

MASTERARBEIT

**SPA-LEED Untersuchungen von
Dy-induzierten Nanostrukturen auf
Si-Oberflächen**

Autor: ROBERT OELKE

Prüfer: PROF. DR. JOACHIM WOLLSCHLÄGER

Zweitprüfer: PROF. DR. MARIO DÄHNE

9. März 2015

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Kristallstruktur	3
2.1.1	Volumenstrukturen	3
2.1.2	Oberflächenstrukturen	4
2.1.3	Reziprokes Gitter	5
2.1.4	Epitaktisches Wachstum	5
2.2	LEED	7
2.2.1	Kinematische Näherung	7
2.2.2	Vizinale Oberflächen	9
2.3	Augerelektronenspektroskopie	11
2.3.1	Quantitative Analyse der Augerspektren	12
3	Materialsystem	17
3.1	Silizium	17
3.1.1	Oberflächenrekonstruktionen des Siliziums	17
3.2	Dysprosium	21
3.2.1	Dysprosiumsilicid	21
4	Experimentelle Grundlagen	25
4.1	UHV-Kammer	25
4.2	SPA-LEED-Instrument	26
4.3	Augerelektronenspektroskopie	27
4.4	Effusionszelle	28
5	Ergebnisse	31
5.1	Si-(111)	31
5.1.1	Substratpräparation	31
5.1.2	Kalibrierung der Aufdampftrate	33
5.1.3	Dysprosiumdeposition	35
5.1.4	Deposition von Dysprosium bei 450°C	36
5.1.5	Deposition von Dysprosium bei 550°C	38
5.1.6	Deposition von Dysprosium bei 650°C	41
5.2	Modellierung	48
5.2.1	Mögliche Modelle	51
5.3	Diskussion der Messergebnisse von Si(111)	56
5.4	Si-(001)	59
5.4.1	Flaches Si(001)	60
5.4.2	Vicinales Si(001)	62

5.5 Diskussion der Messergebnisse von Si(001)	68
6 Zusammenfassung und Ausblick	71
Literaturverzeichnis	73

1 Einleitung

Seit den 1970er Jahren ist Silizium das am meisten verbreitete Material in der Halbleiterindustrie. Der Hauptgrund für den großen Erfolg von siliziumbasierten Halbleiterelementen, wie Feldeffekttransistoren (FETs), ist die stetige Leistungssteigerung durch eine Verkleinerung der geometrischen Ausmaße. Diese Verkleinerung und die damit einhergehende Erhöhung der Bauteildichte folgte die letzten Jahrzehnte dem Mooreschen Gesetz ([1]). Mit fortschreitender Miniaturisierung steigt der Anspruch in die kristalline Qualität der Adsorbatschichten und der Schärfe der Grenzfläche. Die Silicide der Lanthanoide sind hierbei vielversprechende Kandidaten. Die hexagonale AlB_2 -Struktur dieser Silicide besitzt eine geringe Gitterfehlpassung von unter 2,5%, für Dy und Ho sogar unter 0,5% ([2]), in Bezug auf die Si(111)-Oberfläche und wächst epitaktisch mit einer hohen kristallinen Qualität auf ([2], [3], [4], [5]).

Zusätzlich wurden für die Silicide der Lanthanoide auf n-dotierte Siliziumwafer die niedrigsten bekannten Schottky-Barrieren, mit 0,3-0,4 eV, berichtet ([6], [7], [8], [9], [10]). Dies macht sie als ohmsche Kontakte interessant, da so die Kontaktfläche zwischen n-Si und dem Silicid kleiner gewählt werden kann. Für p-dotiertes Silizium hingegen wurde eine erhöhte Schottky-Barriere berichtet ([11]), was eine mögliche Anwendung für Infrarotdetektoren oder im Bereich der Photovoltaik ermöglichen könnte.

Lanthanoide bilden auf der Si(001)-Oberfläche die AlB_2 -Struktur. Diese besitzt eine anisotrope Gitterfehlpassung ([12]). Dies führt bei Dysprosium ([13]), Erbium ([14]) und Holonium ([15]) zu der Ausbildung von Nanodrähten. Diese sind interessant, da sie sich durch Selbstorganisation bilden und damit die Grenzen der konventionellen Lithographie übertreffen. Weiterhin sind niedrigdimensionale Objekte wie Nanodrähte derzeit ein wichtiges Thema in der Forschung, da hierbei abweichende physikalische Eigenschaften auftreten können.

In der Vergangenheit wurde das Wachstum von Dysprosiumsilicid auf den Siliziumoberflächen ausgiebig mittels **Scanning Tunneling Microscopy (STM)** untersucht. Neben der Si(111)- ([16], [17], [7]) und der Si(001)-Oberfläche ([13], [17], [16], [7], [18], [19]), wurden auch vizinale Si(001)- ([20], [21], [22]) Si(111)- ([23]) und Si(557)-Oberflächen ([24]) untersucht.

Da es sich hierbei um eine Methode zur Abbildung des Realraums handelt, werden in dieser Arbeit Untersuchungen der Oberflächenmorphologie mit **Spot Profile Analysis Low-Energy Electron Diffraction (SPA-LEED)** vorgestellt. Was komplementäre Untersuchungen des reziproken Raums ermöglicht. Untersucht werden hierbei die präparierten Si(001)-, Si(111)- und vizinale Si(001)-Oberflächen, sowie die Dysprosiumdeposition auf diesen Oberflächen.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird auf die Beschreibung von Oberflächen- und Überstrukturen eingegangen. Des Weiteren werden die nötigen theoretischen Grundlagen der verwendeten Messmethoden, SPA-LEED und AES, kurz erläutert.

2.1 Kristallstruktur

2.1.1 Volumenstrukturen

Ein idealer Kristall ist eine unendliche dreidimensionale periodische Anordnung von Atomen. Die kleinste sich wiederholende Einheit nennt man primitive Einheitszelle, welche aus einer ein- oder mehratomigen Basis besteht (siehe Abb. 2.1). Mithilfe der Basisvektoren

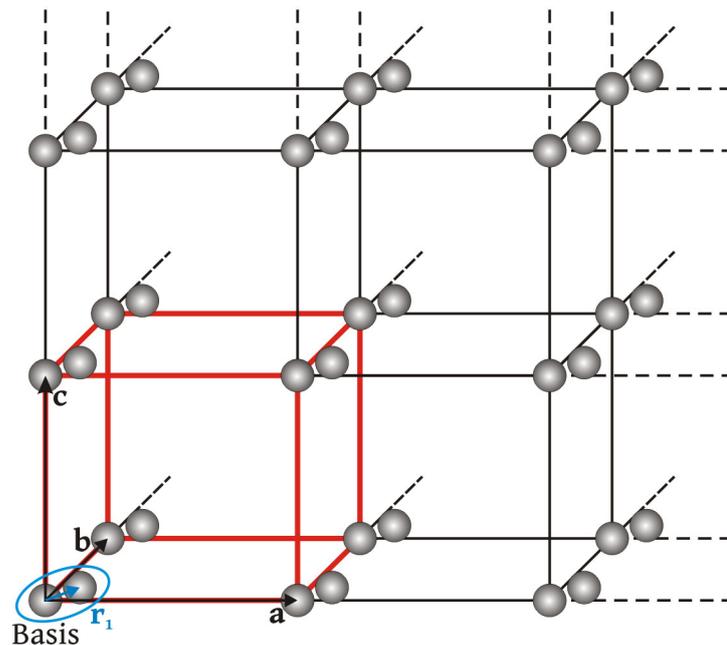


Abbildung 2.1: Beispiel eines kubisch-primitiven Gitters mit zweiatomiger Basis. Die in rot eingezeichnete Einheitszelle wird von den Basisvektoren \mathbf{a} , \mathbf{b} und \mathbf{c} aufgespannt. Die Position des zweiten Atoms in der Einheitszelle ist durch \mathbf{r}_1 gegeben.

ren \mathbf{a} , \mathbf{b} und \mathbf{c} der primitiven Einheitszelle kann das Kristallgitter durch Translation der primitiven Einheitszelle definiert werden:

$$\mathbf{T} = u\mathbf{a} + v\mathbf{b} + w\mathbf{c}, \quad (2.1)$$

wobei $u, v, w \in \mathbb{Z}$ sind. Die Atome innerhalb einer Einheitszelle werden als Basis bezeichnet. Die Positionen \mathbf{R} der einzelnen Atome ist im Kristall durch $\mathbf{R} = \mathbf{T} + \mathbf{r}_i$ gegeben. Die Position der i Atome der Basis innerhalb der Einheitszelle ist mit \mathbf{r}_i gegeben. Unterscheidet man die Einheitszellen nach den Translationssymmetrien, so erhält man 7 verschiedene Kristallgitter mit primitiver Einheitszelle. Durch Hinzufügen weiterer Gitterpunkte in der Mitte der Einheitszelle (*raumzentriert*) oder der Außenflächen (*flächenzentriert* und *basiszentriert*) erhält man 14 Kristallgitter, wobei die Einheitszellen der zusätzlichen Kristallgitter nicht primitiv sind. Diese Gitter werden Bravais-Gitter genannt [25].

Um eine Ebene in einem Gitter zu definieren, werden die Schnittpunkte $\frac{a}{h}$, $\frac{b}{k}$ und $\frac{c}{l}$ mit den kristallographischen Achsen ermittelt. Die Werte h , k und l werden als Millersche Indizes [26] bezeichnet. Sollte das erhaltene Wertepaar nicht ganzzahlig sein, so werden die Indizes mit dem kleinsten gemeinsamen Vielfachen multipliziert. Negative Zahlen werden anstelle eines Minuszeichens mit einem Überstrich gekennzeichnet.

2.1.2 Oberflächenstrukturen

In Kap. 2.1.1 wurde der Kristall unter der Annahme beschrieben, dass dieser in alle Raumrichtungen unendlich weit ausgedehnt ist. Diese Annahme ist in der Realität nicht zutreffend, der Kristall wird vielmehr durch zweidimensionale Abschlussflächen begrenzt, welche abweichende physikalische und chemische Eigenschaften besitzen. Die Beschreibung der Grenzflächen erfolgt über zwei Oberflächengitter. Das Substratgitter beschreibt die idealisierte Oberfläche und besitzt daher die laterale Periodizität des Volumens. Der Translationsvektor (vgl. 2.1) vereinfacht sich, aufgrund der reduzierten Translationssymmetrie, zu

$$\mathbf{T} = u\mathbf{a} + v\mathbf{b}. \quad (2.2)$$

Aufgrund der ungesättigten Bindungen an der Oberfläche des Kristalls kommt es aber in vielen Fällen zu einer Relaxation oder Rekonstruktion der Oberfläche. Hierbei kann es sein, dass die Periodizität nicht mehr mit der des Substratgitters übereinstimmt. In diesem Fall ist die Einführung des Oberflächengitters notwendig, welches eine andere Periodizität

$$\mathbf{T} = u\mathbf{a}_s + v\mathbf{b}_s \quad (2.3)$$

besitzt. Der Zusammenhang zwischen Substratgitter und Oberflächengitter kann in vielen Fällen über die Wood-Notation [27] beschrieben werden. Hierbei werden die Längen der Basisvektoren von Substrat- und Oberflächengitter, über $\mathbf{a}_s = m \cdot \mathbf{a}$ und $\mathbf{b}_s = n \cdot \mathbf{b}$, in Zusammenhang gesetzt. Eine mögliche Drehung der Basisvektorenpaare zueinander wird über ϕ berücksichtigt:

$$X(hkl)_m \times n - R\phi^\circ - \text{Ad}. \quad (2.4)$$

Sollte die Überstruktur durch ein Adsorbat induziert worden sein, kann dieses über Ad gekennzeichnet werden.

Für eine nicht kommensurable Überstruktur ist die Wood-Notation nicht möglich und es muss die Matrix-Notation nach Park und Madden [28] verwendet werden. Von einer nicht kommensurablen Überstruktur spricht, man wenn die Gleichung $\angle(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \angle(\mathbf{a}_s, \mathbf{b}_s)$

nicht erfüllt ist. Also der Winkel zwischen den Oberflächenvektoren ein anderer ist als der Winkel zwischen den Vektoren des Substratgitters. Die Überstruktur wird in dieser Notation über die folgend Matrix beschrieben:

$$G = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Hierbei werden die Matricelemente so gewählt, dass die Gleichungen $\mathbf{a}_s = G_{11} \times \mathbf{a} + G_{12} \times \mathbf{a}$ und $\mathbf{b}_s = G_{21} \times \mathbf{a} + G_{22} \times \mathbf{a}$ erfüllt sind.

2.1.3 Reziprokes Gitter

Bei der Beugung an Kristallgittern oder Oberflächen ist es sinnvoll, anstelle des Realraums, den reziproken Raum zu betrachten. Der reziproke Raum ist der (mathematische) Raum der Wellenvektoren. Die Basisvektoren des reziproken Raums werden durch ebene Wellen repräsentiert, weshalb er auch \mathbf{k} -Raum genannt wird.

Der Zusammenhang zwischen den Einheitsvektoren des Realraums $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ und denen des reziproken Raums $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3$ ist über

$$\mathbf{b}_1 = 2\pi \frac{\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}{\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)} \quad (2.6)$$

und zyklisch permutiert gegeben. Eine analoge Definition ist $\mathbf{a}_i \mathbf{b}_j = \delta_{ij}$. Analog zum Translationsvektor des Volumenkristalls ergibt sich hier der Gittervektor

$$\mathbf{G} = n_1 \mathbf{b}_1 + n_2 \mathbf{b}_2 + n_3 \mathbf{b}_3. \quad (2.7)$$

Wobei n_1, n_2 und n_3 reelle Zahlen sind.

2.1.4 Epitaktisches Wachstum

Beim Aufbringen von mehr als einer Monolage Adsorbaten spricht man von einer dünnen Schicht. Wächst diese Schicht kristallographisch orientiert auf einem einkristallinen Substrat auf spricht man von Epitaxie [29].

Das Wachstum dieser Schicht hängt von den thermodynamischen und kinetischen Randbedingungen ab. Aufgrund der thermodynamischen Betrachtung der Grenz- und Oberflächenenergien von Substrat und Adsorbat, kann man zwischen den folgenden Wachstumsmodi unterscheiden:

- **Lage-für-Lage-Wachstum (Frank-van-der-Merwe):**
Jede atomare Lage wird abgeschlossen, bevor sich eine neue Lage bilden kann. Dies tritt auf, wenn die Bindungen der Adsorbate untereinander geringer sind als die Bindungen zum Substrat.
- **Insel-Wachstum (Volmer-Weber):**
Sollten die Bindungen der Adsorbate untereinander stärker sein als die zum Substrat, bilden sich Inseln direkt auf dem Substrat.
- **Stranski-Krastanow-Wachstum:**
Nachdem sich eine zweidimensionale Monolage Adsorbate auf dem Substrat gebildet hat, bilden sich dreidimensionale Inseln.

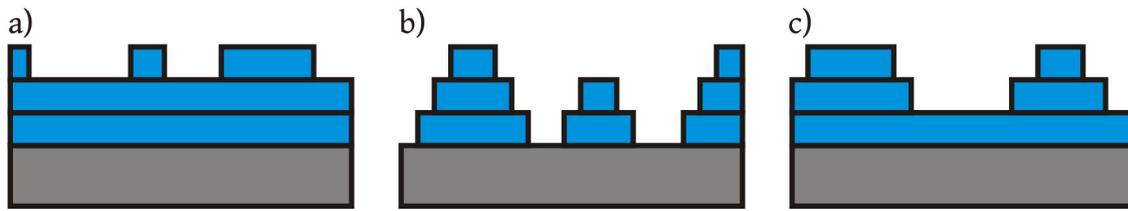


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der einzelnen Wachstumsmodi: (a) Layer-by-layer-Wachstum (Frank-van-der-Merwe), (b) Insel-Wachstum (Volmer-Weber), (c) Stranski-Krastanow-Wachstum.

Gitterfehlanpassung

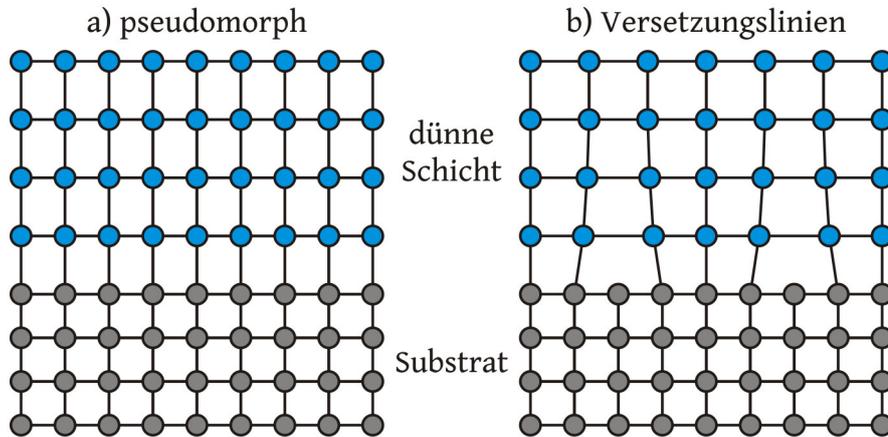


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung möglicher Relaxationsprozesse. a) Pseudomorphes Wachstum: die laterale Gitterkonstante des Adsorbates gleicht sich an die des Substrats an, b) Ausbildung von Versetzungslinien, die oberen Lagen in der Adsorbatschicht sind spannungsfrei. Entnommen und angepasst aus [30].

Handelt es sich bei Adsorbat und Substrat nicht um dasselbe Material (Heteroepitaxie), weichen in der Regel die Gitterkonstanten der Einheitszellen voneinander ab. Hierbei sind die lateralen Gitterkonstanten von Bedeutung, wobei die Gitterfehlanpassung in beiden Richtungen voneinander abweichen können. In dieser Arbeit wird die folgende Definition der Gitterfehlanpassung verwendet [30]:

$$\epsilon = \frac{a_{\text{Adsorbat}} - a_{\text{Substrat}}}{a_{\text{Substrat}}} \quad (2.8)$$

Wobei a_{Adsorbat} und a_{Substrat} die lateralen Gitterkonstanten von Substrat und Adsorbat sind. Durch die Gitterfehlanpassung werden Verspannungen in der Adsorbatschicht aufgebaut, diesen kann mit pseudomorphem Wachstum oder der Formierung von Versetzungslinien entgegengewirkt werden (siehe Abb. 2.3). Pseudomorphes Wachstum wird bei geringer Schichtdicke und geringer Gitterfehlanpassung bevorzugt. Ab einer bestimmten Schichtdicke ist es aber energetisch günstiger Versetzungslinien auszubilden [31].

2.2 LEED

Die **Low Energy Electron Diffraction** (LEED) ist eine Untersuchungsmethode, mit der Aussagen über die Beschaffenheit einer kristallinen Oberfläche getroffen werden können. Sie beruht auf der Welleneigenschaft von Elektronen an Kristallen zu interferieren, welche 1927 entdeckt wurde [32]. In dieser Arbeit wird das von Henzler et. al. entwickelte SPA-LEED (**S**pot **P**rofile **A**nalysis **L**ow **E**nergy **E**lectron **D**iffraction) verwendet [33]. Aufgrund des winkelaufgelösten Funktionsprinzips ist es möglich eindimensionale Messungen des reziproken Raums durchzuführen. Hiermit ist zusätzlich zum konventionellen LEED eine Auswertung des Reflexprofils (**S**pot **P**rofile **A**nalysis) möglich, womit statistische Aussagen über mittlere Terrassenbreiten, Facettierung oder vertikale Lagenabstände zugänglich werden [34].

Die verwendete Elektronenenergie liegt im Bereich von 10 eV bis 500 eV. Es ergibt sich für diese Energien eine De-Broglie-Wellenlänge

$$\lambda_e = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_e E}} \quad (2.9)$$

zwischen 3,88 Å und 0,55 Å. Diese liegt in der Größenordnung der Gitterkonstanten von Kristallen, was eine Voraussetzung für Beugung ist. Außerdem ist in diesem Energiebereich die Eindringtiefe unterhalb von 10 Å, wodurch eine oberflächensensitive Messung gewährleistet ist.

2.2.1 Kinematische Näherung

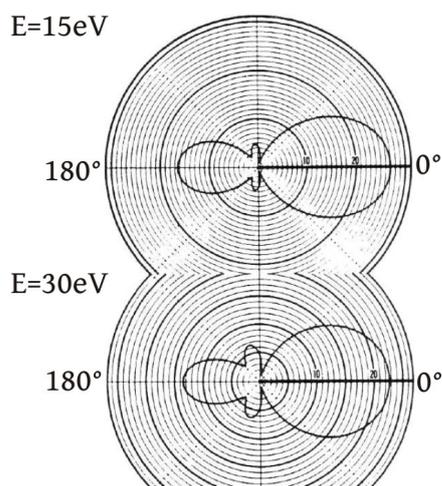


Abbildung 2.4: Quadrat der Streuamplitude bei der Beugung niederenergetischer Elektronen an Platin. Die Maxima der Streuamplitude sind bei 0° und 180° zu sehen, was Vorwärts- und Rückwärtsstreuung entspricht. Entnommen und angepasst aus [35].

Aufgrund der starken Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kristallgitter, insbesondere mit den Atomkernen, ist eine mögliche Mehrfachstreuung der Elektronen an dem Kristall nicht vernachlässigbar. Die vollständige Information über die Oberflächenbeschaffenheit ist daher nur im Rahmen der dynamischen Beugungstheorie zugänglich. Da diese aber bei der Beschreibung einer defektbehafteten Oberfläche sehr komplex wird, wird im Folgenden die kinematische Näherung verwendet.

Die kinematische Beugungstheorie beschränkt sich auf die Beschreibung der Reflexprofile. Hierbei werden mehrere Annahmen vorausgesetzt. Es wird nur Vorwärtsstreuung betrachtet, da diese gegenüber der Seitwärtsstreuung dominiert [35] (vgl. Abb. 2.4). Aufgrund dieser Annahme ist es sinnvoll die Oberfläche in säulenförmige Einheitszellen einzuteilen (vgl. Abb. 2.5), bei denen auf die Vorwärtsstreuung eingegangen werden kann, während die Seitwärtsstreuung vernachlässigt wird. Weiterhin wird die Fraunhofer-Näherung ange-

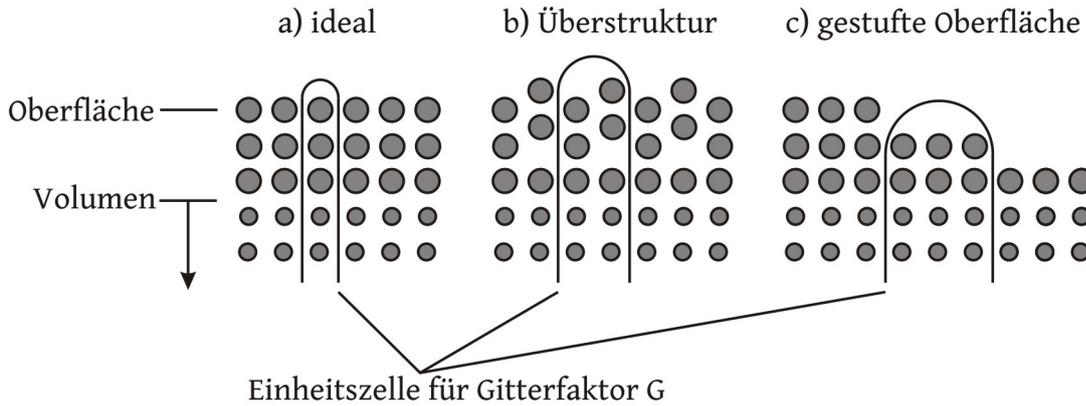


Abbildung 2.5: Beispiele für säulenförmige Einheitszelle, wie sie in der kinematischen Beugungstheorie angenommen werden, entnommen und angepasst aus [36].

nommen, nach der Wellen im großen Abstand zur Quelle als ebene Wellen angenommen werden können.

Die folgende Betrachtung erfolgt nach den Referenzen [37] und [38]. Nach Einteilung der Oberfläche in säulenförmige Einheitszellen ist es möglich die Wellenfunktion eines, an der Oberfläche gestreuten, Elektron als

$$\psi(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i) = \frac{1}{N} \sum_n \psi_n e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}(n)} \quad (2.10)$$

zu schreiben. Die Wellenfunktion ergibt sich hiernach als Summe über die Streuamplituden ψ_n aller n Einheitszellen der Oberfläche an den Position $\mathbf{r}(n)$, unter Berücksichtigung der Phasenverschiebung $\mathbf{K}\mathbf{r}(n)$. N ist eine geeignete Normierung. Wobei der Streuvektor $\mathbf{K} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ ist. Der einfallende Wellenvektor ist hierbei \mathbf{k}_i , der gestreute \mathbf{k}_f . Die Streuamplitude einer Einheitszelle $E(n)$ ist mit

$$\psi_n = \sum_{\nu \in E(n)} f_\nu e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}(\nu)} \quad (2.11)$$

gegeben. Wobei über den atomaren Formfaktor f_ν aller Atome an den Positionen $\mathbf{r}(\nu)$, unter Berücksichtigung der Phasenverschiebung, summiert wird. Hierbei kann auch Mehrfachstreuung innerhalb einer Einheitszelle betrachtet werden, nicht aber zwischen zwei Einheitszellen. Die Wellenfunktion $\psi(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i)$ ist im Experiment keine zugängliche Messgröße, weshalb nun die Intensität

$$I(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i) = |\psi(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i)|^2 = \frac{1}{N^2} \sum_n \sum_m \psi_n \psi_m^* e^{i\mathbf{K}[\mathbf{r}(n) - \mathbf{r}(m)]} \quad (2.12)$$

betrachtet wird. In der kinematisch Beugungstheorie wird angenommen, dass der atomare Formfaktor aller Säulen identisch ist. Nimmt man zusätzlich an, dass die Basis aus nur einem Atom besteht kann Gleichung 2.12 zu

$$I(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i) = \frac{1}{N} F(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i) G(\mathbf{K}) \quad (2.13)$$

vereinfacht werden. Wobei $F(\mathbf{K}, \mathbf{k}_i) = |f(\mathbf{K})|^2$ als Formfaktor bezeichnet wird und $G(\mathbf{K})$ als Gitterfaktor. Allgemein ist der Gitterfaktor über

$$G(\mathbf{K}) = \sum_n \sum_m e^{i\mathbf{K}[\mathbf{r}(n) - \mathbf{r}(m)]} \quad (2.14)$$

gegeben und berücksichtigt die Position und Form der Beugungsreflexe. Ein perfektes Oberflächengitter (vgl. Kap. 2.1.2) wird über eine Einheitsmasche $\mathbf{T} = u\mathbf{a} + v\mathbf{b}$ aufgespannt (vgl. Gl. 2.2). Wenn man nun zusätzlich keine Höhenvariation betrachtet, reduziert sich die \mathbf{K} -Abhängigkeit auf die die parallele Komponente des Streuvektors und der Gitterfaktor vereinfacht sich zu

$$G(\mathbf{K}_{\parallel}) = \sum_n \delta(\mathbf{K}_{\parallel} - (m_1 \mathbf{a}^* + m_2 \mathbf{b}^*)). \quad (2.15)$$

Wobei m_1 und m_2 ganze Zahlen sind. Der Gitterfaktor besteht in der \mathbf{K}_{\parallel} -Ebene aus Deltafunktion an den Gitterpunkten des reziproken Gitters und ist von der \mathbf{K}_{\perp} -Richtung unabhängig. Dies führt zu den Beugungstangen, wie sie in Abb. 2.6 zu sehen sind. In

Perfekte Oberfläche

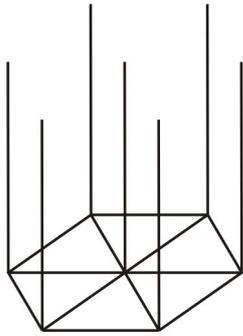


Abbildung 2.6: Skizze des reziproken Raums für eine homogene Oberfläche ohne Höhenvariation oder Defekten. Aufgrund der reduzierten Translationssymmetrie sind Beugungstangen zu sehen. Entnommen und angepasst aus [31].

der Realität sind die hier getroffenen Annahmen oft nicht zutreffend, weshalb es zu einer Abweichung des Reflexprofils kommt. Im Rahmen einer Reflexprofilanalyse können in diesem Fall Rückschlüsse auf die Morphologie der Oberfläche getroffen werden. Dieses kann beispielsweise über eine Analyse der Halbwertsbreite des zentralen Reflexes in Form einer $H(S)$ -Analyse geschehen. Nähere Informationen sind hierzu in den Referenzen [39], [31] und [40] zu finden.

2.2.2 Vizinale Oberflächen

Ein Kristall mit einer vizinalen Oberfläche ist um wenige Grad schräg gegen eine niedrig indizierte Oberfläche, wie die Si(001)-Oberfläche, geschnitten. Aufgrund der Stabilität

der niedrig indizierten Oberflächen kommt es zu einer Ausbildung von niedrig indizierten (periodischen) Terrassen und Stufen.

Die Beugungsbilder dieser Oberflächen können nun nach dem folgenden Modell beschrieben werden ([41], [34]):

Die periodische Anordnung der Terrassen im Realraum wird als Überstruktur aufgefasst, wobei die Terrassenlänge die Einheitszelle vorgibt. Hierbei ist der Normalenvektor der Überstruktur verkippt gegenüber dem Normalenvektor der niedrig indizierten Oberfläche (vgl. Abb. 2.7). Die erwartete Intensitätsverteilung ergibt sich nun durch die Faltung der

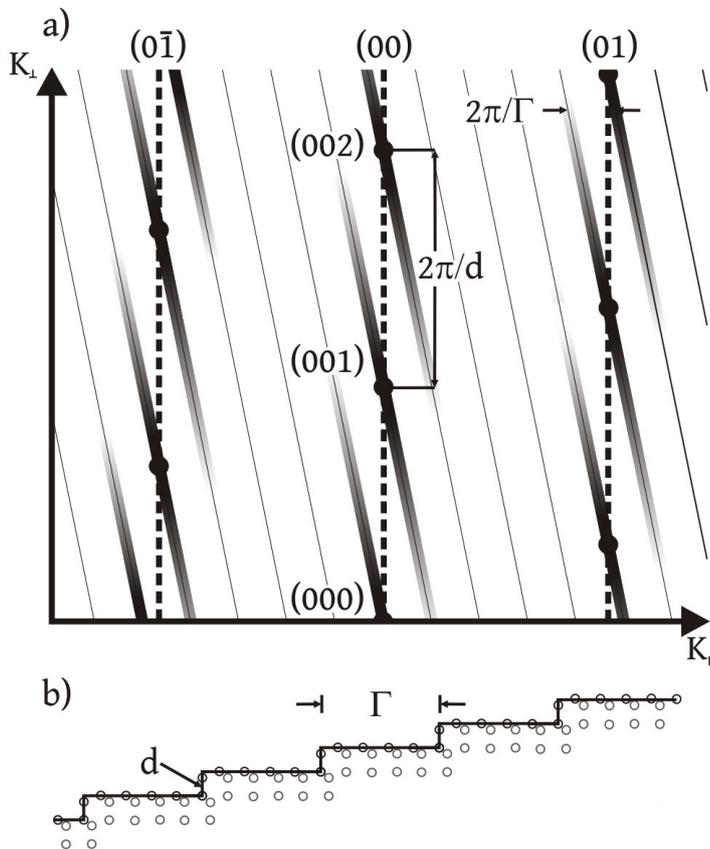


Abbildung 2.7: Skizze einer Viziellen Oberfläche im (a) reziproken Raum und (b) Realraum. Die Beugungsstangen der Überstruktur sind eingezeichnet. Die theoretischen Beugungsstangen der niedrig indizierten Oberfläche sind gestrichelt eingezeichnet. Die Stangen schneiden sich an den Bragg-Punkten. Die Stufenhöhe ist d die Terrassenbreite Γ . Entnommen und angepasst aus [34]

Überstruktur mit der niedrig indizierten Oberfläche. An den Positionen der Beugungsstangen der niedrig indizierten Oberfläche sind nun aufgespaltene Reflexe zu erkennen. Die Intensitätsmodulation wird hierbei durch die Überstruktur der Terrassen vorgegeben. An den Bragg-Punkten (hier sind n_1 , n_2 und n_3 ganzzahlig (vgl. Gleichung 2.7)) schneiden die Überstrukturstangen die Substratstangen (der niedrig indizierten Oberfläche). Die erwartete Intensität ist hier maximal.

Aus dem Abstand der Beugungsstangen in K_{\perp} kann die Stufenhöhe d bestimmt werden und aus dem Abstand in K_{\parallel} die Terrassenbreite Γ . Für einige Oberflächen, wie die vizielle Si(001)-Oberfläche, kann es zu einer Ausbildung von Doppelstufen kommen. In diesem Fall halbiert sich der Abstand der Beugungsstangen in K_{\perp} .

2.3 Augerelektronenspektroskopie

Die Augerelektronenspektroskopie(AES) ist eine Methode, um die chemische Zusammensetzung einer Oberfläche zu untersuchen. Grundlage ist der Auger-Effekt, welcher auch als Auger-Meitner-Effekt bezeichnet wird ([42], [43]). Ein möglicher Auger-Prozess ist in Abb. 2.8 skizziert. Durch eine externe Anregung (z.B. durch ein Elektron oder Röntgen-

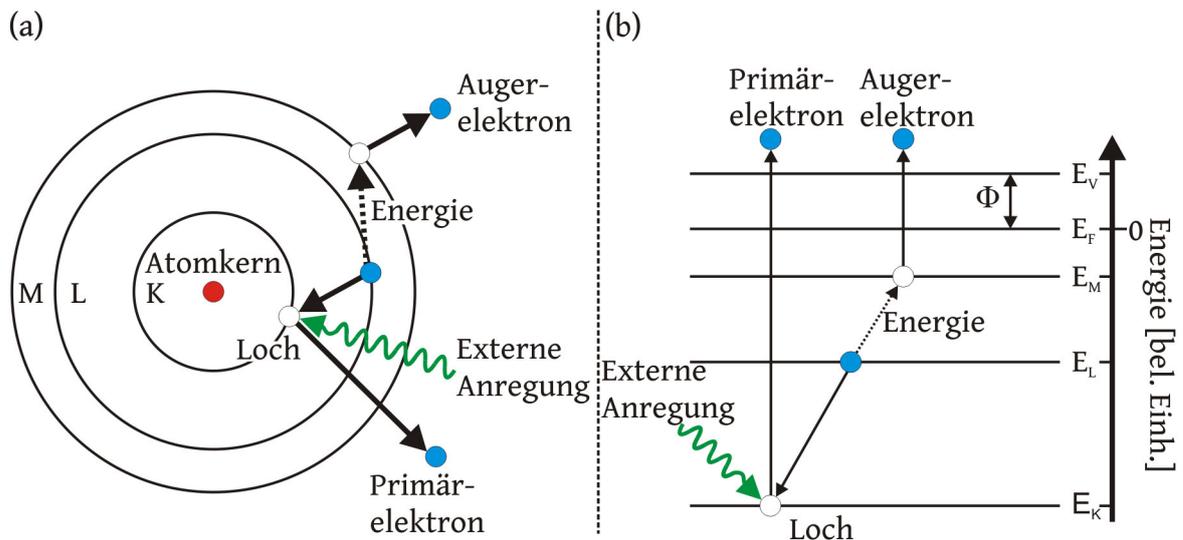


Abbildung 2.8: (a) Prinzipskizze des Augerprozesses anhand des KLM-Übergangs in einem Atom. (b) Energieschema eines KLM-Übergangs in einem Festkörper. Nachdem ein inneres Elektron aus einer K-Schale durch eine externe Anregung ausgelöst wurde, wird das hierdurch entstandene Loch durch ein Elektron aus der L-Schale aufgefüllt. Die hierbei frei werdene Energie wird auf ein Elektron aus der M-Schale übertragen, welches dadurch aus dem Atom herausgelöst wird. Im Festkörper muss das Elektron zusätzlich die Austrittsarbeit Φ zwischen Fermienergie E_F und Vakuum-Niveau E_V aufbringen. Entnommen und bearbeitet aus [31].

strahlung) wird ein Elektron aus einer kernnahen Schale ausgelöst. Dieser frei gewordene Zustand wird durch ein Elektron aus einer energetisch höherliegende Schale aufgefüllt. Die bei dieser Rekombination frei werdene Energie führt zu einem von zwei konkurrierenden Prozessen. Bei leichteren Atomen wird die Energie bevorzugt in Form eines weiteren Elektrons frei, dieses Augerelektron wird aus einer äußeren Schale emittiert und hat eine von der Anregungsenergie unabhängige Energie. Mit zunehmender Atomenmasse steigt die Wahrscheinlichkeit, dass die Relaxation über die Emission eines Röntgenphotons erfolgt.

Das Augerelektron, und damit auch dessen Energie, wird über die beteiligten Energieniveaus XYZ gekennzeichnet. Die Energie des Augerelektrons ist damit über

$$E_{XYZ} = (E_X - E_Y) - E_Z - \Phi \quad (2.16)$$

gegeben. Bei Festkörpern muss die Austrittsarbeit $\Phi = E_V - E_F$ berücksichtigt werden, wobei E_V die Vakuums- und E_F die Fermienergie ist. Weiterhin kann es zu einer Verschie-

bung der Energieniveaus in chemischen Verbindungen kommen. In Abb. 2.8 ist der Prozess für das Augerelektron E_{KLM} skizziert. Da beim Auger-Prozess drei Elektronen beteiligt sind tritt er nicht bei Wasserstoff und Helium auf. Die Energie der Augerelektronen liegt im Bereich von 10-2000 eV, Die Ausdringtiefe bei diesen Energien(vgl. [44]), und damit auch die Informationstiefe, liegt bei ca. 10 Å, wodurch eine hohe Oberflächensensitivität gewährleistet ist.

Trägt man nun die ausgelösten Elektronen ihrer Energie nach auf, so erhält man ein Energiespektrum, das sich aus zwei Anteilen zusammensetzt. Die diskreten Energien der Augerelektronen, die ohne Streuung aus dem Festkörper ausgetreten sind, werden von einem kontinuierlichem Spektrum überlagert, welches durch inelastisch gestreute Elektronen zustande kommt (vgl. Abb. 2.9). Anhand der Position der Auger-Signale kann man nun identifizieren, welche chemischen Elemente in der Probe vorhanden sind.

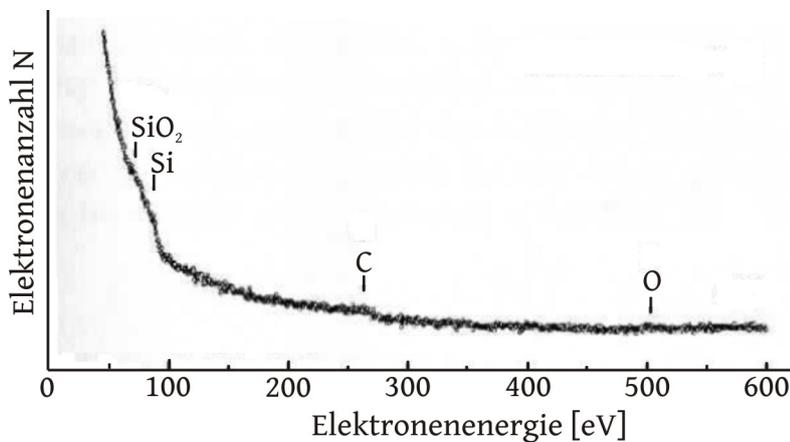


Abbildung 2.9: Augerspektrum einer oxidierten Si(001)-Oberfläche. Die schwachen Auger-Peaks werden von einem kontinuierlichem Spektrum überlagert. Entnommen und angepasst aus [29].

2.3.1 Quantitative Analyse der Augerspektren

In den unbearbeiteten Augerspektren ist der inelastische Untergrund meist deutlich intensiver als die Auger-Signale. Um eine quantitative Analyse zu vereinfachen, kann das Signal-zu-Rausch-Verhältnis deutlich verbessert werden, wenn man anstelle des ursprünglichen Signals das differenzierte Spektrum $dN(E)/dE$ betrachtet.

Bei quantitativen AES-Analysen werden nun die Peak-zu-Peak-Intensitäten (I_X^{PtP}) miteinander verglichen. Hierbei ist zu beachten, dass die Intensität auch von dem jeweiligen Elektronenübergang abhängig ist. Dies kann über elementspezifische relative Sensitivitäten S_X berücksichtigt werden (vgl. Abb. 2.10). Betrachtet wird nun ein Substrat mit der Auger-Intensität $I_S^{\text{PtP}}(\Theta(\text{Ad}))$ und ein Adsorbat mit der Auger-Intensität $I_{\text{Ad}}^{\text{PtP}}(\Theta(\text{Ad}))$. Bei einer Bedeckung von $\Theta = 0$ erhält man die maximale Intensität für das Substrat und keine Intensität für das Adsorbat. Bei Erhöhung der Bedeckung steigt nun die Intensität $I_{\text{Ad}}^{\text{PtP}}(\Theta(\text{Ad}))$ des Adsorbats an, während das Auger-Signal des Substrats $I_S^{\text{PtP}}(\Theta(\text{Ad}))$ durch Streuung und Absorption an der Adsorbatschicht gedämpft wird. Es ist hierbei

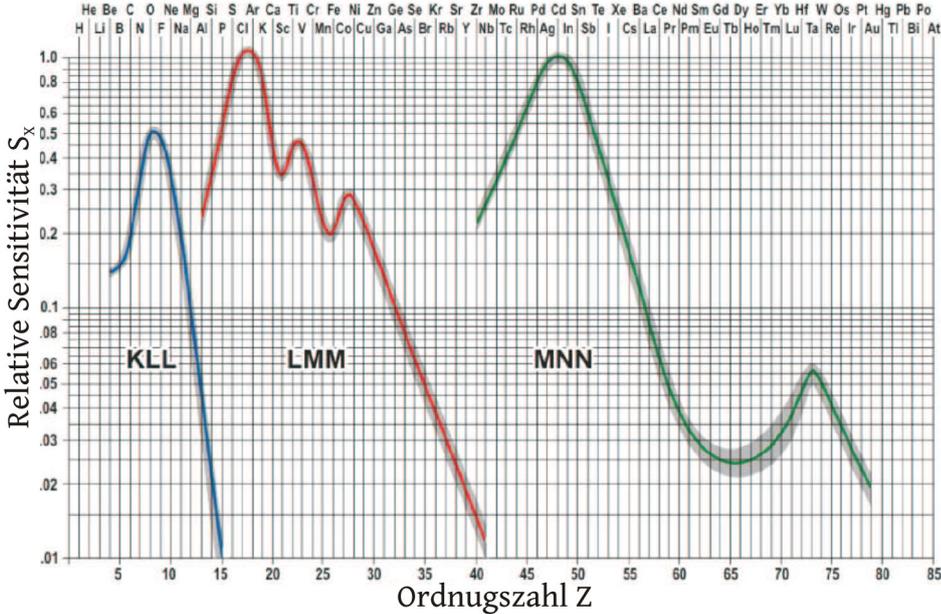


Abbildung 2.10: Relative Auger-Sensitivitäten für verschiedene Elemente bei unterschiedlichen Elektronenübergängen. Entnommen und angepasst aus [45].

zu beachten, dass der Verlauf der Intensitäten als Funktion der Bedeckung eine starke Korrelation mit dem Wachstumsmodus des Adsorbats besitzt (vgl. Abb. 2.11). Bei einem

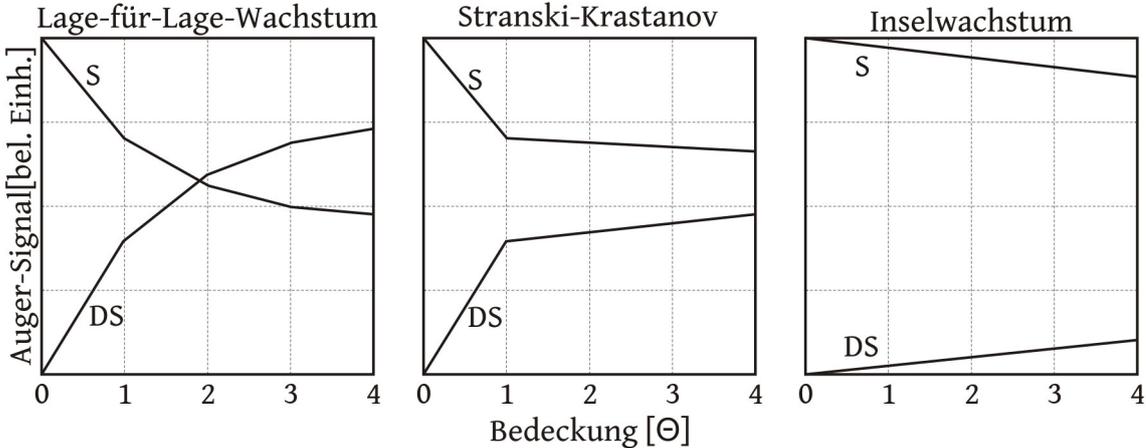


Abbildung 2.11: Auger-Intensitäten für Substrat(S) und aufgedampfte Schicht(DS) für verschiedene Wachstumsmodi. Entnommen und angepasst aus [29].

Lage-für-Lage-Wachstum ist eine Dämpfung der Auger-Intensität $I_S^{PtP}(\Theta(Ad))$ nach dem Lambert-Beersches Gesetz zu erwarten, da mit jeder abgeschlossenen Lage die absorbierende Schichtdicke um einen festen Wert ansteigt. Die Auger-Intensität $I_{DS}^{PtP}(\Theta(Ad))$ der Adsorbatschicht steigt mit jeder abgeschlossenen Lage an und nähert sich der Sättigung. Für nicht ganzzahlige Werte ist die Steigung linear (vgl. Abb.2.11 links). Dies ist dadurch

zu erklären, dass beispielsweise für eine Bedeckung von $\Theta(\text{Ad}) = 0,5\text{ML}$ die Hälfte der Oberfläche keine absorbierende Schicht besitzt und die andere Hälfte eine geschlossene Monolage hat. Das Auger-Signal $I_S^{\text{PtP}}(\Theta(\text{Ad}) = 0,5\text{ML})$ ergibt sich daher als Summation von $1/2 \times I_S^{\text{PtP}}(\Theta(\text{Ad}) = 0\text{ML}) + 1/2 \times I_S^{\text{PtP}}(\Theta(\text{Ad}) = 1\text{ML})$. Das Insel-Wachstum (vgl. Abb.2.11 rechts) ist durch ein langsames Ansteigen der Adsorbat-Intensität mit einem gleichzeitigen Abfall der Substrat-Intensität charakterisiert. Beim Stranski-Krastanov-Wachstum geht das initiale Lage-für-Lage Wachstum nach einer bestimmten Schichtdicke (in Abb. 2.11 $\Theta(\text{Ad}) = 1\text{ML}$) in das Insel-Wachstum über.

Bestimmung der Dicke von homogenen Schichten

Wie aus dem vorherigen Abschnitt ersichtlich ist, sind die Auger-Intensitäten der einzelnen Elemente auf der Oberfläche nicht nur von der Stoffmenge abhängig, sondern auch von dem Wachstumsmodus. Dies erschwert die quantitative Auswertung der Auger-Spektren. Zur Vereinfachung wird im Folgenden von einem Lage-für-Lage-Wachstum ausgegangen. In den Referenzen [46] und [39] ist eine ausführliche Betrachtung aufgeführt. Ausgegangen wird von einer homogenen Schicht mit der Dicke D auf einem Substrat, welches als halbumendlicher Kristall angenommen wird (vgl. Abb. 2.12). Die Auger-Intensität

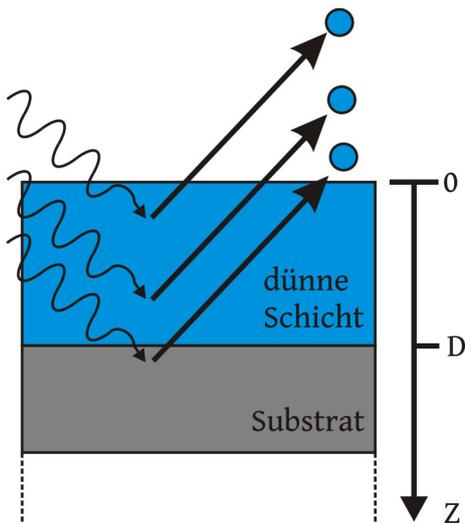


Abbildung 2.12: Schematische Abbildung eines Halbumendlichen Kristalls. Das Substrat wird hierbei, in positiver Z-Richtung, als unendlich ausgedehnt angenommen. Auf dem Substrat befindet sich eine dünne Schicht mit der Dicke D . Das Auslösen von Elektronen, als blaue Kreise dargestellt, erfolgt überwiegend im oberflächennahen Bereich des Kristalls. Entnommen und angepasst aus [39].

eines halbumendlichen Kristalls ist nach Ref. [39] mit

$$\tilde{I}_X^{\text{Kristall}} = I_X^{\text{ML}} \int_0^\infty e^{-z/\lambda_X} dz = I_X^{\text{ML}} \cdot \lambda_X \quad (2.17)$$

gegeben. I_X^{ML} bezeichnet die Auger-Intensität einer Monolage des Materials X, λ_X ist die freie Weglänge der emittierten Auger-Elektronen und ist von der Elektronenenergie abhängig.

Normiert man nun die Auger-Intensität und betrachtet zusätzliche eine dämpfende Schicht, der Dicke D , so ergibt sich die Auger-Intensität mit

$$I_X^{\text{Kristall}} = \lambda_X \cdot e^{-D/\lambda_X}. \quad (2.18)$$

Die normierte Intensität der Schicht, des Materials Y, ergibt sich (nach [39]) mit

$$I_Y^{\text{Schicht}} = \lambda_Y \cdot [1 - e^{-D/\lambda_Y}]. \quad (2.19)$$

Unter der Näherung, dass die freien Weglängen λ_X und λ_Y identisch sind, kann die Intensität der Schicht als relativer Anteil der Gesamtintensität beschrieben werden. Dies geschieht unter Berücksichtigung der Peak-zu-Peak-Intensitäten und der relativen Sensitivitäten:

$$I_{\text{rel}}^{\text{Schicht}} = \frac{I_{\text{Schicht}}^{\text{PtP}}/S_{\text{Schicht}}}{I_{\text{Schicht}}^{\text{PtP}}/S_{\text{Schicht}} + I_{\text{Kristall}}^{\text{PtP}}/S_{\text{Kristall}}} = 1 - e^{-D/\lambda} \quad (2.20)$$

3 Materialsystem

In dieser Arbeit wurde Dysprosium auf Silizium Oberflächen aufgebracht und die dadurch induzierten Überstrukturen untersucht. Zuerst wird auf das Substrat Silizium und dessen Oberflächen Si(100) und Si(111) eingegangen. Danach wird auf das Adsorbat Dysprosium und auf Dysprosiumsilycid-Strukturen eingegangen.

3.1 Silizium

Silizium besitzt die Ordnungszahl 14 und gehört zur vierten Hauptgruppe. Als Halbleiter ist Silizium ein Heißeiter, der elektrische Widerstand sinkt mit steigender Temperatur. Es besitzt einen Schmelzpunkt von 1414°C und kristallisiert in der Diamantstruktur, diese entspricht einem fcc Gitter mit der Basis $(0,0,0)$ und $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ (vgl. Abb.3.1). Die Gitterkonstante der Volumeneinheit zelle beträgt $5,431 \text{ \AA}$.

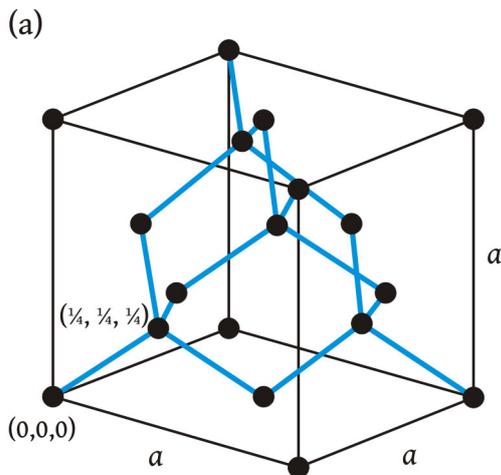


Abbildung 3.1: Kubische Einheitszelle der Diamantstruktur. Die Gitterkonstante der zweiatomigen Einheitszelle beträgt $a=5,431 \text{ \AA}$. Entnommen und angepasst aus [47].

Die Ladungsträgerdichte des Siliziums kann durch Dotierung mit anderen Elementen, z.B. Phosphor oder Bor, erhöht werden. Da unterschiedliche Arten von Wafer verwendet wurden, wird auf die Spezifikationen, wie Dotierung, Widerstand und Fehlneigung der verwendeten Substrate zu Beginn der Diskussion der Messergebnisse eingegangen.

3.1.1 Oberflächenrekonstruktionen des Siliziums

In dieser Arbeit werden unterschiedliche Oberflächen des Siliziums charakterisiert und als Substrat verwendet. Neben den (111)- und (100)-Silizium-Oberflächen wurden auch vizinale Oberflächen verwendet.

Silizium (111)

Je nach Präparation der Si(111)-Oberfläche bildet sich eine (7×7) oder eine (2×1) Struktur aus. Die Si- (2×1) -Struktur entsteht beim Spalten bei Raumtemperatur innerhalb des Ultrahochvakuums (UHV) (vgl. Kap. 4.1). Die Si- (7×7) -Struktur kann durch in-situ Heizen bei einer Temperaturen von 1000°C präpariert werden [48] und tritt als Oberflächenrekonstruktion in dieser Arbeit auf. Je nach Präparation können auch weitere verwandte Rekonstruktionen wie die (5×5) -Struktur auftreten (vgl. [48]). Die (7×7) -Struktur besitzt die siebenfache laterale Periodizität der Einheitszelle der unrekonstruierten Si(111)-Oberfläche. Beschrieben wird diese Überstruktur über das von K. Takayanagi et. al. entwickelte „Dimer–adatom–stacking-fault,“(DAS) Modell [48]. Bei diesem Modell werden in der Einheitszelle 102 Atome, 9 Dimere und 12 Adatome angenommen, hinzu kommt ein Stapelfehler in der linken Seite der Überstruktur (vgl. Abb. 3.2 (a)).

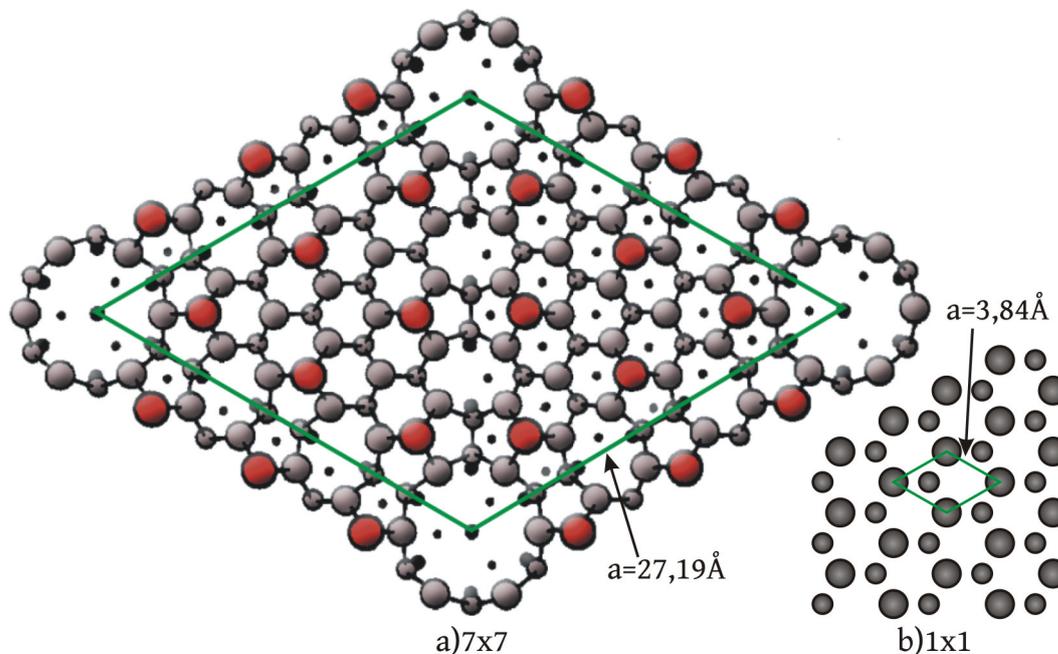


Abbildung 3.2: Oberflächeneinheitszelle der (a) Si- (7×7) -Struktur und der (b) der unrekonstruierten Si- (1×1) -Struktur. Die Einheitszellen sind in grün eingezeichnet, die Adatome der Si- (7×7) -Struktur in rot. Entnommen und angepasst aus [48].

Die nicht rekonstruierte Überstruktur besitzt eine trigonale Einheitszelle (vgl. Abb. 3.2 (b)). Die laterale Gitterkonstante beträgt $3,840 \text{ \AA}$, die vertikale $3,136 \text{ \AA}$. Die kleiner dargestellten Atome sind leicht nach unten versetzt, was durch die Volumenstruktur des Silizium begründet ist, wodurch die sechszählige Rotationssymmetrie der Oberfläche auf eine dreizählige reduziert wird.

Silizium (100)

Die unrekonstruierte Si(100)-Oberfläche besitzt eine kubisch-primitive(SC) Einheitsmasche. Die laterale Gitterkonstante beträgt $3,84 \text{ \AA}$, der Lagenabstand $1,36 \text{ \AA}$. Die Atome in der obersten Lage besitzen zwei Bindungen mit der unterliegenden Atomlage und zwei ungesättigten Bindungen (vgl. Abb. 3.3 (a)). Durch die Bildung von Dimeren kann die Hälfte dieser Bindungen gesättigt werden.

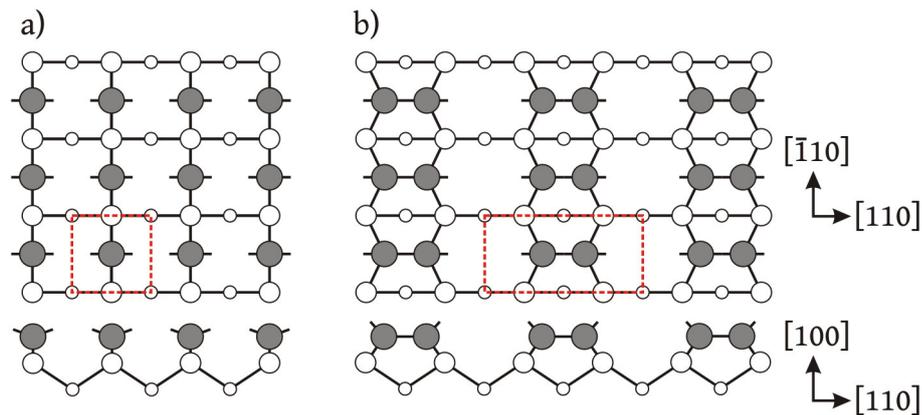


Abbildung 3.3: Oberflächeneinheitszelle (rot) der (a) unrekonstruierten Einheitszelle von Si(100) und der (b) Si-(2×1)-Einheitszelle. In grau wurde die oberste Lage Atome eingezeichnet, die unteren Lagen in weiß. Entnommen und angepasst aus [29].

Durch diese Dimere bildet sich eine (2×1)- oder (1×2)-Überstruktur aus. Welche dieser Domänen ausgebildet wird, ist durch die oberste Atomlage vorgegeben (vgl. Abb. 3.3 (b)). Bei Wafern mit geringer Vizinalität sind beide Domänen meist gleich stark ausgeprägt, während durch eine größere Vizinalität eine der beiden Domänen bevorzugt werden kann (vgl. Kapitel 3.1.1).

Nach Referenz [29] ist bekannt, dass die Dimere um $\pm 18^\circ$ abgelenkt sind. Die Dimere wechseln oberhalb einer Temperatur von ca. 200 K schneller zwischen den beiden Konfigurationen, als die Messgeschwindigkeit von gängigen Untersuchungsmethoden (z.B. STM oder LEED). Die in Abb. 3.3 beschriebene Überstruktur ist also die zeitliche Überlagerung beider Dimerkonfigurationen. Bei einer Temperatur unterhalb von 200 K sind die Dimerkonfigurationen eingefroren, was zu einer $c(4 \times 2)$ -Überstruktur führt.

Vizinales Silizium (100)

Neben nominal flachem Si(100) wurde in dieser Arbeit auch vizinales Silizium verwendet. Im Gegensatz zum flachen Silizium besitzt die Orientierung dieser Wafer einen Fehlwinkel. Die in dieser Arbeit verwendeten Wafer besitzen einen Fehlwinkel von 4° in Richtung [110]. Eine schematische Darstellung der vizinalen Si(100)-Oberfläche ist in Abb. 3.4 zu sehen.

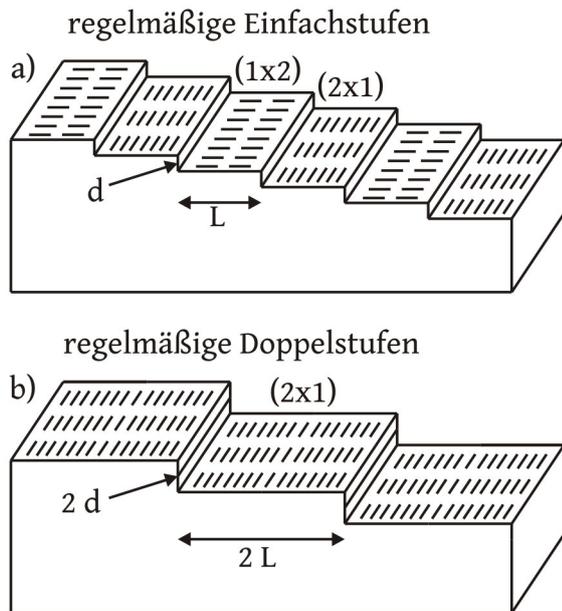


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der (a) Einfachstufen und (b) Doppelstufen einer vizinalen Si(100)-Oberfläche. Die mittlere Terrassenlänge ist mit L angegeben, die Stufenhöhe mit d . Entnommen und angepasst aus [49].

In (a) ist eine schematische Darstellung der vizinalen Si(100)-Oberfläche mit Einfachstufen zu sehen. Die mittlere Terrassenbreite ist L , der Lagenabstand der Einfachstufen $d=1,36 \text{ \AA}$. In (b) ist die Oberfläche mit reinen Doppelstufen zu sehen. Lagenabstand und Terrassenbreite sind verdoppelt. Da die Rekonstruktion der Oberfläche von der Orientierung der obersten Lage Siliziumatomen abhängt bildet sich bei einer Oberfläche mit reinen Doppelstufen nur eine Domäne der (2×1) -Rekonstruktion aus. Aus geometrischen Überlegungen ist der Zusammenhang von mittlerer Terrassenbreite und Lagenabstand durch

$$\tan(\Theta) = \frac{d}{L} \quad (3.1)$$

gegeben. Der Fehlwinkel wird hierbei mit Θ angegeben.

3.2 Dysprosium

Dysprosium besitzt die Ordnungszahl 66 und gehört zu der Gruppe der Lanthanoide, bzw. den seltenen Erden. Bei Raumtemperatur kristallisiert es als α -Dy in einer hexagonalen Einheitszelle mit den Gitterparametern $a=3,595 \text{ \AA}$ und $c=5,657 \text{ \AA}$ [50]. Bei 1384°C wandelt sich α -Dy in β -Dy um, was eine kubisch raumzentrierte Einheitszelle besitzt. Der Schmelzpunkt von Dysprosium liegt bei 1407°C .

Aufgrund der hohen Reaktivität von Dysprosium oxidiert Dysprosium an Luft. Beim Aufbringen von Dysprosium auf Silizium ist zu beachten, dass sich bei erhöhten Temperaturen Dysprosiumsilicide bilden.

3.2.1 Dysprosiumsilicid

Die volumenterminierte Einheitszelle von stöchiometrischem DySi_2 ist in Abb.3.5 dargestellt. Die hexagonale Einheitszelle des AlB_2 -Typs besitzt die Gitterkonstanten $a=3,83 \text{ \AA}$ und $b=4,12 \text{ \AA}$.

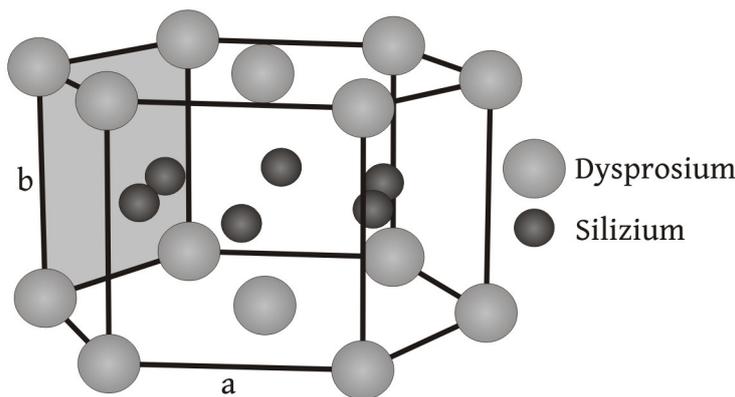


Abbildung 3.5: Hexagonale Einheitszelle von DySi_2 . Die Gitterkonstanten betragen $a=3,83 \text{ \AA}$ und $b=4,12 \text{ \AA}$. Entnommen und angepasst aus [19].

Hieraus ergibt sich eine Gitterfehlpassung in Bezug auf die $\text{Si}(111)$ -Oberfläche von $\epsilon_a=-0,26\%$ (vgl. Kap. 2.1.4). Beim epitaktischen Wachstum von Dysprosium auf $\text{Si}(100)$ muss nicht die hexagonale Grundfläche der Einheitszelle betrachtet werden, sondern die in grau eingezeichnete Seitenfläche (vgl. Abb. 3.5). Die Gitterfehlpassung in a-Richtung ist damit identisch zu der $\text{Si}(111)$ -Oberfläche, während die Gitterfehlpassung in b-Richtung mit $\epsilon_b=7,29\%$ deutlich höher ist.

In der Literatur wurden für das Wachstum von Dysprosiumsilicid auf $\text{Si}(111)$ und $\text{Si}(100)$ mehrere Überstrukturen berichtet. Wobei sich die meisten dieser Überstrukturen durch das Entfernen von Siliziumatomen aus der hexagonalen AlB_2 -Struktur ergeben.

Die Präparation von dünnen Dysprosiumsilicidfilmen auf $\text{Si}(111)$ geschieht hierbei meist durch Aufbringen von metallischem Dysprosium bei Raumtemperatur (RT) und anschließendem Erhitzen der Probe. Für geringe Bedeckungen wurden hierbei Überstrukturen mit den Periodizitäten (1×1) , (2×5) und $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ berichtet ([16], [7]). Die (1×1) -Struktur besitzt hierbei eine Stöchiometrie von DySi_2 . Ab einer Bedeckung von 3 Monolagen (ML) Dysprosiumsilicid bildet sich eine $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ aus ([17], [7]).

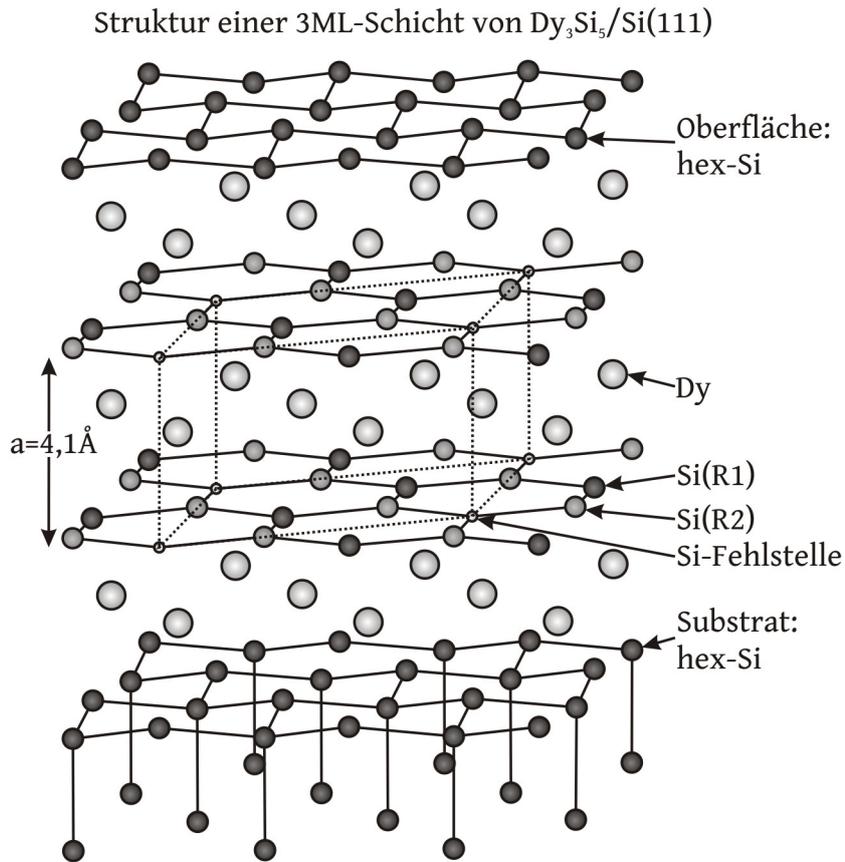


Abbildung 3.6: Struktur einer 3 ML-Schicht von Dy_3Si_5 . Die Einheitszelle der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur ist gestrichelt eingezeichnet. Auf der gewinkelten Si-Oberfläche wächst eine $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur auf. Zwischen den Dysprosiumlagen, sind planare Siliziumlagen, in denen jedes sechste Siliziumatom fehlt. Die Siliziumatome Si(R1) sind dreifach koordiniert, die Si(R2) zweifach. Die abschließende Siliziumlage ist eine gewinkelte Siliziumoberfläche ohne Fehlstellen. Entnommen und angepasst aus [7].

Diese Überstruktur besitzt eine Stöchiometrie von Dy_3Si_5 und ergibt sich aus der AlB_2 -Struktur durch Hinzufügen von periodisch angeordneten Fehlstellen (vgl. Abb. 3.6).

Das Wachstum von Dysprosium auf der Si(100)-Oberfläche folgt dem Stranski-Krastanow-Wachstum [19] (vgl. Kap. 2.1.4). Nach der Ausbildung einer Benetzungsschicht bilden sich dreidimensionale Inseln. Bei den Benetzungsschichten wurden zwei unterschiedliche Strukturen beobachtet. Die (2×4) -Struktur bildet sich ab einer Bedeckung von ca. 0,17 ML und kann koexistent mit der unrekonstruierten Silizium-Oberfläche auftreten [51]. Für diese Struktur kann ein Modell angenommen werden, indem einzelne Siliziumdimere der Oberfläche durch Dysprosiumatome ausgetauscht werden. Die zweite Rekonstruktion ist die (2×7) -Struktur, welche auch bei Submonolagenbedeckungen berichtet wurde und koexistent mit der unrekonstruierten Oberfläche existieren kann ([19], [52]).

Auf der Benetzungsschicht setzt das Wachstum von Nanodrähten ein. Als Nanodraht werden hier Inseln bezeichnet, deren laterale Ausdehnung in einer kristallographischen Richtung nur wenige Atome beträgt und in der anderen Richtung nur durch Rahmenbedingungen, wie beispielsweise die Terrassengröße des Substrats oder die Diffusionskoeffizienten des Adsorbats, begrenzt ist. In der Literatur wurden zwei Typen von Dysprosiumsilicid-Nanodrähten auf Si(100) berichtet. Dünne Nanodrähte, die nur wenige Atome breit sind und dicke Nanodrähte, deren Breite variabel ist ([13], [19]). Die dünnen Nanodrähte besitzen eine nicht-rechtwinklige (7×2) -Einheitszelle und können über das in Abb. 3.7(a) dargestellte Modell beschrieben werden. In diesem Modell wird angenommen, dass sich Einfachketten von Dysprosiumatomen mit Zweifachketten abwechseln.

Ein Modell der dicken Nanodrähte ist in Abb. 3.7 (b) dargestellt. Die dicken Nanodrähte besitzen die hexagonale AlB_2 -Struktur. Da die Gitterfehlانpassung in der a-Richtung $\epsilon_a = -0,26\%$ und in der c-Richtung $\epsilon_c = 7,29\%$ beträgt, erfolgt das Wachstum bevorzugt in der $[110]$ -Richtung. Die Dicke und Höhe dieser Nanodrähte ist, im Gegensatz zu den dünnen Nanodrähten, verteilt [19]. Für die Oberfläche der dicken Nanodrähte wurde eine zentrierte (2×2) -Rekonstruktion und eine (1×1) -Rekonstruktion beobachtet [19]. Dem Strukturmodell aus Abb. 3.7 (a) nach müsste eine (2×1) -Rekonstruktion beobachtet werden [53]. Welche Nanodrähte sich ausbilden ist stark von der Temperatur

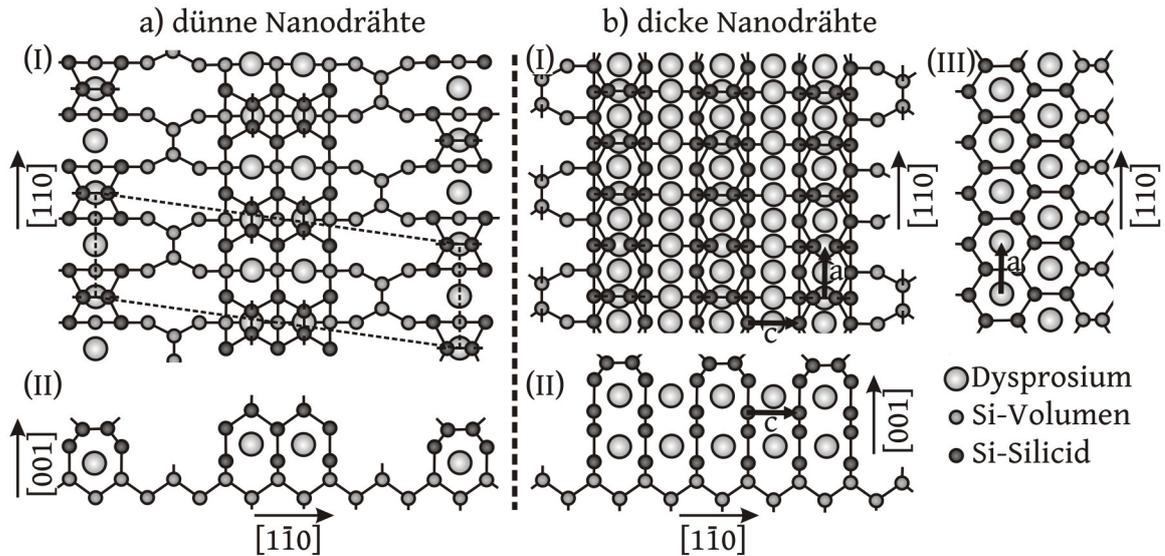


Abbildung 3.7: Modell der atomaren Struktur für (a) dünne Nanodrähte, (b) dicke Nanodrähte. In der Aufsicht a(I) ist eine Einheitszelle der nicht rechtwinkligen (7×2) -Überstruktur gestrichelt eingezeichnet. In a(II) ist der Querschnitt des Nanodrahtes zu sehen. Die Nanodrähte in (b) besitzen die hexagonale AlB_2 -Struktur. Die Achsen a und c sind eingezeichnet. In b(III) ist ein zusätzlicher Langschnitt der dicken Nanodrähte eingezeichnet. Entnommen und angepasst aus [20].

und der Bedeckung abhängig. Beispielsweise bilden sich bei gleicher Bedeckung bei einer Nachheiztemperatur von 500°C dünne und bei 600°C dicke Nanodrähte aus. Während bei Erhöhung der Bedeckung sich rechteckige Inseln ausbilden [13].

4 Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden die nötigen experimentellen Grundlagen dieser Arbeit kurz erläutert. Neben der allgemeinen Ultrahochvakuum(UHV)-Kammer werden auch die verwendeten Messgeräte vorgestellt. Außerdem wird auf die Probenpräparation eingegangen.

4.1 UHV-Kammer

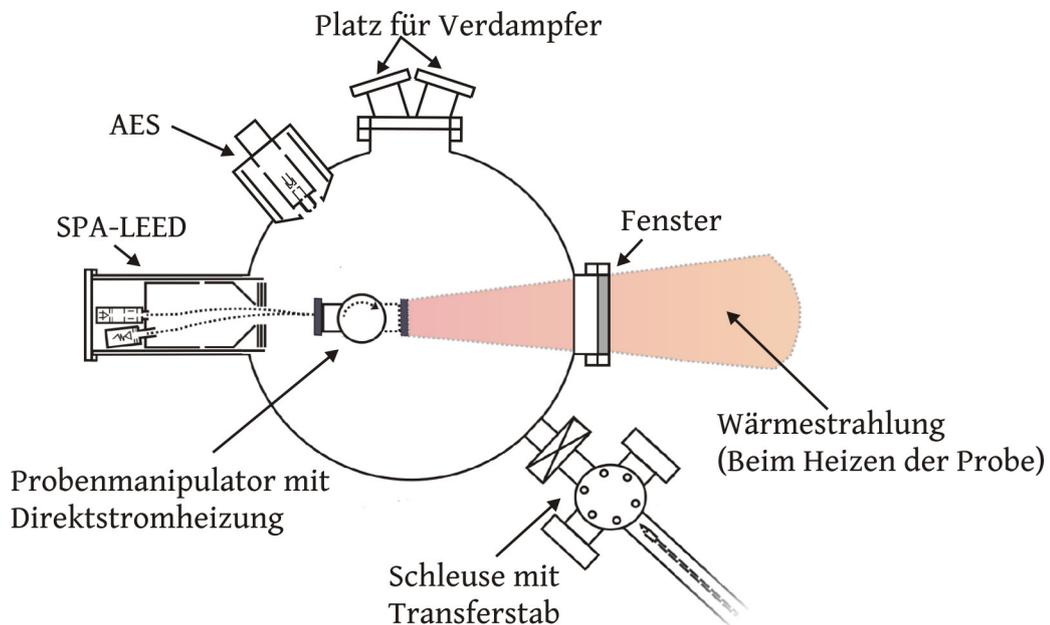


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der verwendeten Vakuumkammer, mit SPA-LEED, AES, Schleuse und Verdampfer. Der Probenhalter ermöglicht eine Direktstromheizung der Probe. Die Probentemperatur kann über die abgegebene Wärmestrahlung mit einem Pyrometer gemessen werden. Entnommen und angepasst aus [47].

Als Ultrahochvakuum bezeichnet man den Druckbereich von 10^{-7} bis 10^{-12} mbar. In diesem Bereich ergeben sich freie Weglängen der Gasmoleküle von bis zu 10^5 km. Dies ist nötig, da so die Wechselwirkung der zu untersuchenden Oberfläche mit den Restgasatomen minimiert wird. So vergehen bei einem Druck von 10^{-10} mbar mehrere Stunden, bevor sich eine geschlossene Monolage Adsorbate auf der Oberfläche bildet. Weiterhin ist das UHV nötig, damit bei Verwendung des SPA-LEED oder des AES die emittierten Elektronen nicht mit Restgasmolekülen zusammenstoßen, bevor sie die Probe erreicht haben. Um diesen Druck zu erreichen, wird eine Kombination aus Drehschieberpumpe, Turbomolekularpumpe und Ionengetterpumpe verwendet. Zusätzlich kann ein Titansublimator

hinzugeschaltet werden.

Die in dieser Arbeit verwendete UHV-Kammer hat einen Basisdruck von unter 1×10^{-10} mbar und ist Abb. 4.1 zu sehen. Diese Anlage ist mit einem Schleusensystem ausgestattet, mit dem es möglich ist eine Probe auszuwechseln, ohne das UHV zu brechen. Über einen Transferstab und einen Manipulator kann die Probe bewegt und ausgerichtet werden. Über eine Direktstromheizung können die verwendeten Siliziumproben auf Temperaturen von bis zu 1200°C erhitzt werden. Die Genauigkeit des Pyrometers beträgt $\pm 10^\circ\text{C}$. Da beim Heizen der Probe meist ein Temperaturgradient auftritt, erhöht sich der Temperaturfehler auf $\pm 20^\circ\text{C}$.

4.2 SPA-LEED-Instrument

Das SPA-LEED wurde von Henzler et. al [33] entwickelt und erlaubt hochaufgelöste Beugungsbilder, sowie Reflexprofilanalysen. Dies ermöglicht die Untersuchung von Struktur und Morphologie von Probenoberflächen. In dieser Arbeit wurde ein Leybold-SPA-LEED

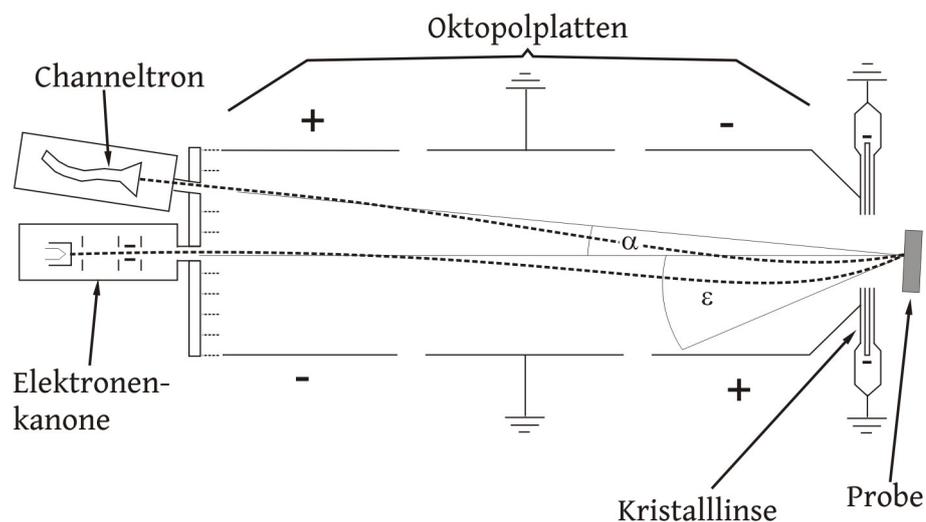


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau der verwendeten SPA-LEED-Optik. Aus der Kanone werden Elektronen ausgelöst. Die gebeugten Elektronen werden mit Hilfe von Linsen auf den Detektor fokussiert. Über die Oktopolplatten kann der Einfallswinkel ϵ auf die Probe variiert werden. Ein möglicher Verlauf des Elektronenstrahls ist gestrichelt eingezeichnet. Entnommen und angepasst aus [38].

der zweiten Generation verwendet (siehe Abb. 4.2). Es besteht aus einer Elektronenkanone, einem Linsensystem, Oktopolplatten und einem Channeltron als Detektor.

In der Elektronenkanone werden Elektronen ausgelöst und auf eine einstellbaren Energie von bis zu 500 eV beschleunigt. Zwei Linsen, eine am Ausgang der Elektronenkanone und eine kurz vor der Probe, sorgen für eine Fokussierung auf den Detektor. Ein möglicher Strahlengang des Elektronenstrahls ist gestrichelt eingezeichnet. Der Einfallswinkel der Elektronen ist mit ϵ eingezeichnet und kann über Anlegen einer Spannung an die Oktopolplatten variiert werden. Der Winkel zwischen Elektronenkanone und Detektor wird

mit α bezeichnet und ist eine Geräteeigenschaft.

Durch Variation des Einfallswinkels ϵ kann der reziproke Raum (vgl. Kap. 2.1.3) abgerastert werden. Wobei der Winkel zwischen einfallendem und zurückgestreutem Wellenvektor über den konstanten Winkel α gegeben ist. Bei konstanter Elektronenenergie ergibt sich eine Kugel im reziproken Raum (vgl. Abb. 4.3). Der Radius ist hierbei über $|\mathbf{K}| = |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f|$ gegeben. Da der Radius der Ewald-Konstruktion des SPA-LEEDs größer ist als der Radi-

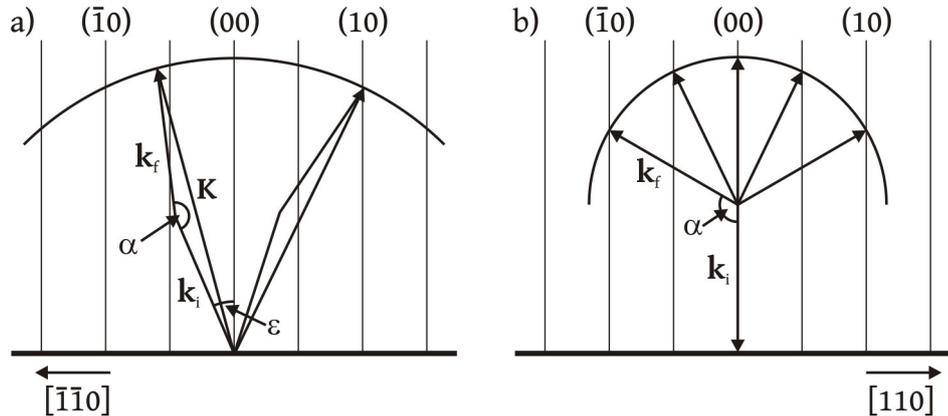


Abbildung 4.3: Ewaldkonstruktion für das a) SPA-LEED und b) konventionelles LEED am Beispiel einer $Si(001)$ -Oberfläche. Der einfallende Wellenvektor ist mit \mathbf{k}_i , der zurückgestreute Wellenvektor mit \mathbf{k}_f gekennzeichnet. Der Streuvektor ist $\mathbf{K} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$. Der Winkel zwischen \mathbf{k}_i und \mathbf{k}_f wird mit α bezeichnet und ist für das SPA-LEED konstant und für das LEED variabel. Der Einfallswinkel ϵ wird für das SPA-LEED variiert und ist beim LEED mit 0° konstant. Außerdem ist bei gleicher Elektronenenergie ($|\mathbf{k}_i|$) der Radius der Ewaldkonstruktion für das SPA-LEED doppelt so groß wie der des konventionellen LEEDs. Entnommen und angepasst aus [54].

us der Ewald-Kugel des konventionellen LEEDs, kann bei gleicher Elektronenenergie ein größerer Bereich des reziproken Raums abgebildet werden. Weiterhin kann der zentrale Reflex gemessen werden, der beim LEED durch die Elektronenkanone abgedeckt ist.

Da das SPA-LEED auf einem winkelaufgelösten Messprinzip beruht, können neben zweidimensionalen Beugungsbildern auch hochaufgelöste eindimensionale Messungen durchgeführt werden.

4.3 Augerelektronenspektroskopie

In dieser Arbeit wurde ein Augerelektronenspektrometer der Firma PERKIN-ELMER verwendet, womit eine chemische Analyse der Probenoberfläche möglich ist. Der Aufbau ist schematisch in Abb. 4.4 dargestellt. In der Elektronenkanone werden am Filament Elektronen ausgelöst. Durch Anlegen einer Spannung an den Wehneltzylinder V1 und die Elektronenlinsen V2 werden diese auf eine Energie von 3 keV beschleunigt und auf die Probenoberfläche fokussiert. Aus der Probe werden beim Auftreffen der Elektronen Sekundärelektronen ausgelöst (vgl. Kap. 2.3). Ein Teil der Sekundärelektronen gelangt in den Zylinderanalysator, welcher nach dem Prinzip eines Geschwindigkeitsfilters arbeitet. Durch

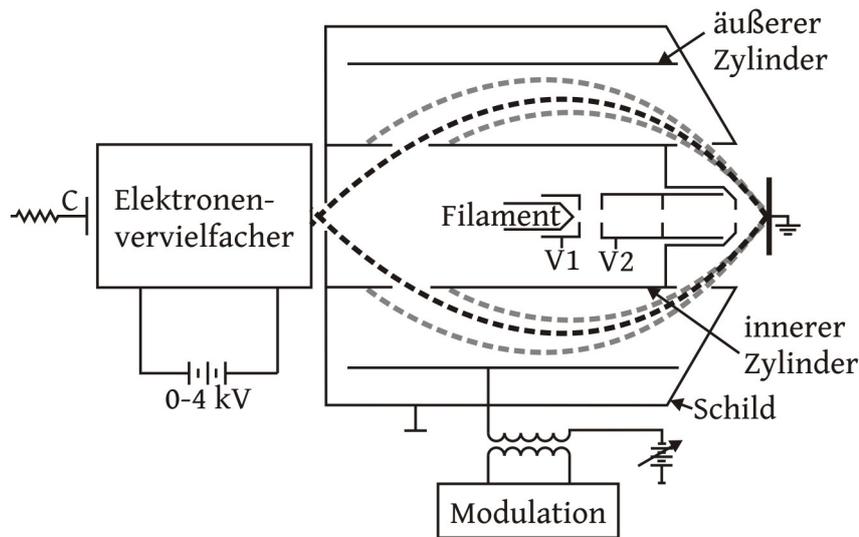


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau des Augerelektronenspektrometers. Aus dem Filament werden Elektronen emittiert. Diese werden durch die am Wehneltzylinder angelegte Spannung V_1 beschleunigt und über ein Linsensystem fokussiert V_2 . Die aus der Probe ausgelösten Elektronen durchlaufen den Zylinderanalysator, wobei nur Elektronen mit einer bestimmten Energie den Analysator erreichen (schwarzer gestrichelter Verlauf). Elektronen mit nicht passender Energie werden herausgefiltert (grauer gestrichelter Verlauf). Entnommen und angepasst aus [55].

das Anlegen einer Spannung zwischen dem inneren und dem äußeren Zylinderanalysators werden die Elektronen auf eine Kreisbahn gelenkt. Bei einer bestimmten Spannung können nur Elektronen eines bestimmten Energiebereichs den Analysator durchqueren (vgl. Abb. 4.4). Durch Variation dieser Spannung kann die Anzahl der ausgelösten Sekundärelektronen energieaufgelöst dargestellt werden. Durch Identifikation der Augerelektronen in diesem Spektrum können nun Rückschlüsse auf die chemische Zusammensetzung der Probe geschlossen werden (vgl. Kap. 2.3).

4.4 Effusionszelle

In dieser Arbeit wird ein Verdampfer des Typs „EBE-1: Single Pocket Electron Beam Evaporator“, der Firma „Specs“ verwendet. Eine stark vereinfachte Prinzipskizze ist in Abb. 4.5 zu sehen. Das Wolframfilament wird durch einen variierbaren Strom erhitzt, wodurch Elektronen emittiert werden. Durch Anlegen einer positiven Spannung an den Tiegel werden diese Elektronen auf den Tiegel beschleunigt. Der verwendete Tiegel besteht aus Tantal und wird mit Dysprosium befüllt. Im Experiment wird nun die Hochspannung am Tiegel mit 1kV konstant gehalten. Um die Leistung zu kontrollieren, wird der Filamentstrom angepasst, wodurch die Anzahl der emittierten Elektronen, die auf den Tiegel treffen, angepasst wird. Ab einer bestimmten Leistung verdampft oder sublimiert das Verdampfergut. Über eine Elektrode kann nun der Flux gemessen werden. Dies ist ein Strom,

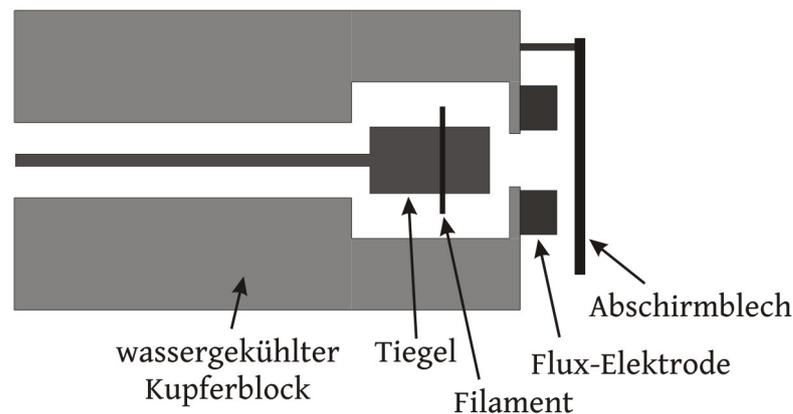


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau des verwendeten Verdampfers. Der Tiegel wird hierbei auf Hochspannung gelegt und über die aus dem Filament austretende Elektronen geheizt. Umgeben ist der Tiegel von einem Kupferblock, der zur Kühlung wasserdurchfließen ist. Die Verdampftrate wird über die Flux-Elektrode kontrolliert.

der proportional zur Anzahl der geladenen Teilchen ist, welche den Verdampfer verlassen. Zu beachten ist, dass neben den geladenen Teilchen auch neutrale Teilchen emittiert werden. Das Verhältniss zwischen geladenen und neutralen Teilchen ist von der Hochspannung und dem verwendeten Verdampfergut abhängig. Über ein Abschirmblech (eng. *shutter*) kann der Strom der verdampften Teile abgeschottet werden. Um eine ungewollte thermische Desorption von Verunreinigungen des Verdampfers zu verhindern, sind Tiegel und Filament von einem wassergekühltem Kupferkörper umgeben.

5 Ergebnisse

Im Folgenden werden die Mess- und Modellierungsergebnisse vorgestellt. In dieser Arbeit werden Silizium-Wafer mit den Orientierungen Si-(001) und Si-(111) verwendet, sowie vizinales Si-(001). Weiterhin werden Dysprosiumsilicidschichten auf den verwendeten Substraten präpariert. Die Charakterisierung der Substrate, sowie der Schichten erfolgt mit SPA-LEED und AES. Für einige der entstandenen Überstrukturen werden Modellierungen durchgeführt. Durch Abgleich der gemessenen Beugungsdaten mit den modellierten, soll so eine mögliche Oberflächenstruktur identifiziert werden. Was eine besser Einordnung in den, aus der Literatur bekannten, wissenschaftlichen Kontext ermöglicht.

5.1 Si-(111)

Im Folgenden wird auf die Präparation und Charakterisierung der Si-(111)-Oberfläche eingegangen. Außerdem werden die Oberflächenstrukturen untersucht, die sich durch das Aufbringen von Dysprosium auf die Si-(111)-Oberfläche, bei erhöhten Temperaturen, bilden.

5.1.1 Substratpräparation

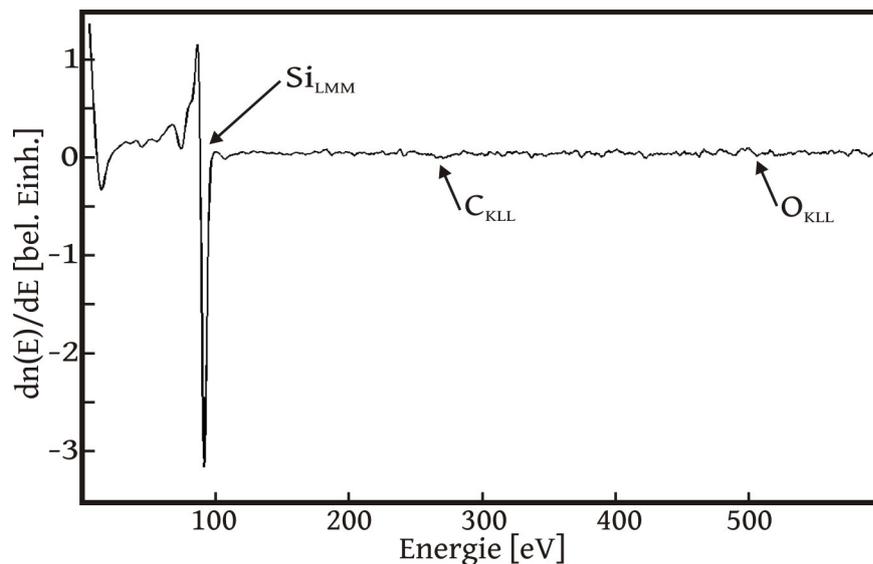


Abbildung 5.1: AES-Spektrum für die präparierte Si-(111)-Oberfläche. Abgebildet ist das abgeleitete Spektrum. Bei 92 eV ist ein starker Peak zu erkennen, der Silizium zugeordnet werden kann. Bei ca. 270 eV wäre ein O-Peak zu erwarten, bei ca. 500 eV ein C-Peak.

Verwendet wird ein Wafer der Firma „Wafer World“. Der Wafer ist p-dotiert und besitzt eine Leitfähigkeit von $1\text{-}20\Omega\text{cm}$. Die Orientierung ist mit $(111)\pm 0,5^\circ$ angegeben, die Waferdicke mit $475\pm 25\mu\text{m}$. Nachdem die Probe in das UHV eingeschleust wurde, wird sie

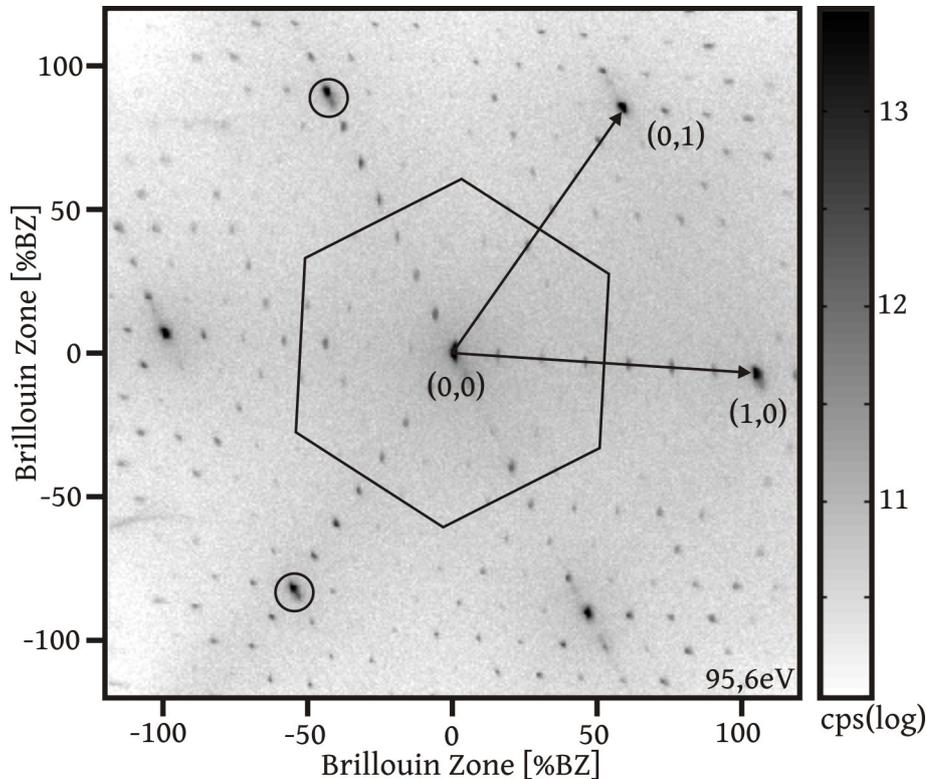


Abbildung 5.2: Beugungsbild der Si-(111) Oberfläche, bei einer Elektronenenergie von 95,6 eV. Eingezeichnet ist die erste Brillouin-Zone, sowie die primitiven Translationsvektoren der Einheitszelle. Die Intensität ist als Counts pro Sekunden im logarithmischen Maßstab dargestellt. Zu sehen ist eine stark ausgeprägte Si-(111)-(7×7) Struktur. Neben einigen der fundamentalen Reflexen sind zusätzliche Reflexe zu erkennen (mit einem Kreis markiert).

zuerst eine Stunde bei 600°C geheizt und daraufhin 30 Minuten bei 700°C , um die Probe von Adsorbaten zu befreien. Daraufhin wird die Probe für 5 Sekunden auf 1000°C geheizt und daraufhin schlagartig auf eine Temperatur von 800°C abgekühlt. Dieser Vorgang wird so oft wiederholt, bis der Druck der Kammer nicht über 1×10^{-9} mbar steigt. Daraufhin wird der Vorgang bei 1100°C wiederholt. Diese Heizzyklen werden im Folgenden als „flashen“ bezeichnet. Durch diesen Vorgang kann die Probe von der natürlichen Siliziumoxidschicht befreit werden. Beim letzten Heizvorgang wird die Probe langsam (ca. $1\text{-}2^\circ\text{C/s}$) von 920°C auf 700°C abgekühlt, bevor sie schnell auf RT abgekühlt wird. Dies ist wichtig, damit sich die (7×7)-Rekonstruktion ausbildet und sich keine Verspannungen in der Oberfläche bilden.

Um die Oberflächenbeschaffenheit nach dem Präparationsvorgang zu kontrollieren, wird die Probe mit SPA-LEED und AES untersucht. In Abb. 5.2 ist das 2D-Beugungsbild der Siliziumoberfläche dargestellt. Die (7×7)-Rekonstruktion ist deutlich zu erkennen. Zusätzlich sind in der Nähe des $(0, \bar{1})$ - und des $(\bar{1}, 1)$ -Reflexes weitere Reflexe zu erkennen.

Eine energieabhängige Analyse hat gezeigt, dass sich die Position dieser Reflexe mit dem Verändern der Elektronenenergie änderte. Diese Reflexe können daher als Facetten gedeutet werden (vgl. [34]).

Ein abgeleitetes Augerspektrum ist in Abb. 5.1 dargestellt. Bei 92 eV ist ein stark ausgeprägter Si-Peak zu erkennen. Bei ca. 270 eV ist ein schwacher Kohlenstoffpeak zu erkennen. Ein möglicher Sauerstoffpeak ist bei ca. 500 eV zu erwarten. Im Rahmen des Signal-zu Rausch-Verhältnisses kann hier aber kein Peak identifiziert werden. Es kann also davon ausgegangen werden, dass die Oberfläche weitestgehend von den Adsorbaten und der Oxidschicht befreit wurden.

5.1.2 Kalibrierung der Aufdampfrate

Das Aufbringen von Dysprosium auf die Si-(111)-Oberflächen erfolgt über Molecular Beam Epitaxie (MBE), mit dem kommerziellen Verdampfer der Firma „Specs“ (vgl. Kap. 4.4). Die Aufdampfrate wird normalerweise über den Flux gemessen, also die Anzahl der geladenen Teilchen, die den Verdampfer verlassen. Zum Zeitpunkt der Verwendung des Verdampfers, war die Flux-Elektrode defekt, weshalb die Aufdampfrate im Folgenden über das AES geeicht wird.

Um die Verdampferrate zu eichen, wird Dysprosium, bei einer Leistung von 13 W, auf ein Siliziumsubstrat aufgebracht. Während des Aufdampfens wird das Substrat nicht geheizt, da mit erhöhten Substrattemperaturen ein Inselwachstum bevorzugt erfolgen könnte. Aus den SPA-LEED-Beugungsbildern geht hervor, dass bereits nach 4 min des Aufdampfens die fundamentalen Reflexe vollständig verschwunden sind, was auf ein amorphes Wachstum der Adsorbatschicht hindeutet. In Abb. 5.3 sind die Auger-Spektren für Aufdampfzeiten

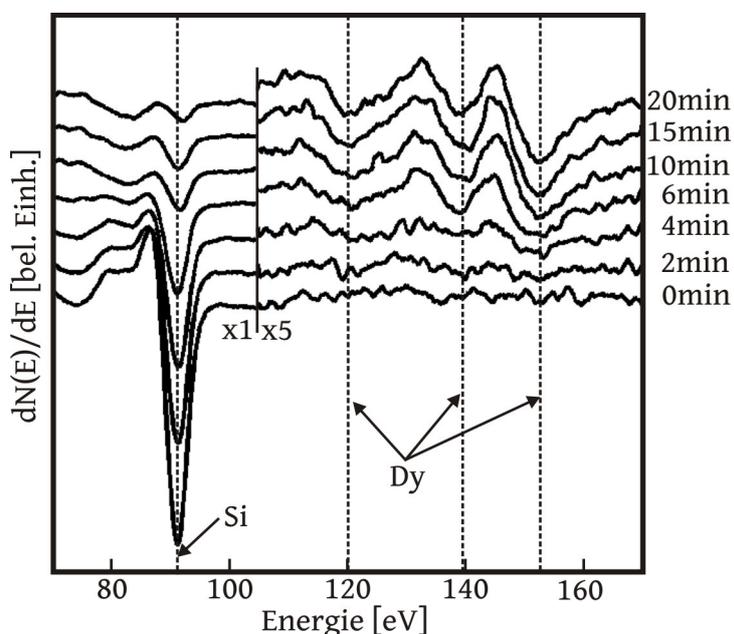


Abbildung 5.3: Abgeleitete Auger-Spektren für unterschiedliche Aufdampfzeiten. Der Bereich ab 105 eV ist um den Faktor 5 vergrößert dargestellt. Zu erkennen ist eine Abnahme des Si-Signals und eine Zunahme des Dy-Signals mit steigender Aufdampfzeit.

zwischen 0 min und 20 min dargestellt. Der Bereich ab 105 eV ist vergrößert dargestellt, da das Si-Signal deutlich intensiver ist als das Dy-Signal. Dies ist durch die hohe Ordnungszahl von Dysprosium zu erklären (vgl. Kap. 2.3).

In Abb. 5.4 sind die Peak-zu-Peak-Intensitäten des Si_{LMM} -Übergangs in Abhängigkeit der Schichtdicke aufgetragen (schwarz). Mit steigender Adsorbatschichtdicke nimmt die Intensität des Si-Peaks ab. Die Abnahme lässt sich durch eine Exponentialfunktion, mit $I_{\text{Si}} = I_{0,\text{Si}} \cdot (e^{-\beta t/\lambda_{\text{Si}}})$, beschreiben. Hierbei ist I die Intensität, t die Aufdampfzeit, λ_{Si} die freie Weglänge der Auger-Elektronen und β die Aufdampfrate. Dieser Verlauf deutet auf ein homogenes Wachstum der Adsorbatschicht hin. Das Dysprosiumsignal ist zum Ver-

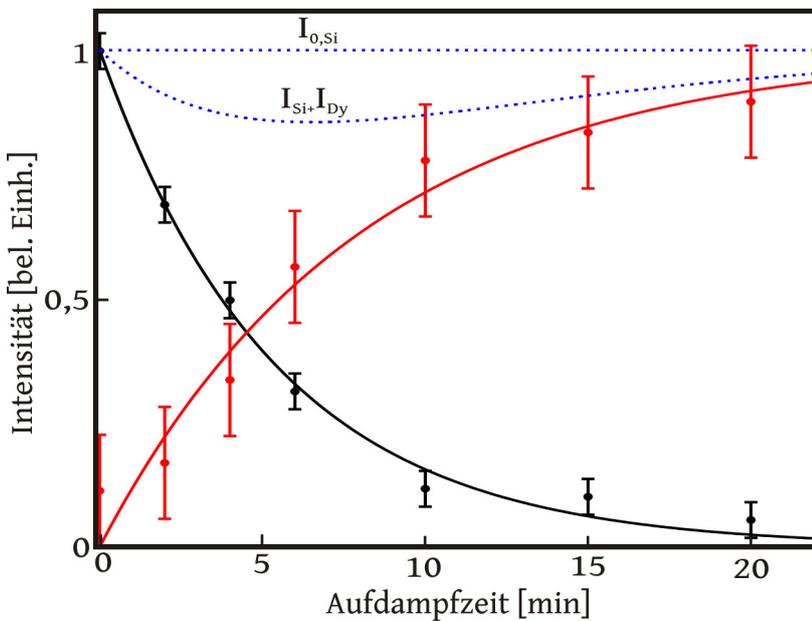


Abbildung 5.4: Peak-zu-Peak-Intensitäten des Siliziumpeaks bei unterschiedlichen Aufdampfzeiten. Die Messdaten können durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden (schwarz). In rot ist die Peak-zu-Peak-Intensität des Dysprosiumsignals abgebildet. Es ist eine Sättigung zu erkennen. Die Intensität von Dysprosium ist vergrößert dargestellt.

gleich in rot eingezeichnet. Das Dysprosiumsignal kann durch eine Funktion, der Form $I_{\text{Dy}} = a_{\text{Dy}} I_{\text{max,Dy}} \cdot (1 - e^{\beta t/\lambda_{\text{Dy}}})$ beschrieben werden. Die zusätzliche Konstante a_{Dy} beschreibt das Verhältniss der relativen Sensitivitäten (von Silizium und Dysprosium) und wurde so gewählt, dass $a_{\text{Dy}} I_{\text{max,Dy}} = I_{0,\text{Si}}$ ist. Dies ist möglich, da angenommen wird, dass für eine Aufdampfzeit von 0 min nur Silizium an der Oberfläche gemessen wird und für sehr hohe Aufdampfzeit nur Dysprosium. Während die normierte Auger-Intensität aber in beiden Fällen identisch sein muss. Der Verlauf des Dy-Signals lässt auf eine Sättigung im Rahmen eines Lage-für-Lage-Wachstums schließen. Nach Kap. 2.3.1 sind, für das Lage-für-Lage-Wachstum, lineare Bereiche zu erwarten. Diese Bereiche sind nicht zu sehen, es ist wahrscheinlich, dass die Auflösung der Messung nicht ausreichend ist, um diese abzubilden. Außerdem kann es auch sein, dass kein reines Lage-für-Lage-Wachstum vorliegt. Die Aufdampfrate des Dysprosiums kann durch den Abfall des Siliziumsignals bestimmt werden. Die mittlere freie Weglänge von Silizium liegt bei ca. 5 Å. Der Abfall auf das $\frac{1}{e}$ -fache der Siliziumintensität erfolgt bei ca. 5,4 min. Hierbei muss gelten:

$$1 = \beta t / \lambda_{\text{Dy}}. \quad (5.1)$$

Die Aufdampfrate kann daher mit $\beta = \lambda_{\text{Dy}}/t = 0,93 \text{ \AA}$ abgeschätzt werden. Sollten die freien Weglängen der Silizium- und Dysprosium-Auger-Elektronen identisch sein, könnte man über eine Normierung auf die Gesamtintensität die chemische Zusammensetzung der Schicht abschätzen (vgl. Kap. 2.3.1 Formel 2.20). In Abb. 5.4 ist die Summe der Dysprosium- und Silizium-Intensität eingezeichnet. Da diese nicht konstant

ist (vgl. $I_{0,\text{Si}}$) stimmen die freien Weglängen der Auger-Elektronen nicht überein. Im Folgenden können deswegen keine Stoffkonzentrationen angegeben werden. Es erfolgen aber Normierungen auf die Gesamtintensitäten der Form

$$R_{\text{Dy}} = \frac{a_{\text{Dy}} I_{\text{Dy}}}{a_{\text{Dy}} I_{\text{Dy}} + I_{\text{Si}}} \quad (5.2)$$

und

$$R_{\text{Si}} = \frac{I_{\text{Si}}}{a_{\text{Dy}} I_{\text{Dy}} + I_{\text{Si}}}. \quad (5.3)$$

5.1.3 Dysprosiumdeposition

Im Folgenden wird das Wachstum von Dysprosium auf dem Si-(111)-Substrat und die mögliche Bildung von Dysprosiumsiliciden untersucht. Hierfür werden SPA-LEED- und AES-Messungen durchgeführt. Das Substrat wird während des Aufdampfvorgangs bei verschiedenen Temperaturen geheizt.

Nach jedem Aufdampfschritt wird das Substrat geflashed, wodurch Dysprosium und mögliche Dysprosiumsilizide entfernt werden. Die Probe wird nach den Flashvorgängen mit SPA-LEED und AES untersucht, wodurch mögliche verbleibende Adsorbate oder eine Veränderung der Oberflächenqualität des Substrats ausgeschlossen werden können.

Um abschätzen zu können, bei welchen Substrattemperaturen weitere Untersuchungen sinnvoll sind, wurden Voruntersuchungen durchgeführt. Hierfür wurden bei den Temperaturen von 300°C-700°C ($\Delta T = 100^\circ\text{C}$) jeweils 4 Minuten und 8 Minuten Dysprosium aufgedampft. Untersucht, wurden die Oberflächen mit SPA-LEED. Bei 300°C und 400°C ist die (1×1) -Struktur bereits nach 4 Minuten kaum noch zu erkennen, was auf ein amorphes Wachstum hindeutet. Bei 700°C ist auch nach 8 Minuten noch eine stark ausgeprägte (7×7) -Rekonstruktion zu erkennen, dies könnte bedeuten, dass das Dysprosium von der Probe desorbiert oder gar nicht adsorbiert. Bei den anderen Temperaturen ist bei beiden Aufdampfschritten eine $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur zu erkennen.

Für die weiteren Untersuchungen werden die Substrattemperaturen 450°C, 550°C und 650°C gewählt.

5.1.4 Deposition von Dysprosium bei 450°C

Bei einer Substrattemperatur von 450°C wurde Dysprosium mit einer Rate von 0,93 Å/min aufgedampft. Die Oberfläche wurde mit SPA-LEED und AES untersucht. Eine Auswahl der Beugungsbilder ist in Abb. 5.5 abgebildet. In Abb. 5.5 (a) ist das SPA-

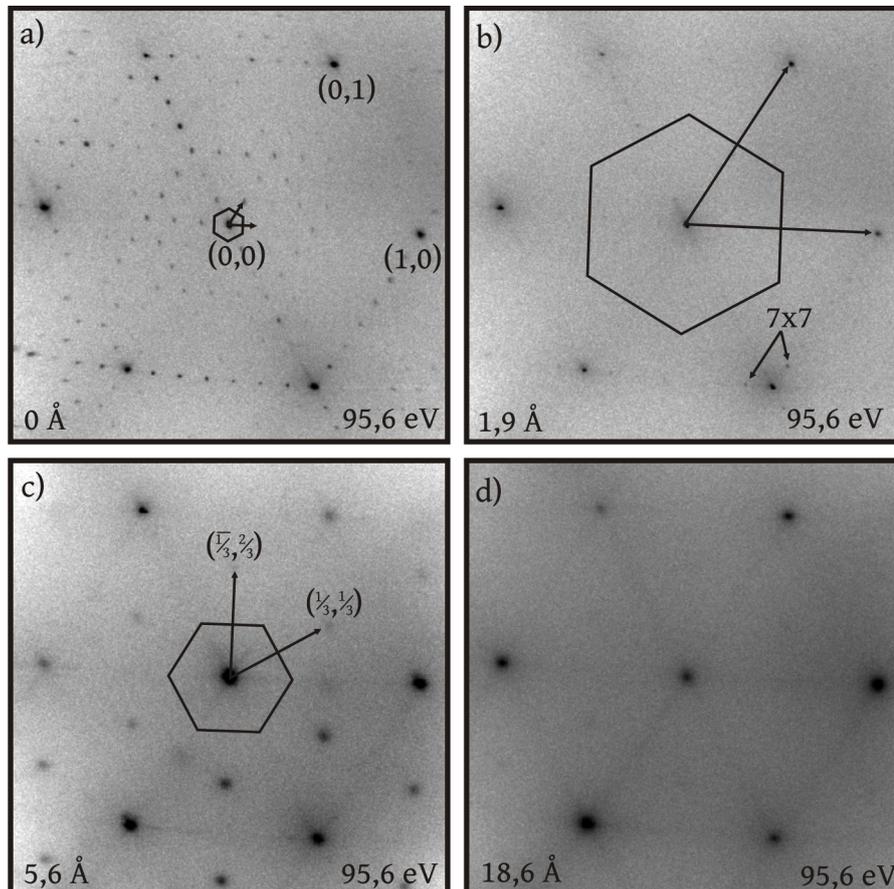


Abbildung 5.5: Beugungsbilder der Si-(111) Oberfläche, bei einer Elektronenenergie von 95,6 eV. Die Aufdampfmengen sind angegeben. Bei (a) ist die (7×7) -Rekonstruktion des Substrats zu sehen. Bei einer Aufdampfmenge von 1,9 Å ist die (7×7) -Struktur stark zurückgegangen (b). Bei 5,6 Å bildet sich eine $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur aus, welche durch weiteres Aufdampfen schwächer wird (d). Bei allen Beugungsbildern sind Messzeit und Auflösung gleich gewählt. Aufgrund eines Defekts am Probenhalter, traten Aufladungen der Probe auf, was zu Störungen der Intensitätsverteilungen führte.

LEED-Beugungsbild des Substrats abgebildet. Es ist eine (7×7) -Struktur zu erkennen. In der Richtung des $(\bar{1}, 1)$ -Reflexes (vom $(0, 0)$ -Reflex aus) sind Streaks zu erkennen, die auf eine vizinale Oberfläche hindeuten. Nach dem Aufdampfen von ca. 1,9 Å Dysprosium ist eine (1×1) -Struktur zu erkennen (b), die Streaks sind weiterhin zu erkennen. Von der (7×7) -Struktur sind nur noch vereinzelte Reflexe zu erkennen. Da die Untergrundintensität unverändert geblieben ist, ist davon auszugehen, dass sich eine geordnete Schicht gebildet hat. Bei einer weiteren Erhöhung der Aufdampfmenge bildet sich

eine $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur aus (c), was auf die aus der Literatur bekannte Dy_3Si_5 -Struktur hindeutet. Zusätzlich zu den schwachen Streaks in Richtung des $(\bar{1}, 1)$ -Reflexes sind Streaks in Richtung des $(0, 1)$ und des $(1, 0)$ -Reflexes zu sehen. Weiterhin ist die Untergrundintensität angestiegen (aufgrund des Kontrats nicht sichtbar), was auf eine erhöhte Defektdichte an der Oberfläche schließen lässt. Bei einer weiteren Erhöhung der Aufdampfmenge nimmt die Intensität der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflexe ab (d), während die Streaks aus (c) weiterhin zu erkennen sind. Außerdem nimmt die Untergrundintensität wieder ab, was auf eine Reduzierung der Punktdefektdichte schließen lässt. Neben den

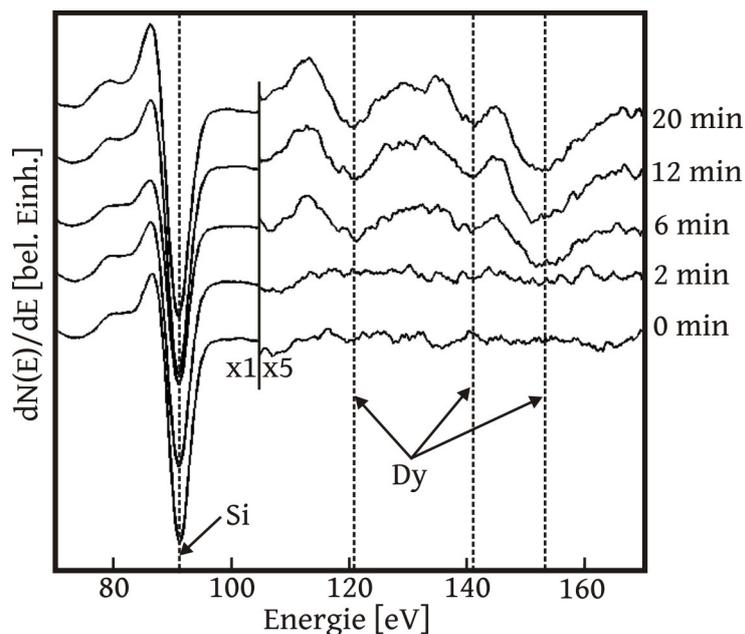


Abbildung 5.6: Abgeleitete Auger-Spektren für unterschiedliche Aufdampfzeiten. Der Bereich ab 105 eV ist um den Faktor 5 vergrößert dargestellt. Zu erkennen ist eine Abnahme des Si-Signals und eine Zunahme des Dy-Signals mit steigender Aufdampfzeit.

Beugungsdaten wurde bei jedem Aufdampfschritt auch AES durchgeführt, eine Auswahl ist in Abb. 5.6 abgebildet. Für die Aufdampfzeiten 0 min und 2 min ist, im Rahmen des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, kein Dysprosiumsignal zu erkennen. Bei $5,6 \text{ \AA}$ ist ein deutliches Dysprosiumsignal zu erkennen. Bei einer weiteren Erhöhung der Aufdampfmenge steigt das Dysprosiumsignals langsam an. Für eine genauere Auswertung wurden die Relativen Intensitäten des Dysproisum- und des Siliziumsignals in Abb. 5.7 dargestellt. Es sind zwei lineare Bereiche zu erkennen. Der erste Bereich ist von 0 \AA bis $5,6 \text{ \AA}$ und stellt einen starken Anstieg der Dysprosiumintensität, sowie einen starken Abfall der Siliziumintensität dar. Der zweite Bereich ist von $5,6 \text{ \AA}$ bis $27,9 \text{ \AA}$ und zeigt einen geringern Anstieg. Dieser Verlauf kann über ein Stranski-Krastanov-Wachstum erklärt werden (vgl. 2.3.1). Der Übergang vom Lage-für-Lage-Wachstum zum Inselwachstum erfolgt bei ca. $5,6 \text{ \AA}$. Berücksichtigt man die Beugungsdaten, so entspricht dies dem Punkt, an dem die $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur am stärksten ausgeprägt ist. Bei einer Erhöhung der Aufdampfmenge über diesen Punkt hinweg nimmt die $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur und die Punktdefektdichte ab.

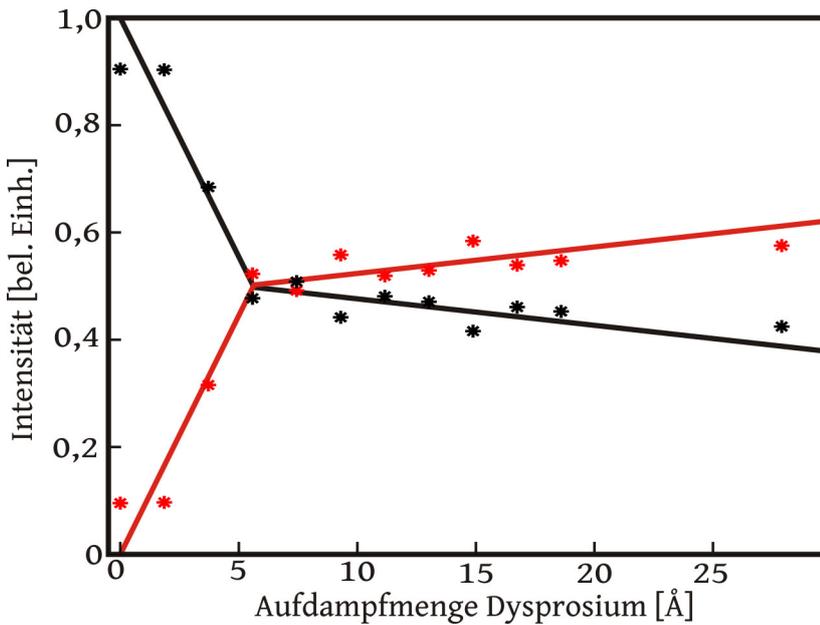


Abbildung 5.7: Normierte Dysprosium (rot) und Silizium-Signale (schwarz) in Abhängigkeit der Aufdampfmenge bei einer Substrattemperatur von 450°C. Für beide Signale sind zwei lineare Bereiche eingezeichnet.

5.1.5 Deposition von Dysprosium bei 550°C

Der Vorgang wurde bei einer Substrattemperatur von 550°C mit einer neuen Probe wiederholt. Die normierten Intensitäten von Silizium und Dysprosium sind in Abb. 5.8 in Abhängigkeit der Aufdampfmenge aufgetragen. Bei der Erhöhung der Aufdampfmenge von 0 auf 1,9 Å ist ein starker Anstieg des Dysprosiumsignals zu sehen. Bei einer weiteren Erhöhung der Aufdampfmenge steigt das Signal nur noch wenig an. Das Siliziumsignal fällt hierbei ab. Dies deutet ebenfalls auf ein Stranski-Krastanov-Wachstum hin, wobei der Übergang vom Lage-für-Lage-Wachstum zum Inselwachstum schon bei 1,9 Å erfolgt. Eine Auswahl der aufgenommenen Beugungsbilder ist Abb. 5.9 zu sehen. Die präparierte

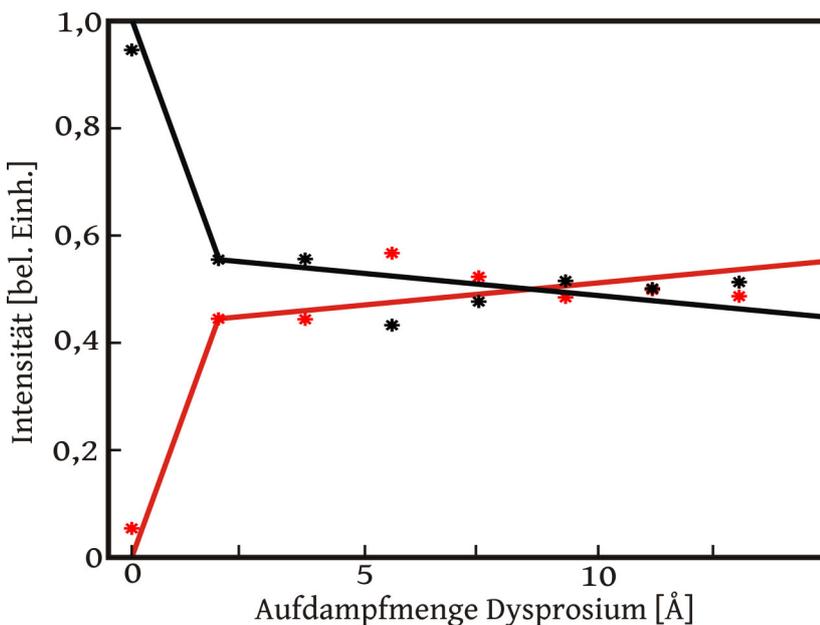


Abbildung 5.8: Normierte Dysprosium (rot) und Silizium-Signale (schwarz) in Abhängigkeit der Aufdampfmenge bei einer Substrattemperatur von 550°C. Es sind zwei lineare Bereiche für beide Signale eingezeichnet. Ein starker Anstieg des Dysprosiumsignals von 0 bis 1,9 Å und ein schwächerer Anstieg ab 1,9 Å.

(7 × 7)-Rekonstruktion des Substrats ist in (a) zu sehen. Nach dem Aufdampfen von ca.

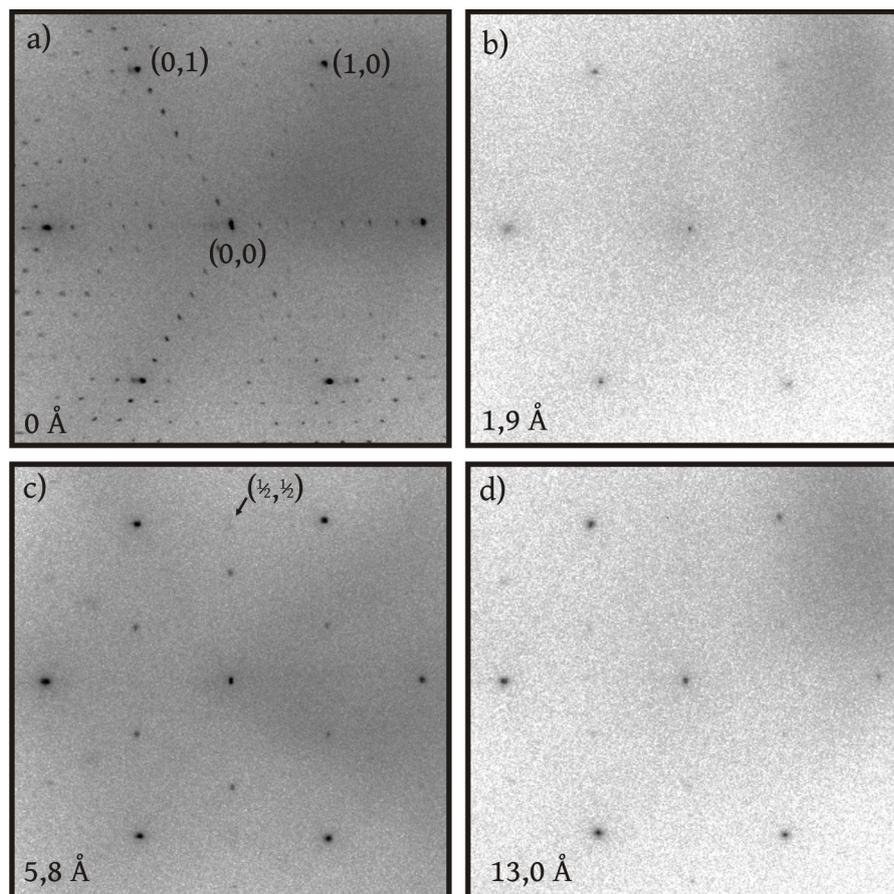


Abbildung 5.9: Beugungsbilder der Si-(111) Oberfläche, bei einer Elektronenenergie von 95,6 eV. Die Aufdampfmengen sind angegeben. Bei (a) ist die (7×7) -Rekonstruktion des Substrats zu sehen. Nach einer Aufdampfmenge von von 1,9 Å ist nur noch eine schwache (1×1) -Struktur zu erkennen (b). Bei 5,6 Å bildet sich eine $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur aus. Zusätzlich sind schwache (1×2) -Reflexe zu erkennen. Durch weiteres Aufdampfen werden diese Reflexe schwächer (d). Bei allen Beugungsbildern sind Messzeit und Auflösung gleich gewählt. Aufgrund eines Defekts am Probenhalter, traten Aufladungen der Probe auf, was zu Störungen der Intensitätsverteilungen führte.

1,9 Å ist die (7×7) -Rekonstruktion vollständig verschwunden und die Reflexintensität der Hauptreflexe ist geringer geworden. Bei einer Aufdampfmenge von 5,6 Å bildet sich eine Überstruktur aus (c). Deutlich zu erkennen sind die Reflexe der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur, die schon bei der Deposition bei einer Substrattemperatur von 450°C aufgetreten sind. Die Reflexe besitzen in diesem Fall eine geringere Halbwertsbreite, was auf eine bessere Ordnung der Oberflächenstruktur hindeutet. Hierfür spricht auch die Abnahme der Untergrundintensität von (a) zu (c), was auf eine geringe Punktdefektdichte hindeutet. Zusätzlich sind Reflexe an den Positionen einer (1×2) -Struktur bzw. einer (2×2) -Struktur zu erkennen. Im Gegensatz zu der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur ist bei diesen Reflexen eine Aufspaltung zu erkennen. Durch weiteres Aufdampfen nimmt die Intensität der Überstrukturereflexe langsam ab, bis nach 14 min bei einer Aufdampfmenge von ca. 13 Å nur

noch schwache Reflexe der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur zu erkennen sind.

Zur genaueren Untersuchung der Aufspaltung der (2×2) -Reflexe wurden hochaufgelöste 1D-Messungen durchgeführt. Ein Ausschnitt einer solchen Messung in Richtung des $(1, 1)$ -Reflexes ist Abb. 5.10 zu sehen. Die Reflexe der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur sind bei 57,7% BZ und 115,4% BZ und der Reflex der (1×2) -Struktur ist bei 86,6% BZ zu erwarten. Aufgrund der verwendeten Elektronik ist der erste $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflex zu einem größeren K_{\parallel} -Wert verschoben, während der zweite zu einem kleineren verschoben ist. Der bei 86,6% BZ erwartete $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ -Reflex ist in zwei Reflexe aufgespalten, wobei der eine Reflex bei einem geringeren K_{\parallel} und der andere bei einem höheren K_{\parallel} auftritt. Die Aufspaltung beträgt ca. 4,7% BZ. Eine genauere Betrachtung dieser Überstruktur erfolgt

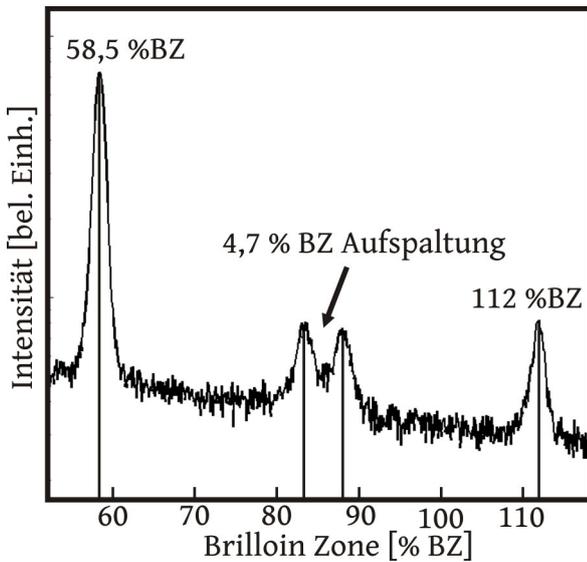


Abbildung 5.10: Hochaufgelöste 1D-Messung in Richtung des $(1, 1)$ -Reflexes. Bei 58,5% BZ ist der erste $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflex zu sehen, der zweite bei 112% BZ. Der bei 86,6% BZ erwartete $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ -Reflexe ist in zwei Reflexe aufgespalten. Die Aufspaltung beträgt ca. 4,7% BZ.

in den folgenden Kapiteln.

5.1.6 Deposition von Dysprosium bei 650°C

Im Folgenden werden die Messungen diskutiert, die bei einer Substrattemperatur von 650°C durchgeführt wurden. In Abb. 5.11 sind die normierten Silizium- und Dysprosium-

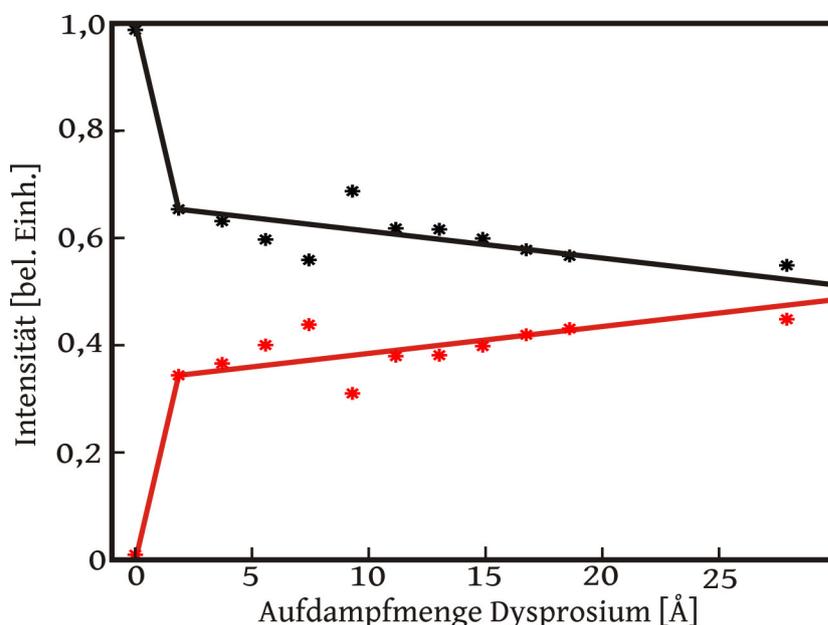


Abbildung 5.11: Normierte Dysprosium (rot) und Silizium-Signale (schwarz) in Abhängigkeit der Aufdampfmenge bei einer Substrattemperatur von 650°C. Das Signal steigt bei dem Aufdampfschritt von 0 Å auf 1,9 Å stark an und wächst bei weiterer Erhöhung der Aufdampfmenge nur noch wenig.

Signale in Abhängigkeit der Aufdampfmenge aufgetragen. Von 0 Å zu 1,9 Å ist ein starker Anstieg des Dysprosiumsignals und ein Abfall des Siliziumsignals zu sehen. Bei höheren Aufdampfmengen ist der Anstieg, bzw. Abfall geringer. Dies deutet, wie bei den vorherigen Messungen, auf ein Stranski-Krastanov-Wachstum hin. Der Übergang vom Lage-für-Lage-Wachstum zum Inselwachstum erfolgt bei 1,9 Å. Im Vergleich zu den vorherigen Messungen sind die Dysprosiumintensitäten geringer und die Siliziumintensitäten höher. Dies deutet auf eine andere chemische Zusammensetzung der Schicht hin. In Abb. 5.12 ist eine Auswahl der erhaltenen Beugungsbilder zu sehen. Wie bei den vorherigen Messreihen ist neben einer stark ausgeprägten (7×7) -Rekonstruktion, eine Facettierung in Richtung des $(1, \bar{1})$ -Reflexes zu erkennen (a). Bei einer Adsorbatmenge von 1,9 Å ist, im Gegensatz zu den vorherigen Messreihen, die (7×7) -Rekonstruktion noch deutlich zu erkennen. Zusätzlich ist eine $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur, sowie eine (1×2) -Struktur bzw. einer (2×2) -Struktur zu sehen. Wobei keiner dieser Reflexe aufgespalten ist. Hierbei könnte es sich auch um die $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur handeln, wobei dann ein Großteil der Reflexe fehlt. Ab einer Aufdampfmenge von 3,7 Å ist die (7×7) -Rekonstruktion nicht mehr zu erkennen. Die Reflexe der (2×2) -Struktur sind aufgespalten und es sind zusätzliche aufgespaltene Reflexe um den Hauptreflexen zu sehen (c). Zu beachten ist, dass alle aufgespaltenen Reflexe auf den Positionen einer $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur liegen. Bei weiterer Erhöhung der Aufdampfmenge (d) erhöht sich die Untergrundintensität, während die Überstrukturen aus (c) erhalten bleiben. In den 2D-Messungen (b), (c) und (d) sind um den $(0, 0)$ -Reflex sechs schwache Reflexe zu erkennen, die anhand dieser Messungen nicht identifiziert werden können.

Zur genaueren Untersuchung der beobachteten Überstrukturen aus (c) und (d) wurden energieabhängige Messungen durchgeführt. Hierzu wurde bei dem Aufdampfschritt von

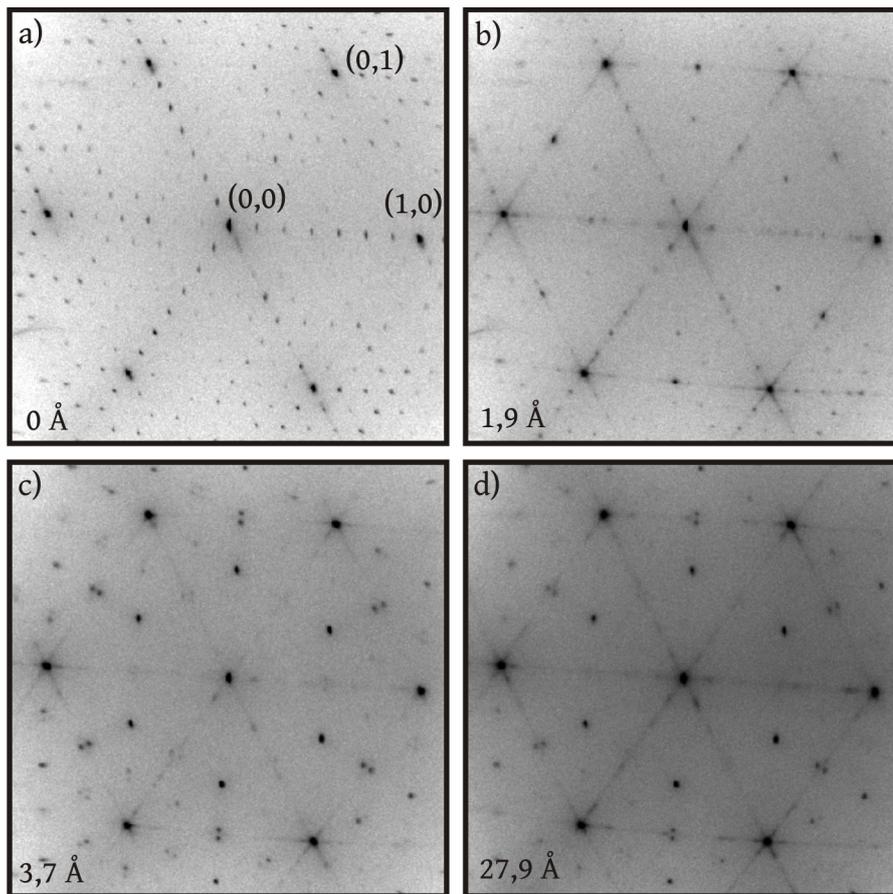


Abbildung 5.12: Beugungsbilder der Si-(111) Oberfläche, bei einer Elektronenenergie von 95,6 eV. Die Aufdampfzeiten sind angegeben. Bei (a) ist die (7×7) -Rekonstruktion des Substrats zu sehen. Nach einer Aufdampfmenge von 1,9 Å ist neben der (7×7) -Struktur eine (2×2) -Struktur, sowie eine schwache $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur (b). Nach 3,7 Å sind neben den $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ - und den (2×2) -Reflexen noch weiteren Reflexe zu sehen. Die (7×7) -Rekonstruktion ist nicht mehr vorhanden (c). Bei weiterer Erhöhung der Aufdampfmenge erhöht sich die Untergrundintensität. Bei allen Beugungsbildern sind Messzeit, Auflösung und Farbskala gleich gewählt.

3,7 Å mehrere 2D- und 1D-Messungen durchgeführt. Die 2D-Messungen sind in Abb. 5.13 zu sehen. Um die einzelnen Reflexe genauer zu erkennen wurde der Kontrast der gezeigten Bilder stark angepasst. In allen Beugungsbildern sind die $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflexe deutlich zu erkennen. Vergleicht man die Beugungsbilder miteinander, so fällt auf, dass einige der aufgespaltenen Reflexe nicht bei allen Energien zu sehen sind. Die Position der Reflexe scheint aber konstant zu sein und ist daher nicht mit K_\perp korreliert, wie es beispielsweise bei Facetten der Fall wäre. Unter Berücksichtigung aller Reflexe aus den Messungen (a), (b) und (c) ist ein Konzeptbild der beobachteten Überstruktur in (d) zu sehen. In schwarz wurden hierbei die Hauptreflexe der (1×1) -Struktur eingezeichnet. In blau die aufgespaltenen Reflexe an den Positionen der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur und in grau die Reflexe der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur. Bei einer höheren Aufdampfmenge sind zusätzliche Reflexe

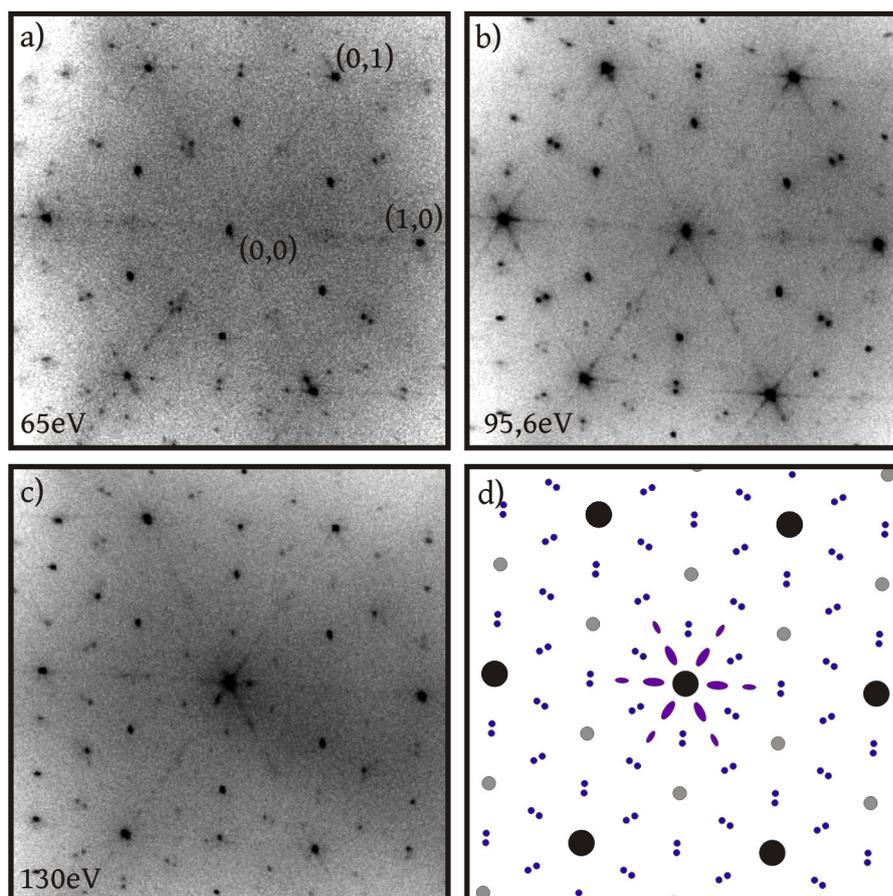


Abbildung 5.13: Beugungsbilder bei einer Aufdampfmenge von $3,7 \text{ \AA}$. In (a) wurde eine Elektronenenergie von 65 eV , in (b) $95,6 \text{ eV}$ und in (c) 130 eV verwendet. In (d) ist ein mögliches Konzeptbild zu sehen.

in der Nähe des $(0,0)$ -Reflexes zu sehen (vgl. Abb. 5.12 (d)), welche durch 1D-Scans (vgl. Abb. 5.14) als (6×1) -Überstruktur identifiziert werden können. Diese Reflexe sind in violett eingezeichnet.

In Abb. 5.14 sind zwei hochaufgelöste 1D-Messungen zu sehen. Die linke Messung wurde am Substrat bei einer Elektronenenergie von $95,6 \text{ eV}$ in Richtung des $(1, \bar{1})$ -Reflexes durchgeführt. Neben den fundamentalen Reflexen der (1×1) -Struktur und der (7×7) -Rekonstruktion sind weitere Reflexe zu erkennen. Da die Positionen dieser Reflexe von der verwendeten Elektronenenergie abhängig sind, deuten diese auf eine Facettierung des Substrats hin. Die Messung auf der rechten Seite wurde bei der selben Elektronenenergie und Messrichtung durchgeführt. Die Aufdampfmenge beträgt $7,4 \text{ \AA}$. Neben der (1×1) -Struktur sind weitere Reflexe, die einer $(6 \times n)$ -Struktur zugeordnet werden können, zu sehen. Die n -Komponente der Überstruktur konnte weder in den 2D-Messungen, noch in den 1D-Messungen identifiziert werden. Daher ist davon auszugehen, dass es sich um eine (6×1) -Struktur handelt oder dass die n -Komponente schwach ausgeprägt ist.

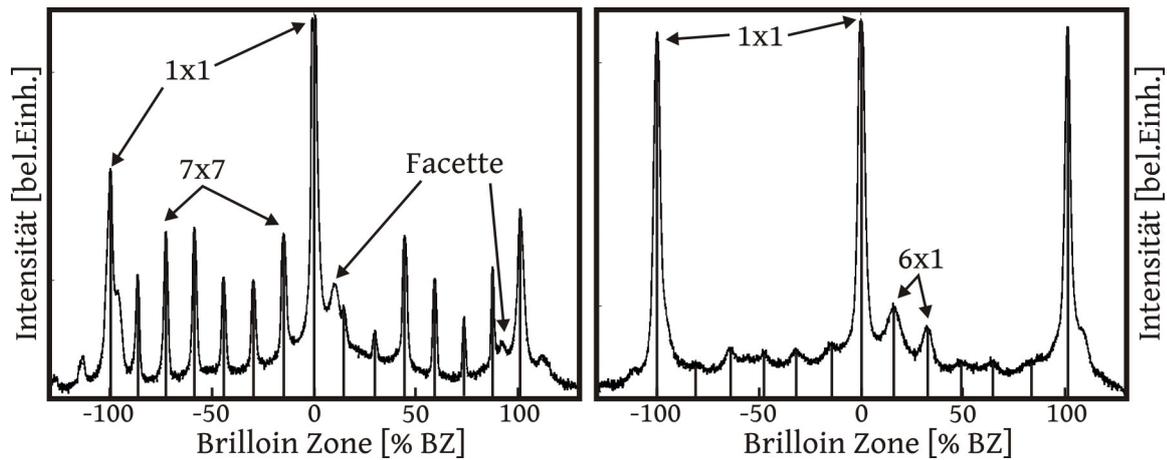


Abbildung 5.14: Hochaufgelöste 1D-Messungen bei 95,6 eV in Richtung des $(1, \bar{1})$ -Reflexes. Auf der linken Seite ist die Messung am Substrat zu sehen, auf der rechten Seite bei einer Aufdampfmenge von 7,4 Å.

Deposition von Dysprosium bei 650°C, auf zweitem Wafer

Es soll untersucht werden, ob die beobachtete Vizinalität des Si-(111)-Wafers ausschlaggebend für die Aufspaltung einiger Reflexe der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur ist. Hierfür soll diese Überstruktur auf einem nicht vizinalen Wafer präpariert werden. Verwendet wird ein Wafer der Firma „Virginia Semiconductor“. Der Wafer besitzt eine Leitfähigkeit von $0,01 - 0,05 \Omega\text{cm}$. Die Orientierung ist mit $(111) \pm 0,1^\circ$ angegeben, die Waferdicke mit $475 \pm 25 \mu\text{m}$.

Aufgrund von Reparaturarbeiten musste das UHV der Hauptkammer gebrochen werden. Weswegen der verwendete Verdampfer mit neuem Dysprosium befüllt wurde. Es ist also

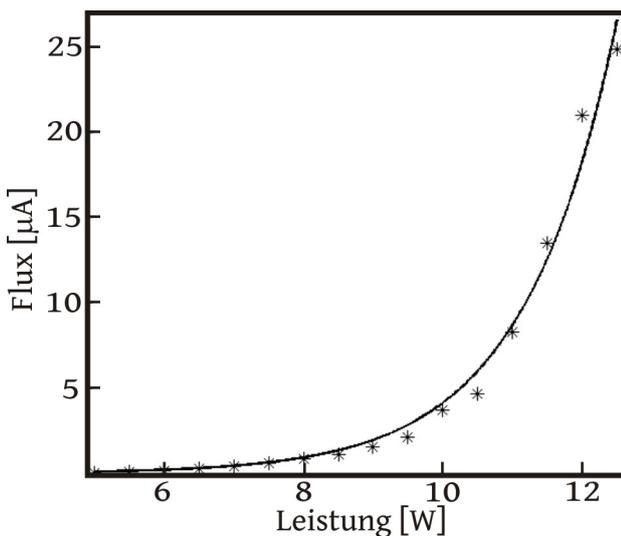


Abbildung 5.15: Flux als Funktion der Leistung. Die Messwerte können durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden.

davon auszugehen, dass die Kalibrierung der Aufdampftrate nicht mehr zutreffend ist. In Abb. 5.15 ist der gemessene Flux in Abhängigkeit der Leistung dargestellt. Der Verdampfer wurde bei der jeweiligen Leistung betrieben, bis der Flux nicht weiter gestiegen ist,

bevor der jeweilige Messwert notiert wurde. In den vorrangegangenen Messungen wurde eine Leistung von 13 W verwendet.

Da in Abb. 5.15 zu erkennen ist, dass der Flux im Bereich zwischen 8 W und 12,5 W stark ansteigt, wird im Folgenden eine Verdampferleistung von 11 W verwendet.

Die Probe wurde nach dem in Kap. 5.1.1 beschriebenen Verfahren präpariert. In Abb. 5.16(a) ist das Beugungsbild des Substrates bei einer Elektronenenergie von 95,5 eV zu sehen. Es ist eine stark ausgeprägte (7×7) -Rekonstruktion zu erkennen. Eine Facettierung, wie sie beispielsweise in Abb. 5.12 zu sehen ist, ist nicht vorhanden. Aufgedampft wurde bei einer Leistung von 11 W für 15 min, bei einer Substrattemperatur von 650°C . Das Beugungsbild ist in Abb. 5.16(b) abgebildet. Es sind schwache $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflexe,

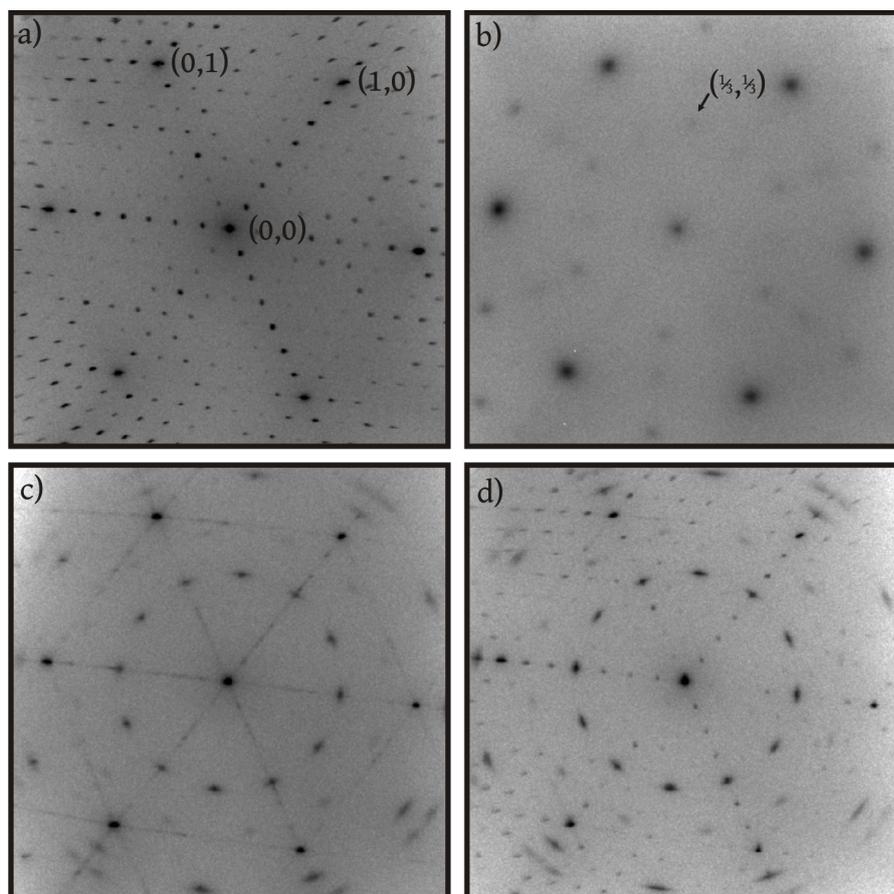


Abbildung 5.16: Beugungsbilder der Si(111)-Oberfläche bei einer Elektronenenergie von 95,5 eV. In (a) ist eine stark ausgeprägte (7×7) -Rekonstruktion zu erkennen, nach 15 min des Aufdampfens bei 11 W sind $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflexe, sowie (2×2) -Reflexe zu sehen (b). Nach dem Flashen wurde für 10 min bei 9 W aufgedampft, wodurch sich eine 12-zählige Struktur ausbildet (c). Durch erneutes Flashen bildet sich die (7×7) -Rekonstruktion aus, wobei die 12-zählige Struktur erhalten bleibt (d). Bei allen Beugungsbildern sind Messzeit, Auflösung und Farbskala gleich gewählt.

sowie (2×2) -Reflexe zu erkennen. Die Halbwertsbreite aller Reflexe ist deutlich höher, als die der Reflexe in Kap. 5.1.6. Dies deutet darauf hin, dass die Struktur schlechter geordnet

ist. Aufgrund der hohen Halbwertsbreite der Reflexe ist eine mögliche Aufspaltung der Reflexe nicht erkennbar. Es ist wahrscheinlich, dass die Aufdampftrate deutlich höher ist als die der vorherigen Proben, obwohl eine geringere Leistung verwendet wurde.

Die Probe wurde mehrmals geflashed, wodurch das Dysprosium, sowie die Dysprosiumsilicide entfernt werden sollten. Aufgedampft wurde nun bei einer Leistung von 9 W für 10 min. Ein Beugungsbild ist in Abb. 5.16(c) zu sehen. Die Halbwertsbreite der Reflexe ist geringer als die Halbwertsbreite der Reflexe in Abb. 5.16(b). Es sind Streaks in Richtung der Hauptreflexe zu erkennen. Zusätzlich ist eine 12-zählige Struktur zu erkennen. Ein Teil der Reflexe liegt auf den Positionen der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflexe. Nach erneutem Flashen der Probe wurde die Messung aus Abb. 5.16(d) aufgenommen. Die Streaks, die in (c) sichtbar waren, sind schwächer geworden und es ist eine (7×7) -Rekonstruktion zu erkennen. Die 12-zählige Struktur ist weiterhin vorhanden. In Abb. 5.17 sind zwei hochaufgelöste

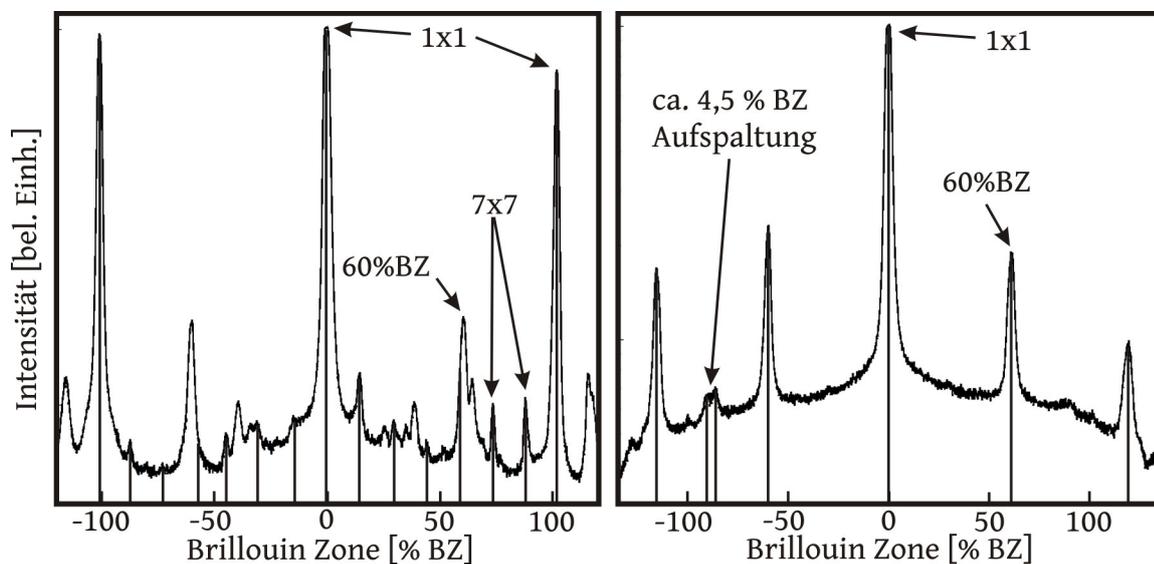


Abbildung 5.17: Hochaufgelöste 1D-Messungen bei 95,5 eV zu der 2D-Messung aus Abb. 5.16 (c). Auf der linken Seite ist eine Messung in Richtung des $(1,0)$ -Reflexes zu sehen. Eingezeichnet sind die (1×1) - und (7×7) -Reflexe. Bei $\pm 60\%BZ$ sind die Reflexe der 12-zähligen Struktur zu erkennen. Rechts ist eine Messung in Richtung des $(1, \bar{1})$ -Reflexes zu sehen. Neben dem $(0,0)$ -Reflex sind weitere Reflexe bei $\pm 60\% BZ$ und bei $\pm 120\% BZ$ zu sehen. Zusätzlich ist ein aufgespaltenener Reflex zu erkennen.

1D-Messungen zu der 2D-Messung aus Abb. 5.16 (c) abgebildet. Die Messungen wurde bei einer Elektronenenergie von 95,5 eV durchgeführt. Links ist die Messung in Richtung des $(1,0)$ -Reflexes. Neben den intensiven (1×1) -Reflexen sind einige Reflexe der (7×7) -Rekonstruktion zu erkennen. Zusätzlich sind zwei intensive Reflexe bei $\pm 60\%BZ$ zu erkennen die der 12-zähligen Struktur zugeordnet werden können. Die weiteren Reflexe konnten keiner Struktur zugeordnet werden. Auf der rechten Seite ist die Messung in Richtung des $(1, \bar{1})$ -Reflexes abgebildet. Neben dem $(0,0)$ -Reflex sind weiter Reflexe bei $\pm 60\%BZ$ und bei $\pm 120\%BZ$ zu sehen, die einer $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur oder der 12-zähligen Struktur zugeordnet werden können. Bei ca. $-88\%BZ$ ist eine aufgespaltenener Reflex zu erkennen. Welcher als aufgespaltenener Reflex der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur

identifiziert werden kann. Es scheint also keinen Zusammenhang zwischen der Aufspaltung der Reflexe und der Vizinalität der Probe zu geben.

In Abb. 5.18 sind zwei abgeleitete Augerspektren zu sehen. Das obere Spektrum (II) wurde

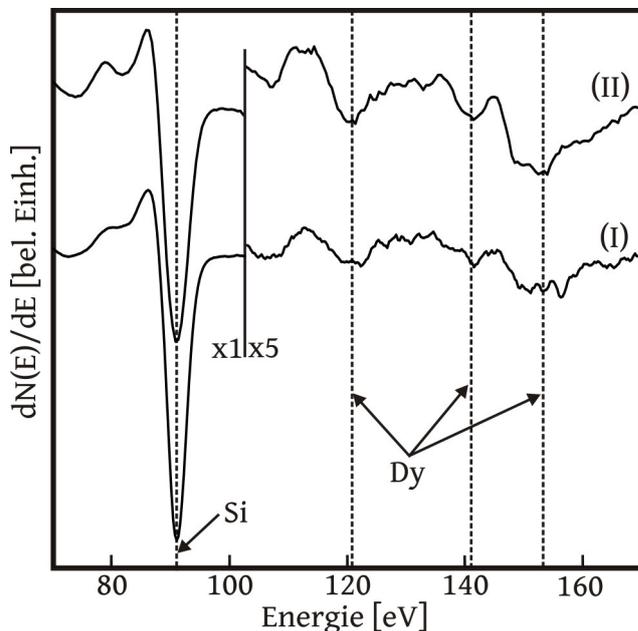


Abbildung 5.18: Abgeleitete Auger-Spektren nach 10 min Aufdampfen bei einer Substrattemperatur von 650°C. Der Bereich ab 103 eV ist um den Faktor 5 vergrößert dargestellt. Das obere Spektrum wurde nach 10 min des Aufdampfens bei 9 W aufgenommen. Das untere ist ein Referenzspektrum der Probe aus Kap.5.1.6 bei einer Aufdampfzeit von 10 min.

zusammen mit dem Beugungsbild aus Abb. 5.16(c) aufgenommen. Das untere Spektrum (I) dient als Referenzspektrum und wurde an dem vorherigen Wafer nach einer Aufdampfzeit von 10 min gemessen. Zu erkennen ist, dass das Dysprosium-Signal der oberen Messung deutlich stärker ist als das Signal der unteren Messung. Nach Auswertung der Peak-zu-Peak-Intensitäten ergibt sich ein Verhältniss von $Dy_{II}/Dy_I = 2,5$.

Aus der Literatur sind 12-zählige Beugungsbilder bekannt. Sie treten beispielsweise auf, wenn ein Material mit einer hexagonalen Einheitszelle auf einem Substrat mit einer quadratischen Einheitszelle aufwächst ([56], [57]). Nimmt man nun an, dass ein Material mit einer rechteckigen Einheitszelle auf einem hexagonalen Substrat aufwächst, so kann die 12-zählige Struktur durch das in Abb. 5.19 abgebildete Prinzipbild erklärt werden. Eingezeichnet ist die Einheitszelle der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur, sowie die Einheitszelle einer rechteckigen Struktur. Diese ist nicht kommensurabel und kann über die Matrix-Notation nach Park und Madden dargestellt werden:

$$G = \begin{pmatrix} 1,73 & 1,73 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Hierbei wurden angenommen, dass die Einheitszelle quadratisch ist. Dies ist dadurch begründet, dass jeweils 12 äquidistante Reflexe auf einem Kreis mit dem Radius $|K_{\parallel}|$ liegen. Bei einer rechteckigen Einheitszelle mit unterschiedlich langen Einheitsvektoren wäre dies nicht der Fall.

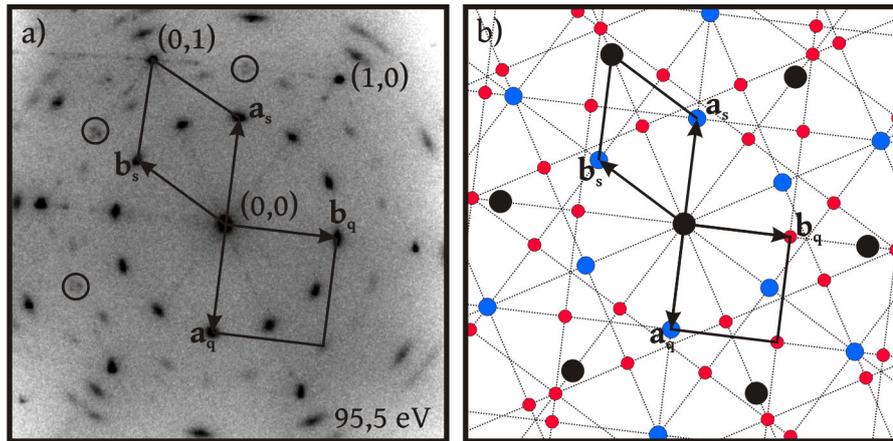


Abbildung 5.19: Vergleich eines Beugungsbild (links) der 12-zähligen Struktur mit einem Prinzipbild der nicht kommensurabeln Überstruktur (nach Matrixnotation 5.4) mit quadratischer Einheitszelle in drei Domänen (rechts). Die Einheitsvektoren der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur sind mit \mathbf{a}_s und \mathbf{a}_b eingezeichnet, die der quadratischen Einheitszelle mit \mathbf{a}_q und \mathbf{b}_q . Die einzelnen Domänen sind im Prinzipbild mit gestrichelten Linien eingezeichnet. Die verwendete Elektronenenergie in a) beträgt 95,5 eV, der Kontrast wurde stark angepasst. Es sind schwache (7×7) -Reflexe, sowie aufgesplante (2×2) -Reflexe (mit Kreisen gekennzeichnet) zu sehen. Die weiteren 12-zähligen Reflexe, können über die in b) skizzierte Struktur mit quadratischer Grundfläche erklärt werden.

5.2 Modellierung

Im Folgenden sollen die Beugungsbilder zu einigen vorgegebenen Strukturen modelliert werden. Durch einen Abgleich mit den gemessenen Beugungsbildern soll so eine Erklärung der Aufspaltung einiger Reflexe an den Positionen der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur gefunden werden.

Für die Modellierung wird zuerst ein Strukturmodell für eine Einheitszelle angenommen. Betrachtet werden hierbei die obersten Atomlagen, sodass die charakteristischen Merkmale der Struktur wiedergegeben werden. Zuerst erfolgt die Berechnung von einer Domäne. Anhand der Gittervektoren der Einheitszelle wird bestimmt, für welche Werte von K_x und K_y Reflexe zu erwarten sind. An den Positionen dieser Reflexe wird nun der Strukturfaktor der Einheitszelle ausgewertet. Dieser Vorgang wird für die anderen Rotationsdomänen wiederholt. Zuletzt werden noch mögliche Spiegeldomänen berücksichtigt. Dargestellt wird die Überlagerung aller Domänen.

Die Berechnung des Strukturfaktors der Einheitszelle für den Streuvektor $\mathbf{K}(h, k, l)$ erfolgt hierbei über:

$$F = \sum_{j=1}^N \cdot f_{\text{Atom}} \cdot \exp(i \cdot 2\pi(\mathbf{h} \cdot \mathbf{a}_j + \mathbf{k} \cdot \mathbf{b}_j + \mathbf{l} \cdot \mathbf{c}_j)) \quad (5.5)$$

Hierbei wird über den atomaren Formfaktor f_{Atom} der N Atome der Einheitszelle summiert, wobei die jeweilige Phasenverschiebung der Atome an den Positionen $\mathbf{r}_j(\mathbf{a}_j, \mathbf{b}_j, \mathbf{c}_j)$

berücksichtigt wird. Der atomare Formfaktor ist über:

$$f_{\text{Atom}} = \sum_{i=1}^4 \cdot A_i \left(-B_i \cdot \frac{\mathbf{K}^2}{8\pi^2} \right) \quad (5.6)$$

gegeben. Als erste Näherung des atomaren Formfaktors werden für die Konstanten A_i und B_i die Konstanten aus der Röntgenbeugung verwendet (vgl. Tabelle 5.1).

Diese beschreiben die Streuung von Röntgenphotonen an der Elektronenhülle eines Atoms

	A_1	A_2	A_3	A_4	B_1	B_2	B_3	B_4
Si_{XRD}	7,162	0,9286	1,8869	4,0099	1,9861	13,9567	0,0966	51,3981
Dy_{XRD}	26,8408	21,1052	14,9523	3,0755	2,0825	0,1382	11,7814	107,9034
$\text{Si}_{\text{einfach}}$	10	0	0	0	0	0	0	0
$\text{Dy}_{\text{einfach}}$	100	0	0	0	0	0	0	0

Tabelle 5.1: Verwendete Konstanten für die Elemente Silizium und Dysprosium. Die Konstanten aus der Röntgenbeugung sind mit „XRD“ gekennzeichnet und berücksichtigen die Elektronenanzahl, sowie eine räumliche Verteilung der Elektronen. Für eine Vereinfachung wurden Punktstreuer angenommen, wobei das Streuvermögen von Dysprosium 10 mal höher als das von Silizium ist (mit „einfach“ gekennzeichnet).

unter Berücksichtigung der sphärischen Verteilung der Elektronendichte.

Zur Kontrolle der Funktionalität des oben beschriebenen Vorgangs wird das Beugungsbild der, aus der Literatur bekannten, $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur modelliert. Das Strukturmodell ist aus Ref. [16] entnommen und ist Abb. 5.20 zu sehen. Berücksichtigt wird die oberste Lage an Atomen. Das resultierende Beugungsbild mit den Konstanten für die

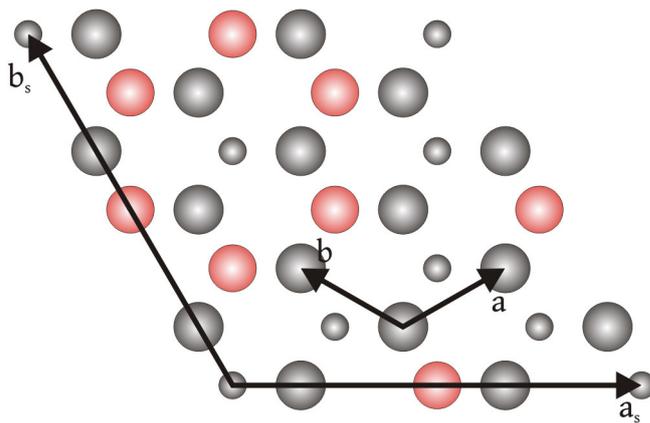


Abbildung 5.20: Modell der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur. Die Siliziumatome sind in grau eingezeichnet, die Dysprosiumatome in rot. Die kleiner dargestellten Siliziumatome liegen tiefer, die Dysprosiumatome liegen höher. Die Einheitsvektoren der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur sind mit a_s und b_s eingezeichnet, die der (1×1) mit a und b . Das Modell wurde aus [16] entnommen.

Röntgenbeugung ist in Abb. 5.21 (a) zu sehen. Die Einheitszelle der (1×1) -Struktur ist mit einer Raute eingezeichnet. Die logarithmierte Intensität ist in beliebigen Einheiten aufgetragen. Die (1×1) -Reflexe sind am stärksten ausgeprägt. Deutlich sichtbar sind auch die $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflexe. Die weiteren Reflexe sind etwas schwächer ausgeprägt. Aufgrund des Gitterfaktors kommt es auch nicht zu einer Aufspaltung. Da die Messungen, die in dieser Arbeit durchgeführt wurden, nicht durch Röntgenbeugung, sondern über Elektronenbeugung, durchgeführt wurden, ist es sehr wahrscheinlich, dass die Annahmen des

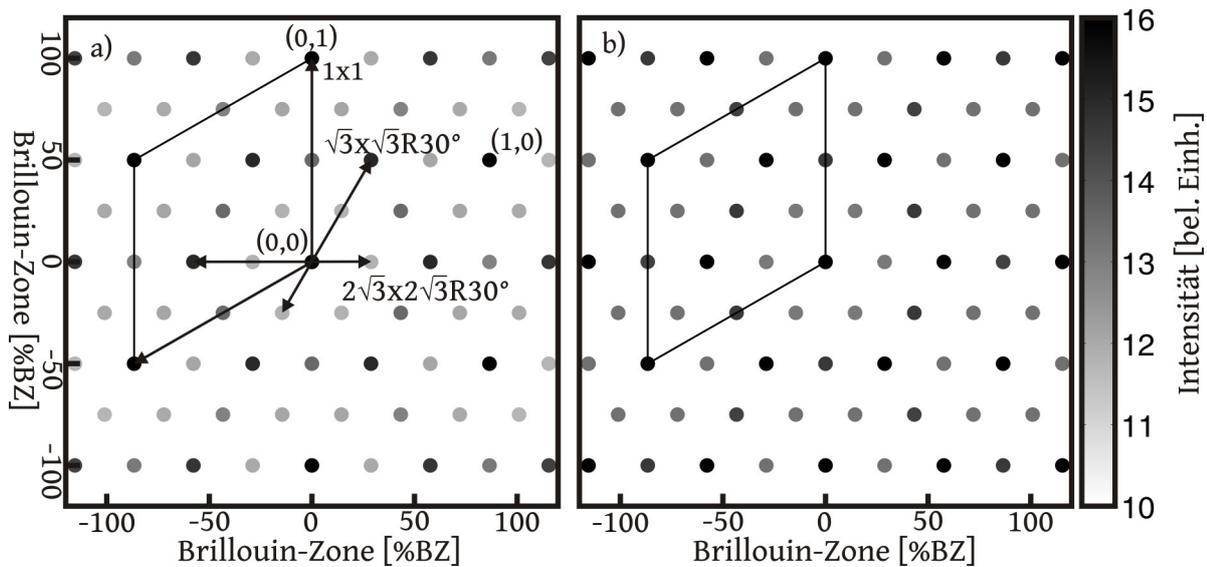


Abbildung 5.21: Modelliertes Beugungsbild der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur. In (a) mit dem atomaren Formfaktor aus der Röntgenbeugung, in (b) mit einem stark vereinfachten. Eine Einheitszelle der (1×1) -Struktur ist mit einer Raute eingezeichnet. Die Einheitsvektoren der (1×1) -, der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ - und der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Strukturen sind eingezeichnet. Die logarithmierte Intensität ist in beliebigen Einheiten angegeben. In beiden Bildern sind neben der intensiven (1×1) -Reflexe, stark ausgeprägte $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflexe zu sehen. Die weiteren Reflexe der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur sind etwas schwächer ausgeprägt. Bis auf leichte Unterschiede in den Intensitäten einiger Reflexe sind beide Bilder identisch.

atomaren Formfaktors nicht zutreffen. Aus diesem Grund soll der Einfluss des atomaren Formfaktors auf das Beugungsbild untersucht werden. In Abb. 5.21 (b) wurde dieselbe Modellierung mit einem stark vereinfachtem atomaren Formfaktor (vgl. vgl. Tabelle 5.1) durchgeführt. Zum einen wurde anstelle einer ausgedehnten Elektronenverteilung Punktstreuer für die einzelnen Atome angenommen. Zum anderen ist das Streuvermögen der Atome nicht mehr proportional zu der Elektronenanzahl. Es wird willkürlich angenommen, dass das Streuvermögen von Dysprosium 10 mal so hoch ist wie das von Silizium. Vergleicht man nun die modellierten Beugungsbilder miteinander, so sind leichte Variationen in der Intensität einzelner Reflexe zu erkennen. Die charakteristischen Merkmale der Beugungsbilder sind aber identisch.

Der beschriebene Vorgang zur Modellierung führt beim verwendeten Beispiel zu einer Reflexverteilung, die einer $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur zugeordnet werden kann. Also dem erwarteten Ergebnis. Weiterhin wurde kein ausschlaggebender Unterschied zwischen den beiden atomaren Formfaktoren beobachtet. Verwendet wird im Folgenden der vereinfachte atomare Formfaktor.

5.2.1 Mögliche Modelle

Ausgehend von der aus der Literatur bekannten $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ - und der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur, soll durch eine periodische Anordnung von Dysprosiumfehlstellen eine mögliche Erklärung für die beobachtete Aufspaltung der Reflexe gefunden werden. Hierbei könnten anstelle der Dysprosiumfehlstellen auch andere Defekte, wie regelmäßige Versetzungen, gewählt werden. An dem konzeptionellen Vorgang ändert sich dabei aber nichts. Durch diese regelmäßigen Fehlstellen entsteht eine vergrößerte Einheitszelle, wodurch die Dichte der Gitterpunkte höher wird. Es hat sich gezeigt, dass die $(n\sqrt{3} \times n\sqrt{3}R30^\circ)$ - und $(n\sqrt{3} \times$

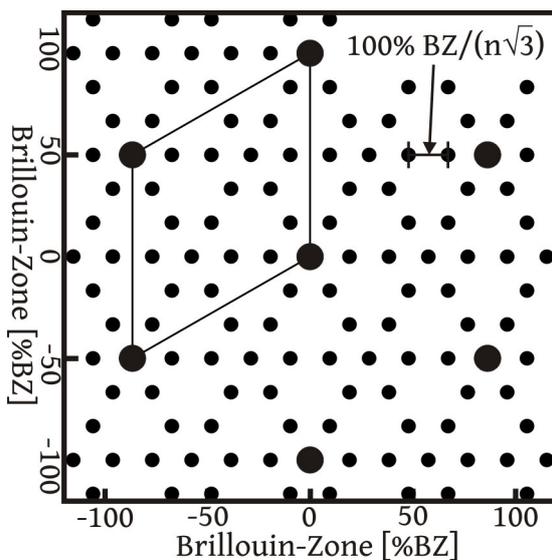


Abbildung 5.22: Gitterpunkte einer $(3\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur in drei Domänen. Die Reflexe der (1×1) sind größer dargestellt. Eine Einheitszelle ist mit einer Raute eingezeichnet. Die Abstand zwischen den Reflexe ist mit $100\% BZ/(n\sqrt{3})$, mit $n=3$ gegeben.

$\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur, mit $n = 2 \cdot m + 1$ (mit $m \in \mathbb{N}$), zu einer Aufspaltung der Reflexe führen kann. Die Breite der Aufspaltung ist hierbei von n abhängig (vgl. Abb. 5.22). Da die Reflexe gleichweit von dem zu erwartenden $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflex entfernt sind, muss es sich bei n um eine ganzzahlige, ungerade Zahl handeln. Die Aufspaltung der Reflexe in den gemessenen Beugungsbildern beträgt ca. 4,7% BZ (vgl. Abb. 5.17). Für $n=11$ ergibt sich eine Aufspaltung von 5,25% BZ, für $n=13$ eine Aufspaltung von 4,44% BZ.

$(13\sqrt{3} \times 13\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur

Im Folgenden wird auf das Modell der $(13\sqrt{3} \times 13\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur eingegangen. Ein prinzipieller Aufbau der Einheitszelle ist in Abb. 5.23 zu sehen. Die Einheitszelle besteht aus

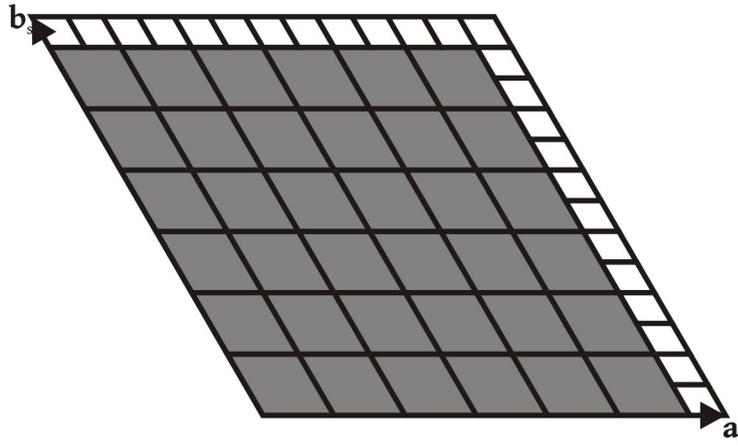


Abbildung 5.23: Prinzipieller Aufbau der $(13\sqrt{3} \times 13\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur. Die Einheitsvektoren \mathbf{a}_s und \mathbf{b}_s sind eingezeichnet. Aufgebaut ist die Einheitszelle aus zwei Elementen. Das erste Element (grau) sind $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Strukturen. Das andere Element (weiß) ist die Silizium (1×1) -Oberfläche, wobei dieses Element die Größe einer $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur hat.

einer Wiederholung der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur. Zusätzlich wurde in \mathbf{a} - und \mathbf{b} -Richtung einen $\sqrt{3}$ -breiten Streifen mit unrekonstruiertem Si(111) eingefügt. Das berechnete Beugungsbild ist in Abb. 5.24 zu sehen. Die Einheitszelle der (1×1) -Struktur ist mit einer Raute eingezeichnet. Die logarithmierte Intensität ist in beliebigen Einheiten angegeben. Hierbei haben die (1×1) - und die $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflexe eine hohe Intensität. Zusätzlich sind in der Nähe der Positionen der Reflexe der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur schwächere Reflexe zu erkennen, wobei ein Teil dieser Reflexe den Reflexen aus den Messdaten zugeordnet werden können. Weiterhin sind in der Nähe der (1×1) - und der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflexe weite Reflexe zu erkennen. Die rot eingezeichneten Reflexe können Reflexen aus den Messdaten zugeordnet werden.

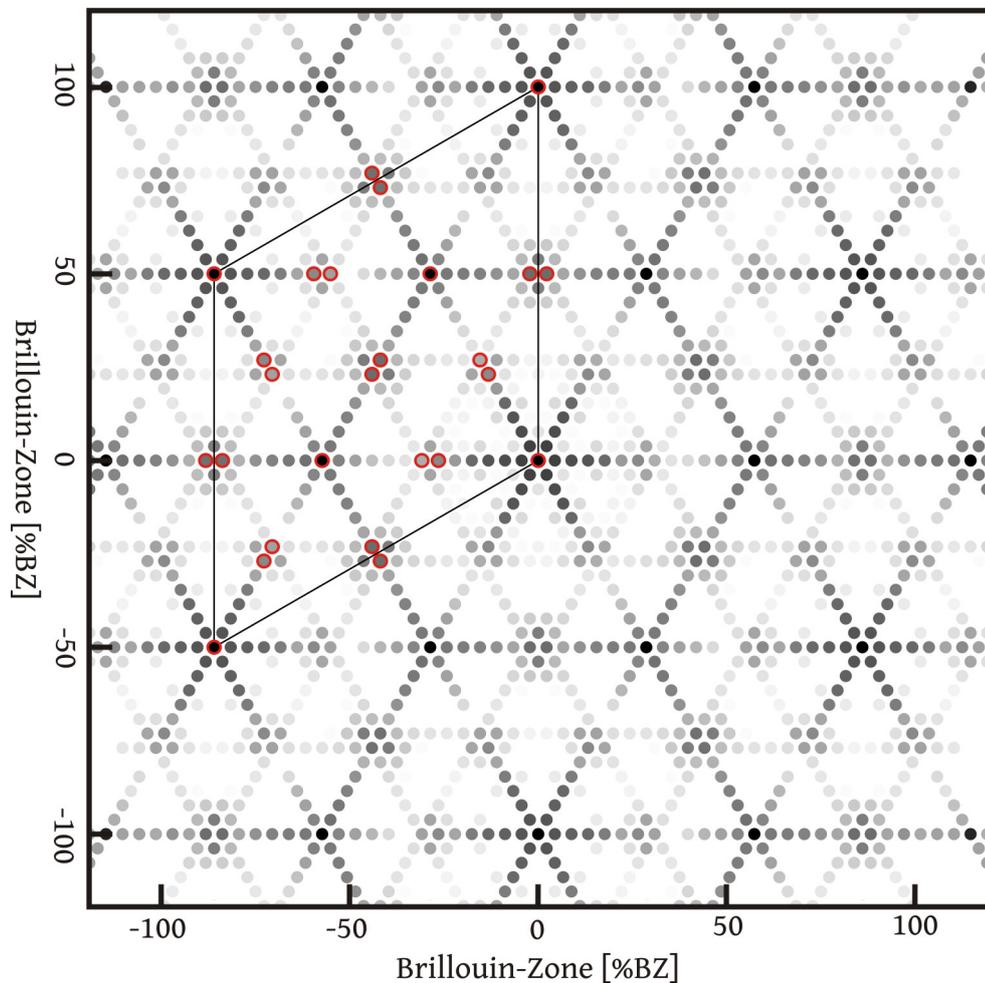


Abbildung 5.24: Modelliertes Beugungsbild der $(13\sqrt{3} \times 13\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur, mit vereinfachtem atomaren Formfaktor. Die Einheitszelle der (1×1) -Struktur ist mit einer Raute eingezeichnet. Die logarithmierte Intensität ist in beliebigen Einheiten angegeben. In rot sind die Reflexe markiert, die Reflexen aus den Messdaten zugeordnet werden können. Zusätzlich zu den intensiven (1×1) - und $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Reflexen sind auch schwächere Reflexe zu sehen, die den aufgespaltenen Reflexen entsprechen. Es sind noch weitere Reflexe zu erkennen, die nicht zugeordnet werden können.

$(13\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur

Das zweite diskutierte Modell ist eine $(13\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur. Es wird angenommen, dass diese Struktur aus zwei sich abwechselnden Elementen besteht (vgl. Abb. 5.25). Das eine Element ist hierbei die $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur (vgl. Abb. 5.26). Für das zweite



Abbildung 5.25: Prinzipieller Aufbau der $(13\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur. Die Einheitsvektoren \mathbf{a}_s und \mathbf{b}_s sind eingezeichnet. Aufgebaut ist die Einheitszelle aus zwei Elementen. Das graue Element ist die Einheitszelle der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur (vgl. Abb. 5.26), in dem weißen wurden die Dysprosiumatome entfernt.

Element werden aus der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur die Dysprosiumatome entfernt. Hierbei handelt es sich um eine willkürliche Wahl. Ziel ist es die Periodizität ähnlich einer $(2\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur zu erzeugen, dies hätte auch durch das Auffüllen oder Erzeugen von Siliziumfehlstellen geschehen können. Das berechnete Beugungsbild ist in Abb.

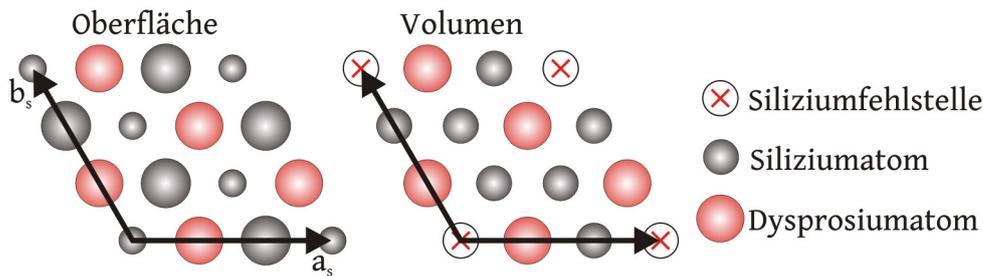


Abbildung 5.26: Einheitszelle der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur. Die höher liegenden Siliziumatome in der Oberflächenlage sind vergrößert dargestellt, die niedriger liegenden verkleinert. Unterhalb der Siliziumlage befinden sich Dysprosiumatome. Bei den Lagen unterhalb der Oberflächenlage verändert sich die Struktur zur Volumeneinheitszelle. Die Siliziumatome sind hier alle auf einer Höhe. Zusätzlich sind periodisch angeordnete Siliziumfehlstellen vorhanden. Das verwendete Strukturmodell berücksichtigt die Oberflächenlage und die erste Volumeneinheit. Entnommen und angepasst aus [16].

5.27 zu sehen. Die Einheitszelle der (1×1) -Struktur ist mit einer Raute eingezeichnet. Die Intensität ist logarithmisch dargestellt. Die Reflexe der (1×1) -Struktur sind stark ausgeprägt, während die Reflexe der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur schwach ausgeprägt sind. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Periodizität der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur nur durch die Siliziumfehlstellen gegeben ist. Zusätzlich sind aufgespaltene Reflexe an den Positionen der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur zu sehen. Die Reflexe, die sowohl in dem berechneten Beugungsbild, als auch in den gemessenen Beugungsbildern zu sehen sind, sind rot eingezeichnet.

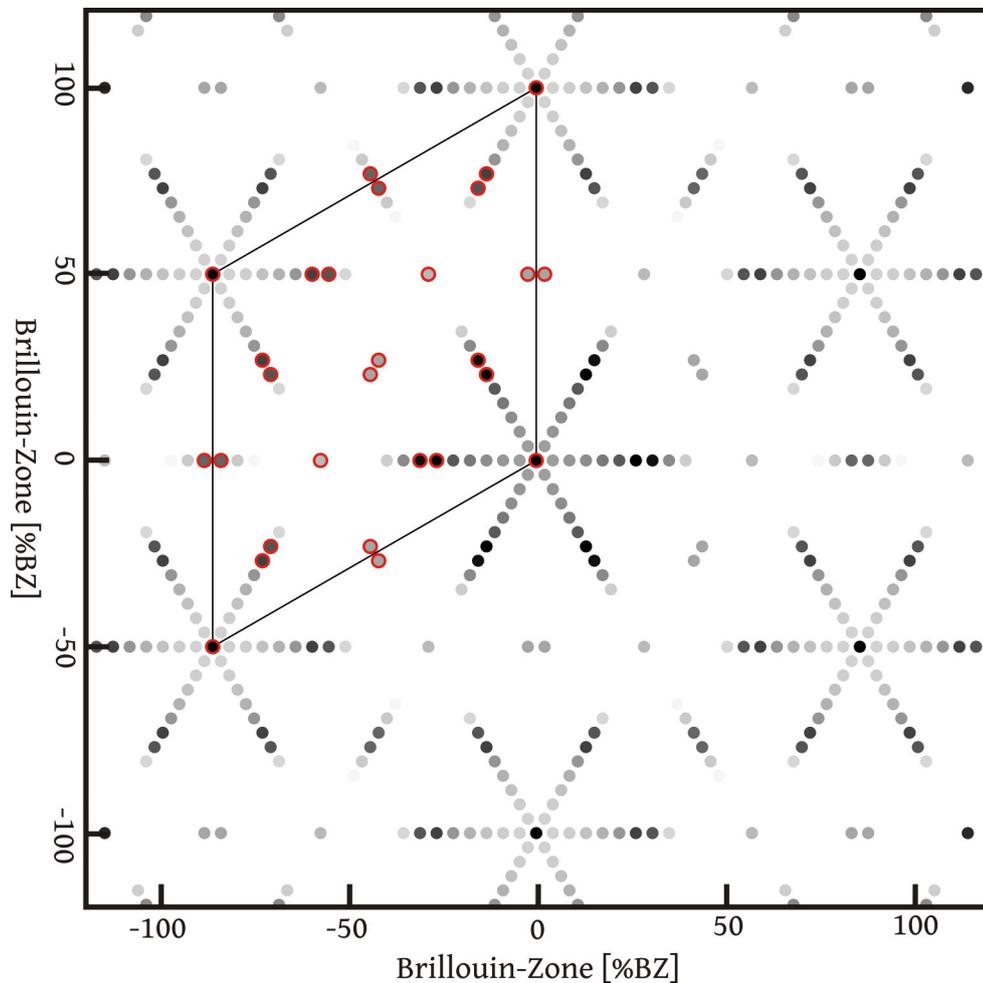


Abbildung 5.27: Modelliertes Beugungsbild der $(13\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur, mit vereinfachtem atomarem Formfaktor. Die Einheitszelle der (1×1) -Struktur ist mit einer Raute eingezeichnet. Die logarithmierte Intensität ist in beliebigen Einheiten angegeben. In rot sind die Reflexe markiert, die Reflexen aus den Messdaten zugeordnet werden können. Neben den intensiven (1×1) -Reflexen sind schwächere Reflexe zu sehen, die der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur zugeordnet werden können. In der Nähe der Positionen der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur sind aufgespaltene Reflexe zu sehen.

5.3 Diskussion der Messergebnisse von Si(111)

Auf die präparierte (7×7) -Überstruktur wurde, unter UHV-Bedingungen, bei einer Substrattemperatur von 450°C - 650°C Dysprosium aufgebracht. Hierbei wurde die Aufdampfmenge zwischen 0 \AA und $27,9 \text{ \AA}$ Dysprosium, bei einer konstanten Aufdampfrate, variiert. Untersucht wurden Änderungen der Oberflächenmorphologie und der chemischen Zusammensetzung mittels SPA-LEED und AES.

Bei der Dysprosiumdeposition bei 450°C konnte mit steigender Aufdampfzeit ein Übergang von der (7×7) -Rekonstruktion, über die (1×1) -Struktur, zur $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^\circ)$ -Struktur beobachtet werden. Die (1×1) -Struktur tritt bei einer Aufdampfmenge von $1,9 \text{ \AA}$ Dysprosium auf. Eine Erhöhung der Untergrundintensität ist nicht sichtbar und die Reflexe der (1×1) -Struktur sind stark ausgeprägt, was darauf hindeutet, dass es sich bei der (1×1) -Struktur um eine gut geordnete Struktur handelt. In Referenz [16] wurde mit STM (Scanning Tunneling Microscope) eine (1×1) -Struktur für eine Aufdampfmenge von $1,2 \text{ \AA}$ - 5 \AA Dysprosium berichtet. Der Unterschied in der Präparation ist, dass während des Aufdampfvorgangs die Probe bei RT gehalten wurden und nach dem Aufdampfen bei 500°C geheizt wurde. Die (1×1) -Struktur konnte hierbei einer stöchiometrische DySi_2 -Struktur zugeordnet werden. Am stärksten war diese Struktur bei einer Aufdampfmenge von ca. $2,5 \text{ \AA}$ Dysprosium. Für geringere Bedeckungen wurden bei den STM-Messungen zusätzlich eine (5×2) -Struktur, sowie eine $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}\text{R}30^\circ)$ -Struktur beobachtet. Für höhere zusätzlich eine $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^\circ)$ -Struktur, für welche in der Literatur LEED-Messungen berichtet wurden [23]. Die $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}\text{R}30^\circ)$ -Struktur wurde auch in den Referenzen ([17], [7]) berichtet, die $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^\circ)$ -Struktur in den Referenzen ([17], [7], [23]).

Es ist daher wahrscheinlich, dass die in dieser Arbeit gemessene (1×1) -Struktur der DySi_2 -Struktur aus Referenz [16] entspricht. Dies wird auch dadurch gestützt, dass bei einer höheren Aufdampfmenge, in dieser Arbeit, eine $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^\circ)$ -Struktur beobachtet werden konnte.

Das die (5×2) -Struktur, sowie eine $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}\text{R}30^\circ)$ -Struktur nicht beobachtet werden konnten, kann möglicherweise auf den Unterschied in der Präparation zurückgeführt werden. Möglich ist auch, dass diese Strukturen, aufgrund der zu hohen Aufdampfmenge, nicht oder nur schwach ausgebildet sind.

Die Date der Auger-Spektroskopie deuten hierbei auf ein Stranski-Krastanow-Wachstum hin. Der Übergang vom Lage-für-Lage-Wachstum erfolgt hierbei bei ca. $5,5 \text{ \AA}$ Dysprosium, dies entspricht ca. 2 Monolagen (ML) Dysprosium ([16]). Wobei eine ML die Menge Dysprosium ist, die benötigt wird um eine geschlossene Lage DySi_2 zu bilden. Eine Deposition von $5,5 \text{ \AA}$ Dysprosium könnte hierbei die Menge sein, ab der ein inhomogenes Wachstum der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^\circ)$ -Struktur einsetzt. Dies deckt sich mit der Literatur, in der eine inhomogene Schichtdicke und die Ausbildung von „Nadellöcher“, (engl. Pinholes) für höhere Bedeckungen berichtet wurde (vgl. [17]).

Bei der Dysprosiumdeposition bei 550°C sind ab einer Aufdampfmenge $5,5 \text{ \AA}$ Dysprosium $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^\circ)$ -Reflexe, sowie aufgespaltene Reflexe an den Positionen einer (2×1) -Struktur zu sehen, welche bei einer Deposition bei 450°C nicht zu sehen waren. Aufgrund der Aufdampfmenge ist es unwahrscheinlich, dass es sich um die $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}\text{R}30^\circ)$ -Struktur handelt, die bei Bedeckungen unterhalb von 2 \AA Dysprosium berichtet wird.

Bei einer Erhöhung der Substrattemperatur auf 650°C sind bei einer Aufdampfmenge von $1,9 \text{ \AA}$ Dysprosium ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^{\circ}$)-Reflexe, sowie (2×1) -Reflexe zu sehen, welche nicht aufgespalten sind. Hierbei könnte es sich um die $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}\text{R}30^{\circ})$ -Struktur handeln. Da aber kein Reflex beobachtet werden konnte, der ausschließlich der $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}\text{R}30^{\circ})$ -Struktur und nicht der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^{\circ})$ -Struktur oder (2×1) -Struktur zuzuordnen ist, handelt es sich hierbei nur um eine Vermutung. Bei einer weiteren Erhöhung der Aufdampfmenge bildet sich die Überstruktur mit aufgespaltenen Reflexen aus, welche bereits bei der Substrattemperatur von 550°C gesehen wurde.

Die Intensität der beobachteten (6×1) -Struktur zeigt ein Abnehmen der Intensität mit zunehmenden Streuvektor in K_{\perp} -Richtung. Dies deutet auf eine schlechte Ordnung der Überstruktur hin. In der Literatur ist keine (6×1) -Struktur für dieses System bekannt. Zur genaueren Untersuchung der Überstruktur mit den aufgespaltenen Reflexen wurden Modellierungen durchgeführt. Hierbei wurden zwei mögliche Modelle vorgestellt. Die $(13\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^{\circ})$ -Struktur ist hierbei das wahrscheinlichere Modell. Sie beruht auf einer defektbehafteten $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^{\circ})$ -Struktur, welche eigentlich bei den Bedeckungen, bei denen die aufgespaltene Struktur beobachtet wird, erwarten wird.

Die zweite $(13\sqrt{3} \times 13\sqrt{3}\text{R}30^{\circ})$ -Struktur bildet zwar die charakteristischen Merkmale der aufgespaltenen Struktur nach. Gegen dieses Modell spricht aber, dass die Struktur die $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}\text{R}30^{\circ})$ -Struktur als Grundlage hat, welche bei deutlich geringeren Bedeckungen auftritt. Weiterhin sind nach dieser Struktur Reflexe vorhanden, die nicht im Experiment auftraten.

Aus den Beugungsdaten kann ein Phasendiagramm gewonnen werden, welches in Abb. 5.28 dargestellt ist. Abgebildet sind die Bereiche, in denen die beobachteten Überstruk-

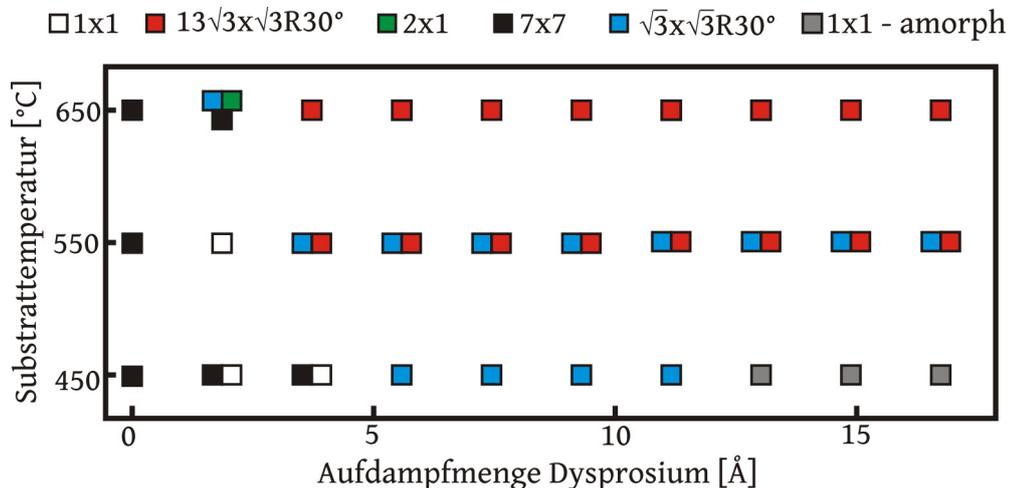


Abbildung 5.28: Überblick über die Messergebnisse. Dargestellt sind die Bereiche, in denen die beobachteten Überstrukturen oder Rekonstruktionen (in den SPA-LEED-Bildern), in Abhängigkeit der Aufdampfmenge und der Substrattemperatur, auftreten.

turen und Rekonstruktionen, in Abhängigkeit der Substrattemperatur und der Aufdampfmenge, auftreten. Hierbei sind mehrere Tendenzen zu erkennen. Mit steigender Temperatur nimmt die minimale Depositionsmenge ab, die benötigt wird um die $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{R}30^{\circ})$ -

Struktur auszubilden. Möglich ist hierbei auch, dass bei geringeren Temperaturen die zugeführte Energie noch nicht ausreichend ist, damit sich eine geordnete ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ$)-Struktur bildet. Weiterhin nimmt die Intensität der ($13\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ$)-Struktur mit steigender Temperatur zu.

Die zusätzliche 12-zählige Struktur, welche in einer separaten Messreihe beobachtet wurde, kann durch eine Struktur mit einer quadratischen Einheitszelle mit einer Gitterkonstante von ca. 6,6 Å in drei Rotationsdomänen beschrieben werden. Die Auswertung des Auger-Signals deutet darauf hin, dass der Dysprosiumanteil an der Oberfläche deutlich höher ist als bei den vorherigen Proben. Dies deutet darauf hin, dass die Schichtdicke der Dysprosi-umsilicidschicht deutlich höher ist als die der vorherigen Proben. Möglich ist auch, dass die Aufdampftrate so hoch war, dass nicht das ganze Dysprosium mit dem Silizium reagiert hat. Was bedeuten würde, dass metallisches Dysprosium an der Oberfläche vorhanden wäre. Um was für eine Struktur es sich hierbei handelt kann nicht bestimmt werden. Das es sich hierbei um kubisches Dysprosium handelt ist unwahrscheinlich, da β -Dysprosium, in welches sich α -Dysprosium im Normalfall bei 1381°C umwandelt, eine Gitterkonstante von 4,03 Å besitzt.

5.4 Si-(001)

In dieser Arbeit wurden neben (111)-orientierten Wafern auch Wafer mit einer (001)-Orientierung verwendet. Hierbei wurden nominell flache Wafer und vizinale Wafer verwendet.

Der nominell flache Wafer ist n-dotiert und besitzt eine Leitfähigkeit von $4 - 6 \Omega\text{cm}$. Der vizinale Wafer besitzt eine Fehlneigung von 4° in $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung, ist n-dotiert und besitzt eine Leitfähigkeit von $0,007 - 0,02 \Omega\text{cm}$.

Bei der Verwendung einer Direktstromheizung, wie sie in dieser Arbeit benutzt wird, wurde ein Einfluss der Stromrichtung auf die Terrassengöße sowie die Ausprägung der Domänen der Oberflächenrekonstruktion beobachtet ([58],[59]). Aus diesem Grund wird dieser Einfluss bei der Substratpräparation untersucht.

Weiterhin wird Dysprosium aufgebracht. Mögliche Änderungen der Oberfläche werden mit SPA-LEED untersucht.

5.4.1 Flaches Si(001)

Im Folgenden werden Messergebnisse für die flache Si(001)-Oberfläche vorgestellt und diskutiert. Nach der Präparation wird die Oberflächenbeschaffenheit über SPA-LEED untersucht. Weiterhin wird Dysprosium bei einer Substrattemperatur von 550°C aufgebracht. Das Verdampfen des Dysprosiums geschieht mit dem Verdampfer der Firma „Specs“ (vgl. Kap.4.4), bei einer Leistung von 11 W. In Abb. 5.29(a) ist das Beugungsbild der Proben

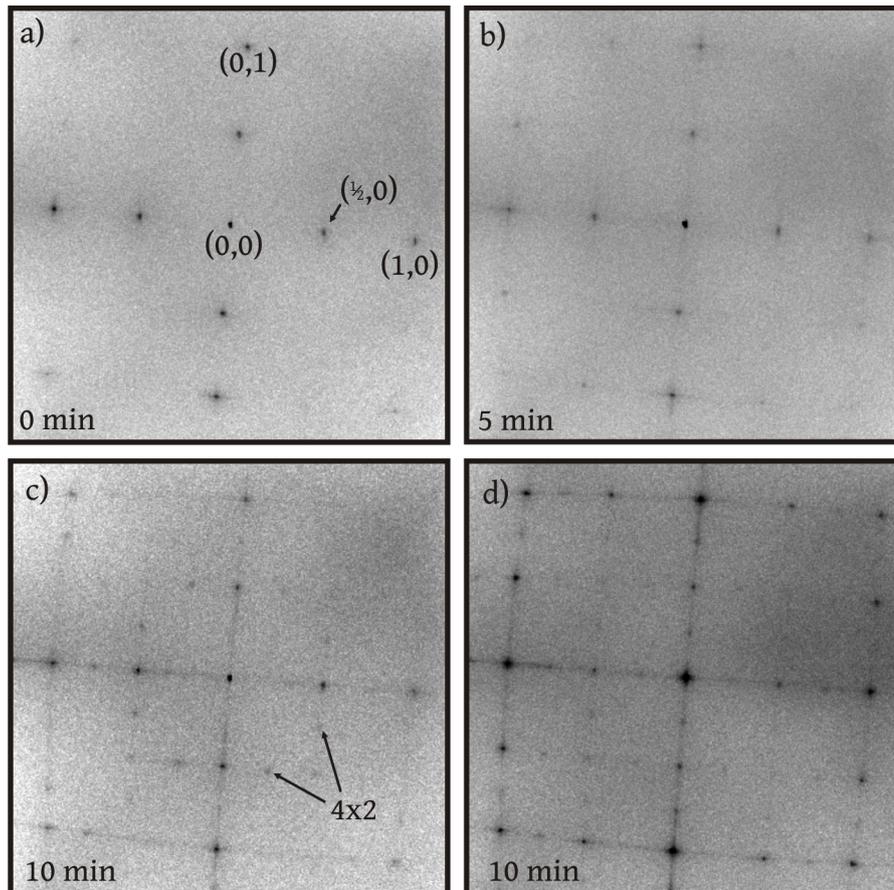


Abbildung 5.29: Beugungsbilder der Si(001)-Oberfläche nach Präparation. Die Aufdampfzeiten sind angegeben. Die Elektronenenergien der ersten drei Beugungsbilder ist 82 eV.

nach dem Flashvorgang zu sehen. Neben intensiven Hauptreflexen sind die Reflexe der (2×1) -Rekonstruktion in beiden Domänen zu sehen. Wobei beide Domänen gleichmäßig stark ausgeprägt sind. Da kein $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ -Reflex zu erkennen ist, ist eine (2×2) -Struktur auszuschließen.

Nach dem Aufdampfen von Dysprosium für 5 min (Abb. 5.29 (b)) sind zusätzlich zu den Reflexen Streaks in die Richtung des $(0, 1)$ - und des $(1, 0)$ -Reflexes zu sehen. Ein Anstieg der Halbwertsbreite der Reflexe ist nicht zu erkennen, was darauf hindeutet, dass die Adsorbatschicht gut geordnet aufwächst. Ein Anstieg der Untergrundintensität ist nicht zu beobachten, womit ein signifikanter Anstieg der Punktdefektdichte an der Oberfläche unwahrscheinlich ist.

Nach dem Aufdampfen für 10 min ist ein deutlich verändertes Beugungsbild zu erkennen (Abb. 5.29 (c)). Damit die Änderungen im Beugungsbild besser zu erkennen sind wurde der Kontrast des Beugungsbildes stark angepasst. Die Reflexe der (1×1) - und der (2×1) -Rekonstruktion sind weiterhin deutlich zu sehen. Ein Anstieg der Untergrundintensität ist ebenfalls nicht vorhanden, was aufgrund des veränderten Kontrasts in diesen Bildern nicht zu erkennen ist. Die in Abb. 5.29(b) beobachteten Streaks sind deutlich stärker geworden. Zusätzlich ist eine (4×2) -Rekonstruktion in zwei Domänen zu sehen. Bei der verwendeten Elektronenenergie von 82 eV sind aber wenige dieser Reflexe zu erkennen. Bei einer Elektronenenergie von 92 eV hingegen sind weitere Reflexe zu erkennen (Abb. 5.29(d)). In Abb. 5.30 ist ein hochaufgelöster 1D-Scan in Richtung des $(0, 1)$ -Reflexes

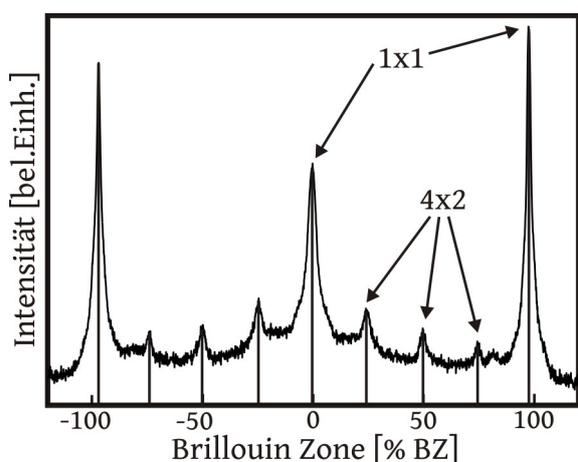


Abbildung 5.30: Hochaufgelöster 1D-Scan in Richtung des $(0, 1)$ -Reflexes, bei einer Elektronenenergie von 92 eV. Eingezeichnet sind die (1×1) -Reflexe und die (4×2) -Reflexe. Es ist keine signifikante Abweichung von den theoretischen Positionen der Reflexe zu erkennen. Die Intensität ist logarithmisch aufgetragen.

dargestellt. Die Aufdampfzeit beträgt 10 min, die Elektronenenergie 92 eV. Neben den Reflexen der (1×1) -Struktur sind weitere Reflexe zu erkennen, die der (4×2) -Struktur zugeordnet werden können. Eine Abweichung von den zu erwartenden Reflexpositionen ist im Rahmen der Messgenauigkeit auszuschließen.

Die beobachtete Überstruktur kann der (4×2) -Überstruktur zugeordnet werden, die durch das periodische Ersetzen von Siliziumdimeren durch Dysprosiumatomen entsteht (vgl.[51]).

Eine Deutung der Streaks, die in Abb. 5.30 (b), (c) und (d) zu erkennen sind, ist nicht eindeutig möglich. Eine mögliche Erklärung wäre die Ausbildung von dicken Nanodrähten. Diese besitzen in einer kristallographischen Richtung eine geringe Gitterfehlanspassung und in der anderen Richtung eine hohe (vgl. Kap. 3.2.1). Dies kann zu Beugungsreflexen führen, die in einer Richtung scharf sind, während sie in der anderen Richtung ausgeschmiert sind.

5.4.2 Vicinales Si(001)

Im Folgenden wird auf die Substratpräparation von vizinalem Silizium eingegangen. Diskutiert wird hierbei der Einfluss der Stromrichtung der Direktstromheizung, während der Präparation auf die Oberflächenbeschaffenheit, sowie die Ausprägung der Domänen der (2×1) - und der (1×2) -Rekonstruktion. Die Untersuchung erfolgt über SPA-LEED.

Die untersuchten Proben wurden erst bei 650°C für eine Stunde ausgegast. Daraufhin wurden die Proben mehrmals bei 1100°C geflashed. Wobei darauf geachtet wurde, dass der Druck der Kammer nicht über 1×10^{-9} mbar steigt. Es wurden mehrere Proben untersucht, welche im Bezug auf die Direktstromheizung unterschiedlich orientiert waren, wodurch der Einfluss der Stromrichtung bei der Präparation untersucht werden sollte. Da die Verkabelung der Heizung innerhalb des Vakuums nicht bekannt ist, kann zwar die Stromrichtung angegeben werden, nicht aber das Vorzeichen der Direktstromheizung.

Anschließend an die Probenpräparation sollte die Dysprosiumdeposition auf der vizinalen Si(001)-Oberfläche untersucht werden. Aus zeitlichen Gründen konnten aber nicht genügend aussagekräftige Messdaten gewonnen werden.

Stromrichtung entlang der Stufenkanten

Im Folgenden werden die Messergebnisse für die Probe vorgestellt werden, bei denen die Stromrichtung entlang der Stufenkanten verlief. Aufgrund der Spiegelsymmetrie hat das Vorzeichen der Stromrichtung keinen Einfluss auf das Messergebnis, weswegen auf die zweite Messung mit umgekehrter Stromrichtung verzichtet wird. Mehrere 2D-Beugungsbilder sind in Abb. 5.31 zu sehen. Es sind neben der (1×1) -Struktur weitere Reflexe zu sehen,

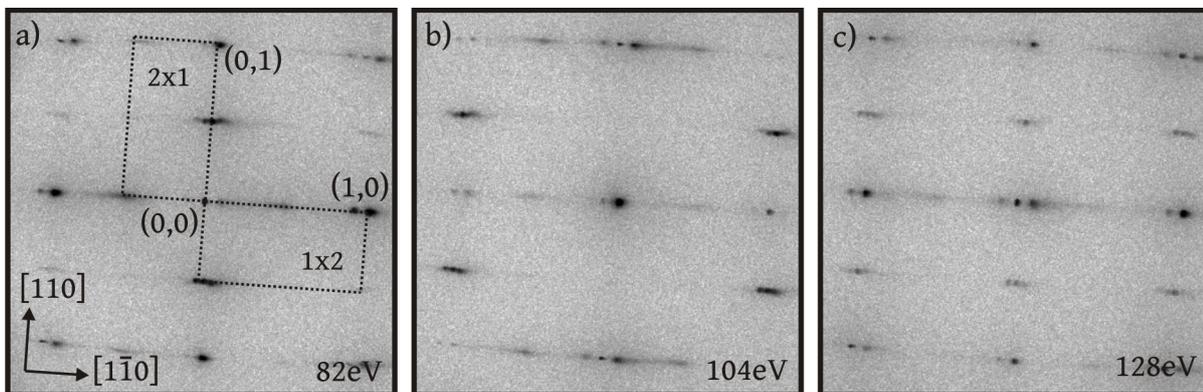


Abbildung 5.31: Beugungsbilder der Si(001)-Oberfläche nach Präparation. Kontrast, Messzeit und Auflösung sind gleich gewählt. Die Elektronenenergien sind angegeben. Bei einer Elektronenenergie von 82 eV (a) ist eine Aufspaltung der Reflexe zu sehen. Außerdem scheint eine der Domänen der (2×1) -Überstruktur dominant zu sein. Bei Veränderung der Elektronenenergie verändern sich Lage und Intensität der Reflexe (b), (c).

welche der aus der Literatur bekannten (2×1) -Rekonstruktion zuzuordnen sind. Eine Aufspaltung der Reflexe ist in Richtung des $(1,0)$ -Reflexes zu erkennen. Bei einer Variation der Elektronenenergie verändern sich die Positionen der aufgespaltenen Reflexe, sowie die

Intensitätsverteilungen. Dies ist durch die Vizinalität der Probe zu erklären (vgl. Ref. [34], Kap. 2.2.2). Eine genauere Untersuchung der Vizinalität erfolgt über eine zweidimensionale Karte der \mathbf{K}_{\parallel} - \mathbf{K}_{\perp} -Ebene (Abb. 5.32), welche im Folgenden als Heringplot bezeichnet wird. Hierfür werden mehrere 1D-Messungen, in Richtung des (1,0)-Reflexes und des (0,1)-Reflexes, bei unterschiedlichen Elektronenenergien, aufgenommen (vgl. [54]). In Abb. 5.32 sind zwei Heringplots der Si(001)-Oberfläche zu sehen. Auf der linken Seite ist der Plot zu sehen, der in Richtung der Vizinalität, also in Richtung des (1,0)-Reflexes erfolgte. An den Positionen der Beugungsstangen der Hauptreflexe (bei ± 100 %BZ und

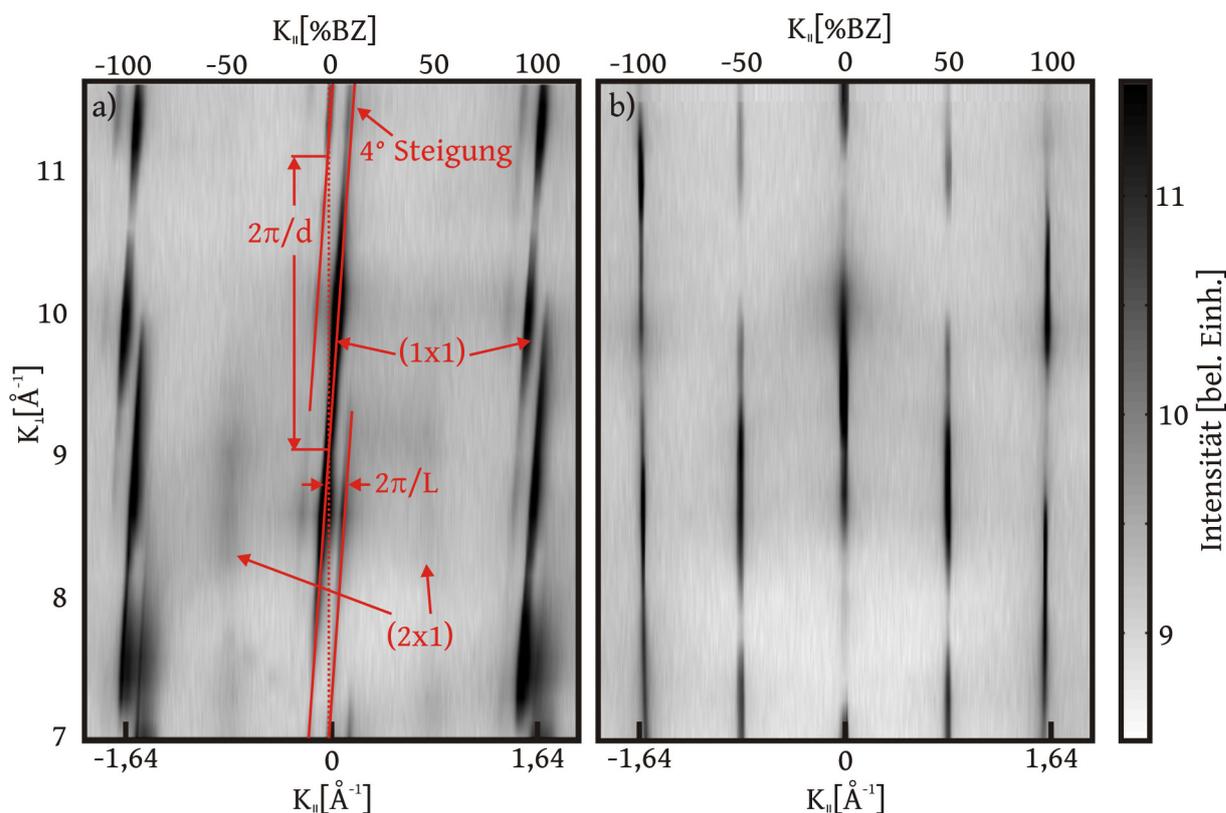


Abbildung 5.32: Karte der \mathbf{K}_{\parallel} - \mathbf{K}_{\perp} -Ebene des reziproken Raums. In (a) ist die Messrichtung in Richtung des (1,0)-Reflexes, in (b) in Richtung des (0,1)-Reflexes. In (a) ist eine stark ausgeprägte Vizinalität zu sehen, während in (b) keine zu erkennen ist. Eingezeichnet sind neben den (1×1) -Reflexen auch die (2×1) -Reflexe. Die Fehlneigung beträgt 4° . Die logarithmierte Intensität ist in beliebigen Einheiten aufgetragen.

0 %BZ) sind äquidistante, schräg verlaufende Stangen zu erkennen. Diese sind auf die Vizinalität der Oberfläche zurückzuführen. Aus dem Verlauf dieser Stangen lassen sich Informationen über die Oberflächenmorphologie gewinnen. Die folgende Auswertung erfolgt nach Referenz [34]. In rot sind um 4° verkippte Linien eingezeichnet, welche die gemessenen Ergebnisse sehr gut widerspiegeln, wodurch die Fehlneigung des Wafers von 4° bestätigt werden kann. Aus dem Abstand der Stangen in K_{\parallel} -Richtung kann die mittlere Terrassenbreite gewonnen werden (vgl. Kap. 2.2.2). Eine Abschätzung aus dieser Abbil-

derung erfolgt mit

$$\Delta K_{\parallel} = \frac{2\pi}{L} \approx 0,168 \text{ \AA}^{-1}, \quad (5.7)$$

wodurch sich eine mittlere Terrassenbreite von ca. $37,4 \text{ \AA}$ abschätzen lässt, eine genauere Abschätzung erfolgt über 1D-Messung (vgl. Abb. 5.33). Eine Abschätzung der Terrassenhöhen erfolgt über den Abstand der Stangen in K_{\perp} -Richtung über

$$\Delta K_{\perp} = \frac{2\pi}{d} \approx 2,32 \text{ \AA}^{-1}, \quad (5.8)$$

wodurch sich eine Stufenhöhe von $d=2,71 \text{ \AA}$ ergibt. Da der Lagenabstand der Si(001)-Oberfläche $1,36 \text{ \AA}$ beträgt, lässt sich auf Doppelstufen schließen. Die Ausprägung von Einfachstufen kann aber nicht ausgeschlossen werden, da diese einem doppelten Abstand in K_{\perp} zur Folge hätten (vgl. Kap. 2.2.2), was zu einer Intensitätsvariation zwischen den einzelnen Beugungstangen führen würde. Zusätzlich sind schwache Reflexe bei $\pm 50\% \text{ BZ}$ zu erkennen, welche einer (2×1) -Rekonstruktion zugeordnet werden können.

Der Heringplot auf der rechten Seite erfolgt in Richtung des $(0, 1)$ -Reflexes. Die Beugungstangen der Hauptreflexe sind bei $\pm 100\% \text{ BZ}$ und $0\% \text{ BZ}$ zu sehen. Es ist keine Veränderung der Position in K_{\perp} zu erkennen, wodurch eine Vizinalität in Richtung des $(0, 1)$ -Reflexes ausgeschlossen werden kann. Weiterhin sind intensive Reflexe bei $\pm 50\% \text{ BZ}$ zu sehen, diese lassen auf die (1×2) -Rekonstruktion schließen.

Eine genauere Bestimmung der mittleren Terrassenbreite erfolgt über die Auswertung von 1D-Messungen in Richtung des $(1, 0)$ -Reflexes. In Abb. 5.33 ist eine solche Messung dargestellt. Ausgewertet werden die Abstände der Maxima der Peaks in der Nähe des $(0, 0)$ -Reflexes. Auf eine Auswertung der äußeren Reflexe wurde verzichtet, da hier eine Verzerrung durch die SPA-LEED-Elektronik möglich ist. Durch die Auswertung mehrerer

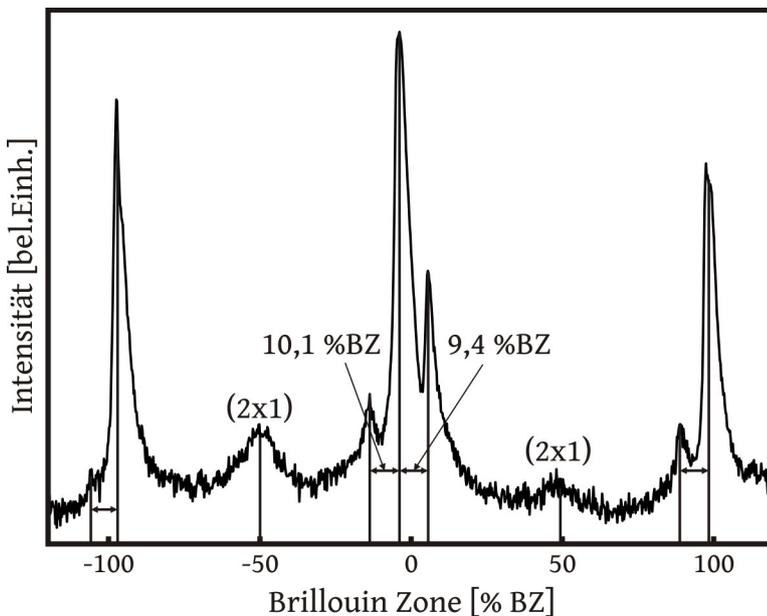


Abbildung 5.33: Hochauflöser 1D-Scan bei einer Elektronenenergie von $69,6 \text{ eV}$. Ausgewertet wurden die Abstände zwischen den Peakmaxima.

dieser 1D-Messungen und der anschließenden Mittelwertbildung des Abstandes ergibt sich:

$$\Delta K_{\parallel} = \frac{2\pi}{L} = 0,159 \text{ \AA}^{-1} \pm 0,007 \text{ \AA}^{-1}. \quad (5.9)$$

Der Fehler ergibt sich hierbei aus dem Abstand zwischen den Messpunkten, der verwendeten 1D-Messungen und der Mittelung über die Anzahl der Messwerte. Die mittlere Terrassenbreite lässt sich mit $39,5 \text{ \AA} \pm 1,7 \text{ \AA}$ bestimmen, unter der Annahme, dass ausschließlich Doppelstufen vorliegen. Die zu erwartende Terrassengröße einer perfekten 4° fehlgeneigten Si-(001)-Oberfläche lässt sich mit

$$L = \frac{d}{\tan(\Theta)} = 38,9 \text{ \AA} \quad (5.10)$$

bestimmen(vgl. Kapitel 3.1.1). Der Messwert stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit der zu erwartenden Terrassengröße überein.

Stromrichtung senkrecht zu den Stufenkanten

Im Folgenden werden die Messergebnisse vorgestellt, bei denen die Stromrichtung senkrecht zu den Stufenkanten war. Gemessen wurde hierbei mit beiden Vorzeichen der Stromrichtung. Die erste Probe wird im Folgenden mit (I) bezeichnet, die zweite, mit umgekehrter Stromrichtung, mit (II). Ein Vergleich der Beugungsbilder beider Proben ist in Abb. 5.34 zu sehen. In beiden Bildern sind neben der fundamentalen Reflexe der (1×1) -

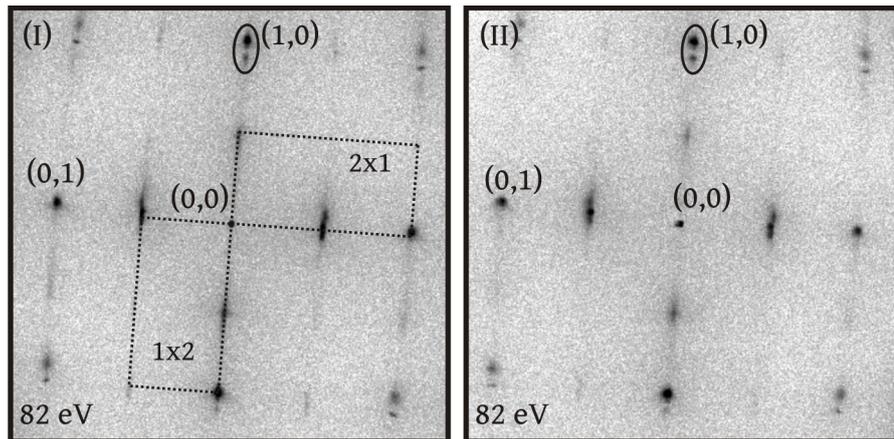


Abbildung 5.34: Beugungsbilder der Si(001)-Oberfläche der Probe (I) und (II) nach Präparation. Die Stromrichtung während der Präparation war aufwärts/abwärts der Stufenkanten. Es ist kein Unterschied zwischen den beiden Beugungsbildern zu sehen. Neben der fundamentalen Reflexe der (1×1) -Struktur, sind Reflexe der (2×1) -Rekonstruktion in beiden Domänen zu sehen. Einige Reflexe, wie der $(1, 0)$ sind aufgespalten. Die Messzeit, Auflösung und Farbskala sind gleich gewählt.

Struktur weitere Reflexe zu sehen, die der (2×1) -Rekonstruktion in zwei Domänen zuzuordnen sind. Betrachtet man die Intensitäten der Überstrukturereflexe, so scheint die (1×2) -Rekonstruktion in beiden Fällen stärker ausgeprägt zu sein als die (2×1) . Bei einigen Reflexen, wie dem $(1, 0)$ -Reflex sind Aufspaltungen zu sehen, die auf eine Vizinalität schließen lassen.

Für eine weitere Untersuchung wurden für beide Proben Heringplots in Richtung des $(1, 0)$ -Reflexes durchgeführt. In Abb. 5.35 (a) ist der Heringplot zu Probe (I) dargestellt. Wie bei der Messung aus Kapitel 5.4.2 sind in der Nähe der Hauptreflexe äquidistante schräg verlaufende Stangen zu erkennen. Diese sind durch die Vizinalität in Richtung des $(1, 0)$ -Reflexes von 4° (eingezeichnet in rot) zu erklären. Bei $\pm 50\%$ BZ sind Reflexe der (2×1) -Rekonstruktion. Im Vergleich mit der vorangegangenen Messung (vgl. Abb. 5.32) scheinen diese Reflexe intensiver und schärfer zu sein, was auf eine besser geordnete (2×1) -Rekonstruktion schließen lässt. Der Unterschied zu der vorangegangenen Messung, mit der Stromrichtung entlang der Stufenkanten, liegt aber in den geraden Beugungstangen an den Positionen der Hauptreflexe (mit Pfeilen gekennzeichnet). Diese Stangen könnten von der besser geordneten (2×1) -Rekonstruktion kommen, die Beugungsreflexe an den Positionen der (1×1) -Struktur hat. Eine andere Erklärung ist, dass es größere Bereiche ohne Stufenkanten gibt, was zu einem nicht vizinalen Bereich auf der Oberfläche

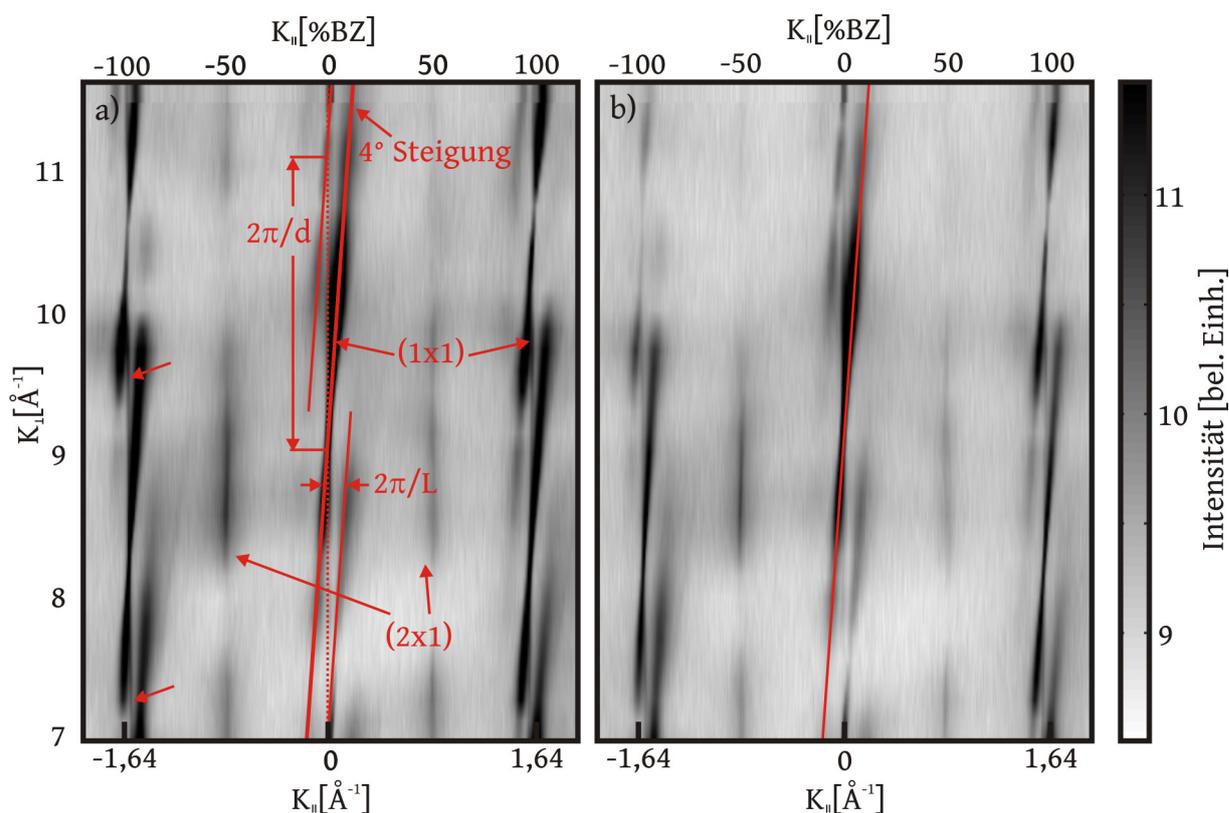


Abbildung 5.35: Herringplot in der Richtung des (1,0)-Reflexes. Der Herringplot in (a) wurde an Probe (I), durchgeführt, der in (b) an Probe (II). Die Stromrichtungen sind daher entgegengesetzt. Die Fehlneigung beträgt 4° . Die logarithmierte Intensität ist in beliebigen Einheiten aufgetragen.

führen würde.

Bei umgekehrter Stromrichtung (vgl. Abb. 5.35 (b)) ist ein vergleichbares Bild zu erkennen. Der einzige erkennbare Unterschied ist, dass die Halbwertsbreite und Intensität der Beugungsstangen bei $\pm 100\%$ BZ geringer sind.

Die Abschätzung der Terrassenbreite und der Stufenhöhe erfolgt analog zur Probe mit der Stromrichtung entlang der Stufenkanten. Die Auswertung erfolgt über Abb. 5.35 (a). Die mittlere Terrassenbreite lässt sich mit $L=37,4 \text{ \AA}$, die Stufenhöhe mit $d=2,71 \text{ \AA}$ abschätzen. Es ist daher keine Abweichung von der Probe mit der Stromrichtung entlang der Stufenkanten vorhanden. Bei Umkehrung der Stromrichtung ist keine Änderung der Terrassenbreite oder der Stufenhöhe aufgetreten.

5.5 Diskussion der Messergebnisse von Si(001)

Präpariert wurde vizinales und flaches Si(001). Zusätzlich wurde auf die nicht-vizinale Oberfläche Dysprosium aufgebracht.

Bei der Präparation des nominell flachen Siliziumwafers konnte die (2×1) -Rekonstruktion in beiden Domänen beobachtet werden, hierbei gab es keine Bevorzugung einer Domäne. Nach dem Aufdampfen von Dysprosium für 10 min, bei einer Substrattemperatur von 550°C , bildet sich eine (4×2) -Überstruktur in zwei Domänen aus. Diese ist der aus der Literatur bekannten (4×2) -Überstruktur zuzuordnen, die durch das periodische Austauschen von Siliziumdimeren durch Dysprosiumatome entsteht. Nach Referenz [51] tritt diese in einem Bedeckungsbereich von $0,17$ - $1,6 \text{ \AA}$ Dysprosium auf, wobei sie bei $0,5 \text{ \AA}$ am stärksten ausgeprägt ist. Aufgedampft wurde hierbei bei 600°C Substrattemperatur, zusätzlich wurde für 5 min bei derselben Temperatur nachgeheizt. Bei einer Depositionszeit von 5 min konnte noch keine (4×2) -Überstruktur beobachtet werden, was auf eine Bedeckung von unter $0,17 \text{ \AA}$ deutet. Da von einer konstanten Verdampferate ausgegangen wird, ist es wahrscheinlich, dass die Deposition von 10 min einer Aufdampfmenge von maximal $0,35 \text{ \AA}$ entspricht. Möglich ist aber auch, dass aufgrund eines fehlenden Nachheizens die Überstruktur sich bei 5 min der Deposition noch nicht ausbilden konnte oder die Substrattemperatur zu gering war.

Zusätzlich zu der Überstruktur sind Streaks in Richtung des $(0,1)$ - und $(1,0)$ -Reflexes zu erkennen. Diese besitzen eine geringe Halbwertsbreite in Richtung des einen Hauptreflexes ($(0,1)$ oder $(1,0)$) und sind in der anderen Richtung stark verbreitet. Dies deutet auf Strukturen hin, die in einer kristallographischen Richtung ausgedehnt sind und stark begrenzte Ausdehnung in der anderen haben (vgl. Ref. [34]). Hierbei könnte es sich um das Wachstum von Nanodrähten handeln. In Referenz [19] wurde für eine Bedeckung von $0,53 \text{ \AA}$ Dysprosium berichtet, dass Nanodrähte und die (2×4) -Überstruktur koexistent auftreten können. Als häufigste Rekonstruktion der Oberfläche der Nanodrähte wurden die $p(1 \times 1)$ - und die $c(2 \times 2)$ -Rekonstruktion berichtet. Die Reflexe dieser Rekonstruktionen können nicht von der (4×2) -Überstruktur unterschieden werden und sind daher auch nicht im SPA-LEED-Bild erkennbar.

Bei den vizinalen Oberflächen ist, unabhängig von der Stromrichtung die Oberfläche überwiegend von Doppelstufen bedeckt, da keine Intensitätsunterschiede zwischen den einzelnen vizinalen Beugungsstangen zu erkennen sind. Die Fehlneigung von 4° konnte verifiziert werden. Die mittlere Terrassenbreite von $39,5 \text{ \AA} \pm 1,7 \text{ \AA}$ deckt sich mit der zu erwartenden Terrassenbreite. Die aus der Literatur bekannte (2×1) -Rekonstruktion der Oberfläche konnte bei allen Proben beobachtet werden. Hierbei war die (1×2) -Domäne stärker ausgeprägt, was durch die Ausbildung von Doppelstufen zu erklären ist.

Beim Stromfluss senkrecht zu den Stufenkanten trat, unabhängig vom Vorzeichen der Stromrichtung, zusätzlich zu den vizinalen Beugungsstangen an den Positionen der Hauptreflexe senkrecht Beugungsstangen auf, die keine Abhängigkeit von K_\perp zeigten. Diese senkrechten Beugungsstangen können als Störung der Überstruktur, die durch die Terrassen erzeugt wird, gedeutet werden (vgl. Kap. 2.2.2). Diese Beobachtung deckt sich mit Referenz [60], wo vizinale Si(001)-Oberflächen über STM-Messungen charakterisiert wurden. Für eine Stromrichtung senkrecht zu den Stufenkanten wurden Störungen in der Terrassenbreite und Versetzungen entlang der Stufenkanten beobachtet.

Ein Einfluss des Vorzeichens der Stromrichtung, wie er in Referenz [60] berichtet wurde, konnte nicht beobachtet werden. Ein möglicher Grund könnte hierbei der Unterschied in der Präparation sein. Möglich ist auch, dass die STM-Messungen aus Referenz [60] Rückschlüsse auf die Oberflächenmorphologie zulassen, die mit SPA-LEED Messungen nicht oder schwerer zugänglich sind.

Beim Stromfluss parallel zu den Stufenkanten wurde ein ähnliches Ergebnis erzielt. Die nicht-vizinalen Beugungsstangen traten hierbei nicht auf. Dies kann so gedeutet werden, dass die Terrassenbreitenverteilung homogener ist und weniger Versetzungen entlang der Stufenkanten auftreten, was sich mit Referenz [60] deckt. Und kann durch die erhöhte Elektromigration entlang der Stufenkanten erklärt werden ([59], [61]). Diese Proben sind aufgrund der Terrassenbreitenverteilung auch am vielversprechendsten für die Dysprosi-umdeposition zu sein.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Si(111)-, Si(001)- und vizinale Si(001)-Oberflächen charakterisiert. Zusätzlich wurde bei verschiedenen Substrattemperaturen Dysprosium aufgebracht, hierbei traten mehrere Überstrukturen auf. Die Untersuchungen erfolgten hierbei über SPA-LEED und AES.

Bei der Deposition von Dysprosium auf Si(111) konnte, unabhängig von der Heiztemperatur, über die Auger-Daten ein Stranski-Krastanov-Wachstum festgestellt werden. Der Übergang vom Lage-für-Lage-Wachstum zum Inselwachstum erfolgte hierbei, abhängig von der Substrattemperatur bei einer Bedeckung zwischen 1,9 Å und 5,6 Å.

Bei einer Substrattemperatur von 450°C erfolgte ein Übergang der (7×7) -Rekonstruktion des Substrats, über eine (1×1) -Struktur, zu einer $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Überstruktur. Bei der (1×1) -Struktur könnte es sich um eine geschlossene Lage $DySi_2$ handeln, welche aus der Literatur bekannt ist [16]. Die $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Überstruktur ist ebenfalls aus der Literatur [17] bekannt, wird durch die periodische Anordnung von Siliziumfehlstellen erzeugt und besitzt eine Stöchiometrie von Dy_3Si_5 .

Bei einer Erhöhung der Substrattemperatur bildet sich eine zusätzliche Struktur aus, welche neben den Reflexe der $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Überstruktur weitere aufgespaltene Reflexe besitzt. Für diese Struktur konnte durch Modellierungen ein Vorschlag für ein Strukturmodell einer $(13\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Überstruktur entworfen werden, welches die zusätzlichen Reflexe beschreibt.

Zusätzlich konnte eine 12-zählige Überstruktur erzeugt werden, welche durch das Aufwachsen einer Struktur mit einer quadratischen Einheitszelle auf einer Struktur mit einer hexagonalen Einheitszelle erklärt werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit konnte aber nicht geklärt werden um welche Struktur es sich bei der quadratischen Einheitszelle handelt. Kubisches Dysprosium kann, aufgrund der zu kleinen Gitterkonstante, aber ausgeschlossen werden.

Bei der Deposition von Dysprosium auf Si(001) konnte bei einer Depositionszeit von 10 min, einer Leistung von 11 W und einer Substrattemperatur von 550°C eine, aus der Literatur bekannte [51], (4×2) -Überstruktur in zwei Domänen beobachtet werden. Die zusätzlichen Streaks sind ein Indiz für die Ausbildung von Nanodrähten.

Bei den vizinalen Si(001)-Oberflächen wurde der Einfluss der Direktstromheizung untersucht. Unabhängig von der Stromrichtung haben sich überwiegend Doppelstufen ausgebildet. Die mittlere Terrassenbreite konnte mit $39,5\text{Å} \pm 1,7\text{Å}$ und die Stufenhöhe $2,71\text{Å}$ abgeschätzt werden, was sich mit den zu erwartenden Werten deckt. Für eine Stromrichtung entlang der Stufenkanten konnte eine homogenere Terrassenbreitenverteilung beobachtet werden, was sich durch die erhöhte Elektromigration entlang der Stufenkanten erklärt werden kann.

Für weitere Untersuchungen der Deposition von Dysprosium auf Si(111) wäre es interessant den Bereich der geringen Bedeckungen bis 3 \AA Dysprosium genauer zu untersuchen, da viele bekannte Überstrukturen in diesem Bereich (vgl. Kap. 3.2.1) nicht oder nur schlecht zu beobachten waren. Weiterhin wären komplementäre Untersuchungen der $(13\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ)$ -Struktur mit ortsauflösenden Messmethoden, wie STM, für eine genauere Strukturaufklärung hilfreich.

Literaturverzeichnis

- [1] MOORE, G. E.: *Cramming more components onto integrated circuits*. Electronics, 38, 1965.
- [2] KNAPP, J. A. und S. T. PICRAUX: *Epitaxial growth of rare-earth silicides on (111) Si*. Appl. Phys. Lett., 48:466, 1986.
- [3] D'AVITAYA, F. ARNAUD, A. PERIO, J.-C. OBERLIN, Y. CAMPIDELLI und J. A. CHROBOCZEK: *Fabrication and structure of epitaxial Er silicide films on (111) Si*. Appl. Phys. Lett., 54:2198, 1989.
- [4] WETZEL, P., S. SAINTENOY, C. PIRRI, D. BOLMONT, G. GEWINNER, T. P. ROGE, F. PALMINO, C. SAVALL und J. C. LABRUNE: *STM investigation of 2- and 3-dimensional Er disilicide grown epitaxially on Si(111)*. Surf. Sci., 355:13–20, 1996.
- [5] WETZLER, P., C. PIRRI und G. GEWINNER: *Critical adatom density in nucleation of two-dimensional $p(1 \times 1)$ $ErSi_2$ on Si(111) Identification of submonolayer Er phases*. Phys. Rev. B, 56:9819, 1997.
- [6] TU, K. N., R. D. THOMPSON und B. Y. TSAUR: *Low Schottky barrier of rare-earth silicide on n-Si*. Appl. Phys. Lett., 38:626, 1981.
- [7] VANDRÉ, S., T. KALKA, C. PREINESBERGER und M. DÄHNE-PRIETSCH: *Epitaxial growth and electronic structure of lanthanide silicides on n-type Si(111)*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 17:1682, 1999.
- [8] VANDRÉ, S., C. PREINESBERGER, W. BUSSE und M. DÄHNE: *Conservation of flatband conditions for monolayers on n-type Si(111)*. Appl. Phys. Lett., 78, 2001.
- [9] VANDRÉ, S., T. KALKA, C. PREINESBERGER und M. DÄHNE-PRIETSCH: *Flatband Conditions Observed for Lanthanide-Silicide Monolayers on n-Type Si(111)*. Phys. Rev. Lett., 82:1927, 1999.
- [10] DÄHNE, M., S. VANDRÉ, C. PREINESBERGER, S. K. BECKER, W. BUSSE und T. KALKA: *Lanthanide-Silicide Films on Silicon Surfaces*. Advances in Solid State Physics, 41:227–238, 2001.
- [11] NORDE, H., J. DE SOUSA PIRES, F. D'HEURLE, F. PESAVENTO, S. PETERSSON und P. A. TOVE: *The Schottky-barrier height of the contacts between some rare-earth metals (and silicides) and p-type silicon*. Appl. Phys. Lett., 38:865, 1981.
- [12] D. A. A. OHLBERG, Y. CHEN AND. und R. S. WILLIAMS: *Nanowire of four epitaxial hexagonal silicides grown on Si(001)*. J. Appl. Phys., 91:3213, 2002.
- [13] PREINESBERGER, C., S. VANDRÉ, T. KALKA und M. DÄHNE-PRIETSCH: *Formation of dysprosium silicide wires in Si(001)*. J. Phys. D: Appl. Phys., 31:43, 1998.
- [14] CHEN, Y., D. A. A. OHLBERG, G. MEDEIROS-RIBEIRO und Y. A. CHANG R. S.

- WILLIAMS: *Self-assembled growth of epitaxial erbium disilicide nanowires on silicon (001)*. Appl. Phys. Lett., 76, 2000.
- [15] NOGAMI, J., B. Z. LIU, KATOV M. V, C. OHBUCHI und N. O. BIRGE: *Self-assembled rare-earth silicide Nanowire on Si(001)*. Phys. Rev. B, 63, 2001.
- [16] ENGELHARDT, I., C. PREINESBERGER, S. K. BECKER, H. EISELE und M. DÄHNE: *Atomic structure of thin dysprosium-silicide layers on Si(111)*. Surface Science, 600:755, 2006.
- [17] VANDRÉ, S., T. KALKA, C. PREINESBERGER, I. MANKE, H. EISELE, M. DÄHNE-PRIETSCH, R. MEIER, E. WESCHKE und G. KAINDL: *Growth and electronic structure of dy silicide on Si (111)*. Appl. Surf. Sci., 123-124:100, 1998.
- [18] CUI, Y., J. CHUNG und J. NOGAMI: *Controlling the width of Self-assembled dysprosium silicide nanowires on the Si(001) surface*. J. Phys.: Condens. Matter, 24, 2012.
- [19] LIU, B. Z. und J. NOGAMI: *A scanning tunneling microscopy study of dysprosium silicide nanowire growth on Si(001)*. Journal of Applied Physics, 93:593, 2003.
- [20] WANKE, M., K. LÖSER, G. PRUSKIL, D. V. VYALIKH, S. L. MOLODTSOV, S. DANZENBÄCHER, C. LAUBSCHAT und M. DÄHNE: *Electronic properties of self-assembled rare-earth silicide nanowire on Si(001)*. Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys., 83, 2011.
- [21] PREINESBERGER, C., G. PRUSKIL, S. K. BECKER, M. DÄHNE, D. V. VYALIKH, S. L. MOLODTSOV und C. LAUBSCHAT: *Structure and electronic properties of dysprosium-silicide nanowires on vicinal Si(001)*. Appl. Phys. Lett., 87, 2005.
- [22] LIU, B. Z. und J. NOGAMI: *Growth of parallel rare-earth silicide nanowire arrays on vicinal Si(001)*. Nanotechnology, 14:873–876, 2003.
- [23] HE, H., D. J. SMITH und P. A. BENNETT: *Epitaxial DySi₂ nanowire formation on stepped Si(111)*. Appl. Phys. Lett., 86, 2005.
- [24] DÄHNE, M. und M. WANKE: *Metallic rare-earth silicide nanowires on silicon surfaces*. J. Phys.: Condens. Matter, 25, 2013.
- [25] BRAVAIS, A.: *Mémoire sur les systèmes formés par les points distribués régulièrement sur un plan ou dans l'espace*. J. Ecole Polytech., 19:1, 1850.
- [26] MILLER, W. H.: *A treatise on crystallography*. Deighton, 1839.
- [27] WOOD, E. A.: *Vocabulary of Surface Crystallography*. J. Appl. Phys., 35:1306, 1964.
- [28] PARK, R. L. und H. H. MADDEN: *Annealing changes on the (100) surface of palladium and their effect on CO adsorption*. Surf. Sci., 11:188–202, 1968.
- [29] OURA, K., V. G. LIFSHITS, A. A. SARANIN, A. V. ZOTOV und M. KATAYAMA: *Surface Science*. Springer, 2003.
- [30] BERTRAM, F.: *The structure of ultrathin iron oxide films studied by x-ray diffraction*. Dissertation, Universität Osnabrück, 2012.
- [31] WILKENS, H.: *Phase transitions of rare earth oxide films grown on Si(111)*. Dissert-

- tation, Universität Osnabrück, 2014.
- [32] DAVISSON, C. und L. H. GERMER: *Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel*. Phys. Rev., 30:705, 1927.
- [33] SCHEITHAUER, U., G. MEYER und M. HENZLER: *A new LEED instrument for quantitative spot profile analysis*. Surf. Sci., 178:441–451, 1986.
- [34] HOEGEN, M-HORN VON: *Growth of semiconductor layers studied by spot profile analysing low energy electron diffraction*. Zeitschrift für Kristallographie, 214:591–629, 1999.
- [35] HOVE, M. A. VAN, W. H. WEINBERG und C. M. CHAN: *Low-energy electron diffraction: experiment, theory and surface structure determination*. Springer-Verlag Berlin, 1986.
- [36] HENZLER, M.: *Defects at semiconductor surfaces*. Surface Science, 152:963–976, 1985.
- [37] WOLLSCHLÄGER, J.: *Ordnungsvorgänge in einatomaren Metallschichten auf hochinduzierten Metallflächen*. Dissertation, Universität Hannover, 1990.
- [38] BRUNS, D.: *Structure and morphology of ultrathin iron and iron oxide films on Ag(001)*. Dissertation, Universität Osnabrück, 2012.
- [39] RODEWALD, J.: *Oxidation epitaktischer Eisenschichten auf Ag(001)*. Diplomarbeit, Universität Osnabrück, 2014.
- [40] OELKE, R.: *SPA-LEED Untersuchungen an dünnen Ceroxidfilmen auf Si(111)*, 2013.
- [41] HENZLER, M.: *Atomic Steps on Single Crystals: Experimental Methods and Properties*. Appl. Phys., 9:11–17, 1976.
- [42] AUGER, P.: *Sur l'effet photoélectrique composé*. J. Phys. Radium, 6:205–208, 1925.
- [43] MEITNER, L.: *Über die β -Strahl-Spektren und ihren Zusammenhang mit der γ -Strahlung*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 11:35–54, 1922.
- [44] SEAH, M. und W. DENCH: *Quantitative electron spectroscopy of surfaces: A standard data base for electron inelastic mean free paths in solids*. Surf. Interface Anal., 1:2–11, 1979.
- [45] DAVIS, L. und P. PALMBERG N. MACDONALD: *Handbook of Auger Electron Spectroscopy. Second edition*. Physical Electronics Division, Perkin-Elmer Corporation, 1976.
- [46] MRÓZ, S.: *Physical Foundation of Quantitative Auger Analysis*. Prog. Surf. Sci., 46:377–437, 1994.
- [47] GEVERS, S.: *Praseodymia on non-passivated and passivated Si(111) surfaces*. Dissertation, Universität Osnabrück, 2010.
- [48] TAKAYANAGI, K., Y. TANISHIRO, M. TAKAHASHI und S. TAKAHASHI: *Structural analysis of Sui(111)- 7×7 by UHV-transmission electron diffraction and microscopy*. Journal of Vacuum Science & Technology A, 3:1502, 1984.
- [49] ALERHAND, O. L., A. NIHAT BERKER, J. D. JOANNOPOULOS und DAVID VAN-

- DERBILT: *Finite-Temperature Phase Diagram of Vicinal Si(100) Surfaces*. Phys. Rev. Lett., 64:2406–2409, 1990.
- [50] BANISTER, J. R., S. LEGVOLD und F. H. SPEDDING: *Structure of Gd, Dy, and Er at Low Temperatures*. Phys. Rev., 94:1140, 1954.
- [51] LIU, B. Z. und J. NOGAMI: *An STM study of the Si(001)(2x4)-Dy surface*. Surface Science, 488:399, 2001.
- [52] PREINESBERGER, C., S. K. BECKER und M. DÄHNE: *A STM Study of the 2x7 Dysprosium-Silicide Nanowire Superstructure on Si(001)*. AIP Conf. Proc., 696:837, 2003.
- [53] PREINESBERGER, C., S. K. BECKER, S. VANDRÉ, T. KALKA und M. DÄHNE: *Structure of DySi₂ nanowires on Si(001)*. J. Appl. Phys., 91:1695, 2002.
- [54] HERINGDORF, F. J. MEYER ZU und M. HORN VON HOEGEN: *Reciprocal space mapping by spot profile analyzing low energy electron diffraction*. Rev. Sci. Instrum., 76, 2005.
- [55] KNOBLER, ALEXANDER: *Praseodymoxidschichten auf Bor-passivierten Si(111)-Oberflächen*. Diplomarbeit, Universität Osnabrück, 2010.
- [56] JNAWLI, G., H. HATTAB, B. KRENZER und M. HORN VON HOEGEN: *Lattice accommodation of epitaxial Bi(111) films on Si(001) studied with SPA-LEED and AFM*. Phys. Rev. B, 74, 2006.
- [57] MEWES, T., M. RICKARD, A. MOUGIN, S. O. DEMOKRITOV, J. FASSBENDER, B. HILLEBRANDS und M. SCHEIB: *Comparative study of the epitaxial growth of Cu on MgO(001) and on hydrogen terminated Si(001)*. Surf. Sci., 481:87–96, 2001.
- [58] SWARTZENTRUBER, B. S., N. KITAMURA, M. G. LAGALLY und M. B. WEBB: *Behavior of steps on Si(001) as a function of vicinality*. Physical Review B, 47, 1992.
- [59] ICHIKAWA, M. und T. DOI: *Observation of electromigration effect upon Si-MBE growth on Si(001) surface*. Vacuum, 41:933–937, 1990.
- [60] LINDEMAN, S. R.: *Studies on rare-earth silicide nanowires on Vicinal silicon surface*. Diplomarbeit, Universität Osnabrück, 2014.
- [61] STOYANOV, S. S., H. NAKAHARA und M. ICHIKAWA: *Dynamics of Step Bunching Induced by DC Resistive Heating of Si Wafer*. Jpn. J. Appl. Phys., 33, 1994.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich beim Erstellen dieser Masterarbeit unterstützt haben.

Besonders möchte ich mich bei Prof. Dr. Wollschläger bedanken, der mir diese Arbeit ermöglicht hat und bei aufkommenden Fragen immer eine große Hilfe war. Herzlichen Dank an Prof. Dr. Dähne für die Bereitschaft das Zweitgutachten zu erstellen.

Frederic Timmer möchte ich für die Betreuung meiner Arbeit danken. Weiterhin möchte ich meinen Bürokollegen Olga Kuschel, Henrik Wilkens und Gregor Steinhoff für die gute Arbeitsatmosphäre danken, sowie der ganzen AG 'Dünne Schichten und Grenzflächen' für die großartige Zeit in der Arbeitsgruppe.

Ein herzlicher Dank gilt natürlich auch meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht und mich in dieser Zeit unterstützt haben.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Master-Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt zu haben. Alle wörtlich oder sinngemäß den Schriften anderer Autoren entnommenen Stellen sind kenntlich gemacht.

Osnabrück, 9. März 2015

Robert Oelke