

# Bericht zum Versuch **LEED**

## Beugung niederenergetischer Elektronen an Oberflächen

Michael Goerz, Anton Haase

27. November 2006

FREIE UNIVERSITÄT BERLIN  
Fortgeschrittenenpraktikum Teil A  
Tutor: E. Weschke

### Inhalt

<b>1 Einführung</b>	<b>2</b>
1.1 Erzeugung eines Ultrahochvakuums . . . . .	2
1.1.1 Drehschieberpumpe . . . . .	2
1.1.2 Turbomolekularpumpe . . . . .	3
1.1.3 Ionengetterpumpe . . . . .	4
1.1.4 Titan-Sublimationspumpe . . . . .	4
1.2 Wellenlänge von Elektronen (Aufgabe 3.1) . . . . .	4
1.3 Bragggleichung und reziprokes Gitter (Aufgabe 3.2) . . . . .	4
1.4 Zweidimensionales Gitter (Aufgabe 3.3) . . . . .	6
1.5 Anwendung von LEED auf einen Kupferkristall (Aufgabe 3.4) . . . . .	6
1.6 $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2})R45^\circ$ Überstruktur auf Cu (100) (Aufgabe 3.5) . . . . .	8
1.7 Kinematische Näherung und I(V)-Kurve (Aufgabe 3.6) . . . . .	9
<b>2 Versuchsaufbau und Durchführung</b>	<b>11</b>
<b>3 Auswertung</b>	<b>12</b>
3.1 Reflexbreite vor und nach dem Tempern . . . . .	12
3.2 Ausmessung der planaren Gitterkonstante . . . . .	14
3.3 Bestimmung des Gitterabstands . . . . .	15
3.4 Analyse der Sauerstoff-Überstruktur . . . . .	16
<b>4 Zusammenfassung</b>	<b>18</b>

# 1 Einführung

Die Beobachtung der Welleneigenschaften von massebehafteten mikroskopischen Teilchen begründete am Anfang des 20. Jahrhunderts eine völlig neue Art der Physik, die Quantenphysik. Die Konsequenzen dieser Erkenntnis nutzten Davisson und Germer bereits 1927, um Beugungsexperimente mit Elektronen durchzuführen. Die Formulierung einer Wellenlänge für Teilchen unterschiedlichen Impulses (de Broglie, 1924) ermöglichte dabei die Vereinigung der Theorien aus der klassischen Optik mit den Ergebnissen der Elektronenbeugung.

Heute verwendet man die Technik der Elektronenbeugung unter anderem zur Untersuchung von Oberflächenstrukturen. Dazu wird ein Elektronenstrahl mit einer bestimmten Energie auf eine Festkörperoberfläche gerichtet und das resultierende Beugungsbild auf einem Leuchtschirm dargestellt (siehe Abb. 1). Eine wichtige Voraussetzung für solche Experimente ist die Durchführung in

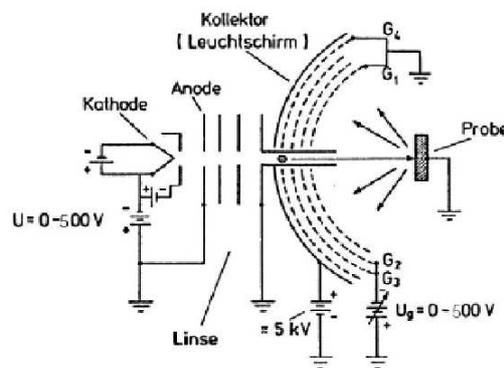


Abb. 1: Schematischer Aufbau eines LEED

einem Ultrahochvakuum, um die Elektronen ungestört auf eine *saubere* Oberfläche lenken zu können.

## 1.1 Erzeugung eines Ultrahochvakuums

Das für den vorliegenden Versuch erforderliche Ultrahochvakuum wird durch Kombination verschiedener Pumpensysteme erreicht. Die Funktionsweise der verwendeten Pumpen ist im Folgenden dargestellt.

### 1.1.1 Drehschieberpumpe

Die Drehschieberpumpe arbeitet nach einem sehr simplen Prinzip. Sie besteht, wie in Abb. 2 gezeigt, aus zwei Scheiben, deren Mittelpunkt gegeneinander versetzt ist. Durch zwei bewegliche Bolzen (3) wird der resultierende Zwischenraum in zwei bzw. drei unterschiedliche Kammern unterteilt, wobei die Bolzen dabei stets so bewegt werden, dass diese Unterteilung aufrechterhalten wird. Durch die Rotation der Scheibe (2) wird in einer der Kammern ein Unterdruck und in der anderen ein Überdruck erzeugt. Diese beiden Bereiche haben jeweils ein Einlass- und ein Auslassventil, sodass der Unterdruck durch Luft in der zu evakuierenden Kammer ausgeglichen wird, und der Überdruck nach außen hin abgegeben werden kann.

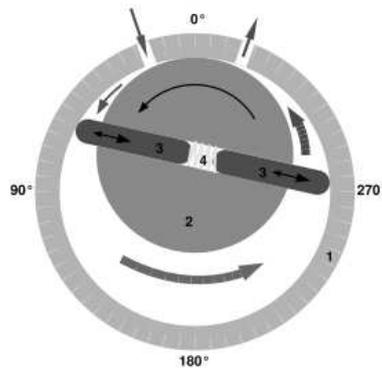


Abb. 2: Schematische Darstellung einer Drehschieberpumpe

### 1.1.2 Turbomolekularpumpe



Abb. 3: Bild einer Turbomolekularpumpe

Eine Turbomolekularpumpe gleicht in ihrem Aufbau etwa einer Flugzeugturbine. Sie besteht aus Schaufelrädern, die durch ihre Orientierung den in der zu evakuierenden Kammer befindlichen Molekülen beim Zusammenstoß einen Impuls in eine definierte Richtung geben. Wie in Abb. 3 dargestellt, sind mehrere solcher Schaufelräder hintereinander angeordnet, um den Effekt noch zu vergrößern. Eine wichtige Voraussetzung dieses Funktionsprinzips ist, dass der Abstand zwischen den Schaufelrädern kleiner als die mittlere Weglänge der (beschleunigten) Moleküle ist. Dies ist bei Normaldruck jedoch kaum zu erreichen. Die Pumpe funktioniert also nur effizient, wenn vorher (z. B. mit der Drehschieberpumpe) ein Vorvakuum erzeugt wurde.

### 1.1.3 Ionengetterpumpe

Eine Ionengetterpumpe funktioniert nach einem nicht-mechanischen Verfahren. In ihr werden die Moleküle durch eine Hochspannung ionisiert und dann durch ein elektrisches Feld aus der Apparatur befördert bzw. an einer der Elektroden chemisch gebunden. Durch den Einsatz dieses Verfahrens können Drücke von bis zu  $10^{-11}$  bar erreicht werden.

### 1.1.4 Titan-Sublimationspumpe

Die Titan-Sublimationspumpe funktioniert ebenfalls nicht-mechanisch. Hier wird durch Verdampfen von Titan ein Film an den Innenwänden der Apparatur aufgebracht, der Moleküle durch chemische Reaktionen bindet. Somit verbleiben die Moleküle zwar in der Apparatur, können sich jedoch nicht mehr frei bewegen und so das Experiment stören.

## 1.2 Wellenlänge von Elektronen (Aufgabe 3.1)

Die Wellenlänge der Elektronen wird durch die sogenannte deBroglie Beziehung

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1)$$

definiert, wobei  $p$  den Impuls des Elektrons und  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum bezeichnet. Aus dieser Beziehung folgt sofort ein Zusammenhang zwischen der (kinetischen) Energie der Elektronen und ihrer Wellenlänge

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{h}{\sqrt{2meV}}, \quad (2)$$

der dem Experimentator über die Beschleunigungsspannung  $V$  einen direkten Einfluss auf die Wellenlänge der Elektronen ermöglicht.

Ein Elektron, welches mit einer Spannung von  $V = 500$  V beschleunigt wurde, hat somit eine Wellenlänge von  $\lambda = 5.49 \cdot 10^{-11}$  m.

Da die Elektronen unter Umständen relativistische Geschwindigkeiten erreichen können, ist eine Betrachtung der relativistischen Korrektur für den vorliegenden Fall erforderlich. Der Korrekturfaktor  $\gamma$  beträgt für eine Beschleunigungsspannung von  $V = 500$  V gerade

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2E}{mc^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2eV}{mc^2}}} \approx 1.00098, \quad (3)$$

ergibt also erst in der vierten Nachkommastelle eine Abweichung vom nicht-relativistischen Wert und kann somit gegenüber den Messfehlern vernachlässigt werden. Eine Relevanz der Korrektur (Änderung in der ersten Nachkommastelle) tritt erst ab Beschleunigungsspannungen von  $V \approx 40$  kV auf.

## 1.3 Bragggleichung und reziprokes Gitter (Aufgabe 3.2)

Bei der einfachen eindimensionalen Streuung (Abb. 4, rechts) kann man sich leicht überlegen, dass aus der allgemeinen Bedingung für Interferenzmaxima

$$\Delta s = n \cdot \lambda \quad (4)$$

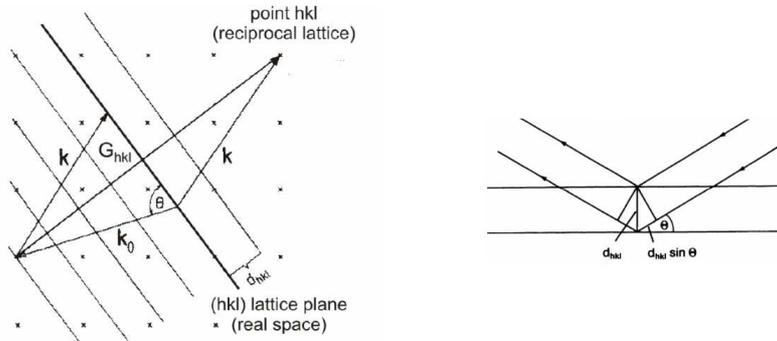


Abb. 4: Beugung am Gitter, Lauebedingung (links) und Bragggleichung (rechts)

mit

$$\frac{\Delta s}{2} = a \sin \theta \tag{5}$$

die Bragg-Bedingung folgt:

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot a \cdot \sin \theta \tag{6}$$

Andererseits kann man diese Formel aber auch mit einer allgemeineren Betrachtung der Streuung am reziproken Gitter (Abb. 4, links) erhalten (siehe auch Ewaldkonstruktion, 1.4).

Aus der Lauebedingung

$$\vec{k} - \vec{k}_0 = \vec{g} \tag{7}$$

für ein Beugungsmaximum (Einfallender Wellenvektor  $\vec{k}$ , gestreuter Wellenvektor  $\vec{k}_0$ , reziproker Gittervektor  $\vec{g}$ ) folgt unmittelbar

$$\vec{k}^2 = \vec{g}^2 + \vec{k}_0^2 + 2\vec{g}\vec{k}_0 \tag{8}$$

Da die Streuung des weiteren elastisch ist, also  $k_0^2 = k^2$ , erhält man eine Ebenengleichung mit Normalenvektor  $\vec{g}$  im reziproken Raum:

$$\vec{g} \cdot \vec{k}_0 = -\frac{1}{2}\vec{g}^2 \tag{9}$$

Führt man den Winkel  $\alpha$  zwischen  $\vec{k}_0$  und  $\vec{g}$  ein, kann man schreiben:

$$\begin{aligned} k_0 \cdot g \cdot \cos \alpha &= -\frac{1}{2}g^2 \\ \Rightarrow k_0 \cdot \sin \theta &= -\frac{1}{2}g_{hkl}, \quad \theta = 90^\circ - \alpha \end{aligned} \tag{10}$$

Der reziproke Gittervektor  $g_{hkl}$  lässt sich mit dem Netzebenenabstand  $d_{hkl}$  der im reziproken Raum durch die Miller-Indizes  $h, k, l$  beschriebenen Ebene in Verbindung bringen.

$$d_{hkl} = \frac{2\pi}{|g_{hkl}|} \cdot n \tag{11}$$

Setzt man dies ein, verwendet weiterhin  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ , und vereinfacht kurz, erhält man sofort eine mit der Bragg-Gleichung identische Bedingung:

$$n \cdot \lambda_0 = 2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin \theta \tag{12}$$

### 1.4 Zweidimensionales Gitter (Aufgabe 3.3)

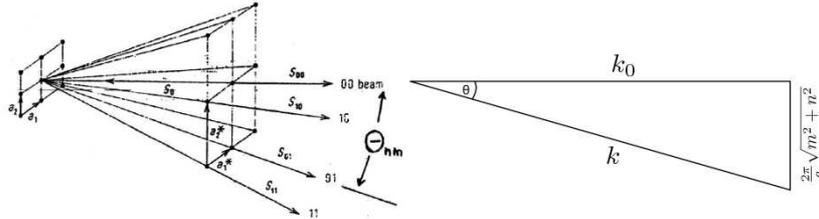


Abb. 5: Beugung am zweidimensionalen Gitter (aus [1])

Am zweidimensionalen Gitter lässt sich die Beugungsbedingung aus Abb. 5 ablesen. Es gilt wiederum die Lauebedingung, nach der die Differenz von einfallendem und gestreutem Wellenvektor genau ein reziproker Gittervektor sein muss, in höheren Ordnungen ein entsprechendes Vielfaches. Dieses Vielfache kann in x- und y-Richtung zerlegt werden, sodass gilt:

$$\vec{k} - \vec{k}_0 = \sqrt{m^2 + n^2} \vec{g} \tag{13}$$

Da  $g = \frac{2\pi}{a}$  und  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ , lässt sich sofort folgende Formel aufstellen:

$$\begin{aligned} \sin \Theta &= \frac{2\pi/a \sqrt{m^2 + n^2}}{2\pi/\lambda} \\ &= \frac{\lambda}{a} \sqrt{m^2 + n^2} \end{aligned} \tag{14}$$

Eine alternative Beschreibung der erwarteten Beugungsreflexe kann über die sog. Ewaldkonstruktion erfolgen. Dieses Verfahren ist prinzipiell für dreidimensionale Gitter anwendbar, kann jedoch auf zwei Dimensionen reduziert werden, indem die Gitterpunkte, die für tiefere Netzebenen stehen, durch Stangen ersetzt werden. Ein Beispiel für eine solche Konstruktion, die im reziproken Raum erfolgt, ist in Abb. 6 gegeben. Die Bedingung für konstruktive Interferenz (Laue-Bedingung) ist immer an den Schnittpunkten der Kugeloberfläche mit den Stangen gegeben. Diese Schnittpunkte sind direkt auf dem Leuchtschirm abgebildet.

### 1.5 Anwendung von LEED auf einen Kupferkristall (Aufgabe 3.4)

Setzt man einen kugelförmigen Fluoreszenzschirm mit einem Öffnungswinkel von 52° voraus, so kann man für die (100)-Oberfläche eines Kupferkristalls (quadratische Struktur, Abb. 7) leicht die für das Vorhandensein der ersten

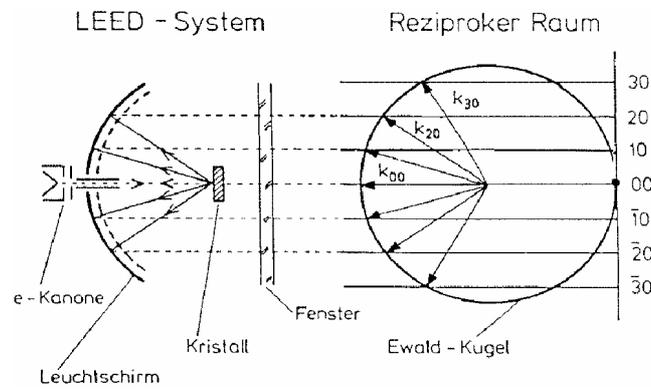


Abb. 6: Ewaldkonstruktion für eine zweidimensionale Oberfläche

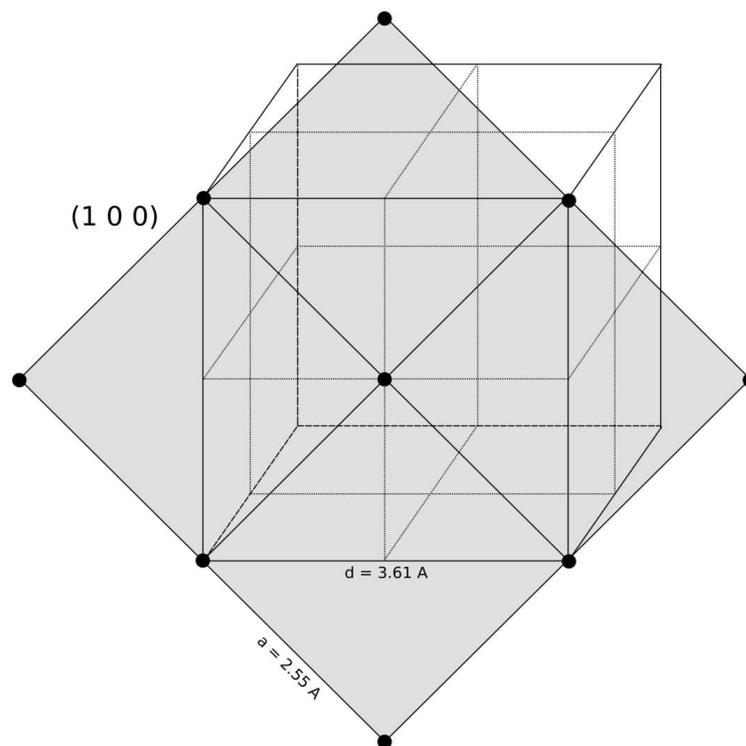


Abb. 7: (100)-Ebene im flächenzentrierten Kupfergitter

bzw. zweiten Ordnung von Beugungsreflexen erforderliche minimale Energie errechnen. Es gilt unter Verwendung der gegebenen Wellenlänge  $\lambda = \frac{12.26}{\sqrt{E}}$

$$E = \left( \frac{12.26}{\sqrt{2} \cdot 2.55 \cdot \sin(\frac{52^\circ}{2})} \right)^2 \cdot (n^2 + m^2). \quad (15)$$

Somit ergeben sich für die Sichtbarkeit der unterschiedlichen Reflexordnungen gerade die folgenden Minimalenergien:

n,m	E (eV)
1,0	60
1,1	120
2,2	481

Die zugehörigen Beugungsbilder sind in Abb. 8 gezeigt.

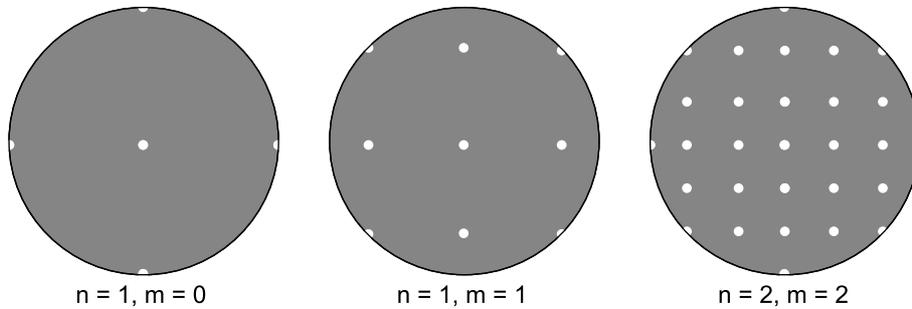


Abb. 8: Erwartetes Beugungsbild bei unterschiedlichen Energien

### 1.6 $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2})R45^\circ$ Überstruktur auf Cu (100) (Aufgabe 3.5)

Die Woods-Notation enthält alle Informationen über die Periodizität und Lage einer Überstruktur im Realraum. In Abb. 9 ist eine  $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2})R45^\circ$  Überstruktur auf der (quadratischen) (100) Fläche eines Kupferkristalls dargestellt. Die Lage der Überstruktur wird dabei durch die Vektoren  $\vec{b}_1$  und  $\vec{b}_2$  beschrieben, die durch die Basisvektoren des Kupfergitters ausgedrückt werden (aus [1]).

$$\vec{b}_1 = m_{11}\vec{a}_1 + m_{12}\vec{a}_2 \quad (16)$$

$$\vec{b}_2 = m_{21}\vec{a}_1 + m_{22}\vec{a}_2 \quad (17)$$

In unserem Fall ergibt sich aus den Koeffizienten  $m_{ij}$  die folgende Matrix:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -2 & 2 \end{pmatrix} \quad (18)$$

Aus dieser Koeffizientenmatrix können die zu  $\vec{b}_1$  und  $\vec{b}_2$  gehörigen Vektoren des reziproken Raums direkt berechnet werden. Dabei gilt

$$\vec{b}_1^* = m_{11}^*\vec{a}_1^* + m_{12}^*\vec{a}_2^* \quad (19)$$

$$\vec{b}_2^* = m_{21}^*\vec{a}_1^* + m_{22}^*\vec{a}_2^* \quad (20)$$

wobei  $\vec{a}_1^*$  und  $\vec{a}_2^*$  die reziproken Gittervektoren sind. Die unbekanntenen Koeffizienten ergeben sich aus

$$M^* = (M^T)^{-1} \quad (21)$$

zu

$$M^* = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{4} & \frac{1}{4} \end{pmatrix} \quad (22)$$

Das erwartete Beugungsbild kann jetzt unter Benutzung dieses Ergebnisses sofort konstruiert werden. Es ist in Abb. 10 dargestellt.

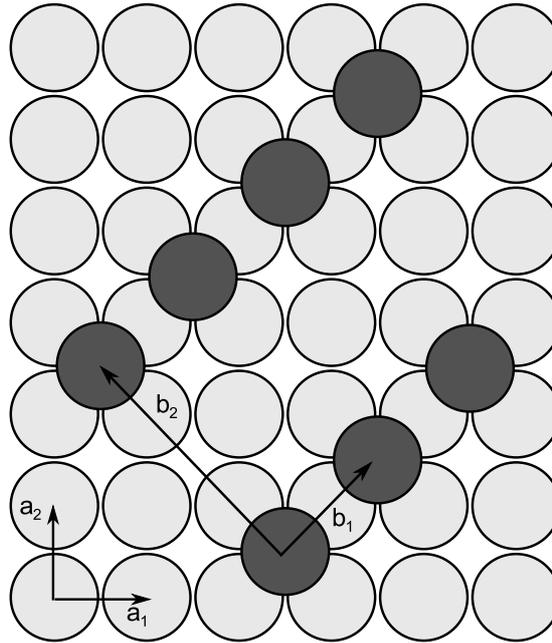


Abb. 9:  $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2})R45^\circ$  Überstruktur auf einer Cu (100) Oberfläche im Realraum

### 1.7 Kinematische Näherung und I(V)-Kurve (Aufgabe 3.6)

Man geht im Allgemeinen davon aus, dass die Streugeometrie wie in Abb. 11 aussieht, ein Elektron also nur *einmal* streut. Dies ist aber eigentlich nur für hochenergetische Elektronen der Fall. Für Energien um 100 keV kommt es nachweislich zu Mehrfachstreuung. Dennoch vernachlässigt man den Effekt, und spricht von „kinematischer Näherung“. Die theoretischen Betrachtungen sind dadurch erheblich einfacher, und experimentell zeigt sich im Allgemeinen eine gute Übereinstimmung mit der Theorie.

Elektronen werden beim Auftreffen auf eine Festkörperoberfläche sehr schnell absorbiert. Die Beugung findet somit nur an den ersten Ebenen der Oberfläche statt. Die mittlere freie Weglänge der Elektronen wird durch die sog. „Universelle Kurve“ gegeben, die in Abb. 12 dargestellt ist.

Unsere Messung findet in einem Energiebereich nahe dem Minimum der Kurve statt, da wir vor allem an der Oberflächenstruktur interessiert sind. Dennoch

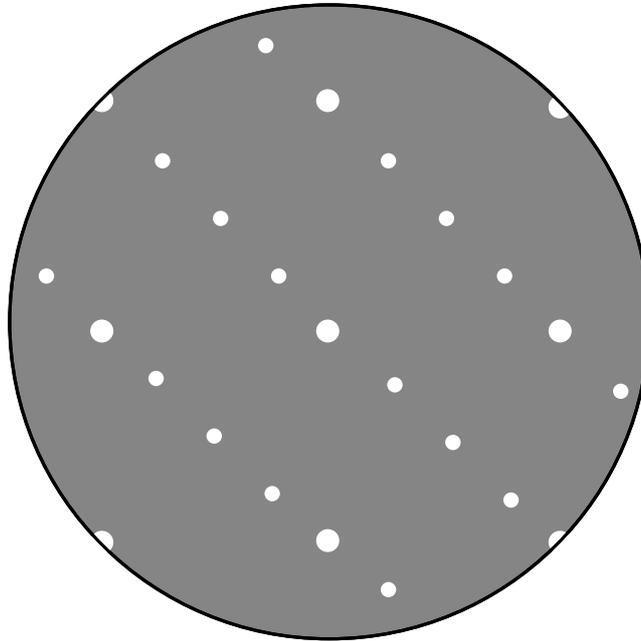


Abb. 10:  $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2})R45^\circ$  Überstruktur auf einer Cu (100) Oberfläche im reziproken Raum (erwartetes Beugungsbild)

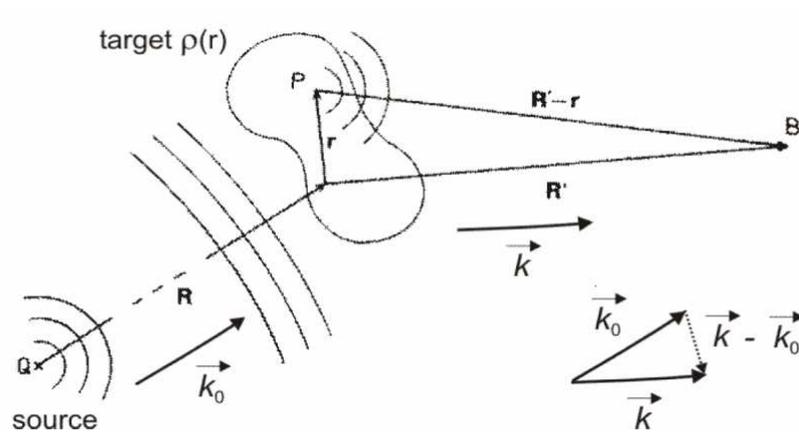


Abb. 11: Streugeometrie, kinematische Näherung

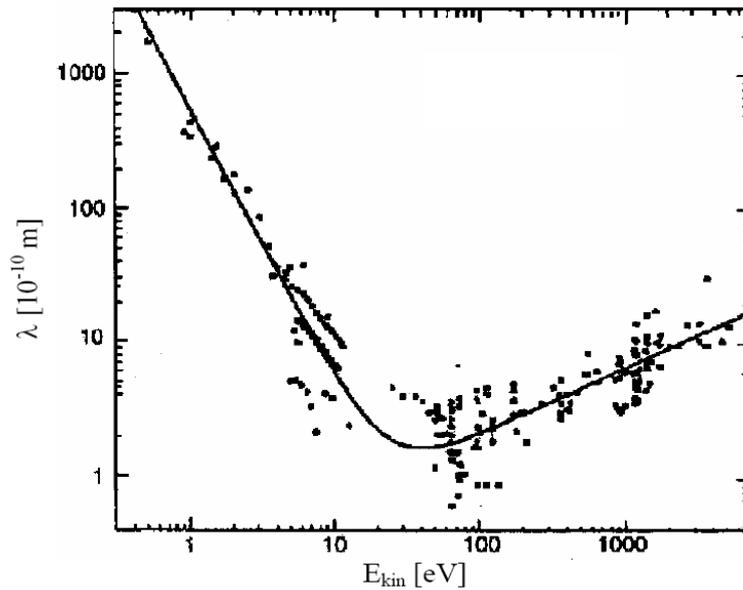


Abb. 12: Mittlere freie Weglänge von Elektronen im Festkörper (aus [1])

kann man die Tatsache, dass auch an den darunterliegenden Schichten gestreut wird, nutzen, um Rückschlüsse über die vertikale Gitterkonstante und das effektive Potential im Festkörper zu ziehen.

Wenn die Elektronen in den Festkörper eindringen, wird ihre kinetische Energie  $T$  um dieses Potential  $U$  vermindert, sie werden also gebrochen. Ihre Wellenlänge ändert sich dadurch.

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(T - U)}} \quad (23)$$

Nach  $T$  aufgelöst ist dies

$$T = \frac{h^2}{\lambda^2} \cdot \frac{1}{2m} + U \quad (24)$$

Für die Stellen maximaler Intensität gilt nun zudem die Bragg-Bedingung

$$\lambda = 2d \sin \theta \cdot \frac{1}{n} \quad (25)$$

Wir betrachten hier nur den senkrechten Einfall bei  $\theta = 90^\circ$ . Mit  $T = eV$  erhält man dann für die Stellen maximaler Intensität eine lineare Gleichung in  $n^2$ :

$$V(n^2) = \frac{h^2}{8m_e \cdot e \cdot d^2} \cdot n^2 + U \quad (26)$$

Die Peaks der  $I(V)$ -Kurve sollten diesem linearen Gesetz folgen.

## 2 Versuchsaufbau und Durchführung

Wir haben den Versuch bereits vollständig aufgebaut vorgefunden. Zu Beginn des Versuchs lag in der LEED-Kammer bereits ein Druck von  $p = 3.2 \cdot 10^{-10}$  mbar

vor, das Ultrahochvakuum war also bereits hergestellt. Innerhalb der Kammer befand sich die Kupferprobe, deren Winkel relativ zur Elektronenkanone von außen verändert werden konnte. Das LEED-Bild wurde durch eine CCD-Kamera erfasst und an einen Computer übertragen, der eine sofortige Auswertung der Daten ermöglichte.

Das LEED-System wurde von uns zunächst durch Einschalten sämtlicher Spannungen und Stromversorgungen in Betrieb genommen. Es zeigte sich, dass zur erfolgreichen Erzeugung eines LEED-Bildes auf dem Schirm, die Kompensation des Erdmagnetfeldes durch zusätzliche Spulen (horizontal und vertikal angeordnet) erforderlich war. Die jeweiligen Parameter für die erfolgreiche Beobachtung eines Bildes sind dem Messprotokoll zu entnehmen.

Wie Abb. 19 zu entnehmen ist, befand sich auf der Probenoberfläche zu Beginn bereits eine Sauerstoffüberstruktur, die von unseren Vorgängern erzeugt worden war. Wir werden diese im Abschnitt 3.4 analysieren.

Nach der Aufnahme der Überstruktur bei zwei unterschiedlichen Elektronenenergien haben wir mit der Säuberung der Oberfläche durch Sputtern und Tempern begonnen. Dazu wurde die Probe um  $90^\circ$  gedreht und somit senkrecht zu der Ionenkanone ausgerichtet. Anschließend wurde die Kammer mit Argongas bis zu einem Druck von  $p = 4.5 \cdot 10^{-5}$  mbar geflutet und die Spannungsversorgung der Ionenkanone eingeschaltet (Sputtern). Der Beschuss mit den Argonionen bewirkt neben der Reinigung der Oberfläche von der Überstruktur auch den Verlust der räumlichen Kohärenz, welche anschließend durch Erhitzen der Probe (Tempern) wiederhergestellt wird. Der Unterschied zwischen dem Beugungsbild vor und nach dem Tempern wurde von uns aufgenommen und wird in Abschnitt 3.1 analysiert.

Im Anschluss an die Säuberung und Glättung der Oberfläche wurde von uns eine Messung zur Bestimmung der planaren Gitterkonstante der Probe durchgeführt. Dazu haben wir zunächst den Öffnungswinkel der LEED-Apparatur wie im Messprotokoll beschrieben ausgemessen und anschließend ausgewählte Reflexe durch Variation der Energie an den Rand des Bildschirms gebracht. Das Ergebnis wird in Abschnitt 3.2 diskutiert.

In der letzten Messung haben wir den Zentralreflex durch Änderung des Winkels der Probe leicht aus dem Zentrum des Schirms verschoben, um durch Variation der Elektronenenergie eine Messung der „vertikalen“ Beugungsordnungen durchführen zu können. Aus den gewonnenen Intensitätsdaten in Abhängigkeit von der Energie wird in Abschnitt 3.3 der Gitterabstand bestimmt.

Zum Abschluss des Versuchs haben wir die Sauerstoffüberstruktur wie im Messprotokoll beschrieben wiederhergestellt.

## 3 Auswertung

### 3.1 Reflexbreite vor und nach dem Tempern

In den Abbildungen 13 und 14 sind Aufnahmen des LEED-Bildes vor und nach dem Tempern dargestellt.

Der Unterschied der Reflexbreiten ist sofort erkennbar. Der Grund für diesen Effekt liegt in der Anzahl der beteiligten Streuer. Für ein „scharfes“ LEED-Bild muss eine große Anzahl an regelmäßig angeordneten Streuern beteiligt sein. Durch das Sputtern wird die Oberfläche jedoch aufgeraut, die räumliche

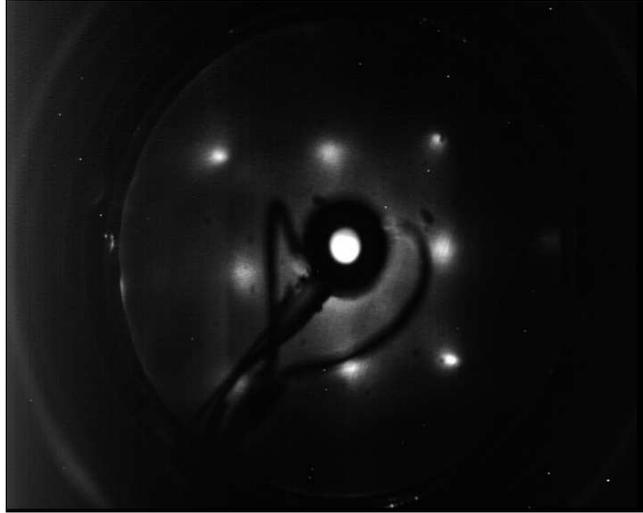


Abb. 13: Aufnahme der Reflexe nach dem Sputtern aber vor dem Tempern bei einer Elektronenenergie von  $E \approx 125.5$  eV

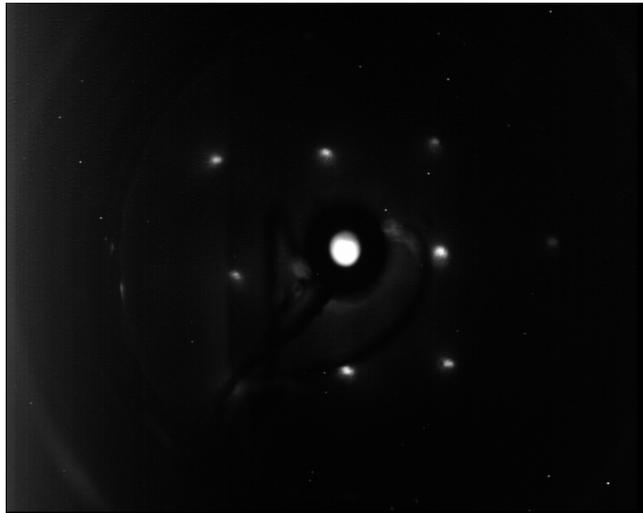


Abb. 14: Aufnahme nach dem Tempern (Energie  $E \approx 125.5$  eV)

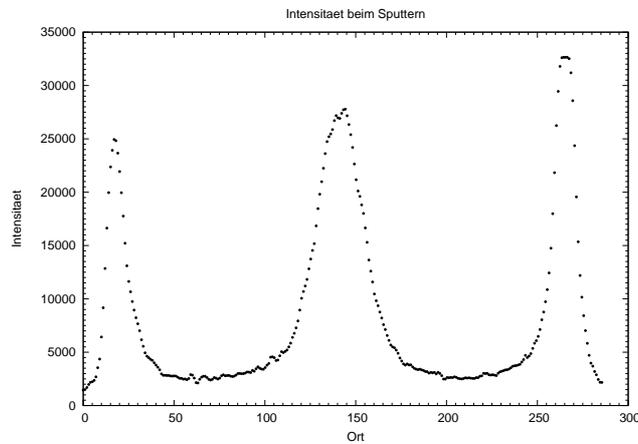


Abb. 15: Intensitäten aus Abb. 13

Kohärenz geht also verloren. Es bleiben somit nur noch kleine regelmäßige Strukturen übrig. Die Anzahl der beteiligten Streuer kann aus dem Verhältnis von Peakbreite zu Peakabstand abgeschätzt werden. Die gemessenen Intensitäten sind in Abb. 15 dargelegt. Die Messung der Breiten im Verhältnis zum Abstand ergab einen Wert von  $0.21 \pm 0.02$ . Es sind also etwa 5 regelmäßig angeordnete Streuer an dem Beugungsvorgang beteiligt.

### 3.2 Ausmessung der planaren Gitterkonstante

Die Bestimmung der planaren Gitterkonstante erfolgte an Hand des (2, 1) bzw. (1, 2) Reflexes, wie es der Abb. 16 leicht entnommen werden kann.

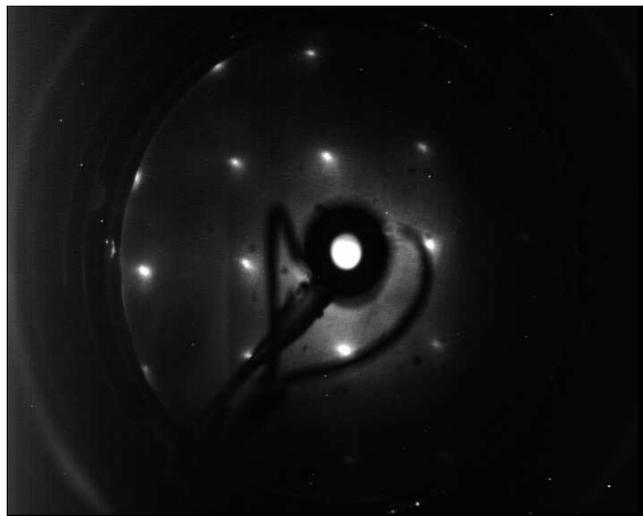


Abb. 16: Bestimmung der planaren Gitterkonstante

Der von uns ermittelte Öffnungswinkel beträgt

$$\theta = (62 \pm 6)^\circ \quad (27)$$

Aus der eingestellten Elektronenenergie von  $E = (162.2 \pm 8.7)$  eV lässt sich eine Elektronenwellenlänge von

$$\lambda = (9.64 \pm 0.26) \cdot 10^{-11} \text{ m} \quad (28)$$

errechnen. Mit diesen Werten kann aus Gl. (14) die planare Gitterkonstante  $a$  berechnet werden:

$$a = (2.44 \pm 0.15) \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (29)$$

Der von uns gemessene Wert ist somit unter Berücksichtigung des Fehlers identisch mit dem Literaturwert von  $a_{\text{theo}} = 2.55 \cdot 10^{-10}$  m.

### 3.3 Bestimmung des Gitterabstands

Die Ergebnisse unserer Intensitätsmessung am Zentralreflex sind in Abb. 17 gezeigt.

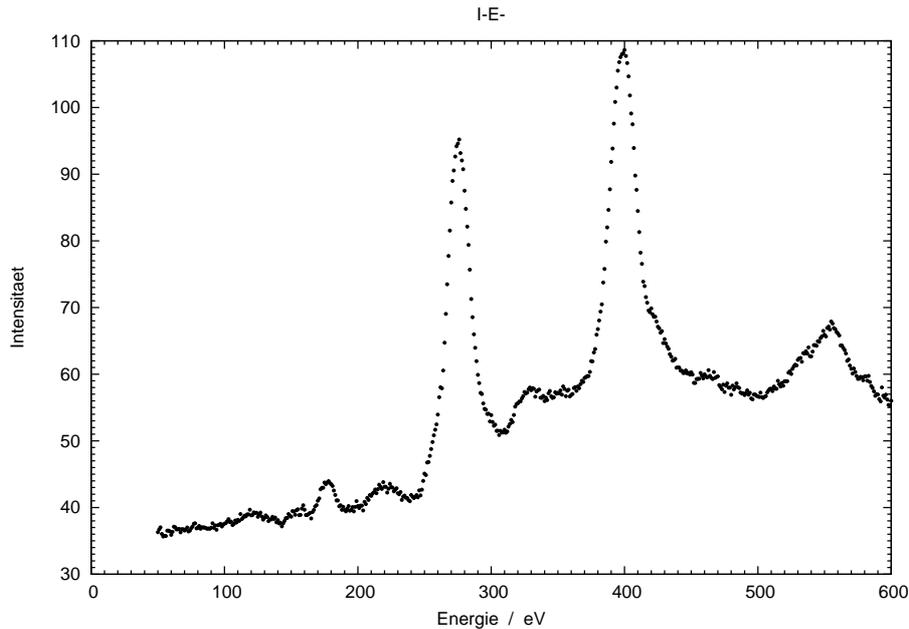


Abb. 17: Aufnahme der Beugungsordnungen durch Variation der Elektronenenergie

Der durch Gl. (26) vorhergesagte lineare Zusammenhang zwischen Energie und dem Quadrat der Beugungsordnungen ermöglicht uns die Identifizierung der zu jedem (intensiven) Peak gehörenden Ordnung. Die Position der Peaks wurde jeweils durch anfitten einer Gaußkurve ermittelt und anschließend in Abb. 18 über dem Quadrat der Ordnung aufgetragen.

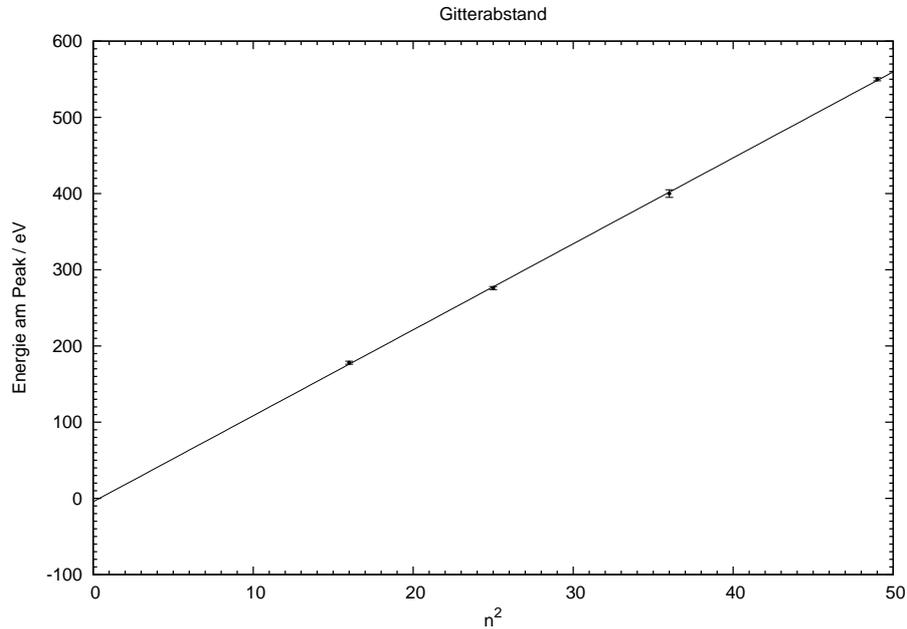


Abb. 18: Zusammenhang zwischen dem Quadrat der Beugungsordnung und der Energie

Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden haben wir unter Benutzung von Gl. 26 den Ebenenabstand  $d_{1/2}$  ermittelt:

$$d_{1/2} = (1.83 \pm 0.10) \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (30)$$

Dies entspricht gerade dem halben Gitterabstand, da aufeinanderfolgende Ebenen gegeneinander versetzt sind und die Periodizität erst bei der zweiten benachbarten Ebene wieder auftritt. Der vollständige Gitterabstand beträgt somit

$$d = (3.66 \pm 0.20) \cdot 10^{-10} \text{ m}. \quad (31)$$

Der Wert ist also verträglich mit dem theoretisch ermittelten Gitterabstand von  $d_{\text{theo}} = 3.61 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ .

### 3.4 Analyse der Sauerstoff-Überstruktur

Die Aufnahme der Sauerstoffüberstruktur erfolgte bei zwei unterschiedlichen Energien. Die Ergebnisse sind in Abb. 19 und 20 gezeigt.

Es ist deutlich erkennbar, dass zwischen den Hauptreflexen jeweils vier zusätzliche Reflexe liegen. Dies entspricht exakt der theoretischen Erwartung für eine  $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2})R45^\circ$  Überstruktur. Allerdings sind die zusätzlichen Reflexe im Gegensatz zu Abb. 10 in beiden Diagonalrichtungen vorhanden. Die Erklärung für diese Beobachtung ist die unbekannte Orientierung der Überstruktur auf der Oberfläche. Sie kann sowohl wie in Abb. 9 dargestellt orientiert sein, als auch um  $90^\circ$  verkippt zu dieser. Es bilden sich auf der Oberfläche Domänen beider Anordnungsmöglichkeiten, die im Beugungsbild selbstverständlich beide zu beob-

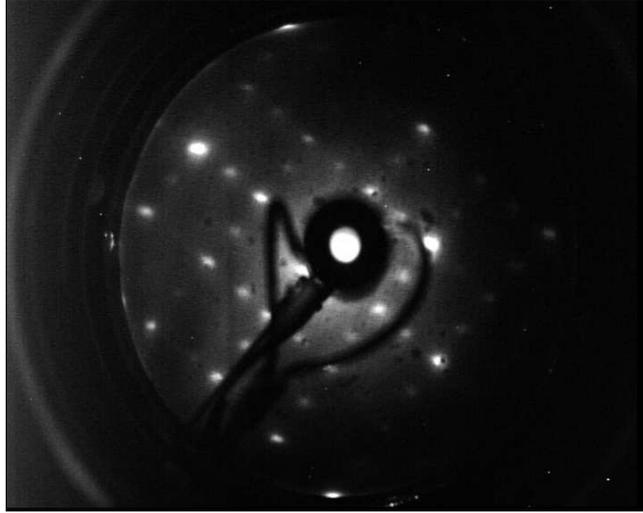


Abb. 19: Beobachtung der Überstruktur bei  $E \approx 115.0$  eV

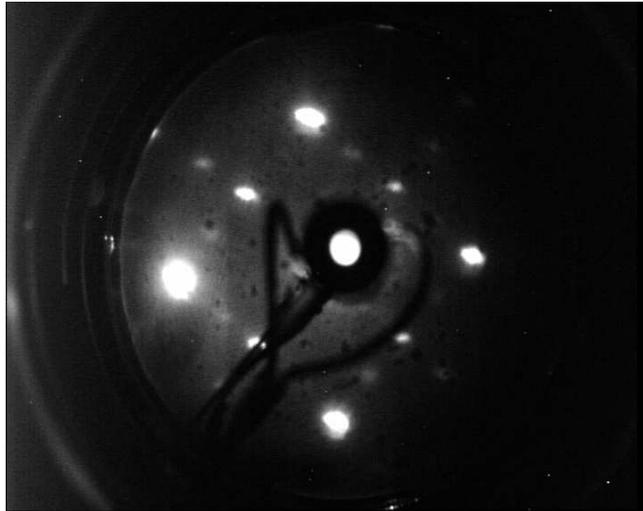


Abb. 20: Beobachtung der Überstruktur bei  $E \approx 67.0$  eV

achten sind. In der Woods-Notation wäre dieser Effekt durch  $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2})R \pm 45^\circ$  charakterisierbar.

## 4 Zusammenfassung

Das Experiment kann als voller Erfolg angesehen werden. Es ist uns gelungen, die theoretischen Erwartungen in allen Fällen zu bestätigen. Der hohe Fehler der planaren Gitterkonstanten erklärt sich durch die ungenaue Bestimmung des Öffnungswinkels der LEED-Apparatur, welcher von uns nur grob ausgemessen werden konnte. Die Einflüsse des Erdmagnetfeldes bzw. von Magnetfeldern der Apparatur sind ebenfalls nicht zu vernachlässigen, da sie mit den vorhandenen Spulen nur grob kompensiert werden konnten. In den LEED-Bildern (insbesondere beim Ausmessen der planaren Gitterkonstanten) sind daher leichte Asymmetrien erkennbar.

Es hat sich in unserem Experiment gezeigt, dass eine LEED-Apparatur ein exzellentes Werkzeug zur Untersuchung regelmäßiger Oberflächenstrukturen darstellt. Es ist unter Anderem möglich, Verunreinigungen der Oberfläche zu erkennen und die vorhandene Überstruktur zu identifizieren. Desweiteren ermöglicht beispielsweise die Analyse der Reflexschärfe einen Rückschluss auf die Regelmäßigkeit einer Oberfläche.

## Literatur

- [1] ERTL, G. ; KÜPPERS, J.: *Low Energy Electrons and Surface Chemistry*. VCH, Weinheim, 1985

GA 5

27. 11. 2006

Michael Goetz, Anton Haase

Beginn: 10<sup>30</sup> Uhr

① Überstruktur O<sub>2</sub>

Einstellungen:

$$\text{Druck} = 3,2 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$$

$$\text{Magnetfeldstrom (horiz. Feld)} = 3,23 \text{ A}$$

$$\text{--- " --- (vert. Feld)} = 3,03 \text{ A}$$

$$\text{Elektronenenergie} = 1150 \text{ V}$$

$$\text{Heizstrom} = 1,6 \text{ A}$$

$$\text{Winkel der Probe} = 335^\circ$$

$$\text{Schirm} = 8 \text{ kV}$$

⇒ 01\_Überstruktur.tif

- Variation der Elektronenenergie (Beschleunigungsspannung) / des Magnetfelds, etc für weiteres gutes Bild

$$\text{Druck} = 3,1 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$$

$$\text{Magnetf. (horiz)} = 2,78 \text{ A}$$

$$\text{--- " --- (vert)} = 2,91 \text{ A}$$

$$\text{Elektronenenergie} = 67,0 \text{ V}$$

$$\text{Heizstrom} = 1,6 \text{ A}$$

$$\text{Winkel} = 335^\circ$$

⇒ 02\_Überstruktur.tif

(2) 1043 Uhr : Beginn des Spaltens

- Abdrehen der Spannungen
- Getterpumpe ausschalten, Turbomolekularpumpe an (voll)
- Arg in Kammer mit Feinventil einfüllen  
Druck =  $4,5 \cdot 10^{-5}$  mbar ( $\pm 0,1$ )  
Winkel =  $200^\circ$

Spaltenstrom =  $27 \text{ mA} \pm 2$  ca. 15 min Spalten

Spalten führt zu rauer Oberfläche, räumliche Kohärenz wird zerstört  $\Rightarrow$  Reflexe werden breiter werden

Spalten 1051 Uhr - 11<sup>15</sup> Uhr

- Spaltenstrom ausschalten
- Argonzufuhr abdecken
- bei Druck von  $1,7 \cdot 10^{-7}$  Iongetterpumpe anschalten
- bei Druck von  $5,4 \cdot 10^{-9}$  Turbomolekularpumpe abdrehen

LEFD - Spannung wieder anschalten, um Breite der Reflexe auszumessen

Breite an Computer ausmessen

Datensatz für die Breite  $\Rightarrow$  intact\_spalten.dat

Bild  $\Rightarrow$  03-intact\_spalten.tif

Energie = 125,5 V

③ Tempom 11<sup>28</sup> Uhr

- Schirmspannung, Glühkathode abdrehen

$$\text{Heizstrom} = 4,2 \text{ A}$$

$$\text{Heiz-Spannung} = 8,5 \text{ V}$$

$$\text{Temperaturspannung} = \text{bis } 17,8 \text{ mV}$$

Pause 11<sup>45</sup> - 13<sup>05</sup> Uhr  $\rightarrow$  Druck =  $6,1 \cdot 10^{-10}$

Vergleich der Breiten:

$\Rightarrow$  ~~intens-spalten.dat~~ intens-tempern.dat

$\Rightarrow$  04 intens-tempern.tif

④ Bestimmung der horizontalen Gitterkonstanten 13<sup>35</sup> Uhr

- Druck =  $6,0 \cdot 10^{-10}$

- Magnetfeldstrom (horiz) = 3,68 A

- — — — (vert) = 3,25 A

- Elektronenenergie = 162,2 V  $\pm$  (160,3 - 169,0)

- Heizstrom (Kathode) = 1,5 A

- Winkel =  $330^\circ$

$\Rightarrow$  05 planar-lattice constant.tif

- Winkelbereichsbestimmung

- linke Grenze =  $5^\circ \pm 2^\circ$

- rechte Grenze =  $303^\circ \pm 3^\circ 40'$

Zentralreflex würde so weit wie möglich nach rechts und links verschoben

⑤ I-V-Kurve 14<sup>00</sup> Uhr

- Heiz-Kathode auf 1.6 A
- Blende vor Kamera zur Überstrahlungsbesitzigung
- Winkel =  $325^\circ$

Datensatz  $\Rightarrow$  FE-Experiment, dat

⑥ Sauerstoff - Überstruktur wiederherstellen

- Strom abschalten
- Sauerstoff eingeben
- Druck auf  ~~$5,6 \cdot 10^{-6}$~~   $5,5 \cdot 10^{-6} \pm 0$
- Thermoelement-Spannung auf  $10,0 \text{ mV} \pm 0,3 \text{ mV}$
- 20 min Überstruktur aufbringen
- abkühlen auf  $4,5 \text{ mV}$
- Druck bei  $7 \cdot 10^{-9}$  mbar
- Oberflächenstruktur mit LEED überprüfen