den nichtrelativistischen Geschwindigkeitsbereich):

$$S_e = \frac{4\pi e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2} \frac{Z_1^2 Z_2}{m_e v^2} \log\left(\frac{2 m_e v^2}{I}\right) \qquad (12)$$

mit der Elektronenmasse m_e und dem "mittleren Ionisierungspotential" I, das angenähert durch $I = 10\ \text{eV} \cdot Z_2$ gegeben ist.

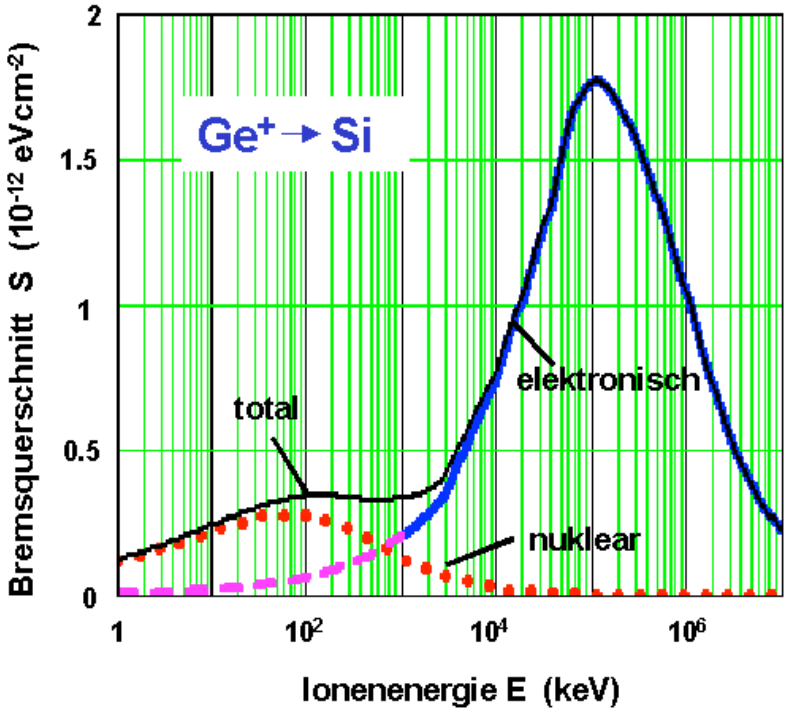


Fig. 3:

Bremsquerschnitt von Germanium-Ionen in Silizium als Funktion der Ionenenergie: Semiempirische Daten aus dem SRIM-Programmpaket (dicke durchgezogene Linie, nuklearer Anteil nach Glg. (10) (gepunktet), geschwindigkeitsproportionaler elektronischer Anteil bei niedriger Energie mit einem angepassten konstanten Faktor (s. Glg. (11); gestrichelt) und totaler Bremsquerschnitt (dünn, durchgezogen).

Die obigen theoretischen Ergebnisse sind für die Anwendung oft zu ungenau. Darüber hinaus gibt es für das elektronische Bremsvermögen im mittleren Energiebereich keine befriedigenden analytisch darstellbaren Resultate. Daher greift man auf semiempirische Datensammlungen zurück. Solche Daten sind in sehr bequemer Weise dem SRIM-Programmpaket zu entnehmen (Freeware unter http://www.srim.org, von J.F. Ziegler). Fig. 3 zeigt am Beispiel von Germanium-Ionen in Silizium die Energieabhängigkeit des Bremsvermögens. Außer für sehr leichte Ionen dominiert bei kleinen Energien die nukleare Bremsung, während die Bremsung bei genügend hoher Energie ausschließlich durch die elektronische Wechselwirkung bestimmt wird.

Bei bekannter Energieabhängigkeit des Bremsvermögens kann die mittlere totale Weglänge eines Ions im Festkörper leicht durch Integration entlang des Weges ermittelt werden:

$$\bar{R}_t = \int ds = \int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{ds} \right)^{-1} dE \qquad (13)$$

Diese Größe ist für die Anwendung nur bedingt interessant: Wie aus Fig. 1 ersichtlich, kann die totale Weglänge erheblich von der mittleren projizierten Reichweite abweichen, d.h. der mittleren Eindringtiefe, die auf die Einschussrichtung projiziert ist. Dies gilt insbesondere für leichtere Ionen bei geringerer Energie (<< 1 MeV/amu), die während der elastischen Stöße erhebliche Ablenkungen ihrer Bahn erfahren können.

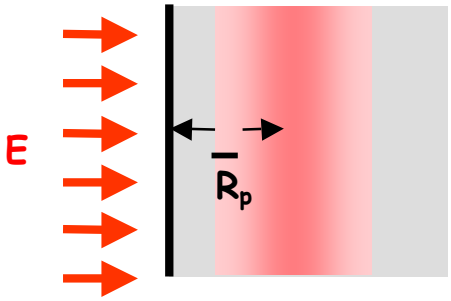


Fig. 4:

Reichweitenverteilung (schematisch) und mittlere projizierte Reichweite $\bar{R}_p$

Fig. 4 zeigt ein schematisches Bild der Tiefenverteilung von implantierten Ionen mit der mittleren projizierten Reichweite. In Grenzfällen ist es möglich, die mittlere projizierte Reichweite durch analytische Korrekturformeln aus Glg. (13) zu ermitteln. Im Allgemeinen erfordert die Berechnung jedoch eine komplizierte transporttheoretische Behandlung, die für die heutige Anwendung jedoch an Bedeutung verloren hat, da erheblich vielseitigere und inzwischen sehr schnelle Codes der Computersimulation (s. Abschn. 1.2) zur Verfügung stehen.

Entsprechend Glg. (4) wird bei jedem nuklearen Stoß Energie auf den Stoßpartner übertragen. Ist diese Energie größer als eine kritische Energie U_d ("Verlagerungsschwelle"), die typisch bei einigen 10 eV liegt, kann das gestoßene Atome aus seinem Gitterverband entfernt werden und z.B. in einer Zwischengitterposition deponiert werden. Das so entstehende "Frenkel-Paar", bestehend aus dem Zwischengitteratom und der verbliebenen Leerstelle, stellt den elementaren Gitterschaden bei Bestrahlung mit energetischen Ionen (aber auch Elektronen, Neutronen, …) dar. Weiterhin kann das gestoßene Atome seinerseits nukleare Stöße erleiden, die bei genügend hoher Energie sekundäre und nachfolgende Generationen von Rückstoßatome erzeugen. Spätere Generation von Rückstoßatomen enthalten eine steigende Anzahl von schnellen Targetatomen, deren mittlere Energie aber abnimmt. Jeder Primärstoss und insbesondere die Folge von Primärstößen entlang der Ionenbahn können also eine räumlich ausgedehnte Stoßkaskade erzeugen, wie in Fig. 5 dargestellt.

Innerhalb der Stoßkaskade kann dann eine Vielzahl von Frenkelpaaren erzeugt werden. Daraus resultiert, ähnlich zur Reichweitenverteilung (s. Fig. 4), eine von der Tiefe abhängige mittlere Dichte von Strahlenschäden, die "Strahlenschäden-Verteilung". Da, wie eben beschrieben, die Zahl der Kaskadenatome zu kleinen Energien hin stark ansteigt, werden diese Strahlenschäden im wesentlichen von Atomen mit Energien wenig oberhalb der Verlagerungsschwelle erzeugt. Wie die theoretischen Beschreibung der Stoßkaskade zeigt, kann die interatomare Wechselwirkung bei diesen kleinen Energien gut durch Stöße harter Kugeln approximiert werden. Dann ergibt sich näherungsweise für die totale Anzahl von Frenkelpaaren, die durch ein einfallendes Ion der Energie E erzeugt werden, also das Integral der Strahlenschädenverteilung über die Tiefe, die Formel von Kinchin und Pease: (14)

$$N_F(E) = \frac{E}{2U_d}$$

d.h. etwa die Hälfte der anfänglichen kinetischen Energie wird für die Erzeugung von Strahlenschäden "verbraucht".

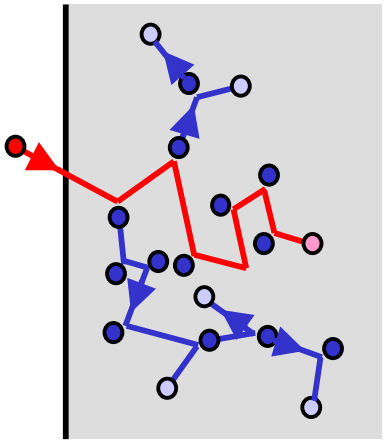


Fig. 5:

Schematische Darstellung einer Stoßkaskade bei Ionenbeschuss

Wird die Konzentration von Frenkelpaaren verglichen mit der Atomzahldichte des bestrahlten Materials hoch, oder sind Zwischengitteratome oder Leerstellen bei genügend hoher Temperatur beweglich, ergeben sich komplizierte neue Phänomene, die stark vom Typ des Materials (Metall, Halbleiter oder Isolator) abhängig sind und die hier nicht im Detail diskutiert werden können.

In Verbindung mit dem vorliegenden Versuch soll jedoch kurz auf das Phänomen der Amorphisierung eingegangen werden, auf das man insbesondere bei kristallinen Halbleitern (z.B. Si) trifft. Bei fortgesetzter Bestrahlung werden immer mehr Atome aus dem Kristallverbund entfernt. Dies führt schließlich dazu, dass nach einer bestimmten Bestrahlungsdauer das Material in einen amorphen Zustand relaxiert, in dem zwar noch die lokalen Bindungslängen und –winkel der Atome im wesentlichen erhalten bleiben, aber keine kristalline Fernordnung mehr exisitiert.

Die Anzahl der während der gesamten Bestrahlungsdauer eingeschossen Ionen pro Einheit der Material-Oberfläche bezeichnet man Fluenz. In Silizium tritt die Amorphisierung bei Raumtemperatur-Bestrahlung in recht guter Näherung bei einer kritischen Fluenz Φ_{am} ein, die dadurch bestimmt ist, dass im Mittel jedes Atom in der bestrahlten Tiefe genau einmal verlagert wurde. Wenn man annimmt, dass die Bestrahlungstiefe etwa doppelt so groß wie die mittleren Ionen-Reichweite ist, (s. Fig. 4), erhält man für die kritische Amorphisierungs-Fluenz in Verbindung mit Glg. (14)

$$\Phi_{am}(E) \approx n \frac{2\bar{R}_p(E)}{N_F(E)} = 4n\bar{R}_p(E)\frac{U_d}{E} \qquad (15)$$

mit, wie oben, n als Atomzahldichte des Materials.

In kristallinen Medien können die Reichweite- und Stahlenschädenverteilungen der Ionen erheblich durch den "Channeling"-Effekt beeinflusst werden (s. Fig. 6): Wird das Ion entlang einer niedrig indizierten Kristallrichtung in der Nähe des Zentrums des von den umliegenden Atomreihen gebildeten "Kanals" eingeschossen, kann es entlang der Atomketten durch Kleinwinkelstöße "geführt" werden.

Axiales Channeling tritt nach Lindhard dann auf, wenn der Einschusswinkel ψ relativ zur gewählten Kristallrichtung kleiner als ein kritischer Winkel ist, der durch den Abstand d der Atome entlang der Ketten und durch die Ionenenergie gegeben ist:

$$\psi_c \approx \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2}{4\pi\varepsilon_0 dE}} \qquad (16)$$

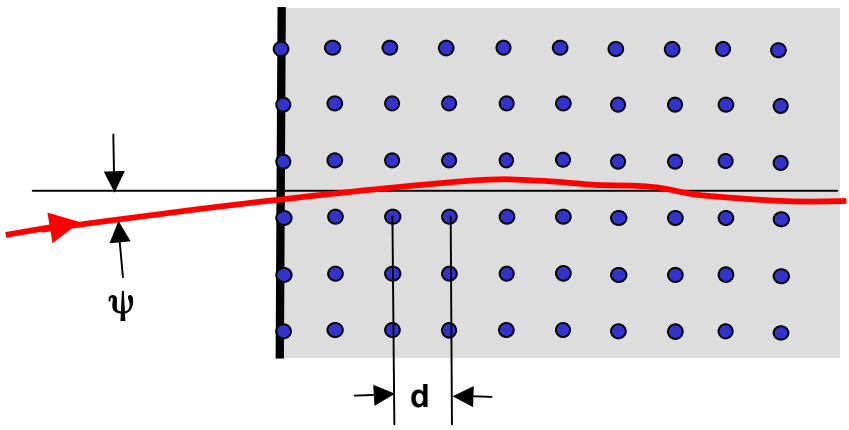


Fig. 6:

Channeling-Trajektorie eines Ions in einem einkristallinen Medium

Da Stöße mit großen Ablenkwinkeln in diesem Falle ausbleiben, wird bei genügend geringer Energie, bei der die nukleare Bremsung dominiert, bereits die totale Weglänge deutlich länger. Da die Ionen in ihrer Richtung verbleiben, ist der Effekt auf die mittlere projizierte Reichweite noch erheblich größer: Es resultieren stark asymmetrische Reichweiteverteilungen mit einem Maximum, das, verglichen mit einem amorphen Material oder mit einer zufällig orientierter Einschussrichtung in einem kristallinen Material, weit in das Volumen hinein verschoben ist. Gleichzeitig wird, da nukleare Stöße mit signifikanten Energieüberträgen weitgehend entfallen, die Anzahl der erzeugten Strahlenschäden deutlich reduziert.

1.2 Computersimulation der Reichweite- und Strahlenschäden-Verteilungen

Von den vielen in der Literatur beschriebenen Simulationsprogrammen zur Berechnung von Ionenbahnen in kristallinen oder amorphen Festkörpern wird hier lediglich der am weitesten verbreitete Code TRIM (TRansport of Ions in Matter) diskutiert. TRIM beschreibt amorphe Targetmaterialien und ist als Freeware im bereits oben erwähnten SRIM-Paket per Internet erhältlich (http://www.srim.org). Der Code verfolgt die Ionenbahnen, wie in Fig. 1 dargestellt, als Folge von elastischen Zweierstößen mit den Targetatomen (BCA = Binary Collision Approximation). Diese Näherung ist erst für Ionenenergien unterhalb ca. 10 eV nicht mehr brauchbar, so dass das Programm auf einen sehr weiten Energiebereich anwendbar ist.

Als Wechselwirkungspotential wird das Universal-Potential (Glgn. (6) und (7)) verwendet. Für die elektronische Bremsung werden semiempirische Datensätze benutzt. Der amorphe Festkörper wird durch eine feste freie Weglänge λ zwischen den elastischen Stößen modelliert, die durch den mittleren Abstand der Targetatome gegeben ist (n Atomzahldichte):

$$\lambda = n^{-1/3} \qquad (17)$$

Vor jedem Stoß mit einem Targetatom wird der Stoßparameter p aus einer Zufallszahl zwischen 0 und einem maximalen Wert p_{max} bestimmt. Dessen Wahl gemäß

$$\pi p_{max}^2 \lambda = n^{-1} \qquad (18)$$

garantiert, dass pro passiertes Targetatom genau ein Stoß stattfindet. Aus dem zufällig gewählten Stoßparameter berechnet TRIM mit Hilfe einer analytischen Näherungsformel ("magic formula") den Ablenkwinkel im Schwerpunktsystem. Mit Glg. (4) und dem elektronischen Energieverlust pro Stoß, ΔE_{inel}, ist damit die Energie des Ions E' nach dem Stoß:

$$E' = E - T - \Delta E_{inel} \qquad (19)$$

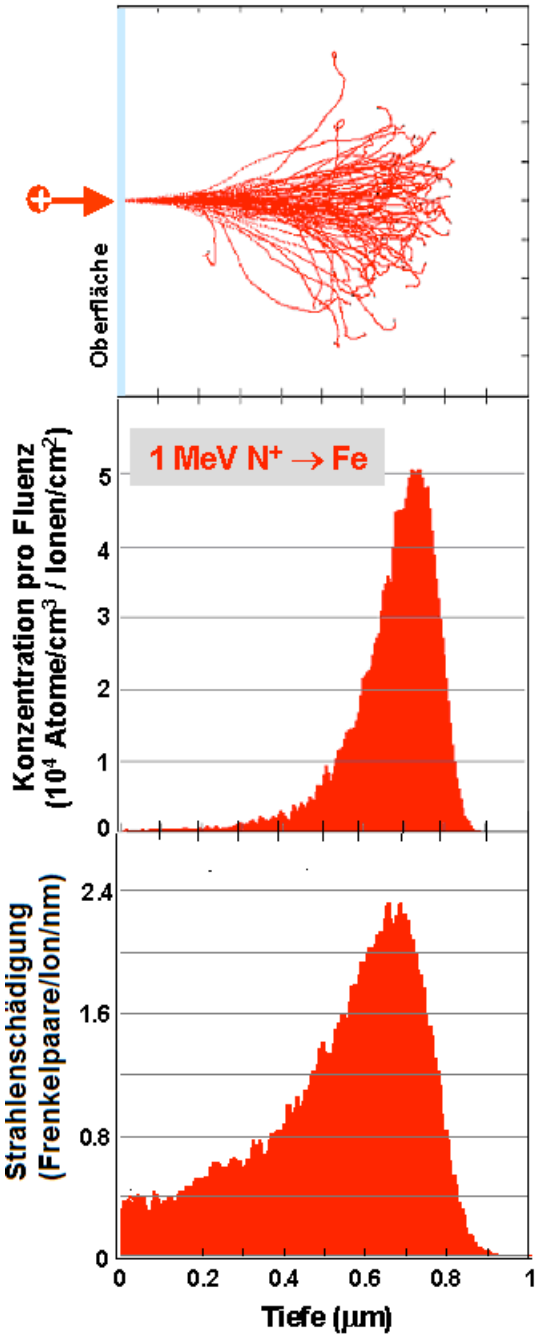


Fig. 7:

TRIM-Computersimulation für Stickstoffionen in Eisen.

Oben: Trajektorienbündel für 100 Ionen (3D-Trajektorien projiziert).

Mitte: Aus 10000 Ionen konstruierte Reichweiteverteilung, die als Implantationsverteilung skaliert ist. Die Ordinate gibt die Konzentration von Stickstoffatomen an, die für eine vorgegebene Fluenz von Ionen (Anzahl von Ionen pro Flächeneinheit) erhalten wird.

Unten: Aus 10000 Ionen konstruierte Strahlenschäden-Verteilung.

Als weitere Zufallsgröße wird für die dreidimensionale Simulation die azimutale Ablenkrichtung beim Stoß aus einer weiteren Zufallszahl bestimmt. Damit und nach Transformation des (polaren) Ablenkwinkels in das Laborsystem kann die neue Flugrichtung durch geometrische Transformation berechnet werden.

Diese Prozedur wird fortgesetzt, bis die Energie des Ions im Festkörper unter eine vorgegebene Cutoff-Energie E_{co} (in der Größenordnung 5 eV) absinkt. Der Ort des letzten Stoßes bestimmt dann die Eindringtiefe des einzelnen Ions. Die Wahl genügend vieler eingeschossener Ionen erlaubt die Konstruktion der Reichweiteverteilung mit guter statistischer Qualität.

Ebenso können alle Rückstoßatome in der Stoßkaskade verfolgt werden, so dass die Strahlenschäden-Verteilung als die Verteilung von Stoßereignissen, bei denen Energien oberhalb der Verlagerungsschwelle übertragen werden, direkt gewonnen werden kann. (Im TRIM-Programm findet sich die Stahlenschäden-Verteilung als Vakanz- (Leerstellen)-Verteilung.)

Fig. 7 zeigt Ergebnisse von TRIM-Simulationen am Beispiel von 1-MeV-Stickstoffionen in Eisen. Jedes im Computer generierte Ion findet die gleiche Targetsubstanz vor, d.h. im Standard-TRIM-Code wird die dynamische Veränderung des Materials durch die Ionenimplantation nicht berücksichtigt. (Auf sog. "dynamische" Erweiterungen von BCA-Codes, wie TRIDYN, wird hier nicht eingegangen). Damit sind die resultierenden Implantationsverteilungen nur für genügend geringe Fluenzen (Anzahl der eingeschossenen Ionen pro Flächeneinheit) gültig.

1.3 Messung von Tiefenprofilen durch Rutherford-Rückstreuung (RBS)

Atomare Streuvorgänge schneller Ionen bestimmen nicht nur deren Deposition in Festkörpern, sondern lassen sich auch zur Analyse oberflächennaher Schichten nutzen. Eine sehr verbreitete Methode zur Bestimmung von Konzentrationsprofilen insbesondere schwererer Fremdatome in leichteren Substratmaterialien ist die Rutherford-Rückstreuung (s. Fig. 8), bei der leichte Ionen (meist Wasserstoff oder Helium) bei fester Einschussenergie (typisch ca. 1 MeV) an den nachzuweisenden Fremdatomen gestreut werden. Das Energiespektrum der gestreuten Ionen gibt dann Aufschluss über die atomare Masse der Fremdatome und, aufgrund des Energieverlustes während der Passage durch den Festkörper, über ihre Tiefenverteilung.

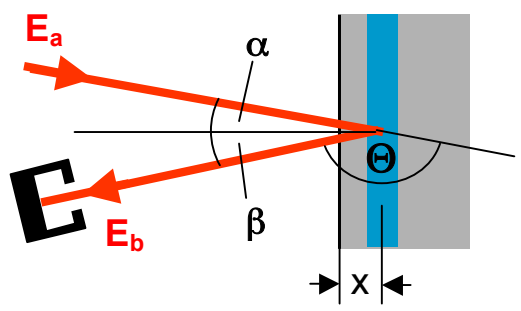


Fig. 8:

Rutherford-Rückstreuung zur Messung von Tiefenprofilen von Fremdatomen (schematisch). Leichte Ionen werden mit der Energie E_a eingeschossen, ihr Energiespektrum nach Streuung und Bremsung wird in einem geeigneten Detektor nachgewiesen.

Wird das Ion der Masse m_1 und der Ordnungszahl Z_1 bei einer Einschussenergie E_a in der Tiefe x an einem Fremdatom der Masse m_2 und der Ordnungszahl Z_2 gestreut (s. Fig. 8), ist die im Detektor nachgewiesene Energie

$$E_b(x) = K(\Theta)\cdot\left(E_a - n\int_0^{x/\cos\alpha} S_a(l)\,dl\right) - n\int_0^{x/\cos\beta} S_b(l)\,dl \qquad (20)$$

Dabei bezeichnen n die Atomzahldichte des Wirtsmaterials, S_a und S_b dessen Bremsquerschnitt für das einfallende bzw. auslaufende Ion, Θ den Ablenkwinkel im Laborsystem, α und β die Richtungen des einfallenden bzw. auslaufenden Ions in Bezug auf die Oberflächennormale, und $K(\Theta)$ den kinematischen Faktor, der gemäß Glg. (4) die aktuelle Energie des Ions vor dem Stoß in die Startenergie nach dem Stoß transformiert. Im Laborsystem gilt für die elastische Streuung

$$K(\Theta) = \left(\frac{m_1}{m_1+m_2}\right)^2\left(\cos\Theta + \sqrt{\left(\frac{m_2}{m_1}\right)^2 - \sin^2\Theta}\right)^2 \qquad (21)$$

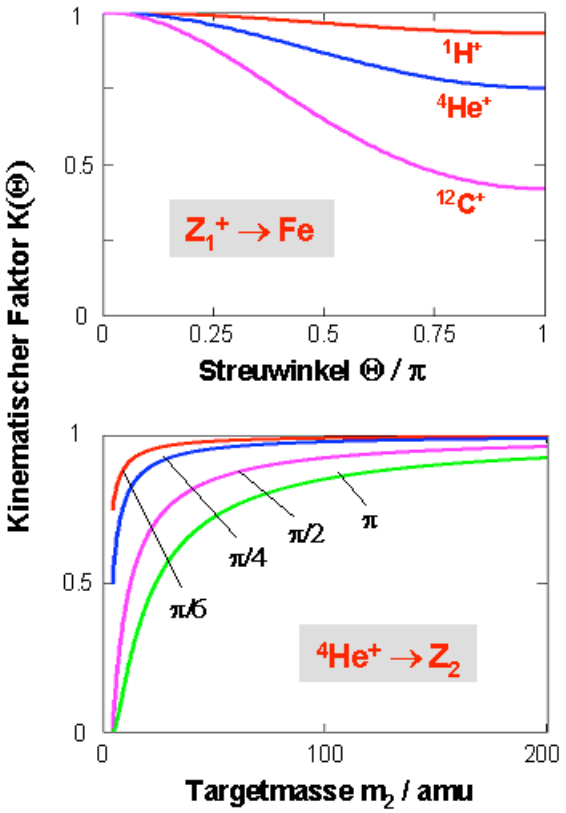


Fig. 9:

Kinematik-Faktor bei Rutherford-Rückstreuung

Oben: Als Funktion des Streuwinkels im Laborsystem, für verschiedene Ionen

Unten: Als Funktion der Targetmasse, für verschiedene Streuwinkel

Fig. 9 stellt den kinematischen Faktor als Funktion des Streuwinkels und der Targetmasse an Beispielen dar. Man erkennt u.a., dass der Faktor bei höheren Targetmassen nur noch schwach variiert und es somit schwierig sein, ohne weitere Kenntnis die Art der Fremdatome eindeutig zu identifizieren. Ebenso ist der Faktor bei großen Streuwinkeln nur noch schwach vom Winkel abhängig, so dass er durch seinen Wert bei 180° approximiert werden kann:

$$K(\Theta)\big|_{\Theta\to\pi} = \left(\frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2}\right)^2 \qquad (22)$$

Der Tiefe 0 (Oberfläche) entspricht eine Nachweisenergie

$$E_b(x=0) = K(\Theta)\cdot E_a \qquad (23)$$

Setzt man für die Bremsquerschnitte des einlaufenden und auslaufenden Ions mittlere Größen an, die man z.B. durch Iteration anhand einer vorgegebenen Tabelle ermitteln kann, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Tiefe des Fremdatomes und der nachgewiesenen Ionenenergie:

$$x = \frac{E_b(x=0) - E_b(x)}{n\cdot\left(\frac{K(\Theta)\cdot\bar{S}_a}{\cos\alpha} - \frac{\bar{S}_b}{\cos\beta}\right)} \qquad (24)$$

Bei Beschuss mit einer vorgegebenen Anzahl von Ionen N_1 ist die Ausbeute gestreuter Ionen pro Energieintervall, wiederum in linearer Näherung, gegeben durch

$$\frac{dY_b}{dE_b}(E_b) = \frac{N_1 \Delta\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_a(x))}{K(\Theta)\cdot\bar{S}_a - \frac{\bar{S}_b\cdot\cos\alpha}{\cos\beta}} \frac{n_2(x)}{n}$$

Dabei ist $n_2(x)$ die lokale Atomzahldichte der Fremdatome im Wirtsgitter und $\Delta\Omega$ der Raumwinkel des Detektors. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Rutherford-Streuung wird bei der Energie des Ions unmittelbar vor der Streuung ausgewertet: (25)

$$E_a(x) = E_a - \frac{n\bar{S}_a}{\cos\alpha}\cdot x \tag{26}$$

Er ist im Laborsystem gegeben durch die Thompson'sche Streuformel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E) = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16(4\pi\varepsilon_0)^2}\frac{1}{E^2}\frac{4}{\sin^4\Theta}\frac{\left(\cos\Theta + \sqrt{1-\left[(m_1/m_2)\sin\Theta\right]^2}\right)^2}{\sqrt{1-\left[(m_1/m_2)\sin\Theta\right]^2}} \tag{27}$$

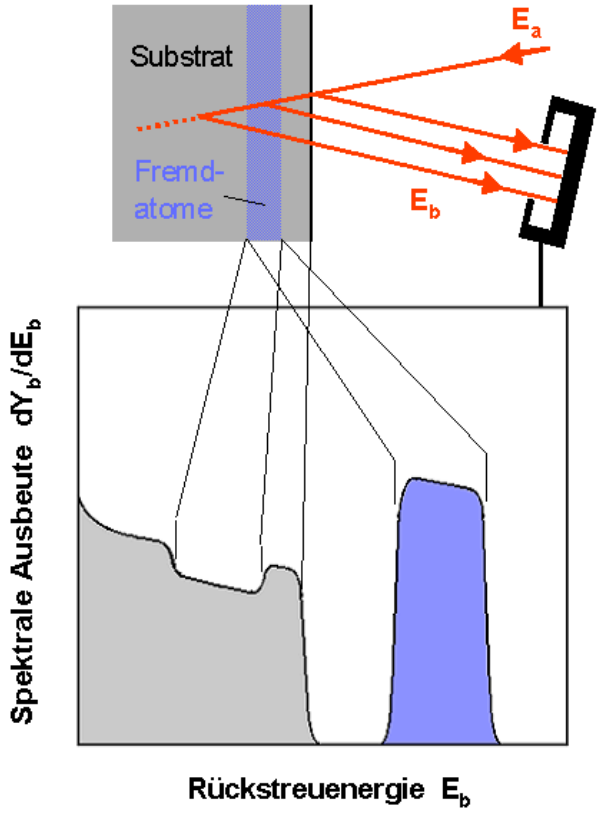


Fig. 10:

Energiespektrum rückgestreuter Ionen für schwere Fremdatome in einem leichten Substratmaterial

Im Falle der Rückstreuung ($\Theta \approx \pi$) vereinfacht sich Glg. (27) zu

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)\right|_{\Theta\to\pi} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16(4\pi\varepsilon_0)^2}\frac{1}{E^2}\frac{1}{\sin^4(\Theta/2)} \tag{28}$$

Somit kann nach Glgn. (23) bis (28) das Energiespektrum der gestreuten Ionen in eine Tiefenverteilung der Fremdatome konvertiert werden. Durch Umstellung von Glg. (25) resultiert die Konzentration der Fremdatome relativ zum Wirtsgittermaterial. Wesentliche Voraussetzung für die Gültigkeit dieses vereinfachten Formalismus ist, dass die Konzentration der Fremdatome klein bleibt, so dass diese die Bremsung nicht wesentlich beeinflussen.

Fig. 10 zeigt ein schematisches Energiespektrum der Rutherford-Streuung für eine vergrabene Schicht, die gegenüber dem Substratmaterial schwerere Fremdatome enthält. Neben dem Spektrum, das von den Fremdatomen herrührt, beobachtet man die Rückstreuung vom Substrat. Nur bei größeren Konzentrationen von Fremdatomen zeigt das Substratsignal eine entsprechende Delle, die von seiner Verdünnung durch die Fremdatome herrührt.

Die totale Flächendichte der nachzuweisenden Fremdatome ist das Integral der Tiefenverteilung,

$$\nu_2 = \int_0^\infty n_2(x)\,dx \qquad (29)$$

Liegen alle Fremdatome in einer genügend flachen Oberflächenschicht, ändert sich die Energie der einfallenden Nachweisionen und damit der differentielle Wirkungsquerschnitt im Analysegebiet nur wenig. Dann kann die Flächendichte näherungsweise aus dem Integral Y_{tot} des gemessenen Spektrums (s. blaue Fläche in Fig. 10) gemäß

$$Y_{tot} = \frac{N_1}{\cos\alpha}\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_a)\Delta\Omega\cdot\nu_2 \qquad (30)$$

bestimmt werden. Wenn bei der Ionenimplantation keine signifikante Rückstreuung der Ionen auftritt und wenn alle implantierten Ionen im Nachweisgebiet verbleiben, ist die gemessene Flächendichte gleich der Fluenz der implantierten Ionen.

1.4 Messung von Strahlenschäden durch Rutherford-Rückstreuung in Verbindung mit Channeling (RBS/C)

In diesem Rahmen wird die Möglichkeit, durch Rutherford-Rückstreuung Strahlenschäden zu messen, lediglich qualitativ diskutiert werden. Wie bereits oben (Abschn. 1.2) betrachtet, reduziert der Einfall der Ionen (hier der analysierenden Ionen) in Richtung einer niedrig indizierten Ebene oder Achse des Kristalls die Rückstreurate erheblich. Sind jedoch Gitteratome z.B. durch vorhergehenden Ionenbeschuss in eine Zwischengitterposition verlagert, kann an diesen Atom wiederum Rückstreuung stattfinden, so dass das Streusignal aus der entsprechenden Tiefe erhöht wird. Entsprechend können durch Rutherford-Rückstreuung unter Channeling-Bedingungen Strahlenschäden-Verteilungen quantifiziert werden.

Ein qualitatives Bild eines Channeling-Rückstreuspektrums von einem in einer bestimmten Tiefe geschädigten Targetmaterial unter Channeling-Bedingungen erhalten wird, zeigt Fig. 11 im Vergleich mit dem Random-Spektrum. Über den gesamten Bereich ist die Rückstreu-Rate deutlich reduziert. Da der einfallende Strahl immer offen liegende Oberflächenatome trifft, zeigt sich im Channeling-Spektrum ein Oberflächen-Peak. Die Defekte in einem definierten Tiefenbereich führen zu einer Erhöhung des direkten Streusignals aus dieser Tiefe. An ihnen finden jedoch auch Kleinwinkelstöße statt, die die Ionen aus der im Gitter geführten Bahn herausstreuen, so dass sie in größeren Tiefen das Material in Random-Richtung vorfinden und dort entsprechend rückgestreut werden können. Durch diesen sog. "Dechannneling"-Effekt bildet sich ein weiterer Untergrund, der im wesentlichen das tiefenabhängige Integral der Strahlenschäden-Verteilung reflektiert. Die quantitative Auswertung wird dementsprechend komplizierter.

Eine amorphe Schicht in der Probe, die sich an der Oberfläche befinden oder "vergraben" sein kann, zeigt sich im Aligned-Spektrum dadurch, dass dieses im entsprechenden Energiebereich die Höhe des Random-Spektrums erreicht.

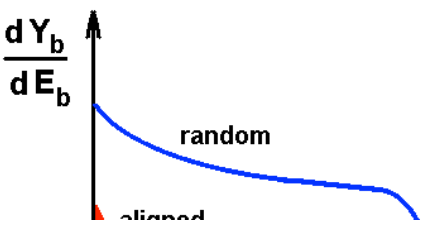


Fig. 11:

Energiespektrum rückgestreuter Ionen unter Channeling-Bedingungen (schematisch) mit direkten Streuanteilen (schwarz) von der Oberfläche und einem

2. Beschleuniger- und Meßtechnik

2.1 Ionenbeschleuniger

Um Streuungen an Gasatomen zu vermeiden, müssen Ionenstrahlen im Hochvakuum ($p < 10^{-6}$ mbar) beschleunigt und transportiert werden.

Ionen mit Energien der Größenordnung 100 keV werden in sog. Ionenimplantern erzeugt und beschleunigt. Fig. 12 zeigt ein Prinzipbild. In einem positiv geladenen Hochspannungs-"Terminal" ist eine Ionenquelle angeordnet, in der die gewünschten positiven Ionen in der Regel in einem Gasentladungsplasma erzeugt werden. Durch elektrostatische Potentiale werden sie aus der Quelle extrahiert und auf eine ebenfalls im Terminal befindliche Magnetkammer fokussiert. Der Elektromagnet nimmt eine Vorsortierung vor und entfernt unerwünschte Ionen wie solche eines Trägergases in der Quelle oder von Verunreinigungen. Der Strahl tritt dann in das Beschleunigungsrohr ein, in dem eine Serie von Ringelektroden für eine Beschleunigung der Ionen gegen das Erdpotential und gleichzeitig für eine Fokussierung des Strahles sorgen. Der Durchmesser des austretenden Strahlen ist in der Größenordnung cm. Für eine homogene Bestrahlung größerer Flächen muss der Strahl durch elektrostatische oder magnetische Ablenkeinheiten über die Substratoberfläche "gescannt" werden.

Typische Stromstärken des Ionenstrahls aus Implantern liegen je nach Maschinentyp zwischen ca. 1 μA und 10 mA. Der Ionenstrom kann während der Implantation am Substrat gemessen werden, sofern dieses elektrisch leitet. Ein Problem bieten dabei emittierte Sekundärelektronen, die die Ionenstrommessung verfälschen. Daher misst man den Ionenstrom oft mit Hilfe sog. Faraday-Becher, die die Sekundärelektronenemission unterdrücken, neben der zu implantierenden Fläche im gescannten Strahl ("Corner Cups" – s. Fig. 12). Wenn die Fläche A der Eintrittsöffnung der Faraday-Becher bekannt ist, erhält man aus den Strom I im Becher die mittlere Ionenstromdichte und damit die für die Materialbehandlung entscheidende Anzahl der implantierten Atome pro Flächen- und Zeiteinheit oder Teilchenstromdichte

$$j = \frac{I}{q \cdot e \cdot A} \qquad (31)$$

wobei q der Ladungszustand der Ionen (meist einfach geladen, also q = 1) und e die Elementarladung bezeichnen.

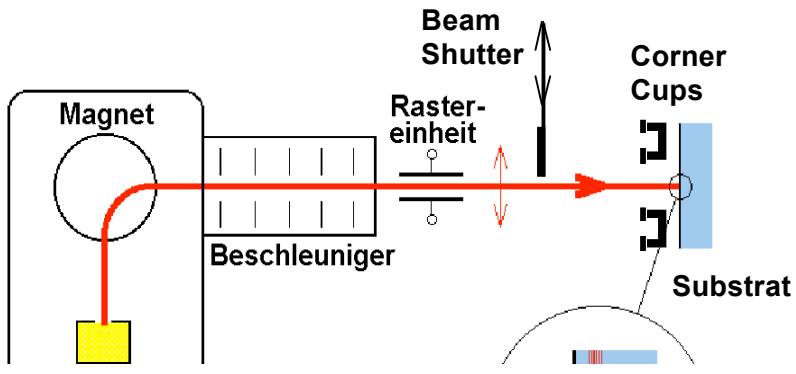


Fig. 12

Ionenimplantationsanlage (schematisch).

In der Regel wählt man für eine Implantation eine vorgegebene Anzahl von Ionen pro Flächeneinheit oder Fluenz (oft auch einigermaßen irreführend als "Dosis" bezeichnet)

$$\Phi = j \cdot t \qquad (32)$$

deren Erreichen bei einer eingestellten Stromdichte eine Implantationszeit t erfordert.

Für die Rutherford-Rückstreuung benötigt man in der Regel Ionenenergien im MeV-Bereich, die mit offenen Implantationsanlagen nicht mehr erzeugt werden können. Stattdessen ordnet man Ionenquelle und Beschleunigungsrohr in einem Drucktank an, der mit einem Isoliergas gefüllt ist. Fig. 13 zeigt als Beispiel das Prinzip eines Van-de-Graaf-Beschleunigers, bei dem dem Hochspannung durch Ladungstransport auf einem rotierenden isolierenden Band erzeugt wird. Der Analysiermagnet befindet sich außerhalb des Drucktanks. Auf weitere Elemente des Strahltransportes zum Target wird hier nicht weiter eingegangen.

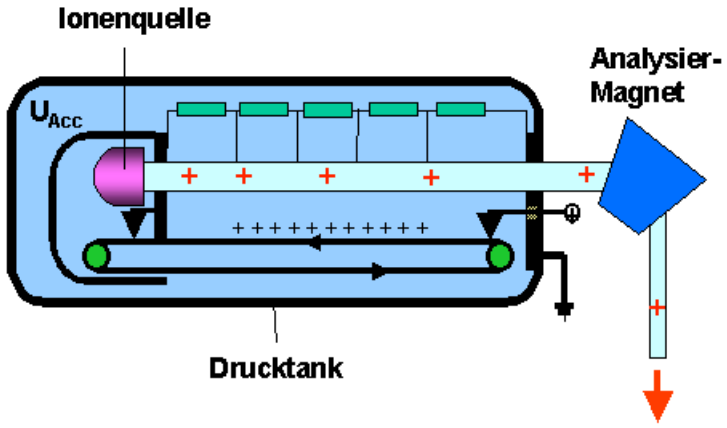


Fig. 13

Schema eines Van-de-Graaf - Beschleunigers

2.2 RBS – Analyse und Datenerfassung

Fig. 14 zeigt die experimentelle Anordnung für die RBS-Messung. Der Ionenstrahl wird, bevor er in die Streukammer eintritt, durch ein Blendensystem begrenzt. Er fällt im Zentrum der Kammer auf das zu untersuchende Target, das auf einem Manipulator oder Goniometer befestigt ist, um seine Position genau einzustellen. In der vorliegenden Anordnung erlaubt eine Goniometer neben der Translation des Probenhalters in drei Raumrichtungen seine Verkippung um eine horizontale und eine vertikale Achse, sowie eine Drehung um seine Oberflächennormale.

Die rückgestreuten Ionen werden in einem Silizium-Halbleiter-Detektor nachgewiesen. In einer ladungsträgerarmen Zone, deren Dicke durch eine angelegte Spannung von einigen 10 bis 100 V bestimmt wird, wird ein einfallendes Ion vollständig gebremst und erzeugt dabei Elektronen-Loch-Paare, deren Anzahl zur Energie des Ions proportional ist. Diese liefern einen Ladungspuls an

einen ladungsempfindlichen Vorverstärker, der daraus einen ladungsproportionalen Spannungspuls formt und einem Hauptverstärker zuleitet. Über einen schnellen Analog-Digital-Konverter und einen Vielkanalanalysator wird in einem Computer das Pulshöhenspektrum, also ein Energiespektrum, aufgenommen.

Die aktuellen Werte für den Streuwinkel Θ und den Raumwinkel des Detektors erfahren Sie vom Betreuer.

Ein Stromintegrator integriert den Ionenstrom, so dass die Anzahl der eingeschossenen Ionen gemäß

$$N_I = \frac{\int I dt}{q \cdot e} \qquad (33)$$

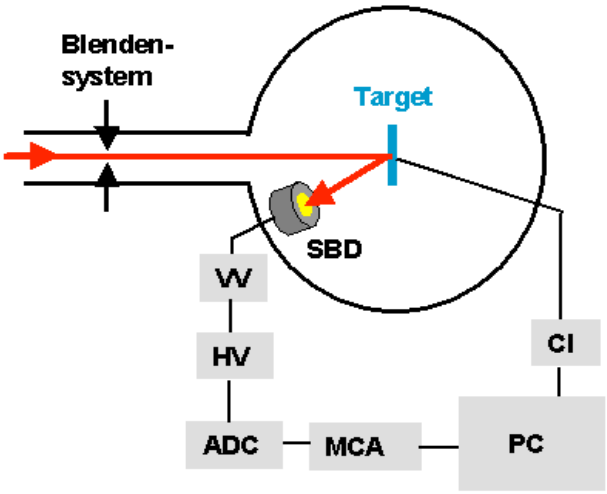


Fig. 14:

Anordnung und Datenerfassungssystem zur Rutherford-Rückstreuung

SBD – Silizium-Halbleiterdetektor
PA – Vorverstärker
MA – Hauptverstärker
ADC – Analog-Digital-Wandler
MCA – Vielkanalanalysator
CI – Ionenstromintegrator
PC – Computer

ermittelt wird. Ist eine vorgegebene Gesamtladung erreicht, die Messdaten ausreichender statistischer Qualität liefert, wird die Messung beendet.

Die gemessenen Energiespektren werden im Computer als spektrale Ausbeuten dY_b/dN_c als Funktion der Kanalzahl N_c des Vielkanalanalysators dargestellt. Zwischen der Kanalzahl und der Energie der nachgewiesenen Ionen gibt es eine lineare Beziehung gemäß

$$E_b = a + b \cdot N_c \qquad (34)$$

mit den Eichkonstanten a und b.

3. Versuchsdurchführung

3.1 Computersimulation

Mit Hilfe des TRIM-Programmes (SRIM-Software) werden im Computer eine Reichweitenverteilung ("Ion Distribution") und eine Strahlenschäden-Verteilung ("Damage Events") von 350 keV Sb^+-Ionen in Silizium mit ausreichender Statistik (mindestens 10000 einfallende Projektile) erzeugt und in einen geeigneten Datensatz übertragen.

3.2 Analyse durch Rutherford-Rückstreuung

Zuerst wird Energieeichung des spektroskopischen Zweiges, bestehend aus Silizium-Halbleiterdetektor, Vorverstärker, spektroskopischem Verstärker/Impulsformer, Digital-Analog-Konverter und Vielkanalanalysator (im PC), vorgenommen. Dabei wird der als linear angenommene Zusammenhang zwischen der Energie eines detektierten Teilchens und der zugehörigen Kanalnummer im Vielkanalanalyser bestimmt.

Unter Anleitung des Betreuers wird dazu eine Eichprobe mit Federn auf die Probenplatte montiert. Die Messposition auf der Probe wird bestimmt und die zugehörigen Goniometerwerte für Probenteller-Rotation und -Translation gemessen. Mit Hilfe einer Vakuumschleuse wird der Probenhalter in die Streukammer (Hochvakuum) eingebracht und auf dem Goniometer befestigt. Nachdem ein ausreichend gutes Vakuum erreicht ist, wird das Vakuumventil zum Strahlrohr des MeV-Beschleunigers geöffnet. Dessen auf Hochspannung U liegende Radiofrequenz-Ionenquelle liefert einfach geladene Heliumionen, die im elektrostatischen Feld entlang des Beschleunigungsrohres gegen das Erdpotential auf eine Energie von eU beschleunigt werden. Die Felder des 90°-Umlenkmagneten (Analysiermagnet) und in den elektromagnetischen Quadrupollinsen werden so eingestellt, dass am Experiment ein gut kollimierter Strahl von hochenergetischen He^+-Ionen zur Verfügung steht.

3.2.1 Energieeichung des Meßsystems

Zunächst wird eine Eichprobe in den Strahlengang des Ionenstrahles eingefahren. Die Messung wird per Computer im Fenster MCDWIN gestartet. Dabei wird der Strahl wird durch Entfernen eines Shutters auf die Probe gerichtet. Am Computer wird die Entwicklung des Energiespektrums verfolgt und das Spektrum nach Messende abgespeichert.

Alle gemessenen Spektren werden mit dem Kommando "save as“ in ein Directory FPddmmyy auf C:/rbs_data abgelegt. Der Dateiname muss die default extension .asc behalten und darf keine Leerzeichen enthalten. Mit dem Programm "logbook“ werden die Spektren dann auf den Server fwits03 kopiert, wo sie im Intranet des FZD allgemein verfügbar sind.

Die vorhandene Standard-Eichprobe ist eine dünne Oberflächenschicht aus WSi_2 auf Silizium, deren Schichtdicke so gewählt ist, dass die jeweiligen spektralen Anteile vom leichten Si (A=28) und vom schweren W (A=184) im Spektrum einerseits nicht überlappen, wie in Fig. 9 schematisch dargestellt, und andererseits sehr viel breiter sind als die Energieauflösung des Detektors, beschrieben in guter Näherung durch eine Gaussfunktion mit der Höhe c_0 und der Standardabweichung σ:

$$g(E) = c_0 \exp\left(-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{35}$$

die bei den üblichen Teilchendetektoren eine volle Breite in halber Höhe

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\,\sigma \approx 2.35\sigma \tag{36}$$

von ca. 15 keV hat (s. Fig. 15).

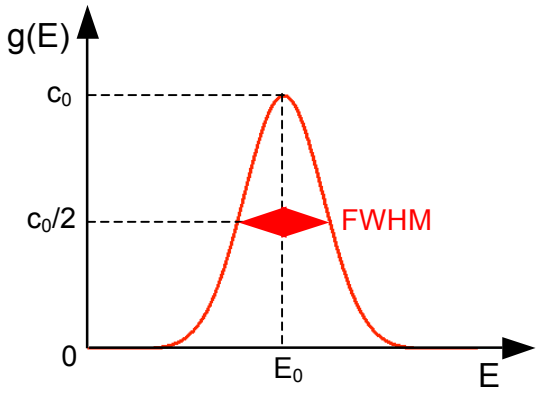


Fig. 15:

Darstellung einer Gauss-Funktion mit Zentralwert E_0, Höhe c_0 und Halbwertsbreite FWHM

Die theoretisch zu erwartenden Energieverteilungen der am Si und am W gestreuten He-Ionen haben scharfen hochenergetische Kanten bei Energiewerten lt. Glg. (20) (Streuung an Oberflächenatomen). Durch die endliche Energieauflösung des Detektors werden diese Kanten verbreitert. Die gemessene Kantenform entsteht durch die mathematische Faltung der theoretischen Funktion in Kantennähe f(E), einer Stufen- (Heaviside-) Funktion, mit g(E)

$$Y(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(E')\, g(E - E')\, dE' \qquad (37)$$

und ergibt die Gauss'sche Fehlerfunktion erf(E), d.h. die Integralkurve der Gaussfunktion.

Die genauen Lagen der Kanten in Kanalkoordinaten und der Fehler dieser Werte lassen sich deshalb durch numerische Differentiation der Kanten-Umgebung und Fit der Ergebniskurven mit Gaussfunktionen gut und einfach bestimmen (empfohlen wird, ORIGIN zu verwenden).

Aus diesen Daten sind die Parameter a und b der Energie-Kanal-Eichung (Glg. (34)) zu berechnen.

3.2.2 Messung der implantierten Probe

Jetzt wird die gewählte implantierte Probe auf dem Probenhalter so montiert, dass ein Messfleck bei der Nullstellung von Rotation und Translation des Goniometers im implantierten Gebiet liegt und ein zweiter, nur über Veränderung der Translation zu erreichender Punkt, im nichtimplantierten Teil des Wafers (Translationswert notieren!).

Über die Vakuumschleuse wird der Probenhalter mit der Probe auf dem Goniometer befestigt. Es wird die Messposition des Punktes im implantierten Gebiet angefahren, die Kippung um die vertikale Achse auf +5° gefahren und die Prozedur „Kreisscan“ im Programmfenster „VdG Channeling“ gestartet. Jetzt müssen Sie die Winkelschrittweite und die Gesamt-Ionenladung für das Spektrum eingeben und die Prozedur starten. Um ausreichend kleine statistische Fehler zu erreichen, soll die Ladungsvorwahl nicht kleiner als 50 µC sein; eine Winkelschrittweite von 3° ist ausreichend. Die Prozedur misst dann automatisch 120 Teilspektren für eine volle Umdrehung des Probenhalters. Die Teilspektren werden anschließend automatisch zum "Random"-Spektrum aufsummiert. Mit dieser Prozedur werden Channeling-Effekte weitestgehend ausgemittelt.

Für die quantitative Auswertung (Glgn. (25) und (30)) brauchen Sie die Zahl der Inzidenzionen N_1, die über die Integration des Ionenstromes (Glg. (33)) ermittelt wird. Der Ionenstrom wird direkt auf der Probe gemessen. Eine negativ vorgespannte Blende vor dem Probenteller unterdrückt die Emission von Sekundärelektronen. Die Ladungsintegration erfolgt durch Zählung der Ausgangsimpulse eines Strom-Frequenz-Wandlers , der so geeicht ist, dass 1 Ausgangsimpuls einer Ladung von 1 nC entspricht. Diese Impulse werden geformt und am Eingang des Vorverstärkers in den spektroskopischen Zweig eingespeist. Sie erscheinen als schmaler Peak am rechten Ende des Spektrums und können, mit einer Region of Interest (ROI) markiert, zur Vorwahl

einer Ladungsmenge genutzt werden, nach der die Messung stoppt bzw. der Winkel verfahren wird.

Die Zählrate im Nachweissystem sollte bei dieser Messung 3000 Impulse/s nicht überschreiten, um den Überlapp von Pulsen und damit die Addition von Pulshöhen (sog. Pile-up-Effekt) zu vermeiden. Die maximale Ionenstromstärke muss entsprechend eingestellt werden.

3.2.3 Ausrichten des Wafers für die Channeling–Messung des Strahlenschadens

Wird mit dem Goniometer eine Kristallachse oder Kristallebene der einkristallinen Probe genau in Richtung des Ionenstrahles ausgerichtet, so ist, durch Channeling verursacht, eine starke Verminderung der Zahl der rückgestreuten He-Ionen zu beobachten. Strahlenschäden im Kristall, die durch die Ionenimplantation verursacht werden, führen zu einer Abschwächung des Channeling-Effektes und zu höherer Rückstreuausbeute, aus deren Energieverteilung die Tiefenverteilung der Gitterdefekte bestimmt werden kann.

Das Ausrichten der Probe ist mit Hilfe der stereografischen Projektion (SP) relativ einfach zu verstehen (s. Fig. 16). Bei der SP werden alle Durchstoßpunkte der Kristallachsen und alle Schnittlinien der Kristallebenen durch die Oberfläche einer Kugel, in deren Mittelpunkt der Kristall gedacht ist, von einem Pol der Kugel auf eine Tangentialebene am gegenüberliegenden Pol projiziert (blauer Pfeil in Fig. 16 (links)). Üblicherweise wird die Tangentialfläche in den Durchstoßpunkt einer der Hauptachsen gelegt wie an die <001>- Achse in Fig. 16 (rechts), die die SP eines kubischen Kristalls (z.B. Si) darstellt. Die jetzt meist verwendeten Si-Wafer sind so geschnitten, dass die Richtung der <100>- Achse eine Abweichung von wenigen zehntel Grad zur Oberflächennormale des Wafers hat.

Zusammen mit dem Winkelfehler, der bei der Probenmontage auftreten kann, ist der Winkel zwischen der Null-Richtung des Goniometers und der Richtung der Hauptachse i.A. < 2°. Die azimutale Ausrichtung (Drehung) der Probe auf dem Probenhalter ist jedoch i.A. zunächst unbekannt. Die Achsen, die der horizontalen und vertikalen Kippung des Goniometers entsprechen, sind daher gegen über der horizontalen und vertikalen Achse der SP (s. Fig. 16 (rechts)) um einen zunächst unbekannten Winkel verdreht. Durch Ausmessen eines geeigneten Winkelbereiches gilt es nun, die Kristallrichtungen innerhalb der Ebene, die durch die horizontalen und vertikalen Kippwinkel des Goniometers aufgespannt wird, zu identifizieren.

Dazu verkippt man die Probe in kleinen Winkelschritten durch Kippung um die horizontale und die vertikale Achse innerhalb eines Rechtecks von z.B. ±4° um den Goniometer-Nullpunkt (dies entspricht einem Quadrat in der Nähe des Zentrums der SP – s. rotes Quadrat in Fig. 16). Für jede Winkeleinstellung misst man die Zahl der rückgestreuten Ionen in einem schmalen Energiefenster in der Nähe der Si-Kante. Minima der Ausbeute erhält man dann, wenn der Strahl parallel zu einer Kristallebene einfällt ("planares" Channeling). Dann schneidet die rote Kontur in Fig. 16 eine der Kristallebenen. Aus den entsprechenden Winkelkoordinaten kann man dann z.B. durch graphische Interpolation die Winkelkoordinaten der Kristallachse bestimmen.

Im Versuch wird zum Ausrichten des Kristalles mit dem Goniometer ein Messfleck auf dem nichtimplantierten Gebiet angefahren und die oben beschriebene Prozedur “Frame scan“ im Fenster „VdG channeling“ gestartet. Nachdem die Winkelkoordinaten der Kristallachse ermittelt und angefahren worden ist, wird mit einer Ladungsvorwahl von 20 µC ein "aligned"-Spektrum aufgenommen. Danach wird ohne Änderung eines Winkels der Messpunkt im implantierten Gebiet in den Strahl gefahren und ebenfalls ein Spektrum mit 20 µC gemessen.

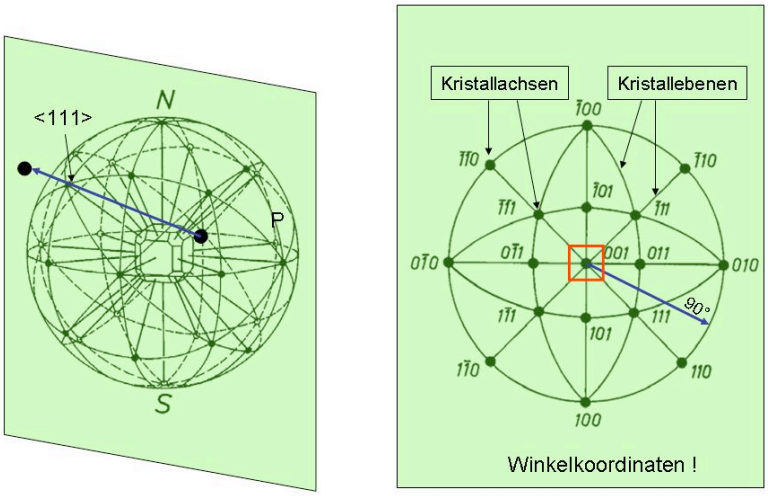


Fig. 16:

Stereographische Projektion zur Ausrichtung einer kristallinen Probe für Channeling-Messungen: Links geometrisches Verfahren, rechts Projektion eines kubischen Kristalls. Weitere Erläuterungen im Text.

4. Auswertung

Alle Ergebnisse sind unter Berücksichtigung entsprechender Fehlerbetrachtungen zu diskutieren, wenn eine Fehlerabschätzung möglich ist.

4.1 Näherungsweise Bestimmung der Antimon-Flächendichte (implantierte Sb-Fluenz)

Berechnen Sie aus dem Peakintegral des Sb-Peaks, den Sie aus der Messung im implantierten Gebiet erhalten haben, mit Hilfe von Glg. (30) einen Näherungswert für die Sb-Flächendichte unter Vernachlässigung der Tiefenverteilung. Schätzen Sie aus diesem Wert mit Hilfe der Ergebnisse der SRIM-Simulation die maximale Sb-Konzentration in der Si-Probe ab.

4.2 Tiefenprofil von Antimon

Mit dem Program IBAdT wird nach Eingabe der aktuellen Werte für Inzidenzenergie und Streuwinkel eine Tabelle für die Tiefenabhängigkeit der Energien der an Sb und Si gestreuten He-Ionen (numerisch genaue Lösung von Glg. (20)) sowie des Rutherfordquerschnittes für die Streuung an Sb berechnet. Der notwendige Tiefenbereich wird aus den SRIM-Rechnungen entnommen, und die Tiefenschritte werden so gewählt, dass für mehr als 5 Tiefen im interessanten Bereich Werte erhalten werden. Wenn die maximale Sb-Konzentration nach 4.1 den Wert $5 \cdot 10^{20}$ cm^{-3} (entsprechend einer relativen Konzentration von etwa 1 at%) nicht wesentlich übersteigt, kann der Beitrag des Sb zu Bremsung vernachlässigt werden, und es kann die Bremsung im reinen Si angenommen werden.

Die Tabelle wird günstigerweise in ORIGIN angelegt. Dann können die funktionalen Zusammenhänge für die Energie-Tiefe-Beziehungen und die WQ-Tiefe-Beziehung durch Polynomfits beschrieben werden.

Das ORIGIN-Datenblatt (worksheet) des Messspektrums wird um einige Spalten erweitert, in denen jedem Kanal im Gebiet des Sb-Peaks aus der Energieeichung eine Energie und aus der mit IBAdT gewonnen Tabelle eine Tiefe sowie der entsprechende differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung am Sb zugeordnet wird. Jedem Kanal i lässt sich formal ein kleiner Tiefenbereich der Dicke Δx_i zuweisen, dessen Antimon-Flächendichte $\Delta\nu_i = (n_{Sb}\Delta x)_i$ sich entsprechend Glg. (30) aus der Ausbeute Y_i in diesem Kanal berechnen lässt:

,

$$\Delta\nu_i = \frac{Y_i \cos\alpha}{N_I \Delta\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}(x_i)} \qquad (38)$$

Die so bestimmten Teilflächendichten werden zur Berechnung der totalen implantierten Flächendichte summiert und mit dem Näherungswert aus 4.1 verglichen.

Aus den Teilflächendichten (Glg. (38)) lässt sich die absolute Konzentrationsverteilung von Sb einfach aus der Division durch das jeweilige Tiefeninkrement Δx_i erhalten. Schließlich wird die absolute Konzentrationsverteilung auf die implantierte Sb-Fluenz normiert, um einen einfachen Vergleich mit den SRIM-Grafiken zu erlauben.

4.3 Strahlenschäden

Vergleichen Sie das auf 20 µC normierte Random-Spektrum mit den unter Channeling-Bedingungen aufgenommenen Spektren im nichtimplantierten und im implantierten Teil der Probe. Diskutieren Sie die Spektrenformen und bestimmen Sie die Amorphisierungstiefe, falls Amorphisierung beobachtet wird. Diskutieren Sie die Frage der Amorphisierung anhand von Glg. (15) mit einer Verlagerungsschwelle U_d = 15 eV für Si.

4.4 Vergleich mit der Computersimulation

Die in 4.2 und 4.3 bestimmten Tiefenprofile werden mit dem Ergebnis der Computersimulation verglichen. Stimmen die Resultate quantitativ nach Tiefe, Breite und Höhe überein?

Literatur

1. Gary S. May: Thirteen Lectures on Modern Semiconductor Technology, http:// www.ece.gatech.edu/research/labs/vc/lectures/Lecture1.ppt ...Lecture13.ppt. Die Ionen-implantation wird in Lecture 8 beschrieben.
2. W. Möller: Fundamentals of Ion-Solid Interaction, Vorlesungsskript TU Dresden (letzte revidierte Fassung 2004) (Download http://www.fz-rossendorf.de >> Institute >> Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung >> Lehre >> Vorlesungsskripte)
3. M. Nastasi, J.K. Hirvonen, J.W. Mayer: Ion-Solid Interactions: Fundamentals and Applications (Cambridge University Press 1996)
4. J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark: The Stopping and Range of Ions in Solids Vol.1 (Pergamon Press, New York 1985)
5. H. Ryssel, I.Ruge: Ionenimplantation (Teubner, Stuttgart 1978)
6. E. Rimini: Ion Implantation, Basics to Device Fabrication (Kluwer Academic Publ., Boston 1995)
7. J.R. Tesmer, M. Nastasi (Eds.): Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis (Materials Research Society, Pittsburgh 1995)