

SPEKULARE UND DIFFUSE REFLEXION VON WEICHER RÖNTGENSTRAHLUNG
AN OPTISCHEN OBERFLÄCHEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Henning Hogrefe
aus Benefeld

Hamburg
1985

A B S T R A C T

HOGREFE, HENNING:

SPECULAR AND DIFFUSE REFLECTION OF SOFT X-RAYS BY OPTICAL SURFACES

A computer-controlled ultrahigh vacuum-reflectometer has been designed and built for quantitative investigations on optical properties of solids in the vacuum-ultraviolet wavelength range (synchrotron radiation). This instrument fulfils high precision requirements and allows in-situ preparation of thin films, measurement with s- and p-polarized light in the plane of incidence and outside the plane of incidence and has the capability of independent motion of sample and detector. For this purpose a new rotation-translation feedthrough has been developed which transforms precise motions directly via a rigid axis into the UHV.

With this reflectometer the specularly and diffusely reflected intensity from moderately rough mirrors in the plane of incidence (s-polarized light) for various angles of incidence and wavelengths were measured. In order to investigate the influence of different roughnesses or film structures, two types of samples were prepared: 1) various thicknesses of gold on a smooth glass substrate were evaporated, and 2) the glass substrates were roughened by polishing with different grains and then coated with thin films of gold. The two types of roughnesses yielded totally different straylight patterns; the first was rather broad, the second concentrated in a narrow cone around the specular peak.

The measurements were compared with the scalar scattering theory of BECKMANN and with the perturbational vector scattering theory of ELSON. The scattering of light from the second type of roughness (polished surface) could be well fitted by the scalar theory, using an exponential autocorrelation function. The roughness was found to be too large to be explained by the vector theory.

Moreover, the influence of the reflectivity (optical constants) of the surface on the angle resolved scattering could be observed. The latter effects are in qualitative agreement with the optical factor of the vector theory of scattering.

Gutachter der Disseration: Prof. Dr. C. Kunz
Prof. Dr. M. Harsdorff

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. G. Huber
Prof. Dr. C. Kunz

Datum der Disputation: 3.04.1985

Sprecher des Fachbereichs
Physik und Vorsitzender des
Promotionsausschusses: Prof. Dr. J. Appel

INHALT

1.0 EINLEITUNG	1
2.0 THEORETISCHE GRUNDLAGEN	3
2.1 Einfache Betrachtungen	3
2.2 Beschreibung einer rauhen Oberfläche	8
2.3 Klassische Streutheorie	12
Skalare Theorie	13
Vektorielle Streutheorie	21
3.0 EXPERIMENTELLER AUFBAU	25
3.1 Strahlführungssystem und Monochromator	25
Der Monochromator	29
3.2 Das VUV-Reflektometer	32
Die Drehschiebedurchführung	36
Der Detektor	40
Meß- und Steuerelektronik	44
4.0 MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION	46
4.1 Messungen der spekularen Reflektivität	48
4.2 Die Winkelverteilung des Streulichtes (ARS)	52
Vergleich mit skalarer Theorie	60
Vergleich mit der Vektortheorie	68
Andere Interpretationsmöglichkeiten	75
Ergänzende Untersuchungsmethoden	77
5.0 ZUSAMMENFASSUNG UND WEITERE PERSPEKTIVEN	79
ANHANG	83
A) Messungen der Totalen Photoelektronenausbeute (Total Yield)	83
B) Streulicht von regelmäßigen Objekten: Beispiel Latex-Kugeln	85
LITERATURLISTE	87

1.0 EINLEITUNG

Oberflächenmikrorauigkeit und die Rauigkeit zwischen Schichten spielt in vielen Bereichen von Wissenschaft und Technik eine bedeutende, zumeist aber unerwünschte Rolle.

In der Oberflächen- und Halbleiterphysik ist das Studium von Grenzschichtverhalten oder die Produktion elektronischer Bauelemente meistens mit der Herstellung hochpolierter, kristalliner Flächen verbunden. Gelingt diese nicht, so muß man mit zusätzlichen, störenden Effekten rechnen. In der elektronischen Fertigung sind erhöhte Anforderungen an die Oberflächengüte überall anzutreffen, so z.B. bei Tonköpfen von modernen Aufzeichnungsgeräten. Aber auch der Maschinenbau, z.B. die Hydraulik, stellt gewisse Anforderungen an die Rauigkeit von Kolbenstangen und ähnlichen Elementen. Manchmal ist die Rauigkeit auch erwünscht, so z.B. beim Studium von Oberflächenplasmonen in der Physik oder bei der jüngst so lebhaft diskutierten Abgaskatalyse, wo man für den Katalysator möglichst große Oberflächen auf kleinem Raum braucht.

Ein weiterer, uns hier besonders interessierender Bereich, in dem die Mikrorauigkeit von Bedeutung ist, ist die Güte von optischen Elementen und die Bestimmung optischer Grunddaten aus den Reflexions- und Transmissionseigenschaften fester Körper. Kurzwellige Rauigkeit wirkt sich negativ auf den Kontrast, langwelligere auf die Abbildungsleistungen (Auflösung) optischer Geräte aus. Die Kenntnis optischer Grunddaten, wie z.B. der Konstanten n und k bzw. der Dielektrizitätskonstanten $\hat{\epsilon}$, ist notwendig für die Konstruktion von Mikroskopen, Monochromatoren, Teleskopen etc. und liefert auch rein physikalische Erkenntnisse. Bei der Bestimmung dieser Größen geht man in der Regel von einer glatten Fläche aus und wendet dann im Falle der Reflexion die Fresnelschen Gleichungen an, um $\hat{\epsilon}$ zu extrahieren. Durch die Mikrorauigkeit und durch Dichtefluktuationen an der realen Oberfläche wird dieses Verfahren ungenau. Die Fehler werden zu kürzeren Wellenlängen hin immer drastischer.

In dem uns durch die Synchrotronstrahlung (SR) des Speicherringes DORIS II besonders gut zugänglichen Wellenlängenbereich ($\lambda \approx 10\text{-}2000 \text{ \AA}$) des Vakuumultraviolett (VUV) sind daher (und aus anderen Gründen) die optischen Eigenschaften fester Körper immer noch unzureichend bekannt. Zur Verbesserung des Kenntnisstandes auf dem Gebiet der optischen Grunddaten im VUV und der Einflüsse unperfekter Oberflächen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein hochauflösendes, ultrahochvakuumtaugliches Reflektometer entwickelt [HGH83], an dem diese Problematik untersucht werden soll.

Für den Begriff Oberflächenmikrorauigkeit gibt es sicher keine klar abgrenzende Definition. Man kann sich Rauigkeit von atomaren Dimen-

sionen bis hin zur großflächigen Konturenungenauigkeit vorstellen. Damit ist schon gesagt, daß es bei der Betrachtung dieses Begriffs nicht nur auf die Rauhtiefe ankommt, sondern auch auf die laterale Ausdehnung der Oberflächenelemente und auf die Größe der interessierenden Fläche. Hinzu kommt, ob man die Rauhtiefe gut mit statistischen Begriffen erfassen kann oder ob es sich um eher regelmäßige Strukturen handelt, die besser exakt behandelt werden. Als mikrorauh sollen hier die Oberflächen bezeichnet werden, deren Rauhtiefen nicht größer als etwa 100 Å sind, mit Ortswellenlängen (entspr. lateraler Ausdehnung) von höchstens einigen μ -Metern.

So vielfältig die Arten der Rauhtiefe sind, so begrenzt ist die Anwendbarkeit einer einzelnen Methode der Oberflächencharakterisierung auf alle diese Arten. Jedes der gängigen, halbwegs direkten Verfahren, zu denen im wesentlichen die Interferometrie, die (Elektronen-)Mikroskopie, die mechanische Abtastung und die Streulichtanalyse gehören [Yo71,Be76] hat sein optimales Einsatzgebiet und natürlich auch seine "Bandbreitenbegrenzungen" [CJZ79,Ste81]. Es zeigt sich daher auch der Trend [Be84], daß ein Labor, das eine umfassende Oberflächencharakterisierung zur Aufgabe hat, immer mehr verschiedene Verfahren aufgreift, um das Mosaik der Einzelinformationen zu einem geschlossenen Bild zusammenzufügen.

Im Rahmen dieser Arbeit setzten wir uns das Ziel, die Streuung von VUV-Synchrotronstrahlung an rauhen Spiegeln in dieses Mosaik einzufügen, denn bisher gab es nur wenige punktuelle Arbeiten auf diesem Gebiet [ERB81,SSM80,WF73]. Ist das einmal geschehen, so kann dann später das Problem der optischen Konstanten weiter bearbeitet werden. Die intensive, kontinuierliche Synchrotronstrahlung von DORIS II am Hamburger Synchrotronstrahlungslabor HASYLAB und das neue VUV-Reflektometer boten hierzu gute Voraussetzungen. Die Messungen ergaben zugleich einen ersten Test dieses Gerätes.

Im Kapitel 2 werden zunächst zwei einfache Oberflächenstreuungstheorien dargestellt, mit denen versucht werden soll, die Messungen zu interpretieren. Kapitel 3 erläutert dann den während dieser Arbeit entstandenen, experimentellen Aufbau. Es wurden Messungen der spekulär und diffus reflektierten Strahlung an verschiedenartig rauhen, zumeist mit Gold bedampften Spiegeln gemacht. Diese werden im Kapitel 4 vorgestellt und diskutiert; im Kapitel 5 werden die Ergebnisse zusammengefaßt.

2.0 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 EINFACHE BETRACHTUNGEN

Fällt eine ebene elektromagnetische Welle \vec{E}_1 mit dem Wellenvektor \vec{k}_1 auf die perfekt glatte Grenzfläche eines Materials mit der komplexen Dielektrizitätskonstanten $\hat{\epsilon}$, so induziert sie in der Grenzfläche Ströme, die sich so ausbilden müssen, daß die resultierenden Felder \vec{E}_2 , \vec{D}_2 , \vec{H}_2 und \vec{B}_2 an der Oberfläche ständig die aus den Maxwellgleichungen folgenden Randbedingungen erfüllen [Ja75]:

Für die Tangentialkomponenten:

$$\begin{aligned}\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) &= 0 \\ \vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) &= (4\pi/c) \vec{j}_s\end{aligned}$$

Für die Normalkomponenten:

(2.1)

$$\begin{aligned}\vec{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) &= 4\pi \sigma_s \\ \vec{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) &= 0\end{aligned}$$

wobei \vec{n} der Normalenvektor, σ_s die Oberflächenladungsdichte und \vec{j}_s die Oberflächenstromdichte sind.

Das führt zur "kohärenten" Reflexion der Welle gemäß den Fresnelschen Formeln für den komplexen Reflexionskoeffizienten \hat{r} :

$$\begin{aligned}\hat{r}_s &= \frac{\cos\theta_1 - \sqrt{\hat{\epsilon} - \sin^2\theta_1}}{\cos\theta_1 + \sqrt{\hat{\epsilon} - \sin^2\theta_1}} && \text{für s-Polarisation} \\ \hat{r}_p &= \frac{\hat{\epsilon}\cos\theta_1 - \sqrt{\hat{\epsilon} - \sin^2\theta_1}}{\hat{\epsilon}\cos\theta_1 + \sqrt{\hat{\epsilon} - \sin^2\theta_1}} && \text{für p-Polarisation}\end{aligned}\tag{2.2}$$

Die Mikrorauigkeit von realen Oberflächen führt zur Verringerung des kohärenten Anteils, für den $\theta_1 = \theta_2$ (Einfallswinkel=Ausfallswinkel) gilt, und erzeugt einen "inkohärent" reflektierten Anteil ("Streuuntergrund") für beliebige θ_2 ($|\theta_2| < 90^\circ$). Die einfachste Methode, etwas über den Einfluß der Rauigkeit auf die Reflexion zu erfahren stellt das "Rayleigh-Kriterium" dar. Wie in Abbildung 2.1 gezeigt, wird dabei der Phasenunterschied $\Delta\varphi = (4\pi/\lambda) \cdot h \cdot \cos\theta_1$ zweier benachbarter Strahlen als Maß für die Störung der kohärenten Reflexion angenommen. Für eine bestimmte Wellenlänge λ kann man dann eine Oberfläche als glatt betrachten, wenn

$$4\pi/\lambda \cdot h \cdot \cos\theta_1 \ll 1 \quad \text{gilt.} \tag{2.3}$$

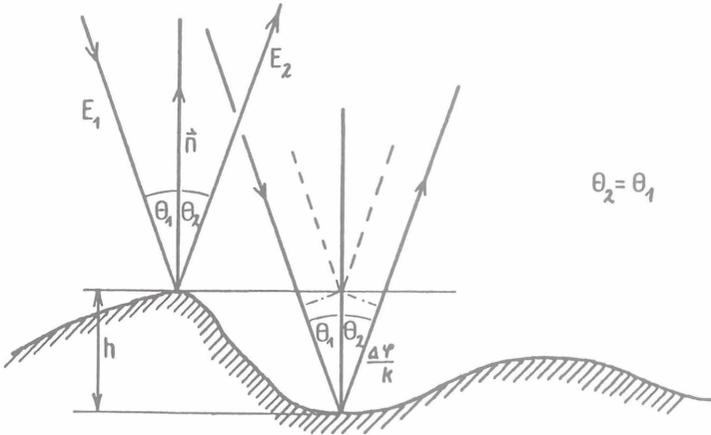


Abbildung 2.1: Phasenunterschied zweier benachbarter Strahlen (Einfallswinkel θ_1) bei der Reflexion an einer rauen Oberfläche

Als wichtigstes Ergebnis kann man hieraus entnehmen, daß es allein auf das Verhältnis h/λ ankommt und daß der Einfluß der Rauigkeit zu streifenden Winkeln hin ($\theta_1 \rightarrow 90^\circ$) proportional $\cos\theta_1$ geringer wird. Durch diese Winkelabhängigkeit wird es z.B. möglich, sogar Röntgenstrahlen mit $h/\lambda \geq 1$ bei sehr streifenden Einfall kohärent, also ohne viel Streulicht, zu reflektieren.

Durch die bisherige Betrachtung wurden nur Gangunterschiede berücksichtigt, die durch die vertikale Ausdehnung der Rauigkeit zustande kommen. Man kann sich die Rauigkeit $\zeta(x,y)$ aber auch als Überlagerung von Sinusgittern mit verschiedenen Gitterkonstanten denken, wobei man allerdings die statistische Natur der Mikrorauigkeit vernachlässigt:

$$\zeta(x,y) = \sum_n a_n \cos(2\pi x/\Lambda_n + \varphi_n) \quad (2.4)$$

Λ_n : Gitterkonstante
nur in x-Richtung

Für jedes einzelne dieser Gitter gilt dann die Gittergleichung:

$$\sin\theta_{2,m} = \sin\theta_1 + m \lambda/\Lambda_n \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.5)$$

Diese Gittergleichung macht Aussagen über den Einfluß der lateralen Ausdehnung der Rauigkeit. Es genügt dazu, die 1.Ordnung, d.h. $m=\pm 1$ zu betrachten [EBB79]. Die Streuung des Lichtes aus der spekularen Richtung ($\Theta_2=\Theta_1$) heraus ist durch das Verhältnis λ/Λ_n bestimmt. Für $\lambda/\Lambda_n \ll 1$ fällt das gestreute Licht in einen kleinen Kegel um $\Theta_2=\Theta_1$ herum; andererseits wird für $\lambda/\Lambda_n \rightarrow 1$ (bzw. $\rightarrow 2$ bei streifendem Einfall) die 1.Ordnung soweit vom spekularen Reflex weggestreut, daß sie in der Oberfläche verschwindet.

Betrachtet man die Streuung als Analysemethode, um etwas über die Art der Rauigkeit und den Streumechanismus zu erfahren, so sieht man hier die Grenzen für eine bestimmte Wellenlänge: Handelt es sich um sehr langwellige Rauigkeit, so kann man das dadurch erzeugte diffus gestreute Licht nicht mehr vom kohärent reflektierten trennen; bei zu kurzwelligen Strukturen gelangt man an die sogenannten "Rayleigh-Punkte", bei denen die erste Ordnung im Material verschwindet:

$$|\sin\Theta_2|=1 \quad \rightarrow \quad \lambda/\Lambda=1\pm\sin\Theta_1 \quad (2.6)$$

Mit einer Wellenlänge λ kann man also bestenfalls eine Struktur von $\Lambda=\lambda/2$ im Streulicht beobachten.

Abbildung 2.2 verdeutlicht noch einmal die Gesetzmäßigkeiten der Gittergleichung. Es ist der Zusammenhang zwischen Lichtwellenlänge λ und der Gitterkonstanten Λ (laterale Rauigkeit) für verschiedene Streuwinkel $\Theta_2-\Theta_1$ und senkrechten Einfall dargestellt. Man kann also für jede Wellenlänge ablesen, welche Gitterkonstanten prinzipiell als Streulicht erfaßbar sind. Bei schrägem Einfall ist dieser Bereich größer, die Nomogrammlinien werden jedoch nur parallel verschoben. Schräger Einfall ist bei VUV-Strahlung und besonders bei Röntgenstrahlung notwendig, damit die Strahlung überhaupt reflektiert wird.

Für Streulichtmessungen an mikrorauen Oberflächen braucht man Quellen mit großer Intensität, denn das gestreute Licht ist um einige Größenordnungen schwächer als das kohärent reflektierte. Daher wurden Messungen dieser Art bisher überwiegend mit sichtbarem Laserlicht (meistens $\lambda=6328 \text{ \AA}$) oder mit Röntgenstrahlen ($\lambda_{Cu}=1.5 \text{ \AA}$, $\lambda_{Al}=8.3 \text{ \AA}$, $\lambda_{Cu}=13.3 \text{ \AA}$...) durchgeführt. Die waagerechten Balken in Abbildung 2.2 geben für $\lambda=6328 \text{ \AA}$, $\lambda=100 \text{ \AA}$ und $\lambda=10 \text{ \AA}$ den von der Gittergleichung theoretisch zugelassenen (gestrichelt) und den technisch zugänglichen (durchgezogen) Bereich für Λ unter Berücksichtigung der für die jeweilige Wellenlänge möglichen Einfallswinkel Θ_1 ($0^\circ/80^\circ/89^\circ$) an.

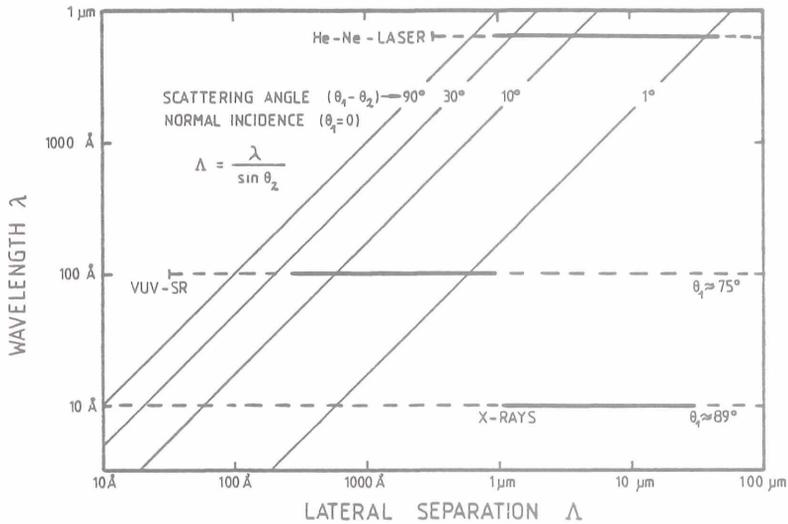


Abbildung 2.2: Zusammenhang zwischen Streuwinkel, Gitterkonstanten und Wellenlänge: Die schrägen Nomogrammlinien geben für senkrechten Einfall an, unter welchem Streuwinkel $(\theta_1 - \theta_2)$ man das Streulicht eines Gitters mit der Ortswellenlänge Δ bei der Lichtwellenlänge λ erwarten kann. Die waagerechten Balken zeigen die von den üblichen Untersuchungswellenlängen und der VUV-Strahlung erfaßten Ortswellenlängenbereiche (allerdings nicht mehr für $\theta_1 = 0$, sondern für die bei diesen λ üblichen bzw. notwendigen Winkeln θ_1)

Nimmt man an, daß selbst gut polierte Spiegel alle Rauheitswellenlängen von einigen 100 \AA (Struktur der Aufdampfschicht) bis zu 100 \mu m und mehr (Welligkeit des Substrats) enthalten, kann man sagen, daß jede Lichtwellenlänge ihren eigenen Ansprechbereich unter den Rauheitslängen hat. Man sieht, daß in dieser Arbeit behandelte Streuung von VUV-Synchrotronstrahlung auf Strukturen reagiert, die in ihrer lateralen Ausdehnung kleiner sind als diejenigen, die üblicherweise von Streuexperimenten im Sichtbaren und im Röntgenbereich erfaßt werden. Es handelt sich dabei um Gitterkonstanten von $\Delta \sim 300 \text{ \AA}$ bis $\Delta \sim 1 \text{ \mu m}$, vorausgesetzt man kann Streulicht mit $\theta_2 - \theta_1 = 1^\circ$ noch gerade vom spekulär reflektierten Licht trennen. Gerade die Strukturen von Aufdampfschichten wie z.B. Inseln, Kristallite und Korngrenzen liegen in diesem Δ -Bereich [AST74, EBB79].

Als Ergebnis dieser einfachen Betrachtungen, die im Folgenden durch detailliertere Theorien und Experimente zu prüfen sind, kann man also festhalten:

- a) Die Streuintensität hängt von h/λ und $\cos\theta_1$ ab.
- b) Die Streuverteilung ist primär durch Λ/λ und θ_1 bestimmt.
- c) Bei VUV-Streuung erwartet man Informationen über Strukturen, deren laterale Ausdehnung Λ zwischen 300 \AA und $1 \text{ }\mu\text{m}$ liegen.

2.2 BESCHREIBUNG EINER RAUHEN OBERFLÄCHE

Um eine genauere Streutheorie anwenden zu können, braucht man eine mathematische Beschreibung der Mikrorauhigkeit. Ein kartesisches Koordinatensystem sei hierzu mit seiner x-y-Ebene parallel zur rauhen Oberfläche eingeführt. Die Oberfläche ist dann durch die Koordinaten $(x,y,\zeta(x,y)=z)$ gegeben. Eine exakte Kenntnis von $\zeta(x,y)$ ist im Falle der Mikrorauhigkeit kaum möglich. Die Oberfläche hat zwar eine deterministische mikroskopische Struktur, man kann sich aber die ausgeleuchtete Fläche in kleinere Flächen unterteilt denken, die alle die gleichen makroskopischen Rauheitsparameter haben, mikroskopisch gesehen jedoch verschiedene Realisierungen bzw. Elemente eines "Ensembles" sind [CJZ77,CJZ79,EB79]. Man nimmt daher an, daß $\zeta(x,y)$ eine Variable ist, die Zufallswerte z mit der Wahrscheinlichkeit $p(z)$ annimmt. Für den Mittel- oder Erwartungswert von ζ gilt dann:

$$\langle \zeta \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} zp(z)dz = 1/A \int_A \int \zeta(x,y) dx dy \quad (2.7)$$

Die Gleichheit dieser beiden Integrale beinhaltet die übliche Voraussetzung, daß der Zufallsprozeß "ergodisch" ist. Das bedeutet, daß man die Ensemble-Mittelung von ζ an der Stelle (x,y) mit der Verteilung $p(z)$ durch die Mittelung über die Fläche ersetzen kann. Die x-y-Ebene sei so gelegt, daß

$$\langle \zeta \rangle = 0 \quad (2.8)$$

Für Funktionen $f(\zeta)$ von ζ gilt:

$$\langle f(\zeta) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(z)p(z)dz \quad (2.9)$$

Die Varianz $\text{var}(\zeta)$ von ζ ist:

$$\text{var}(\zeta) = \langle (\zeta - \langle \zeta \rangle)^2 \rangle = \langle \zeta^2 \rangle - \langle \zeta \rangle^2$$

$$\langle \zeta \rangle = 0: \quad \text{var}(\zeta) = \langle \zeta^2 \rangle$$

Ist die Zufallsvariable eine komplexe Zahl, so gilt:

$$\text{var}(\rho) = \langle \rho \rho^* \rangle - \langle \rho \rangle \langle \rho \rangle^* \quad (2.10)$$

Die Quadratwurzel aus der Varianz ist gleich der "Standardabweichung" und wegen $\langle \zeta \rangle = 0$ auch gleichbedeutend mit dem mittleren quadratischen Wert der Zufallsvariablen ζ :

$$\text{rms-Rauhigkeit: } \sigma = \sqrt{\langle \zeta^2 \rangle} \quad (2.11)$$

Bei der vorliegenden Anwendung nennt man $p(z)$ auch die "Höhenverteilung". In der Theorie der Streulichtberechnung wird die Höhenverteilung oft als Gaußsche Normalverteilung mit der rms-Rauhigkeit σ als Standardabweichung angenähert [BS63]:

$$p(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.12)$$

Durch diese Verteilung allein ist die Oberfläche noch nicht vollständig statistisch charakterisiert: es fehlt noch eine Aussage darüber, wie die Zufallsvariablen $\zeta_1(x_1, y_1)$ und $\zeta_2(x_2, y_2)$ an zwei verschiedenen Punkten der Oberfläche (x_1, y_1) und (x_2, y_2) miteinander zusammenhängen.

Dazu betrachtet man die zweidimensionale Verteilung $p(z_1, z_2)$, die die Oberfläche nun vollständig beschreibt. $p(z_1, z_2)$ gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ζ_1 den Wert z_1 und gleichzeitig ζ_2 den Wert z_2 annimmt. ζ_1 und ζ_2 sind statistisch unabhängig, wenn

$$p(z_1, z_2) = p(z_1) \cdot p(z_2)$$

und folglich: $\langle \zeta_1 \zeta_2 \rangle = \langle \zeta_1 \rangle \langle \zeta_2 \rangle$ gilt.

Bei einer realen Oberfläche werden ζ_1 und ζ_2 für nahe beieinanderliegende Punkte sicher nicht statistisch unabhängig sein. Als Maß für die statistische Abhängigkeit definiert man für die Erwartungswerte die sogenannte Autokovarianzfunktion:

$$\begin{aligned} K &= \iint_{\Omega} \zeta_1 \zeta_2 p(z_1, z_2) dz_1 dz_2 - \langle \zeta_1 \rangle \langle \zeta_2 \rangle \\ &= \langle \zeta_1 \zeta_2 \rangle - \langle \zeta_1 \rangle \langle \zeta_2 \rangle \end{aligned}$$

Normiert nennt man sie Autokorrelationsfunktion:

$$C = \frac{\langle \zeta_1 \zeta_2 \rangle - \langle \zeta_1 \rangle \langle \zeta_2 \rangle}{\text{var}(\zeta_1)} = \frac{\langle \zeta_1 \zeta_2 \rangle}{\langle \zeta_1^2 \rangle} \quad \text{mit } \langle \zeta_1 \rangle = 0 \quad (2.13)$$

Der Zufallsprozeß heißt stationär, wenn die Erwartungswerte und C nicht von der speziellen Wahl von (x_1, y_1) , (x_2, y_2) abhängen, sondern nur vom Abstand \vec{r} der beiden Punkte:

$$C(\vec{r}) = \frac{\langle \zeta(\vec{r}) \zeta(\vec{r} + \vec{r}) \rangle}{\langle \zeta^2 \rangle} \quad (2.14)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird von stationärer und isotroper, also richtungsunabhängiger Rauigkeit ausgegangen, d.h. man kann \vec{r} durch τ ersetzen. Während für $\tau=0$ vollständige Korrelation besteht, d.h. $C(0)=1$, wird man für $\tau \rightarrow \infty$ keinen Zusammenhang zwischen ζ_1 und ζ_2 mehr erwarten, also $C(\infty)=0$. Bei rein statistischen Oberflächen wird $C(\tau)$ monoton auf $C(\infty)=0$ abfallen. Der Wert $T=\tau$, bei dem $C(\tau)$ auf den Bruchteil $1/e$ abgefallen ist, wird Korrelationslänge genannt. Man kann ihn als ein Maß für die mittlere laterale Ausdehnung der für die Streuung verantwortlichen Strukturen ansehen. Für den Fall der Gaußschen Höhenverteilung kann man die zweidimensionale Verteilung mit Hilfe von C ausdrücken:

$$p(z_1, z_2) = \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{(1-C^2)}} \exp\left(-\frac{z_1^2 - 2Cz_1z_2 + z_2^2}{2\sigma^2(1-C^2)}\right) \quad (2.15)$$

Wenn keine Möglichkeit besteht, die Autokorrelationsfunktion der Oberfläche zu messen, wird sie oft durch analytische Ausdrücke angenähert, wie z.B durch eine Gaußkurve [BS63, Bl67, He72]:

$$C_{\text{Gauß}} = \exp(-\tau^2/T^2) \quad (2.16)$$

durch eine Exponentialfunktion [EB74, EB79, Le78, Ha80]:

$$C_{\text{exp}} = \exp(-|\tau|/T) \quad (2.17)$$

durch Linearkombinationen gaußscher- oder exponentieller Funktionen [EB79] wie z.B.:

$$C_{\text{ge}} = A \exp(-\tau^2/T_g^2) + B \exp(-|\tau|/T) \quad (2.18)$$

oder manchmal durch noch kompliziertere Funktionen [NG82].

Die etwas abstrakte Autokorrelationsfunktion steht in einfacher Verbindung zum Oberflächenprofil. Wenn man die Rauigkeit wieder als Zusammensetzung vieler Fourierkomponenten betrachtet, gilt:

$$\zeta(x,y) = (1/4\pi^2) \iint \zeta(\vec{K}) \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}) d^2\vec{K}$$

bzw.

$$\zeta(\vec{K}) = \iint \zeta(x,y) \exp(-i\vec{K} \cdot \vec{r}) d^2\vec{r}$$

\vec{K} : Oberflächenwellenvektor

Für die Berechnung des Poyntingvektors ist später das Betragsquadrat von $\zeta(\vec{K})$ wichtig. Außerdem muß man durch Bildung des Ensemble-Mittelwertes der statistischen Natur der Oberfläche Rechnung tragen:

$$W(\vec{K}) = 1/A \langle |\zeta(\vec{K})|^2 \rangle \quad (2.19)$$

$W(\vec{K})$ wird spektrale Leistungsdichte (PSD="power spectral density") genannt. Sie bestimmt, wie später gezeigt wird, im wesentlichen die Streulichtverteilung für verschiedenen Richtungen Θ_2 . Hat man es mit regelmäßigen Oberflächen zu tun, z.B. mit Gittern, so kann man auf die Mittelung verzichten und $W(\vec{K})$ ist einfach das Betragsquadrat der Fourierkomponenten. Der Zusammenhang zwischen W und der Korrelationsfunktion C ist für stationäres und ergodisches Verhalten durch das WIENER-KHINCHIN-Theorem [z.B. Gi67] gegeben:

$$W(\vec{K}) = \iint C(\vec{\tau}) \exp(-i\vec{K} \cdot \vec{\tau}) d^2\tau \quad (2.20)$$

Die spektrale Leistungsdichte W ist also die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion und umgekehrt.

Für isotrope Rauigkeit erhält man daraus:

$$W(K) = 2\pi \int_0^\infty \tau C(\tau) J_0(K\tau) d\tau \quad (2.21)$$

wobei J_0 die Besselfunktion 0.Ordnung ist

Für gaußsches bzw. exponentielles C erhält man:

$$W_{\text{gauß}}(K) = \pi T^2 \exp(-(T K/2)^2) \quad (2.22)$$

$$W_{\text{exp}}(K) = \frac{2\pi T^2}{(1+K^2T^2)^{3/2}} \quad (2.23)$$

2.3 KLASSISCHE STREUTHEORIE

In der klassischen Elektrodynamik läßt sich die Streuung ebener elektromagnetischer Wellen $\vec{E}=\vec{E}_1 \exp(i\vec{k}\vec{r}-\omega t)$ einer rauhen Oberfläche durch die Maxwellgleichungen für den freien Raum ($\rho=0, \vec{j}=0$) erfassen. Man erhält aus den gekoppelten Differentialgleichungen 1.Ordnung in diesem Fall eine ungekoppelte DGL 2.Ordnung, die von den Feldern \vec{E} und \vec{B} und auch vom Vektorpotential \vec{A} erfüllt wird:

Helmholtz-Gleichung:

$$\nabla^2 \vec{A} + (\omega^2/c^2)\vec{A} = 0 \quad (2.24)$$

wobei die Zeitabhängigkeit schon separiert ist

Nicht alle Lösungen der Wellengleichung sind physikalisch sinnvoll. Daher muß das gestreute Feld \vec{E} noch die Randwertbedingungen (2.1) erfüllen. Die Energieerhaltung verlangt außerdem noch, daß das gestreute Feld für große Abstände vom Streuzentrum sich wie

$$E \sim \frac{\exp(ikr)}{r}$$

verhält [Ba70,Ja75,BW75]. Nur in rechtwinkligen Koordinatensystemen separiert die vektorielle Helmholtzgleichung in drei gleichartige skalare Gleichungen für die einzelnen Komponenten:

$$\nabla^2 \psi + k_0^2 \psi = 0$$

Jede der drei Vektorkomponenten muß diese Gleichung erfüllen. Löst man dagegen das Problem nur für eine skalare Funktion ψ und vernachlässigt damit den Vektorcharakter des Feldes, so spricht man von "skalarer Theorie". Die skalare Theorie vereinfacht die Lösung erheblich und liefert in vielen Fällen brauchbare Ergebnisse, obwohl sie eigentlich für das elektromagnetische Feld nicht korrekt ist [BW75]. Die exakte Lösung des Randwertproblems (2.24) ist bisher nur in sehr wenigen einfachen Fällen gelungen, wie z.B. durch SOMMERFELD für den Fall einer Halbebene mit unendlicher Leitfähigkeit. Daher muß man meistens vereinfachende Annahmen machen und zu Näherungslösungen übergehen.

Die einfachste Methode wäre, die raue Oberfläche als Ansammlung kleiner geneigter Elementarspiegel mit statistisch verteilten Neigungswinkeln zu betrachten und die geometrische Optik zu benutzen [TS67,TR75]. Dies funktioniert jedoch nur, wenn die Wellenlänge λ sehr klein im Verhältnis zu den Abmessungen der Elementarspiegelchen, also der lateralen Ausdehnung der streuenden Strukturen, ist.

Für spezielle Streuer, wie z.B. Kügelchen, lohnt sich eine Koordinatentransformation in ein anderes orthogonales Koordinatensystem, das der streuenden Oberfläche besonders angepaßt ist. Man erhält dann wieder drei einfachere Differentialgleichungen für die drei neuen Koordinaten. MIE [Mi08] hat dies z.B. für leitende Kugeln durchgeführt.

Eine weitere Möglichkeit ist, daß man das Problem in eine Integralgleichung umwandelt. Aber auch diese sind meistens nur mit Störungstheorie, Reihenentwicklungen oder ähnlichen mathematischen Näherungsverfahren lösbar, wie z.B. bei der vektoriellen Kirchhoffmethode.

Im Folgenden wird zunächst die skalare Kirchhoffmethode, angewendet auf den Fall einer statistisch rauhen Oberfläche, näher betrachtet. Trotz erheblicher Vereinfachung hat sie den für die Praxis wichtigen Vorteil, als Ergebnis eine geschlossene Formel zu bieten. Später wird der skalaren Theorie das Ergebnis einer Störungstheorie 1.Ordnung gegenübergestellt, bei der der Vektorcharakter des elektrischen Feldes berücksichtigt wird.

Skalare Theorie

Die Anwendung der skalaren Kirchhoffschen Methode auf die Reflexion von ebenen elektromagnetischen Wellen von rauhen Oberflächen wurde ausführlich von BECKMANN und anderen [BS63, Da54, Po63] behandelt und soll hier nur grob skizziert werden. Dabei folgen wir im wesentlichen Beckmanns Theorie und Bezeichnungsweise (s. Abb.2.3).

Mit Hilfe der Greenschen Formel erhält man aus der Helmholtz-Gleichung (2.24) das Helmholtzintegral, welches das elektrische Feld $E_2(P)$ im Beobachtungspunkt P zum Feld auf einer geschlossenen Oberfläche S um P in Beziehung setzt. S wird so gewählt, daß nur das Integral über die reflektierende Fläche einen Beitrag liefert. Das Wesentliche an der Kirchhoffmethode besteht nun darin, vereinfachte Randwertbedingungen für E und $\partial E/\partial n$ auf S anzunehmen. Beckmann setzt dazu die Existenz des lokalen Fresnelschen Reflexionskoeffizienten voraus d.h. er benutzt die Randwertbedingungen der zum Integrationspunkt $(x,y,\zeta(x,y))$ gehörigen Tangentialebene ("tangent plane approximation"). Dies ist nur realistisch, wenn der Krümmungsradius der Oberflächenstrukturen groß gegen die Wellenlänge λ ist, oder $\sigma \ll T$.

Die statistische Natur macht es außerdem unmöglich in jedem Integrationspunkt die lokale Fresnelsche Reflektivität \hat{r}_s bzw. \hat{r}_p zu kennen; sie wird daher gleich eins gesetzt, d.h. die Theorie gilt exakt nur für Spiegelmaterialien mit unendlicher Leitfähigkeit ! Mit Einschränkungen kann man bei nichtunendlicher Leitfähigkeit eine mittlere Reflektivität definieren: $\langle \hat{r}(\theta_{1, \text{lokal}}) \rangle = \hat{r}(\theta_1) = \hat{r}$ und diese vor das Integral ziehen [BS63].

Setzt man schließlich noch voraus, daß der Abstand von P zur streuenden Oberfläche groß ist ("Fraunhofer-Beugung"), so erhält Beckmann für das normierte Feld:

$$\rho = E_z/E_{z0} = (F/A) \iint_A \exp(i\vec{v}\cdot\vec{r}) \, dx dy \quad (2.26)$$

$$\vec{v} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \quad , \quad \vec{r} = (x, y, \zeta(x, y))$$

$$v_x = (\sin\theta_1 - \sin\theta_2 \cos\theta_3) 2\pi/\lambda$$

$$v_y = (-\sin\theta_2 \sin\theta_3) 2\pi/\lambda$$

$$v_z = -(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) 2\pi/\lambda$$

$$F = \frac{(1 + \cos\theta_1 \cos\theta_2 - \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\theta_3)}{\cos\theta_1 (\cos\theta_1 + \cos\theta_2)}$$

wobei A die ausgeleuchtete Fläche und E_{z0} das von einer glatten Oberfläche reflektierte Feld sind.

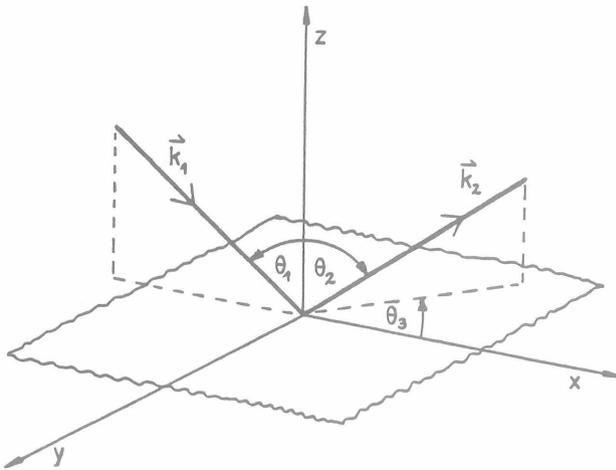


Abbildung 2.3: Die von BECKMANN benutzte und hier von uns übernommene Streugeometrie

Die folgende Aufstellung gibt nocheinmal alle Annahmen und Näherungen an, die zum Integral (2.26) führen:

- 1) $\sigma \ll T \ll \sqrt{A}$ bzw. $\lambda \ll$ Oberflächenkrümmungsradius
- 2) Unendliche Leitfähigkeit bzw. $\hat{r}(\theta_{1, \text{lokal}}) = \text{const.} = \hat{r}$
- 3) Fraunhofer-Beugung
- 4) Vernachlässigung von Abschattung und Mehrfachstreuung
- 5) Einfallende Welle ist eben und linear polarisiert

Gleichung (2.26) ist sowohl auf periodische Oberflächen, wie z.B. Gitter, als auch auf statistisch raue Flächen anwendbar. Im letzteren Falle bilden wir zunächst den Erwartungswert von ρ , da er später für die Berechnung des Streulichtes benötigt wird:

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle &= (F/A) \left\langle \iint_A \exp(i\vec{v} \cdot \vec{r}) \, dx dy \right\rangle \\ &= \langle \exp[iv_z \zeta(x,y)] \rangle \cdot F/A \iint \exp[i(v_x x + v_y y)] \, dx dy \\ &= \int p(z) \exp(iv_z z) \, dz \cdot F/A \iint \exp[i(v_x x + v_y y)] \, dx dy \end{aligned}$$

Beckmann zeigt, daß für $A \gg \lambda^2$ das Integral über die Fläche A, ähnlich einer δ -Funktion, für Streuwinkel $\theta_2 \sim \theta_1$ gleich eins wird, für alle anderen Streuwinkel aber verschwindet:

$$\langle \rho \rangle = \begin{cases} 0 & \text{für } \theta_2 \neq \theta_1 \\ \langle \exp(iv_z \zeta) \rangle & \text{für } \theta_2 = \theta_1 \end{cases}$$

Das Integral $\langle \exp(iv_z \zeta) \rangle$ nennt man die "charakteristische Funktion" der Verteilung $p(z)$. Für die üblicherweise verwendete Gaußsche Höhenverteilung nimmt sie folgende Form an:

$$\langle \rho \rangle = \exp(-\sigma^2 v_z^2 / 2) \quad (2.27)$$

für $\theta_2 = \theta_1$ und sonst 0 ist.

Um den mittleren Energiefluß der gestreuten Welle zu erhalten, muß man den Poyntingvektor berechnen:

$$\frac{dI}{I_0 d\Omega} = \frac{\langle E_2 E_2^* \rangle}{|E_1|^2} = \frac{|E_{20}|^2}{|E_1|^2} \langle \rho \rho^* \rangle \quad (2.28)$$

Für $\langle \rho \rho^* \rangle$ hat man zu berechnen:

$$\langle \rho \rho^* \rangle = (F^2/A^2) \iiint \exp(i\mathbf{v}_x(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) + i(y_1 - y_2)) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \\ \times \langle \exp(i\mathbf{v}_z(\zeta_1 - \zeta_2)) \rangle$$

Hier geht mit $\langle \exp(i\mathbf{v}_z(\zeta_1 - \zeta_2)) \rangle$ die Statistik der lateralen Ausdehnung der Rauigkeit (Korrelation) in die Rechnung ein! Im Falle der isotropen Gaußschen Höhenverteilung, lautet die charakteristische Funktion der zweidimensionalen Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(z_1, z_2)$:

$$\langle \exp(i\mathbf{v}_z(\zeta_1 - \zeta_2)) \rangle = \iint_{-\infty}^{\infty} p(z_1, z_2) \exp[i\mathbf{v}_z(\zeta_1 - \zeta_2)] dz_1 dz_2 = \exp[-\sigma^2 \mathbf{v}_z^2 (1 - C)]$$

wobei $C = C(\tau)$ die im vorigen Abschnitt beschriebene Autokorrelationsfunktion ist.

Nach Einführung von Polarkoordinaten, Aufspaltung in $|\langle \rho \rangle|^2$ und $\text{var}(\rho)$ entsprechend Gleichung (2.10) und Reihenentwicklung der Exponentialfunktion in der charakteristischen Funktion erhält man:

$$\langle \rho \rho^* \rangle = \left\{ \exp(-\sigma^2 \mathbf{v}_z^2) \right\}_{\Theta_2 = \Theta_1} + (2\pi F^2/A) \exp(-g) \sum_{m=1}^{\infty} (g^m/m!) \int_0^{\infty} J_0(\mathbf{v}_{xy}\tau) C^m \tau d\tau \\ g = \mathbf{v}_z^2 \sigma^2 = (\cos\Theta_1 + \cos\Theta_2)^2 4\pi^2 \sigma^2 / \lambda^2 \\ \mathbf{v}_{xy} = \sqrt{\mathbf{v}_x^2 + \mathbf{v}_y^2} \quad (2.29)$$

Der gesamte Ausdruck enthält also einen Term $\langle \rho \rangle \langle \rho \rangle^*$, der die kohärente Reflexion beschreibt und nur für $\Theta_2 = \Theta_1$ einen Beitrag liefert, und einen Term $\text{var}(\rho)$, der die diffuse Streuung beschreibt. Der diffuse Anteil wird im wesentlichen durch die Autokorrelationsfunktion bestimmt. Für geringe Rauigkeiten $\sigma \ll \lambda$ reicht der erste Term der Reihe:

$$\text{var}(\rho) = (2\pi F^2/A) \exp(-g) g \int J_0(\mathbf{v}_{xy}\tau) C \tau d\tau$$

Der Vergleich mit (2.21) zeigt:

$$\text{var}(\rho) = (F^2/A) \exp(-g) g W(\mathbf{v}_{xy}) \quad (2.30)$$

Die Streuerverteilung ist also zumindestens für geringe Rauhtiefen σ durch die PSD-Funktion gegeben. Für gaußsche bzw. exponentielle Autokorrelation ergeben sich die folgenden Endausdrücke:

$$dI/(I_0 d\Omega) = I_{\text{spec}} + I_{\text{scatter}}$$

Gaußsche Korrelation:

$$\frac{dI}{I_0 d\Omega} = I_{\text{spec}} + R_0 \frac{\pi F^2 \cos\theta_1}{\lambda^2} \exp(-g) \sum_{m=1}^{\infty} (g^m/m!) T^2 \exp(-v_{xy}^2 T^2/4m) \quad (2.31)$$

Exponentielle Korrelation:

$$\frac{dI}{I_0 d\Omega} = I_{\text{spec}} + R_0 \frac{2\pi F^2 \cos\theta_1}{\lambda^2} \exp(-g) \sum_{m=1}^{\infty} (g^m/m!) \frac{(T/m)^2}{(1 + (T/m)^2 v_{xy}^2)^{3/2}} \quad (2.32)$$

mit $R_0 = |\hat{f}|^2$

und $I_{\text{spec}} = R_0 \exp(-(4\pi\sigma \cos\theta_1/\lambda)^2)$ für $\theta_2 = \theta_1$; sonst $I_{\text{spec}} = 0$ (2.33)

Zusätzlich zu den schon oben angegebenen Näherungen 1)-5) liegen diesem Endergebnis also noch folgende Annahmen zugrunde:

- 6) isotrope, statistische Rauigkeit
- 7) Gaußsche Höhenverteilung
- 8) Spezielle Korrelationsfunktion $C(\tau)$

Der Ausdruck $g = v_z^2 \sigma^2$ bestimmt die Konvergenz der Summe in I_{scatter} . Für $g \ll 1$ reicht, wie schon oben festgestellt, das erste Summenglied. Die Rauigkeit σ geht dann einfach als Faktor in I_{scatter} ein, d.h. sie wirkt sich nur auf den Streulevel aus, nicht auf die Winkelverteilung des Streulichtes. Die Winkelverteilung ist durch die Wellenlänge λ , den Einfallswinkel θ_1 und durch die Korrelationslänge T bestimmt. Dies waren aber gerade die Schlußfolgerungen aus den einfachen Betrachtungen des Abschnitts 2.1. Für $g \sim 1$ kommen höhere Summenterme hinzu und σ geht auch in die Verteilung ein. Diese Zusammenhänge sind in den Abbildungen 2.4-2.7 dargestellt. Es wurde dazu die Winkelverteilung des Streulichtes I_{scatter} nach Gleichung (2.32) für Parameterbereiche von λ , σ , T , θ_1 , θ_2 . . . berechnet, die uns in dieser Arbeit interessieren.

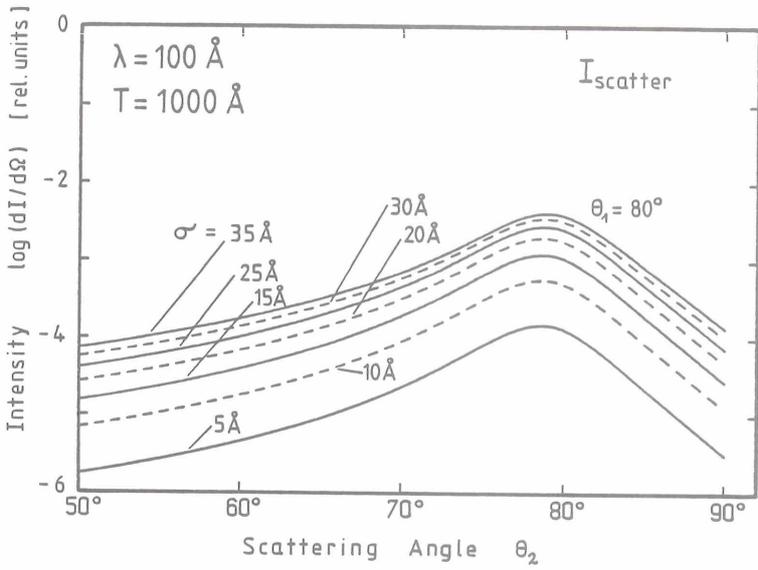
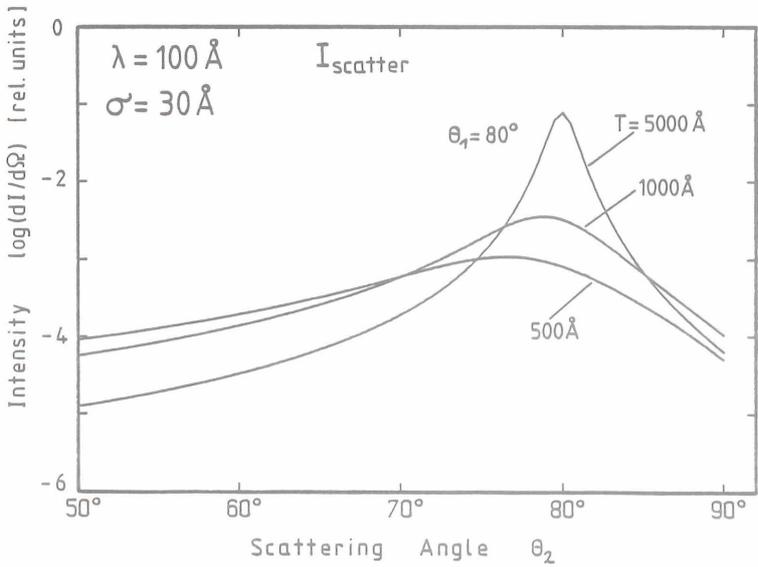


Abbildung 2.4/2.5: Theoretische Streulichtverteilungen nach Glg. (2.32): Einfluß von σ bzw. T ($\theta_3=0$, $R_0=1$)



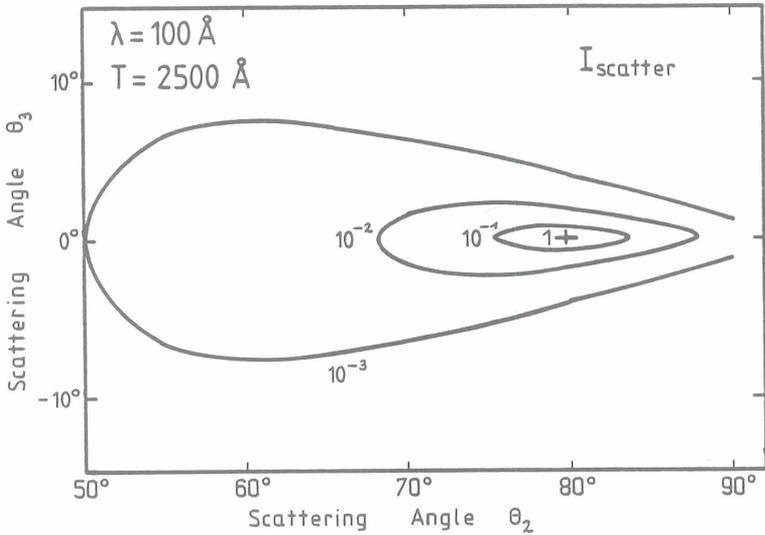
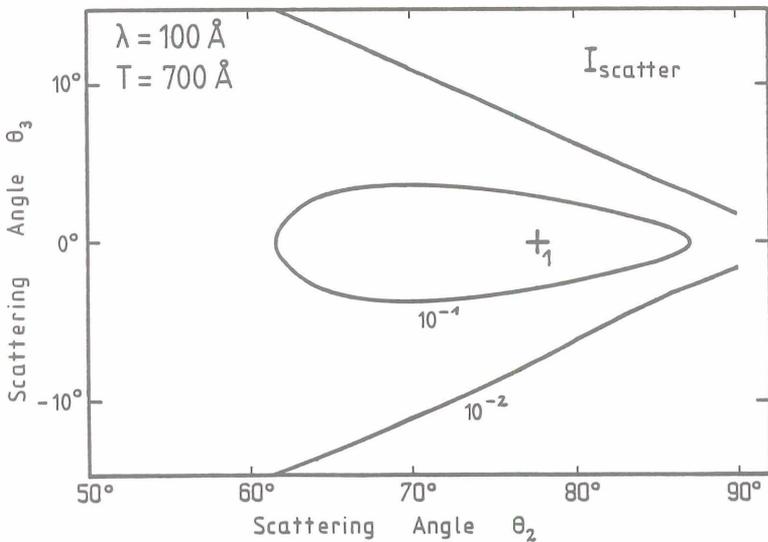


Abbildung 2.6/2.7: Theoretische Streulichtverteilungen nach Glg. (2.32):
 Laterale Streulichtverteilung bezogen auf das Maximum
 von I_{scatter} bei unterschiedlicher Korrelationslänge
 Parameter: $\sigma = 20 \text{ \AA}$, $\theta_1 = 80^\circ$, $R_0 = 1$



Die Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen die Verteilungen in der Einfallsebene ($\theta_3=0$) für verschiedene σ und T . Die Abbildungen 2.6 und 2.7 veranschaulichen das zweidimensionale Streulicht in Abhängigkeit von T .

Für $R_0=1$ müssen sich die beiden Terme aufgrund der Energieerhaltung zu eins integrieren [CZ75,Sp83]:

$$I_{\text{spec}} + \int_{2\pi} \frac{dI_{\text{scatter}}}{d\Omega} d\Omega = 1 \quad (2.34)$$

Für geringe Rauigkeit $\sigma \ll \lambda$ gilt dann:

$$\begin{aligned} \int \frac{dI_{\text{scatter}}}{d\Omega} d\Omega &= 1 - (1 - \exp(-4\pi\sigma\cos\theta_1/\lambda)^2) \\ &= (4\pi\sigma\cos\theta_1/\lambda)^2 \end{aligned} \quad (2.35)$$

Es gibt Hinweise, daß dies auch für beliebige Höhenverteilungen gilt [ERB83,Sp83].

Für $R_0 \neq 1$ können zusätzliche Absorptionen auftreten, so daß die obige Erhaltungsformel nicht notwendig gelten muß [CZ75]. Wie die Vektortheorie im nächsten Abschnitt zeigen wird, kommt schon ein Fehler dadurch zustande, daß $\langle \hat{r}(\theta_{1,\text{lokal}}) \rangle = \hat{r}$ nur für $\theta_2 = \theta_1$ exakt gilt.

Das integrierte Streulicht der Gleichung (2.34) bzw. (2.35) wird in der Literatur oft TIS abgekürzt ("total integrated scatter"), die Streuverteilung $dI/d\Omega$ selber nennt man ARS ("angle resolved scattering"). TIS wird häufig zur Bestimmung der rms-Rauigkeit nach (2.35) benutzt.

Der Faktor $\cos\theta_1/\lambda^2$ in den Formeln (2.31) und (2.32) entspricht nicht ganz der Beckmannschen Darstellung, in der dieser Faktor den Wert $\cos^2\theta_1/\lambda^2$ hat. Diese Form wird auch von anderen angezweifelt [He72,NG82,WW83,Ha80]. Anhand von Gleichung (2.35) kann man nach numerischer Integration der Streuverteilung nachprüfen, welcher Faktor falsch ist. Das in den Gleichungen (2.31) und (2.32) angegebene I_{scatter} erfüllt die Gleichung (2.35), nicht jedoch das mit dem von Beckmann angegebenen Faktor berechnete I_{scatter} .

Vektorielle Streutheorie

Den Einfluß der optischen Konstanten und der Polarisation der einfallenden Strahlung auf die Streuung kann man nur berechnen, wenn man den Vektorcharakter des elektromagnetischen Feldes nicht vernachlässigt. Ein Großteil der hierzu vorgeschlagenen Theorien [KK70,CMT75,CJZ79,EI75,ER74] basiert darauf, daß man die Rauigkeit als kleine Störung ($\sigma/\lambda \ll 1$) betrachtet und eine Störungsrechnung durchführt. Zuerst wurden diese Methode von RAYLEIGH [Ra07] und FANO [Fa41] benutzt. Einige andere Ansätze gehen von der Vektorform des Kirchhoff-Integrals, dem sogenannten Stratton-Chu-Silver-Integral, aus [Le71]. Die meisten dieser teilweise auch quantenmechanisch durchgeführten Rechnungen, liefern dieselben oder zumindest ähnliche Ergebnisse [EBB79,EBe79,CMT75]. Am vollständigsten (und in den letzten Jahren am meisten benutzt) ist die Lösung von ELSON [EI75], die hier kurz skizziert sei:

In Operatorform geschrieben lautet die Differentialgleichung (2.23) :

$$L \vec{A} = 0$$

Elson macht nun eine Koordinatentransformation:

$$\begin{aligned} u_1 &= x \\ u_2 &= y \\ u_3 &= z - \zeta(x,y) \end{aligned}$$

so daß die raue Oberfläche im neuen Koordinatensystem eine glatte Ebene bildet. Für den Operator L und das Vektorpotential \vec{A} ergeben sich dann bei Berücksichtigung der Glieder 1.Ordnung in ζ :

$$\begin{aligned} L &= L^{(0)} + L^{(1)} \\ A &= A^{(0)} + A^{(1)} \end{aligned}$$

Die ursprüngliche Helmholtzgleichung lautet dann:

$$L^{(0)} A = -L^{(1)} A$$

Durch die Koordinatentransformation erhält man also einen inhomogenen Term hinzu, man führt induzierte Ströme ein. Die Gleichung kann iterativ gelöst werden:

Lösung 0.Ordnung:

$$L^{(0)} A^{(0)} = 0$$

Lösung 1.Ordnung:

$$L^{(0)} A^{(1)} = -L^{(1)} A^{(0)}$$

Unter Berücksichtigung der Randwertbedingungen erhält ELSON mit der Methode der Greenschen Funktionen die Lösung 1.Ordnung $A^{(1)}$ in σ/λ :

$$I_{\text{scatter}} = (16\pi^2/\lambda^4) \cos\theta_1 \cos^2\theta_2 \sigma^2 Q W(v_{xy}) \quad (2.36)$$

Für I_{spec} gilt immer noch Gleichung (2.33). Die Ausdrücke für die höheren Ordnungen sind offenbar noch nicht veröffentlicht. Zur Herleitung dieser Formel wurden lediglich folgende Annahmen gemacht:

- 1) $\sigma \ll \lambda$
- 2) Fraunhofer-Beugung

Insbesondere gilt (2.36) für beliebige Dielektrizitätskonstanten $\hat{\epsilon}$ und macht auch keine speziellen Annahmen bzgl. der Höhenverteilung $p(z)$. $\hat{\epsilon}$ ist in dem "optischen Faktor" Q enthalten, der im Gegensatz zur skalaren Theorie nur für die spekulare Richtung ($\theta_2=\theta_1$, $\theta_3=0$) genau dem Fresnelschen Reflexionskoeffizienten $R_0=|r|^2$ entspricht. Ist die einfallende Strahlung s-polarisiert (wie bei den Messungen dieser Arbeit), so lautet der Q -Faktor für den s-polarisierten Anteil der gestreuten Intensität [E175,CJZ79]:

$$Q_{ss} = \left| \frac{\cos\theta_3}{(\cos\theta_1 + \sqrt{\hat{\epsilon} - \sin^2\theta_1}) (\cos\theta_2 + \sqrt{\hat{\epsilon} - \sin^2\theta_2})} \right|^2 \times |\hat{\epsilon} - 1|^2 \quad (2.37)$$

In der Einfallsebene ($\theta_3=0$) gibt es keinen p-polarisierten Anteil d.h. $Q_{sp}=0$.

Wie schon die skalare Theorie (Glg. 2.30) zeigt auch die vektorielle Theorie, daß die Streuverteilung im wesentlichen durch die spektrale Leistungsdichte W , ausgewertet für den speziellen Wellenvektor v_{xy} , bestimmt wird. Die beiden Theorien unterscheiden sich im Grenzfall $\sigma \ll \lambda$ nur durch den von θ_1, θ_2 und θ_3 abhängigen Geometriefaktor und den optischen Faktor $Q=Q(\hat{\epsilon}, \theta_1)$. Betrachtet man das Streulicht nahe um den spekularen Reflex herum, so liefern beide Theorien (Gln. 2.30/31/32+2.36) sogar exakt dasselbe Ergebnis:

$$dI/(I_0 d\Omega) = (16\pi^2/\lambda^4) \sigma^2 \cos^3\theta_1 R_0 W(v_{xy}) \quad (2.38)$$

Die wesentlichen Unterschiede zwischen skalarer- und Vektortheorie sind also folgende:

- 1) Unterschiedliche Geometriefaktoren
- 2) Berücksichtigung der Reflektivität und Polarisation für nichtspekulare Richtungen durch die Vektortheorie (Q-Faktor)
- 3) 1.Ordnung Vektortheorie: $\sigma \ll \lambda$ notwendig
- 4) Skalare Theorie: auch für größere Rauigkeiten σ gültig, solange $\lambda \ll T$ und $(k\sigma \cos\theta_1)^2 < 1$
- 5) Skalare Theorie: Gaußsche Höhenverteilung Voraussetzung

Um ein Gefühl zu bekommen, wie sich BECKMANN's- und ELSON's Theorie in dem für uns zugänglichen Parameterbereich zueinander verhalten, sind in den Abbildungen 2.8 und 2.9 für $\theta_1=80^\circ$ und $\theta_1=70^\circ$ die berechneten Streulichtverteilungen $I_{\text{scatter}}=I_{\text{scatter}}(\theta_2)$ bei $\lambda=100 \text{ \AA}$, $\sigma=30 \text{ \AA}$ und $T=1000 \text{ \AA}$ ($\theta_3=0$) dargestellt. Bei der Berechnung des Q-Faktors wurde von den optischen Konstanten für Gold ausgegangen. Es sind nicht nur die vollständigen Theorien nach den Gleichungen (2.32) und (2.36) mit exponentieller Autokorrelationsfunktion gezeigt, sondern auch die Vektortheorie mit $Q=1$ und das Ergebniss der skalaren Theorie, wenn man nur den ersten Summenterm auswertet. Die Kurven sind bei θ_1 normiert.

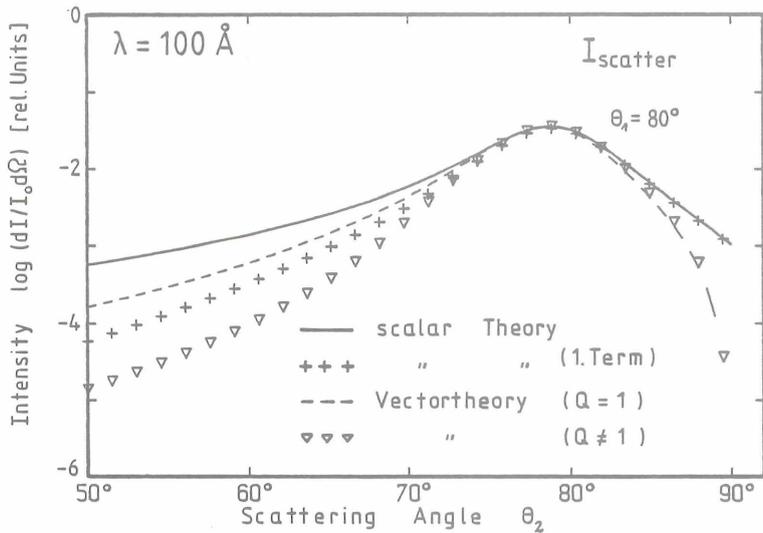
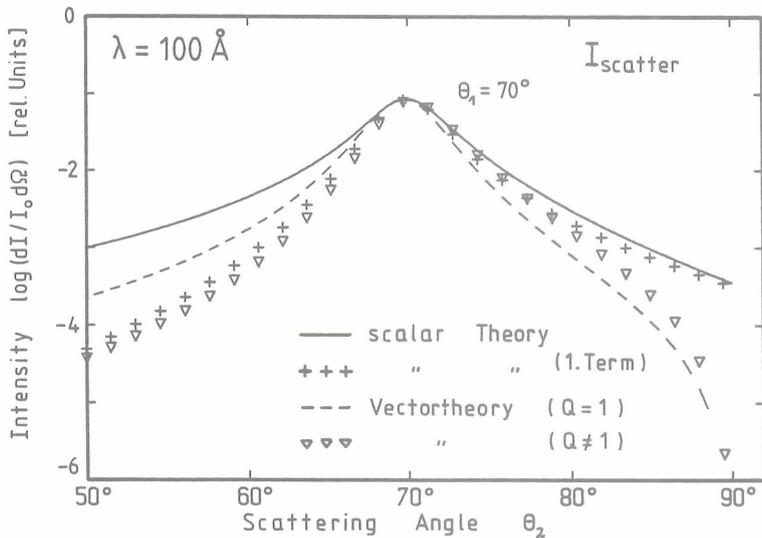


Abbildung 2.8/2.9: Theoretische Streulichtverteilungen nach den Gln. (2.32) und (2.36) bei verschiedenen Einfallswinkeln θ_1 und normiert auf ihren Wert bei θ_1 .
 Parameter: $\sigma = 30 \text{ \AA}$, $T = 1000 \text{ \AA}$, $\theta_3 = 0$, ($\epsilon_{1/2} = 0,9/0,025$ für Gold)



3.0 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Ihre besonderen Eigenschaften [Ku79] machen die Synchrotronstrahlung eines Speicherringes wie DORIS II zu einer gut geeigneten Strahlungsquelle für Festkörperuntersuchungen im VUV- und Röntgenbereich.

Für die hier beschriebenen Messungen sind insbesondere folgende Eigenschaften der Synchrotronstrahlung (SR) wichtig: 1) hohe Intensität, 2) geringe Divergenz der SR und geringe Größe der Quelle, 3) kontinuierliches Strahlungsspektrum ohne Linien, 4) zeitliche Stabilität und 5) horizontale Polarisierung in der Speicherringebene. Allerdings bedingt die Arbeit am Speicherring und die Art der Experimente einen wesentlich höheren apparativen Aufwand als bei Laborquellen.

Die vorliegenden Messungen wurden am Strahl G1 des Hamburger Synchrotronstrahlungslabors (HASYLAB) mit dem Speicherring DORIS II als Strahlungsquelle durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit entstand zunächst ein Teil des Strahlführungssystems ("beamline") G1; ein schon bestehender Monochromator [DK72] wurde vom Synchrotron DESY an G1 verlegt und es wurde ein neues Reflektometer für die schon in der Einleitung skizzierten optischen Untersuchungen konzipiert und aufgebaut. Dieses Reflektometer stellt das Kernstück des Experimentes dar; es genügt Anforderungen (Präzision, Vakuum, Aufdampfmöglichkeit . . .), die bisher von keinem Instrument dieser Art erreicht wurden. Im vorliegenden Kapitel werden diese Geräte, insbesondere das VUV-Reflektometer, beschrieben.

3.1 STRAHLFÜHRUNGSSYSTEM UND MONOCHROMATOR

Abbildung 3.1 a) zeigt das Strahlführungssystem von G1, Monochromator und Reflektometer eingeschlossen. Sein Aufbau ist im wesentlichen durch die räumlichen Verhältnisse am Fächer G, durch Strahlenschutzanforderungen (Bleikollimatoren sind nicht eingezeichnet) und durch das für Synchrotronstrahlung notwendige lückenlose, ausheizbare Vakuumsystem bestimmt. Ein sogenanntes Vakuum- und Strahlenschutzinterlock sorgt dafür, daß Ventilbetätigungen und Strahleinlaß nur möglich sind, wenn bestimmte Sicherheitskriterien erfüllt sind. Ein weiterer wichtiger Gesichtspunkt ist die Strahlungsoptik (siehe Abb.3.1b), d.h. zum einen die Eigenschaften der Synchrotronstrahlung, zum anderen die Anforderungen des Monochromators an das Strahlungsangebot.

Plangittermonochromatoren, zu denen der von uns benutzte "GLEISPIMO" gehört, haben eine um so bessere Auflösung und geringere Abbildungsfehler (Astigmatismus), je geringer die Divergenz der einfallenden Strahlung ist (die Größe und Leuchtdichte der Quelle spielt allerdings auch eine wichtige Rolle). Geringe Divergenz läßt sich bei vorgegebener Quelle durch große Entfernung zum Strahlungsquellpunkt und durch geringe Akzeptanz

des Monochromators erreichen, was allerdings beides auf Kosten der Intensität geht. Beide Parameter waren in unserem Fall weitgehend vorgegeben.

Der Monochromator hat bei einer Quellpunktsentfernung von 15-16 m eine Öffnung von $\sim 10 \times 20$ mm (vert. \times hor.) entsprechend $0,6 \times 1,2$ mrad Divergenz. Die SR von DORIS hat bei üblichen Parametern (3,7 GeV Elektronenenergie) für Photonenenergien von 200-20 eV eine vertikale Divergenz von $\sim 1,5$ -3,0 mrad [Ku79, KK77]. Geeignete Blenden auf der Strecke zum Monochromator sorgen für die Unterdrückung unerwünschter Strahlung, wie wie z.B. Streulicht.

Da am Strahl G1 Experimente mit Vakuumultraviolett-(VUV-) Strahlung vorgesehen sind, d.h. Photonenenergien bis maximal 1,5 keV ($\lambda \sim 7 \text{ \AA}$) genutzt werden sollen, ist es sinnvoll, die harten Röntgenstrahlen aus dem Synchrotronstrahlungsspektrum herauszufiltern. Dies besorgt der Planspiegel S (330mm lang, Material: Kanigen auf Kupfer) dessen Einfallswinkel (88°) so gewählt wurde, daß 1500eV-Photonen noch gut reflektiert werden, Photonen höherer Energie jedoch überwiegend transmittiert und absorbiert werden. Die Vorteile dieser Maßnahme liegen zum einen darin, daß die Strahlenbelastung der optischen Elemente des Monochromators geringer ist, zum anderen liegt das Experiment dann nicht mehr im Interlockbereich (d.h. im Bereich des Strahlenschutzes) und ist damit auch bei geöffnetem Beamshutter BS, also während des Messens, jederzeit zugänglich. Schließlich schafft die Ablenkung des Strahls um 4° überhaupt erst den notwendigen Abstand zum Nachbarstrahl G2. Ansonsten jedoch ist wegen der geringen Reflektivität im VUV darauf zu achten, daß die Beamline möglichst wenige optische Elemente enthält.

Die Konstellation: Ablenkspiegel - "GLEISIMO" - Reflektometer machten eine besondere Beamlineauslegung nötig. Während der Ablenkspiegel S in möglichst gutem Vakuum (UHV) betrieben werden soll, um keine Reflektivitätsverluste durch Kontamination (siehe weiter unten) zu erleiden, erlaubte der "GLEISIMO" aufgrund seiner Bauweise lediglich ein Hochvakuum von c.a. 5×10^{-7} mbar. Im Reflektometer, wiederum, sollen für Untersuchungen an sauberen Oberflächen etwa 10^{-10} mbar möglich sein. Um dies zu erreichen wurde die Beamline zwischen den 3 Komponenten als differentiell-pumpsystem DP, bestehend aus engen Rohren, Blenden und Pumpen, gebaut, wodurch der vakuumtechnische Leitwert der Strahlführung verringert wird. Dieses Konzept erlaubt es auch, Experimente mit Gasen bei höheren Drücken (bis 10^{-3} mbar mit zusätzlicher Druckstufe) durchzuführen, wie es z.B. bei der Eichung des Monochromators mit Edelgasen notwendig ist.

Besonders schwierig war der Einbau des etwa 2,30m langen und 35mm dicken V2A-Rohres durch die ~2m starke Betonwand des Ringtunnels von DORIS. Als einziges Strahlrohr bei HASYLAB ist es auch noch nach dem Zubetonieren der Wand justierbar und ausheizbar. Insgesamt drei weitere Blenden im differentiellen Pumpstück sorgen außerdem dafür, daß bei dem ungewöhnlich kleinen Rohrdurchmesser keine streifend auf die Rohrwände treffende Strahlung in den Monochromator fällt und zu Streulicht führt.

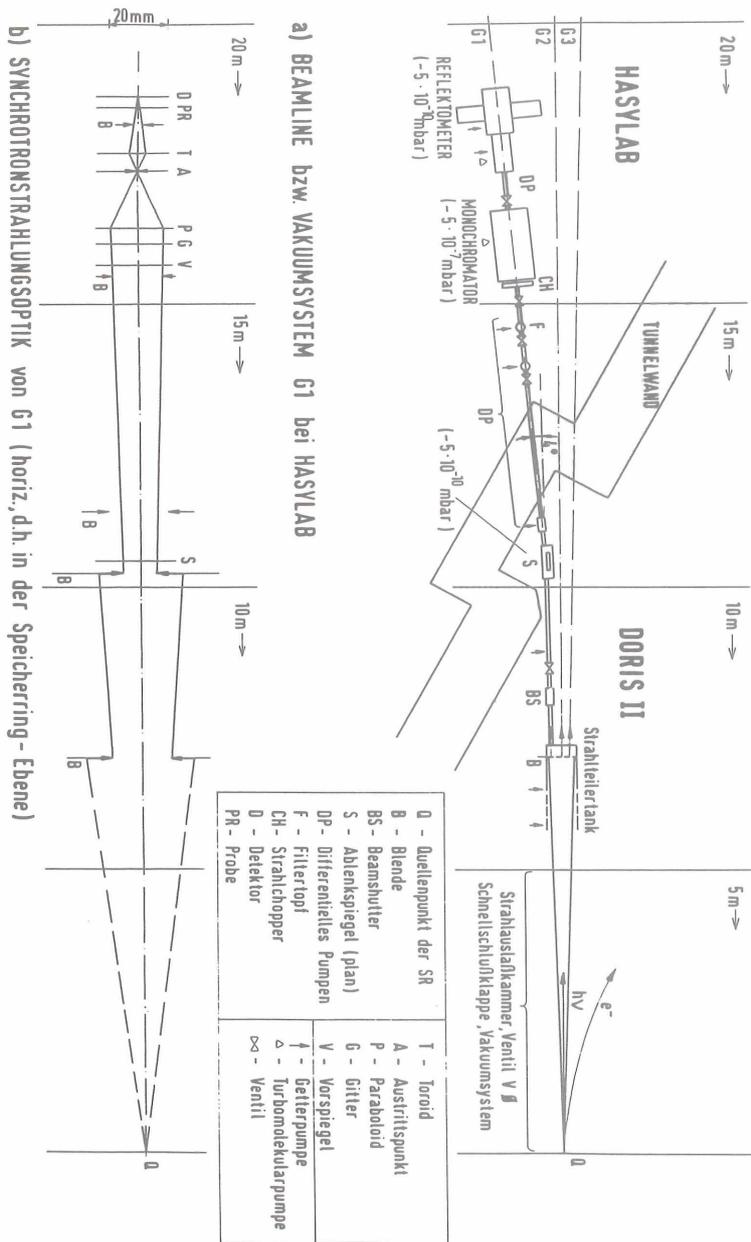


Abbildung 3.1: Das Strahlführungssystem bis zum Experiment (Strahl G1)

Abbildung 3.2 zeigt als Seitenansicht den Gesamtaufbau des Experimentes d.h. Monochromator und VUV-Reflektometer. Bei dem Monochromator "GLEISPIMO" [KHS68,DK72] handelt es sich um einen Plangittermonochromator, der die SR im Wellenlängenbereich von c.a. 45-400 Å (280-25 eV) monochromatisieren kann.

Um den nutzbaren Strahl räumlich festzuhalten, besteht das Gerät aus einer Vorspiegel-Plangitter-Anordnung bei der sich Vorspiegel V und Gitter G während des Wellenlängenscans immer um gleiche Winkelbeträge drehen. Gleichzeitig wird beim Verfahren der Wellenlänge noch der Vorspiegel V horizontal verschoben, um bei verschiedenen Einfallswinkeln den SR-Strahl immer auf das ortsfeste Gitter lenken zu können. Gitter und Vorspiegel sind parallel; das Gitter kann jedoch allein geringfügig ($1-2^\circ$) gegen die Parallelstellung verdreht werden, womit verschiedene Wellenlängenbereiche erreichbar sind und überlappende Bereiche intensitätsmäßig verschieden betont sind (siehe Abbildung 3.3). Die Einfallswinkel auf Vorspiegel und Gitter sind so gewählt, daß die jeweils benutzte Wellenlänge gerade noch gut reflektiert wird, während ihre höheren Ordnungen $\lambda/2$, $\lambda/4$. . . jenseits des Grenzwinkels für die Totalreflexion liegen [DK72], wodurch falsche Wellenlängen gut unterdrückt werden. Die vom Gitter dispergierte Strahlung wird vom Paraboloid P auf den Austrittsspalt A (c.a. $100\mu\text{m}$ vertikal) fokussiert (siehe auch Abbildung 3.1b). Die Auflösung $\lambda/\Delta\lambda$ des Monochromators beträgt etwa 300-400. Die Wellenlängeneichung wurde anhand der Absorptionskanten von Aluminium ($\lambda=170,49 \text{ \AA}$ [CM68]) und NaCl ($\lambda_{\text{Cl}}=61,623 \text{ \AA}$, $\lambda_{\text{Na}}=370,69 \text{ \AA}$ [Sa68]), der Photoemission von Gd ($\lambda=86,993 \text{ \AA}$ [F181]) und Pr ($\lambda=111,043 \text{ \AA}$ [F181]) sowie der Ionisierungsschwellen von einigen Edelgasen (Ar/Kr/Xe/He/Ne/Ar: $\lambda=50,71/135,88/190,41/206,21/272,21/465,83 \text{ \AA}$ [CM64,CME67,NSS68]) durchgeführt.

Die kombinierte Rotation und Translation von Vorspiegel und Gitter erfordert eine aufwendige Mechanik im Vakuum [DK72], die nicht ganz ohne Schmierung auskommt. Daher wurde der Monochromator von vornherein in Hochvakuum-Technik gebaut; sein Vakuumbehälter erreicht deswegen lediglich einen Enddruck von c.a. 5×10^{-7} mbar. Abgesehen davon, daß dies die Notwendigkeit der schon oben beschriebenen differentiellen Pumpstufe DP vor und hinter dem Monochromator mit sich bringt, beschleunigt der relativ hohe Restgasdruck und seine Zusammensetzung die Kohlenstoffkontamination der optischen Elemente (Vorspiegel V, Gitter G). Im Rahmen zweier Diplomarbeiten [Bo82,BHH83,Gr83] wurde dieses Phänomen am Strahl G1 näher untersucht. Beim Bestrahlen der Spiegeloberflächen werden vermutlich die adsorbierten Restgasmoleküle höherer Massenzahl (Kohlenwasserstoffe) durch die aus den Oberflächen austretenden Photoelektronen zerlegt und lagern sich als graphitartiger Kohlenstoff auf den Spiegeln ab.

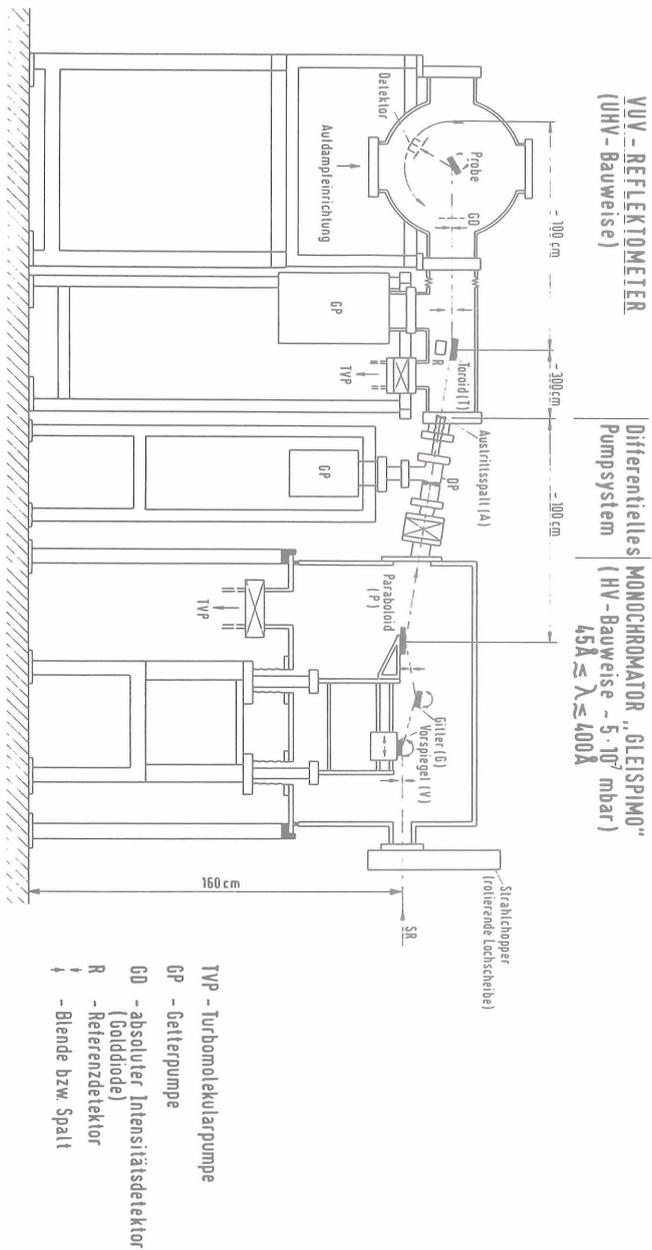


Abbildung 3.2: Seitenansicht von Reflektometer und Monochromator

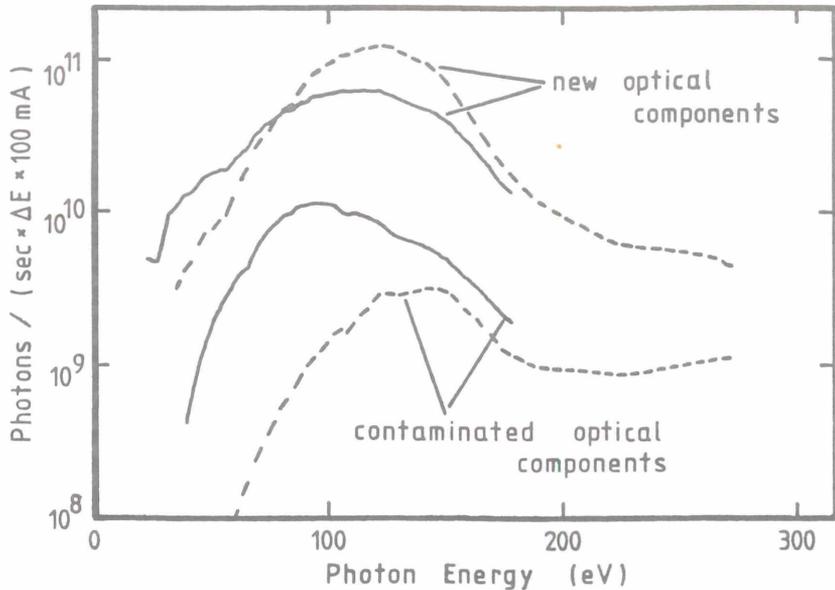


Abbildung 3.3: Vom Monochromator gelieferte Primärintensität bei zwei verschiedenen Gitterstellungen (gestrichelt: Gitter um 1° verkippt). Oben: mit frisch bedampften bzw. neuen opt. Elementen, Unten: nach c.a. zwei Wochen Meßbetrieb

Die geringere Reflektivität der mit Kohlenstoff belegten Spiegel bei den vom Monochromator benutzten Einfallswinkeln führt schon nach 1-2 Wochen intensiver Benutzung zu Intensitätseinbußen des "GLEISPIMO" von mehr als einer Größenordnung, wie sie für zwei verschiedene Gitterstellungen in Abbildung 3.3 dargestellt sind. Der dort gezeigte Output des Monochromators wurde mit der in den Strahlengang schwenkbaren Golddiode GD (Abb.3.2) gemessen. Da das Signal bei den Streulichtmessungen um bis zu 6 Dekaden geringer als beim direkt reflektierten Licht ist, spielt die Primärintensität eine große Rolle für die Qualität der Messungen. Abbildung 3.3 erklärt somit auch, weshalb die meisten Messungen bei einer Wellenlänge von 100 Å durchgeführt wurden, nur einige bei 200 Å und 50 Å.

3.2 DAS VUV-REFLEKTOMETER

Reflektometer dienen dazu, das Verhältnis von reflektierter, gestreuter und transmittierter zu einfallender Intensität an einem Probespiegel (Planspiegel) als Funktion der Wellenlänge λ , des Einfallswinkels Θ_1 , der Polarisation P oder in unserem Falle auch der Ausfallswinkel Θ_2 und Θ_3 (siehe Abb.2.3) zu bestimmen [z.B. Ha79,Hu67,Hu82]. Im Bereich des Sichtbaren gibt es hierzu ausgeklügelte Instrumente, die teilweise mit vielen Reflexionen an der Probe, an Referenzspiegeln und weiteren optischen Elementen arbeiten [BK60,AB78,Wi83]. Damit erreicht man Genauigkeiten von 1×10^{-4} und besser. In dem uns zugänglichen Bereich ($\lambda < 400 \text{ \AA}$) konnte man Reflektivitäten bisher bestenfalls auf 5-10% genau ermitteln. Das liegt an den geringen Reflektivitäten, die nur eine Reflexion an der Probe bei relativ streifendem Einfall (Θ_1 minimal $\sim 50^\circ$) erlauben, an den unzureichenden Eigenschaften der Detektoren und an mechanischen Unzulänglichkeiten der benutzten Reflektometer [HGK74,Sm60,EC076,RO80]. Im VUV-Bereich spielt auch die Probenpräparation eine erhebliche Rolle. Unser Reflektometer wird daher im wesentlichen nur die Probe und einen Detektor enthalten, beide um dieselbe Achse drehbar.

HUNTER [Hu67] gab einen guten Überblick über mögliche Fehler bei der Messung von Reflektivitäten im VUV und bei der anschließenden Berechnung der optischen Konstanten [Hu64,Hu65,Hu82] mit der Vielwinkelmethode.

Die folgende Aufstellung gibt die wesentlichen Fehlerquellen eines Reflektometers an:

Einfallender Strahl

- 1) Divergenz, Dimensionen und Intensitätsverteilung des einfallenden Strahls
- 2) Polarisation (möglichst 100%)
- 3) Spektrale Reinheit (höhere Ordnungen, Streulicht)
- 4) Zeitliche Stabilität

Reflektometer

- 5) Winkelgenauigkeiten von Proben- und Detektordrehung
- 6) Konzentrizität der " "
- 7) Fehljustierung des gesamten Reflektometers zum Strahl
- 8) Welligkeit der Probe u.ä.

Detektor und Elektronik

- 9) Räumliche Inhomogenität des Detektors
- 10) Nichtlinearität und zeitliche Stabilität von Detektor und Elektronik
- 11) Polarisationsabhängigkeit der Verstärkung

Um das geplante wissenschaftliche Programm am neuen Reflektometer unter Minimierung dieser Fehler durchführen zu können, wurden folgende Forderungen an die Konstruktion gestellt:

- 1) Ultrahochvakuum-Bauweise (UHV), denn erst bei Drücken unter 5×10^{-10} mbar kann man Untersuchungen an sauberen Oberflächen durchführen
- 2) Keine aneinander reibende Teile (Zahnräder, Kugellager etc.) im Vakuum
Im UHV kann man keine Schmiermittel verwenden. Mechanik neigt dann zu Kaltverschweißungen und ist nur funktionsfähig, wenn man genügend Spielfreiheit läßt. Das erlaubten aber unsere Präzisionsanforderungen nicht:
- 3) Hohe Winkelgenauigkeit und Auflösung von Detektor- und Proben-drehung (0.005°). Präzise, konzentrische Lagerung beider Drehachsen (Verkipfung der beiden Achsen $\leq 0,01^\circ$, Versatz $\leq 0,01\text{mm}$)
Die durch die Optik vorgegebenen Reflexbreiten ($\sim 0,1-0,2^\circ$) sollten in mindestens 10 Schritten abfahrbar sein, um integrieren zu können. Eine zu große Verkipfung bzw. Versatz würde z.B. bei der Reflektivitätsmessung gegen den Einfallswinkel zum Wandern des Reflexes auf der Detektorfläche und zu falschen Winkelangaben führen.
- 4) Unabhängige Drehung und Verschiebung von Probe und Detektor über jeweils 360° bzw. 70 mm
Dies ist einerseits nötig, um die einfallende Intensität I_0 zu bestimmen, andererseits eröffnet es viele interessante Messmöglichkeiten: Im vorigen Punkt wurde schon die Messung von $R_0 = R_0(\theta_1)$ erwähnt, die die simultane Drehung der Probe (um $\Delta\theta_1$) und des Detektors (um $2 \times \Delta\theta_1$) mit hoher Präzision erfordert. Man kann die beiden Bewegungen aber auch nach einer anderen Funktion koppeln, z.B. um die Ausbeute der 1.Ordnung eines Gitters gegen θ_1 zu messen oder, wie in dieser Arbeit vielfach geschehen, völlig entkoppeln, um das Streulicht eines Spiegels bei festem Einfallswinkel zu untersuchen.
- 5) Möglichkeit, mit s- und p-polarisiertem Licht zu messen
- 6) Messungen auch außerhalb der Einfallsebene möglich
- 7) In situ-Präparation von Aufdampfschichten. Schichtdickenkontrolle während des Aufdampfens mit SR- Strahlung (Interferenzen) möglich
- 8) Flexibilität bzgl. der Probenabmessungen (Planspiegel bis zu 100mm , Standard: 50mm, Dicke 10-20mm)
- 9) Experimentesteuerung und Messwertaufnahme mit Computer

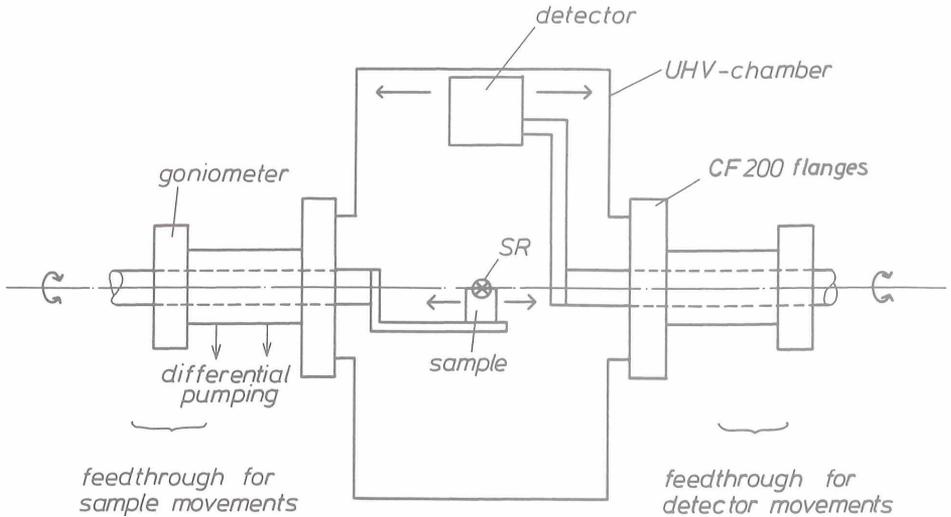


Abbildung 3.4: VUV-Reflektometer: Schnitt senkrecht zur Synchrotronstrahlungsachse

Diese Punkte scheinen uns in der, in Abbildung 3.2 als Seitenansicht und in Abbildung 3.4 senkrecht zur SR-Richtung, dargestellten Realisierung des Reflektometers [HGH83] ausreichend verwirklicht zu sein.

Das eigentliche Reflektometer besteht aus einem zur Drehachse und zur dazu senkrechten optischen- bzw. SR-Achse nahezu symmetrischen Vakuumbehälter (ϕ 60cm, Breite \sim 40cm). Er läßt sich, nach Lösen der Verbindung zum Rezipienten und Brechen des Vakuums, 90° um die optische Achse drehen, womit die einfallende Strahlung für die Probe p-polarisiert ist (in Abb.3.4 Drehung in der Darstellungsebene um SR). Die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden jedoch nur in s-Polarisation durchgeführt.

Vor allem die Forderungen 1) - 4) führten uns zu dem Entschluß, für die Probe und den Detektor zwei gegenüberliegende Präzisionsdrehdurchführungen zu benutzen. Damit werden die Antriebsmechanik und die Motoren außerhalb des Vakuums installiert. Man kann also auf die schon in anderen Gebieten wie z.B. der Röntgenphysik

bewährten Feinstantriebe zurückgreifen. Die Aufnahmevlansche für die Drehdurchführungen an der Vakuumkammer müssen dann so genau gefertigt werden, daß die oben angegebenen Anforderungen eingehalten werden (Verkipfung und Versatz der beiden Achsen).

Insgesamt sind vier Bewegungen während des Reflektometerbetriebes möglich: jeweils Rotation und Translation von Probe und Detektor. Die Translation der Probe längs der gemeinsamen Drehachse dient dem Messen an verschiedenen Stellen der Testoberfläche sowie dem Herausfahren des Spiegels aus dem Strahlengang bei der Bestimmung der einfallenden Intensität. Die Translation des Detektors, ebenfalls entlang der Rotationsachse, ist bei der seitlichen Justierung der Detektorapertur notwendig und erlaubt außerdem Streulichtmessungen außerhalb der Einfallsebene; allerdings sind letztere wegen der räumlichen Detektorinhomogenität (siehe weiter unten) und wegen des horizontal breiteren Strahlungsbündels zur Zeit noch problematisch.

Konstruktionsbestimmend für die Gesamtkonfiguration waren außerdem noch die begrenzten räumlichen Verhältnisse und die vom Monochromator um $7,5^\circ$ gegen die Horizontale verkippte, etwas divergente Strahlung (10mrad, siehe Abb.3.2b).

Das Gerät besteht aus zwei Abschnitten: einem Rezipienten an dem die Vakuumpumpen und ein Toroidspiegel angebracht sind und einer davon mechanisch entkoppelten Kammer, die Probe und Detektor enthält.

Der Toroidspiegel (Krümmungsradien: $R_M=6228\text{mm}$, $R_S=34.2\text{mm}$, Größe: $50 \times 20 \times 10\text{mm}$, Kanigen auf Aluminium) lenkt das monochromatisierte Licht wieder in die Horizontale, was die Justierung und Handhabung des schweren Reflektometers ($\sim 500\text{kg}$) erleichtert. Außerdem fokussiert er die SR auf den Detektor.

Diese Fokussierung führt zu einer Probenausleuchtung von etwa $0,7 \times 1,4\text{mm}$ (vert. \times hor.) und einer Divergenz kleiner als $0,2^\circ$. Ohne Fokussierung wären Streulichtmessungen kaum möglich und man bräuchte eine wesentlich größere Detektorfläche mit all ihren Homogenitätsproblemen (siehe Kap. "Detektor"). Der Photoemissionsstrom des isoliert aufgehängten Toroids kann als Referenz zur Korrektur der zeitlichen Intensitätsveränderungen der SR benutzt werden.

All die oben beschriebenen Bewegungen erfordern hochpräzise Dreh- bzw. Schiebedurchführungen von der Atmosphäre zum Ultrahochvakuum. Zu diesem Zweck wurden spezielle Drehschiebedurchführungen entwickelt, da uns kommerziell erhältliche Geräte dieser Güte nicht bekannt sind. Sie werden im folgenden Abschnitt erläutert.

Die Drehschiebedurchführung

Für die Bewegungsdurchführungen wurde eine Technik gewählt, die schon für Probentransfers [PS75], Manipulatoren [UHG80,Si84] und in der jüngsten Zeit auch kommerziell für einfache Drehdurchführungen [z.B. VG INSTRUMENTS: DPRF 25] benutzt wurden. Dabei wird eine starre, polierte Achse aus Edelstahl über mehrere differentielle Pumpstufen vom Atmosphärendruck in das Ultrahochvakuum geführt. Die Dichtung der einzelnen Stufen geschieht mit simmerringähnlichen Elastomerringen.

Für UHV-Zwecke am besten geeignet scheint Teflon (PTFE) zu sein. Teflon hat einen geringen Reibungskoeffizienten, ist temperaturbeständig und hat geringe Ausgasraten [Pe80,PM80]. PTFE hat jedoch auch die Eigenschaft, unter mechanischem Druck zu fließen, so daß sich nach einiger Beanspruchung der Dichtungsdruck verringert. Um dies zu verhindern, verwendet man reifenähnliche Teflonringe, die innen eine Spiralfeder enthalten ("spring-loaded seals") [ABC78]. Es gibt auch Dichtringe, die aus modifiziertem Teflon bestehen und dann mechanisch widerstandsfähiger sind. Ihre UHV-Tauglichkeit ist jedoch zu prüfen.

Der Hauptteil der neu entwickelten Drehschiebedurchführung (siehe Abbildung 3.5) besteht aus einem stabilen Edelstahlrohr mit dem Anschlußflansch (CF200) und einem Aufnahme­flansch für das Goniometer. Das Rohr enthält herausnehmbare Distanzringe und drei Dichtungssysteme für die beiden Zwischenstufen des differentiellen Pumpsystems. Es enthält weiterhin zwei Lagerschalen in die mit Kohlenstoff verstärkte Teflonbänder für die präzise Lagerung der Drehachse eingelegt sind. Dieses Prinzip bringt zwar den Nachteil hoher Reibungskräfte mit sich, ist aber wesentlich einfacher und platzsparender als eine zusätzliche Kugelbuchse zwischen dem Dichtungsteil der Durchführung und dem Goniometer.

Abbildung 3.6 zeigt, wie das eigentliche Dichtsystem aufgebaut ist. Der vollständig herausnehmbare Adapter nimmt nach innen zur dynamischen Dichtung gegen die Welle den gefederten Dichtring (SHAMBAN SEALS) auf; er bildet zum Außenrohr hin eine Dreiecksnut. Als statische Dichtung gegen das Rohr reicht dann ein Viton-O-Ring, der in diese Nut eingelegt wird. Man kann so auf einfache Weise Dichtungen wechseln und testen. Das erwies sich als besonders wichtig während der Testphase, denn es stellte sich heraus, daß nicht alle Dichtungstypen und Materialien einem Dauerbetrieb standhalten.

Jedes Dichtungselement stellt c.a. vier Zehnerpotenzen an Druckunterschied her. Die erste Zwischenstufe wird, möglichst ölfrei, von einer einfachen Drehschieberpumpe evakuiert; die zweite hat zum Anpumpen eine kleine Verbindungsleitung zum UHV-Teil, die bei c.a. 10^{-5} mbar mit einem NW16-Ventil geschlossen wird. Das Vakuum in der zweiten Stufe kann dann von einer 8l/s - Ionengetterpumpe bei etwa 10^{-6} mbar gehalten werden.

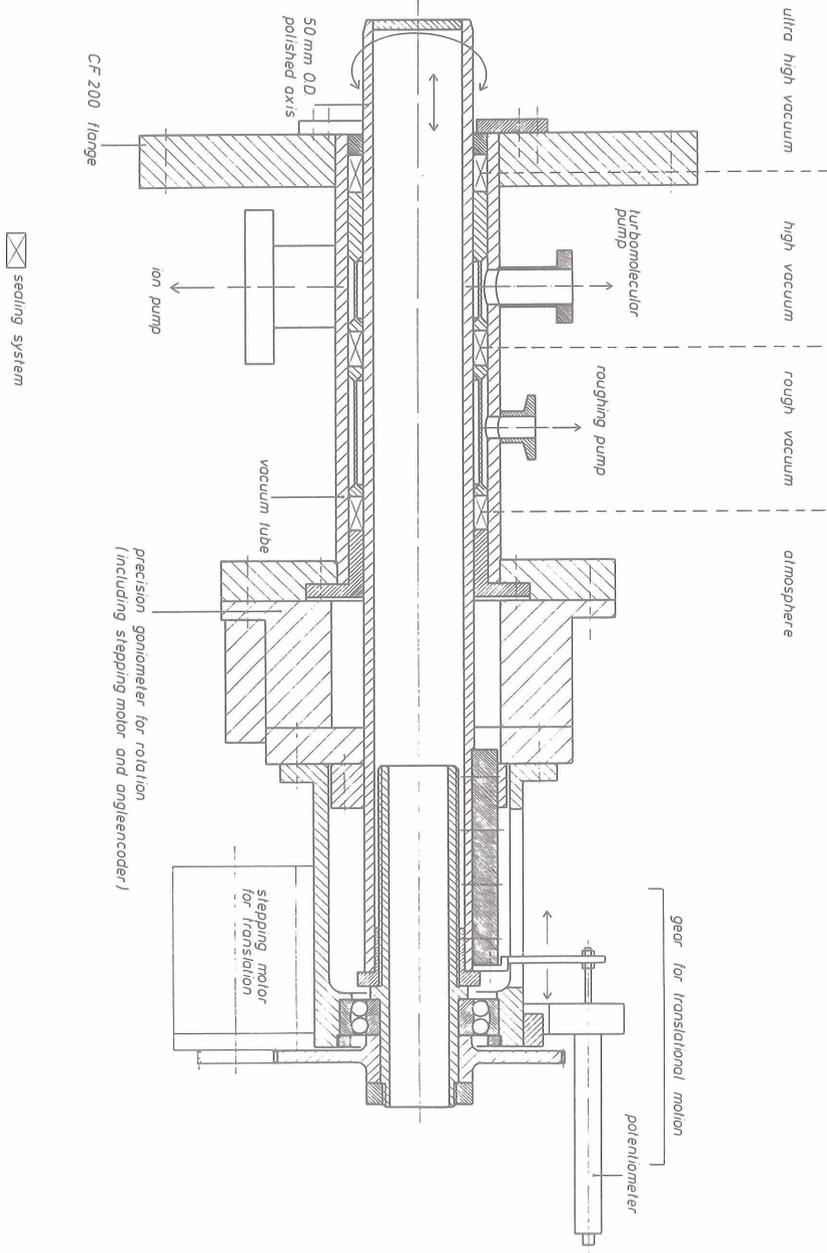


Abbildung 3.5: Aufbau der selbstentwickelten UHV-Drehschiebedurchführung

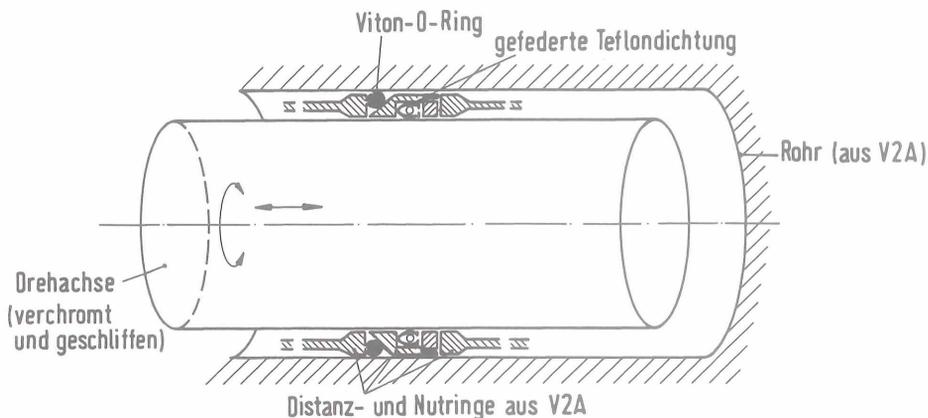


Abbildung 3.6: Dichtungssystem der Drehschiebedurchführung

Mit einem Prototyp der Durchführung erreichten wir ein Endvakuum auf der UHV-Seite von 3×10^{-10} mbar.

Für die Drehachse selbst wurde ein hartverchromtes und geschliffenes V2A-Rohr mit einem Außendurchmesser von 50mm und einer Wandstärke von 5mm verwendet. Es darf keine Riefen oder andere Defekte aufweisen, besonders wenn nicht nur gedreht, sondern auch verschoben werden soll. Der Dichtungshersteller verlangt eine rms-Rauhigkeit der Welle von c.a. $0,4 \mu\text{m}$. Der für eine Drehdurchführung ungewöhnlich große Durchmesser der Welle ist bedingt durch die Stabilitäts- und Genauigkeitsanforderungen (Durchbiegung und Torsion) und er bietet außerdem die Möglichkeit, elektrische Signale, Kühlleitungen etc. auf einfache Weise und gut abgeschirmt mit Detektor und Probe zu verbinden.

Dem Dichtungsteil folgt zur Atmosphäreseite hin ein stepmotorgetriebenes Präzisionsgoniometer (HUBER, Nr.410), das die Drehung der Achse einkoppelt. Die Welle kann nicht fest am Drehteller des Goniometers befestigt werden, weil sie sich wegen der Translationsmöglichkeit auch senkrecht zum Teller noch verschieben las-

sen muß. Deswegen ist an der Welle ein genau zur Rotationachse ausgerichteter Klotz befestigt, an den der Drehteller angedrückt wird. Je nach Translationsstellung der Drehachse geschieht das an verschiedenen Stellen des Klotzes.

Ein Schritt des Stepmotors bedeutet $1,8^\circ$ Umdrehung des Goniometerschneckenrades, einer Umdrehung der Schnecke entspricht ein Grad Achsendrehung. Somit hat man eine Winkelauflösung von $0,005^\circ$. Sie ließe sich sogar noch durch ein Zwischengetriebe verbessern; allerdings muß man dann mit den Ungenauigkeiten des Schneckenradantriebes rechnen ($\sim 0,002^\circ$ [Ja83]). Bei einer Höchstgeschwindigkeit von c.a. 800 Steps/sec erreicht man eine 360° -Umdrehung in minimal 1,5 Minuten. Auf dem Drehteller ist der gesamte Antrieb für die Translationsbewegung befestigt. Dadurch erreicht man, daß Rotation und Verschiebung entkoppelt sind. Über ein Stirnradgetriebe wird, ebenfalls von einem Stepmotor, eine Spindel angetrieben, die die Achse mit maximal 1,2mm/sec verschiebt. Für die Messungen selbst sind zwar eher die kleinen Geschwindigkeiten wichtig, doch sollten die Bewegungen zwischen den Messungen (wie z.B. die Probe aus dem Strahlengang fahren) nicht zu lange dauern.

Als Stellungsgeber für die Drehbewegungen reicht bei der von uns geforderten Winkelgenauigkeit von $0,005^\circ$ ein Winkelencoder am Antrieb des Goniometers. Wenn man die Messungen nämlich ohne Drehrichtungswechsel (Spiel !) vornimmt, kann man die Winkelstellung auch mit ausreichender Genauigkeit an der Schneckenachse abnehmen. Wir benutzten einen absoluten Drehgeber mit einer Auflösung von 512 Schritten pro Umdrehung und 512 Umdrehungen (Fa.STEGMANN AG-65-M). Die Translation wurde mit einem linearen (0,25%) Weggeberpotentiometer gemessen.

Es sei schließlich noch auf die hohen Anforderungen an Herstellung und Montierung der Durchführung hingewiesen. Sämtliche Drehteile mußten bis auf 0,01-0,03mm zueinander passen; die Montierung bzw. Zentrierung geschah teilweise mit Hilfe von Mikrometermeßbühren.

Der Detektor

Es kommen in der VUV-Spektroskopie nur fensterlose Detektoren in Frage, d.h. Detektoren, deren detektierende Fläche ohne irgendein Fenster o.ä. vorweg direkt vom zu messenden Strahl getroffen werden. Die starke Absorption im VUV verhindert jegliche Transmission, selbst durch μm -dünne Schichten.

Die physikalischen Prozesse, die man benutzt, um Intensitäten zu messen, sind die Photoemission, die Ionisation von Edelgasen und elektronische Anregungen in Halbleiterschichten (Photodioden). In manchen Fällen konvertiert man das VUV-Licht zunächst in sichtbares Licht.

Bei VUV-Reflektometern ist die Detektorwahl und -Ausführung eines der bedeutendsten Probleme, denn es kommt nicht nur auf große Dynamik an (10^4 - 10^8), sondern auch auf gute Linearität, Homogenität und zeitliche Stabilität! Wir benutzten Photoemissionsdetektoren, da hier am meisten Erfahrungen vorlagen.

Das Prinzip dieser Instrumente ist sehr einfach: man benutzt als Meßfläche eine mit einem geeigneten Material beschichtete Kathode und saugt die zur Intensität proportionale Anzahl der Photoelektronen mit einer Anode möglichst vollständig ab. Hat man nur zwei Elektroden (Kathode und Anode), so spricht man von einer Diode und es reicht eine geringe, von der Geometrie abhängige Saugspannung. Der Verstärkungsfaktor erhöht sich um mehrere Zehnerpotenzen, wenn man zum hochspannungsbetriebenen, offenen Photomultiplier übergeht. Schließlich sind noch Channeltrons und Channelplates verwendbar, bei denen es sich um ein oder mehrere parallele, innen mit Kathodenmaterial beschichtete Glasröhrchen handelt. Eine längs des Röhrchens angelegte Hochspannung sorgt auch hier wieder für einen großen Verstärkungsfaktor.

Für die Streulichtmessungen wurde ein offener Photomultiplier der Fa. Johnstons (Typ MM1) mit einer selbst gebauten Vorkathode benutzt (siehe Abbildung 3.7a). Der große Verstärkungsfaktor von $\sim 10^6$ erlaubt Messungen mit hoher Dynamik. Die Vorkathode, ein bedampftes Blech, verbessert die Homogenität und die Verstärkung des Detektors. Ohne Vorkathode müßte man direkt das Gitter der ersten Dynode des Multipliers treffen. Je nachdem, ob man gerade überwiegend Stege oder Löcher trifft oder gar schräge einstrahlt, würde sich die Verstärkung unkontrollierbar ändern. Die Vorkathode erlaubt auch den Wechsel des photoemittierenden Materials, die Änderung des Einfallswinkels und der Detektorblende. Gold und Al_2O_3 eignen sich gut als Kathodenmaterialien. Sie haben zwar nicht die größte Ausbeute, sind jedoch recht stabil bzgl. ihrer Oberflächeneigenschaften [Le75]. Man kann sie auch benutzen, um absolute Photonenflüsse zu bestimmen, denn LENTH [Le75] und HENKE [HKP81]

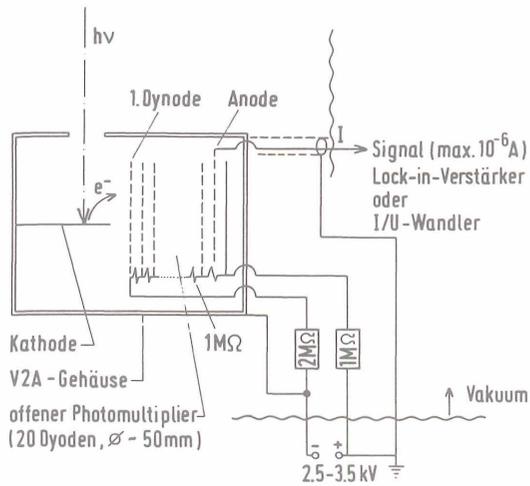


Abb. 3.7 a) Photomultiplier (Mod.: Johnston MM1) mit Beschaltung

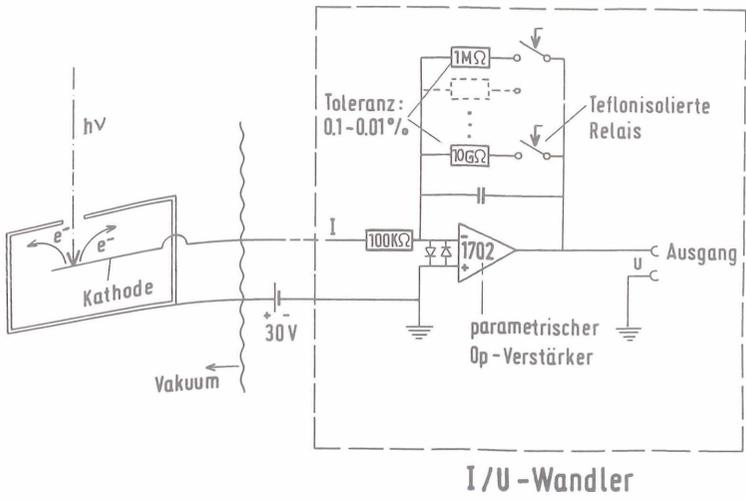


Abb. 3.7 b) Diode und I/U -Wandler

gaben für mehrere Wellenlängen den Yield pro Photon für Au und Al_2O_3 an. Die Alkalihalogenide, besonders KCl und CsJ, haben dagegen einen erheblich größere Ausbeute, allerdings auch den Nachteil reaktiver und somit auch instabiler zu sein [Sa84].

Für die Streulichtmessungen, bei denen es nicht so sehr auf die Stabilität über mehrere Belüftungen hinweg ankam, benutzten wir KCl, für die Outputdiode GD (Abb.3.2) Au.

Abbildung 3.7a zeigt den Aufbau und die Beschaltung des Multipliers. Um keine vagabundierenden Ionen und Elektronen aufzusammeln, ist er in eine Kapsel aus V2A eingebettet. Trotzdem verursachte eine der Ionengetterpumpen des Reflektometers in bestimmten Stellungen des Detektors Störsignale. Auch das Ionisationsmanometer mußte während der Messungen ausgeschaltet werden. Normalerweise betrug die Betriebsspannung 3-3,5 kV, über 4kV gab es Spannungsüberschläge im Multiplier. Über seine Anode sollen nicht mehr als $1\mu\text{A}$ Strom fließen, denn bei zu großem Strom über längere Zeit altert der Detektor schneller, d.h. seine Verstärkung verringert sich um bis zu 10^3 ! Er muß dann ausgebaut und regeneriert werden.

Wenn man mit dem Multiplier spekulare Reflektivitäten absolut messen will, d.h. reproduzierbar und linear auf 1% genau, stellt man fest, daß dies kaum möglich ist. Er hat die Eigenschaft, zeitlich zu driften (bis zu maximal $\sim 10\%$ während einer Messung von c.a. 10-15 Min.) und zeigt nach jeder Belüftung ein geändertes Verhalten. Einigermaßen vertretbare Ergebnisse erhält man noch, wenn man die Messungen sehr kurz hält und sofort die Primärintensität mitmißt. Allerdings wurden diese Erfahrungen bei Messungen in einem Vakuum von 5×10^{-7} mbar und schlechter gemacht. Wenn die Schwierigkeiten von Oberflächenbelegungen der Dynoden herrühren, sollten sich die Eigenschaften bei Messungen im UHV bessern, doch auch das ist zweifelhaft [Sa88]. Beim Multiplier ist der Effekt sicher auch deshalb so groß, weil sich der Einfluß von 20 Dynoden potenziert.

Daher lag es nahe, die Messungen der spekularen Reflektivität, bei denen es mehr auf die Genauigkeit ankam, mit einer Diode zu machen (siehe Abbildung 3.7b). Wir benutzten als Kathodenmaterial Al_2O_3 und eine Spannung von 30-40 Volt reicht aus, um alle Photoelektronen abzusaugen. Die Messungen waren über Monate reproduzierbar innerhalb 1-2%. Die Dynamik betrug in Verbindung mit der benutzten Elektronik jedoch nur $\sim 10^2$. Damit konnten Ströme von 10^{-12} - 10^{-10} A gemessen werden, so daß man Reflektivitäten nur zwischen $\Theta_1=87^\circ$ und $\Theta_1=60^\circ$ (bei $\lambda=100 \text{ \AA}$) messen konnte. Ein Kriterium für die Güte des Detektors ist das Signal, das sich ergibt, wenn man den Detektor über den spekularen Reflex hinwegschwenkt. Wenn die Apertur um einiges größer als der Reflex ist, sollte es ein Plateau bzw. ein konstantes Signal geben solange der Reflex ganz in die Apertur fällt. Mit der Diode konnten wir dieses innerhalb 1-3% erreichen,

nicht jedoch mit dem Multiplier. Bei Messungen der spekularen Reflektivität gegen den Einfallswinkel, bei denen sich Probe (um $\Delta\theta_1$) und Detektor (um $2 \times \Delta\theta_1$) simultan bewegen, kann sich trotz der präzisen Drehungen der Reflex auf der Kathode bewegen, so daß die Diode auch aus diesem Grunde der eindeutig genauere Reflektivitätsdetektor ist.

Um sicher zu gehen, daß der gesamte Reflex immer gut in der Detektorapertur bleibt, wählten wir eine Blende von 4×4 mm. Die Multiplermessungen wurden normalerweise mit einer Apertur von $1,1 \times 2,3$ mm (vert. \times hor.) gemacht. Das ergab einerseits die gute Winkelauflösung der Streulichtmessungen, und ließ andererseits noch genügend Intensität einschließlich des ganzen spekularen Reflexes in den Multiplier fallen.

Meß-und Steuerelektronik

Aus dem im Sekundenbereich nahezu konstanten SR-Strahl (Zeitstruktur im ns- bis μs -Bereich und exponentieller Abfall innerhalb weniger Stunden [Ku79]) konnte mit Hilfe einer Chopperscheibe (Abb. 3.2) ein Wechselsignal gemacht werden. Das Ausgangssignal des Detektors wird dann mit einem Lock-in-Verstärker schmalbandig, d.h. rauschunterdrückend verstärkt und gemessen. Im Gleichstrombetrieb ohne Chopper kann man ein hochohmiges Elektrometer bzw. einen Strom-Spannungs-Wandler (I/U-W.) benutzen. Während die Lock-in-Technik für die Streulichtmessungen benutzt wurde, setzten wir für die Diodenmessungen einen speziellen I/U-Wandler ein (siehe Abbildung 3.7b). Dieses Gerät wurde nach Plänen der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt PTB Berlin [Va83] gebaut. Seine Besonderheit liegt darin, daß er nicht nur sehr empfindlich ist, sondern auch großer Wert auf die Linearität und geringe Toleranz der Bauelemente gelegt wurde. Außerdem sind seine Meßbereiche ($R=1\text{M}\Omega/10\text{M}\Omega/100\text{M}\Omega/1\text{G}\Omega/10\text{G}\Omega$) per Computer einstellbar. Ströme bis hinunter zu 10^{-12} Ampere sind problemlos zu messen. Für beide Detektoren wäre eine weitere Steigerung der Dynamik von großer Bedeutung: Mit dem Multiplier könnten auch Streulichtverteilungen von sehr glatten Proben ($\sigma \leq 15 \text{ \AA}$) gemessen werden; bei den Diodenmessungen könnte man die Vielwinkelanpassung der Fresnelschen Formeln an die experimentellen Reflektivitäten verbessern.

Bei der Menge an Meßdaten und Steueraufgaben, die während des Betriebes des Reflektometers anfallen, ist die Verwendung eines Prozeßrechners unerlässlich. Abbildung 3.8 zeigt, wie der Computer (DIGITAL PDP 11/23) über CAMAC-Interfaces und -Module mit der restlichen Elektronik verbunden ist.

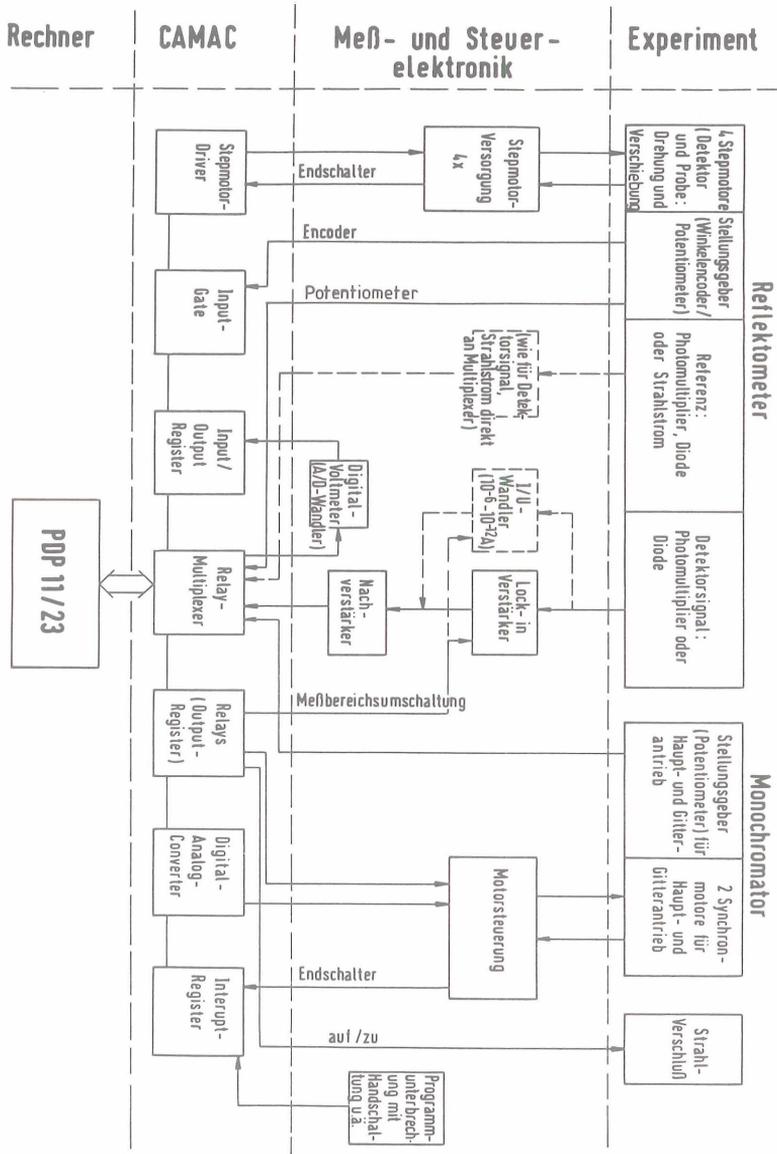


Abbildung 3.8: Computerunterstützte Experimentsteuerung und Meßdatenverarbeitung

4.0 MESSERGERBNISSIE UND DISKUSSION

Bei dieser Arbeit kommt es zunächst darauf an, Streulichtmessungen mit VUV-Strahlung an mikrorauen Spiegeln - also die rauhigkeitsbedingte Reduktion der spekularen Reflektivität und die Form der Streulichtverteilung $dI/d\Omega$ - mit den einfachen Theorien des Kapitels 2 zu verstehen, um dann später routinemäßig Aussagen über die Güte von SR-Spiegeln machen zu können und Erkenntnisse über Präparationsmethoden solcher Spiegel zu gewinnen.

Im VUV-Bereich gibt es bis jetzt keine systematischen Streumessungen. Lediglich spezielle, technisch interessante Proben wurde von ELSON und Mitarbeitern [ERB81] sowie SUGAWARA et al. [SSM80] mit unzureichenden Apparaturen vermessen.

Als Spiegelmaterial verwendeten wir Goldaufdampfschichten auf Maskenträgerplatten (50x50mm) aus Glas. Au ist zum einen ein häufig benutztes, gut reflektierendes Material, zum anderen ist es inert, so daß man keine chemischen Veränderungen fürchten muß. Da zum Zeitpunkt der Messung in unserer Apparatur noch keine in situ-Aufdampfmöglichkeit installiert war, kamen die Proben vor der Messung mit Luft in Berührung.

Um das Auftreten von Interferenzen infolge der Überlagerung der an den Grenzflächen Vakuum-Gold und Gold-Glas reflektierten Wellen weitgehend zu vermeiden, wurden keine dünneren Schichten als 500 Angström verwendet. Bei den in dieser Arbeit benutzten streifenden Einfallswinkeln kann man sich damit auf die Betrachtung einer Grenzfläche beschränken und die in Kapitel 2 dargestellten Theorien anwenden; eine Berücksichtigung von Mehrschichtinterferenzen kompliziert das Problem erheblich [Ea78,Ca79,El79,BFR81] und erhöht vor allem die Zahl der freien Parameter.

Als einigermaßen glatte Ausgangsschicht wurde eine 500 Å dicke Goldschicht auf glattem Glassubstrat gewählt. Wie später gezeigt wird, beträgt bei ihr das Verhältnis $I_{\text{spec}}/I_{\text{scatter}}(\theta_2=\theta_1)$ bei $\lambda=100$ Å mindestens 1000, für größere Streuwinkel noch wesentlich mehr, so daß das Vermessen der Streukurve $I_{\text{scatter}}(\theta_2)$ erhebliche Ansprüche an die Dynamik der Meßelektronik stellt. Nicht zuletzt wegen der experimentell begrenzten Primärintensität I_0 konnte mit einer Dynamik von c.a. $I_{\text{spec}}/I_{\text{scatter}}=10^5$ und die Streulichtverteilung dieser "glatten" Probe daher nur über einen geringen Winkelbereich von $(\theta_2-\theta_1) \sim 5^\circ-10^\circ$ um θ_1 gemessen werden.

Alle weiteren Proben wurden absichtlich aufgerauht, so daß mehr Intensität in die nichtspekularen Richtungen ging und daher der Streuuntergrund mit besserer Statistik vermessen werden konnte. Dies eröffnet auch die Möglichkeit, gezielt verschiedenartige Rauhigkeiten herzustellen. Allerdings sollte weiterhin $I_{\text{spec}}/I_{\text{scatter}} \gg 1$ bzw. $\sigma < \lambda$ sein, um einigermaßen im Gültigkeitsbereich der Theorien zu bleiben.

Die Rauigkeit wurde auf zwei verschiedene Arten erzeugt:

1) Durch Aufrauen des Glassubstrats mit Diamantpolitur verschiedener Körnung und anschließender Bedampfung mit 500 Å Gold

- a) Aufrauung mit 1 μ -Körnung: Probe 1 μ Au
- b) " 15 μ -Körnung: Probe 15 μ Au

2) Durch Aufdampfen dickerer Goldschichten auf glattes Substrat [Bu73]

- a) 500 Å Gold: Probe 500Au
- b) 1000 Å Gold: Probe 1000Au
- c) 2000 Å Gold: Probe 2000Au

In einigen Fällen wurde auch das glatte bzw. aufgeraute Substrat ohne Goldschicht untersucht (Probe MTP bzw. 1 μ MTP oder 15 μ MTP).

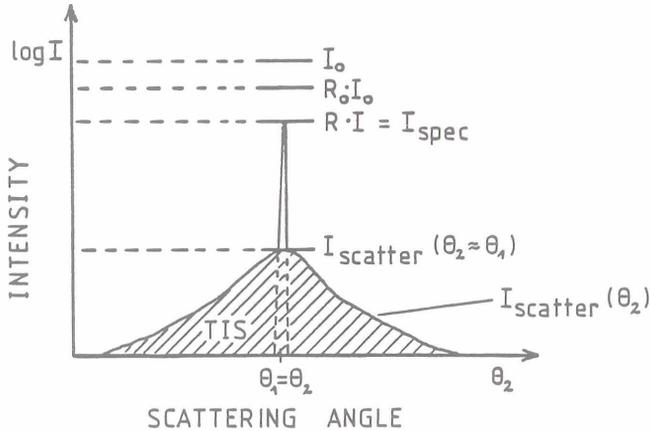


Abbildung 4.1: Aufteilung der einfallenden Intensität I_0 durch die Reflexion an einer rauhen Oberfläche in I_{spec} und $I_{scatter}$ (schematisch)

Wie kann man nun aus Messungen der reflektierten und gestreuten Intensität (siehe schematische Darstellung in Abb.4.1) Aussagen im Vergleich mit der skalaren (Gl.2.31 und 2.32) und der Vektortheorie (Gl. 2.36) gewinnen? Dazu gilt es zunächst einmal festzustellen, ob die Theorien überhaupt die Messungen reproduzieren können und dann kann man prüfen, ob sich sinnvolle Werte für σ und T ergeben.

Als Startpunkt eignet sich dazu zunächst das integrale Streulicht TIS (Gl. 2.35) bzw. die dazu komplementäre Einbuße an spekularer Reflektivität I_{spec} (Gl. 2.33), denn für $\lambda \ll T$ soll TIS nur von dem Parameter σ und den optischen Konstanten $\hat{\epsilon}$ abhängen, nicht jedoch von T . Da es experimentell schwierig ist, einen Detektor für TIS-Streulicht im VUV-Bereich (also UHV-tauglich) zu bauen, bestimmten wir die spekulare Reflektivität mit dem Diodendetektor (siehe Kapitel 3) als Funktion des Einfallswinkels θ_1 . Diese Messungen werden im nächsten Abschnitt erläutert.

Im darauf folgenden Schritt (Kap.4.2) geht es darum, die Form und die θ_1 - und λ -Abhängigkeit der Streulichtverteilung I_{scatter} erklären zu können. Da diese Verteilung um den spekularen Reflex nur in 2.Ordnung von σ abhängt und ein echter Fit daher schwierig ist, benutzen wir die vorher aus I_{spec} bestimmten Werte für σ und fitten nur T .

Einen groben "Crosscheck" für σ und T erhält man schließlich aus der Analyse der Verhältnisse $I_{\text{spec}}/I_{\text{scatter}}$. Die Probe $1\mu\text{Au}$ wird hierbei am intensivsten behandelt werden, da an ihr die gründlichsten und aussagekräftigsten Messungen gemacht wurden.

Es wurde fast ausschließlich in der Einfallsebene ($\theta_3=0$) gemessen und zwar bei Wellenlängen $\lambda=50/100/200 \text{ \AA}$ und Einfallswinkeln zwischen 87° und 60° .

4.1 MESSUNGEN DER SPEKULAREN REFLEKTIVITÄT

Die Abbildungen 4.2 bzw. 4.4 zeigen die Messungen $R=R(\theta_1)$ der spekularen Reflektivität bei $\lambda=100 \text{ \AA}$ bzw. $\lambda=200 \text{ \AA}$ und s-polarisiertem Licht. Wie schon im Kapitel 3.2 ausgeführt, wurden sie mit einer Al_2O_3 -Diode gemacht. Die recht große Detektorblende von $4 \times 4 \text{ mm}$ (Entfernung zur Probe: 150 mm) sorgte dafür, daß der spekulare Reflex jederzeit ganz die Photokathode traf. Der Meßfehler von Detektor und Elektronik betrug etwa 2%.

Die durchgezogenen Kurven mit der besten Reflektivität sind aus optischen Konstanten von SLADCEK und HAGEMANN et al.[Sla85,HGK74] nach Gleichung 2.2 für s-Polarisation berechnet ($\lambda=100\text{\AA}$: $\epsilon_{1/2}=0,9/0,025$, $\lambda=200\text{\AA}$: $\epsilon_{1/2}=0,714/0,269$). Die experimentellen Kurven zeigen alle deutliche Reflektivitätseinbußen gegenüber den theoretischen. Diese Einbußen sollen hier allein aufgrund der Gleichung (2.33) interpretiert werden. Es gibt durchaus Theorien, die die Struktureigenschaften der reflektierenden Schicht auf andere Art berücksichtigen, z.B. in dem sie das $\hat{\epsilon}$ der glatten Schicht durch ein effektives $\hat{\epsilon}$ ersetzen (z.B. "Maxwell-Garnett-Theorie") [Cho69,AKB80]. Andere Ansätze [NC80,SHE82] nehmen eine Übergangszone an, in der die optischen Konstanten von einem Oberflächenwert kontinuierlich zum Volumenwert übergehen ("graded index layer").

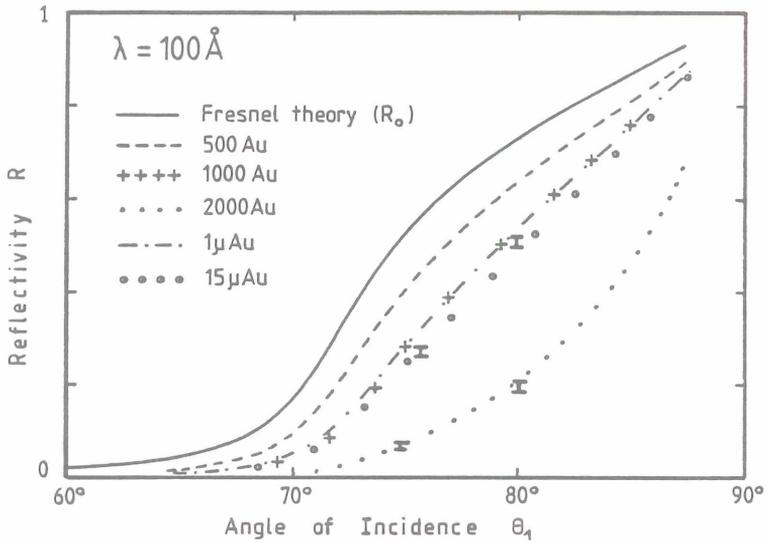
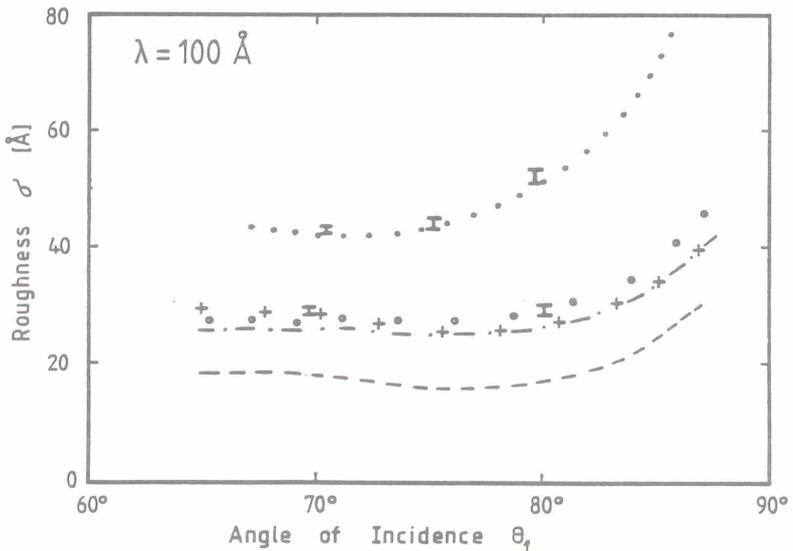


Abbildung 4.2: Messungen der spekularen Reflektivität als Funktion des Einfallswinkels θ_1

Abbildung 4.3: Aus den Messungen der Abb.4.2 nach Glg.(2.33) abgeleitete rms-Rauhigkeit σ



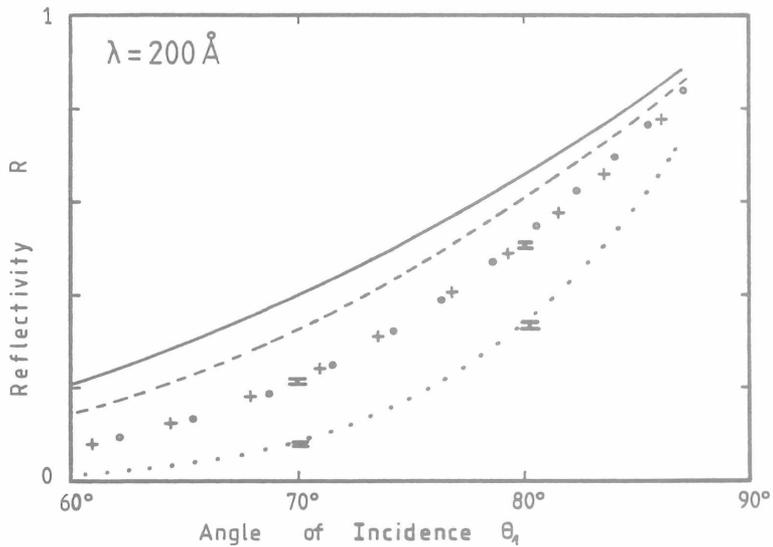
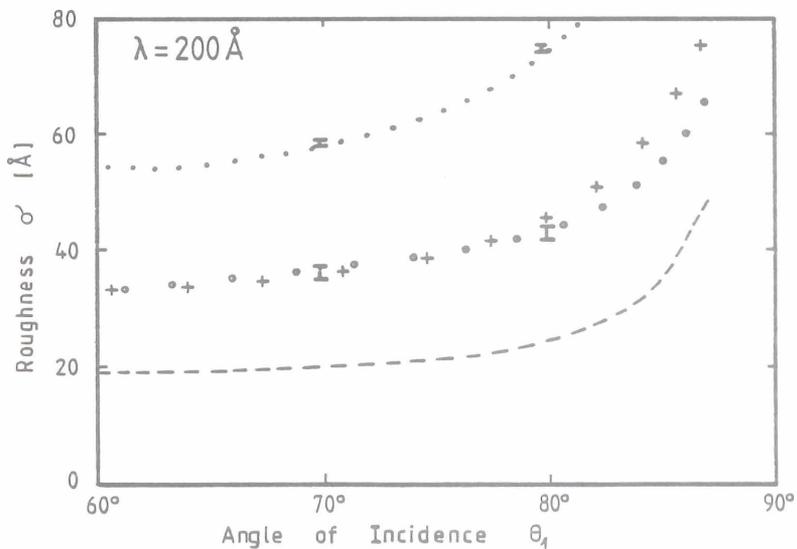


Abbildung 4.4/4.5: wie Abb.4.2 bzw. 4.3, aber $\lambda=200 \text{ \AA}$



All diese Theorien sind bei den wenigen zur Verfügung stehenden Daten noch nicht anwendbar, da sie zusätzliche Parameter einführen, für die wir keine unabhängigen Bestimmungsmöglichkeiten haben.

Die Abbildungen 4.3 und 4.5 zeigen die aus den Messungen der Abbildungen 4.2 und 4.4 mit Hilfe der (nach σ aufgelösten) Gleichung (2.33) aus dem Verhältnis (R/R_0) ermittelten Rauigkeiten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel Θ_1 . Es sollte sich ein von Θ_1 unabhängiges σ ergeben, wenn die Formel (2.33) anwendbar ist. Für $\lambda=100 \text{ \AA}$ ist dies für $\Theta_1 < 80^\circ$ mit Ausnahme der offenbar zu rauhen Probe 2000Au in etwa erfüllt. Zu noch streifenderen Winkeln hin ergibt sich bei allen Messungen ein starker Anstieg der so bestimmten Rauigkeit. Außerdem scheint σ nicht unabhängig von der Wellenlänge sein: bei $\lambda=200 \text{ \AA}$ ist σ immer etwas größer als bei $\lambda=100 \text{ \AA}$. Bei entsprechenden Messungen im Röntgenbereich fanden ASCHENBACH und BRÄUNINGER [ABr78] ähnliche Unstimmigkeiten.

Wenn man voraussetzt, daß die Gleichung (2.33) anwendbar ist, so können die eben skizzierten Abweichungen folgende Ursachen haben:

1. Meßfehler (z.B. Teil des Lichtes fällt nicht in Detektor...)
2. Falsche optische Konstanten für die theoretische Kurve
3. Keine 100% monochromatische Primärintensität I_0 : Anteile höherer Ordnungen und Streulicht vom Monochromator
4. Keine absolut saubere Goldoberfläche, evtl. Deckschicht (keine in situ-Aufdampfung)
5. Ein geringer, von σ und T abhängiger Anteil des Streuuntergrundes I_{scatter} , der nicht der Gl.2.33 gehorcht, fällt ebenfalls in die Detektoröffnung

Im Rahmen einer Diplomarbeit [Sla85] wurde der Einfluß dieser Faktoren auf die Bestimmung optischer Konstanten glatter Goldschichten untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß sowohl 3) als auch 4) geeignet sind die Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment besonders bei Einfallswinkeln $\Theta_1 > 80^\circ$ zu erklären. Die Verkleinerung dieser Diskrepanzen nach Tempern der Probe spricht für das Vorhandensein einer Deckschicht bei ungetemperter Probe als Hauptursache. Eine endgültige Aussage bedarf jedoch weiterer sorgfältiger Messungen, um alle Effekte klar voneinander trennen zu können.

Der Fehler 5), der durch das Mitmessen des Streuuntergrundes entsteht, kann aus den Streulichtverteilungen des nächsten Kapitels abgeschätzt werden (Verhältnis: Aperturfaktor $\times I_{\text{spec}}/I_{\text{scatter}}(\Theta_2=\Theta_1)$) der insgesamt gemessenen Intensität. Sein Anteil bleibt mit Ausnahme der Probe 2000Au unter 10% der gemessenen Intensität. Die Fehlerbalken in den Abbildungen beziehen sich auf diesen Fehler.

Die oben diskutierten Störfaktoren 3) und 4) sollten bei $\lambda=100 \text{ \AA}$ und $\Theta_1 \leq 70^\circ$ den geringsten Einfluß haben [Sla85]. Dies bestätigen die Messungen auch einigermaßen (s. Abb. 4.3 + 4.5). Daher betrachten wir die σ -Werte bei $\lambda=100 \text{ \AA}$ und $\Theta_1 \leq 70^\circ$ als die verlässlichsten und legen die folgenden σ -Werte für die weitere Streulichtanalyse (ARS) zugrunde:

500Au	18 \AA	}	±3 \AA
1000Au	29 \AA		
2000Au	(43 \AA)		
1 μ Au	27 \AA		
15 μ Au	28 \AA		

4.2 DIE WINKELVERTEILUNG DES STREULICHTES (ARS)

Die Abbildungen 4.6 bis 4.17 zeigen zunächst alle mit dem Photomultiplier gemessenen Streulichtverteilungen in der Einfallsebene ($\Theta_3=0$). Es ist die logarithmierte, in das Raumwinkelement $d\Omega$ fallende Intensität $\log(dI/I_0 d\Omega)$ als Funktion des Streuwinkels Θ_2 mit dem Einfallswinkel Θ_1 als Parameter dargestellt. Die ersten beiden Abbildungen (4.6 + 4.7) zeigen für die Proben 500Au und 1 μ Au bei $\lambda=100 \text{ \AA}$, wie die Streukurven direkt bei der Messung aussehen: Die spekulare Intensität wird durch die Fresnelsche Reflektivität R_0 und die diffuse Reflexion aufgrund der Rauigkeit reduziert. Der Anteil $\exp-(4\pi\sigma\cos\Theta_1/\lambda)^2$ dieser Verringerung, der nur durch die Rauigkeit zustande kommt ($R_0=1$), wurde mit den im vorigen Abschnitt bestimmten σ -Werten als Funktion von Θ_1 berechnet und in Abbildung 4.6 und 4.7 gestrichelt eingezeichnet. Bei allen anderen Darstellungen wurde auf die gestrichelte Linie normiert, d.h. $R_0=1$ gesetzt. Das bedeutet jedoch nicht, daß die Streuverteilungen nicht trotzdem außerhalb von $\Theta_2=\Theta_1$ in ihrer Form von der "Reflektivität" des jeweiligen Einfallswinkel-Streuwinkel- Paares abhängen können.

Die Meßkurven sind natürlich das Ergebnis einer Faltung der tatsächlichen Intensitätsverteilung mit der Detektorempfindlichkeit über die 1,1×2,3 mm großen Multipliapertur. Außerdem müßte man korrekterweise noch die Intensitätsverteilung des Primärbündels in Rechnung ziehen.

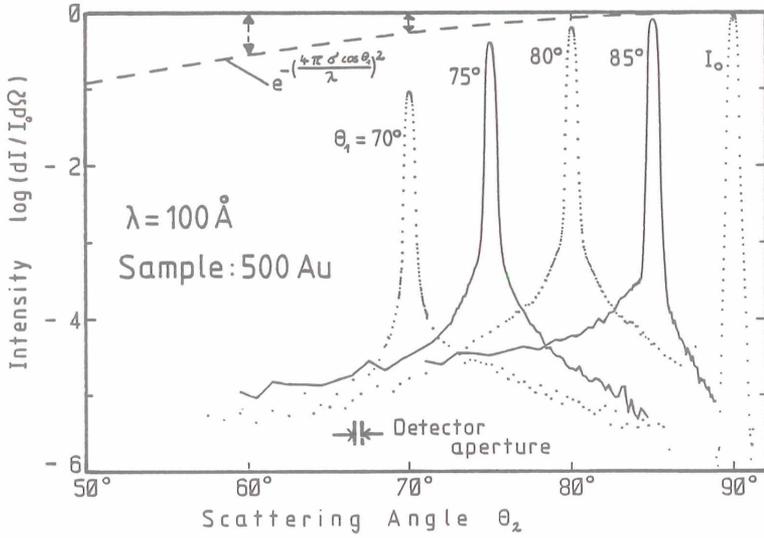
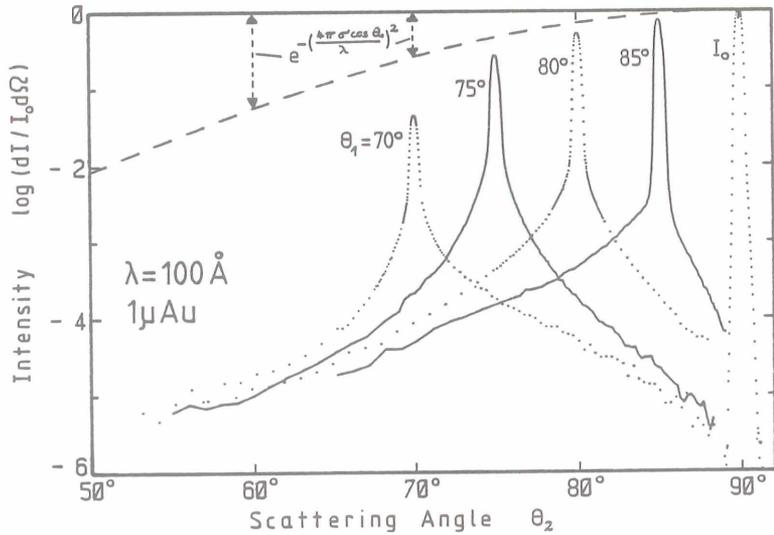


Abbildung 4.6/4.7: Gemessene Streulichtverteilungen der Proben 500Au und $1\mu\text{Au}$



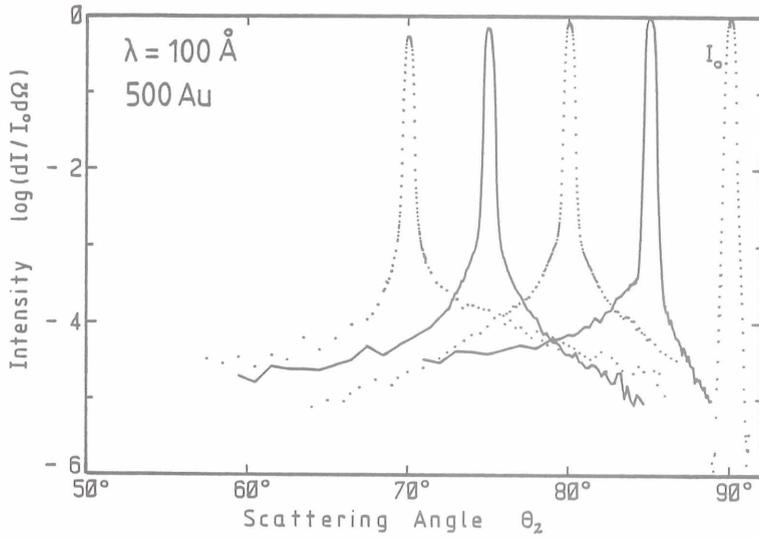
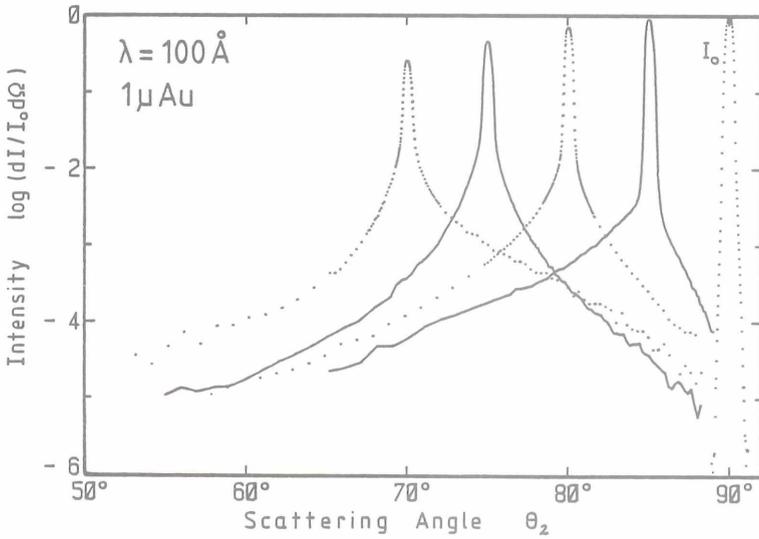


Abbildung 4.8/4.9: wie Abb. 4.6/4.7 aber auf die Reflektivität normiert ($R_0=1$), so daß nur der Einfluß der Rauigkeit die Lage der Kurven relativ zu I_0 bestimmt



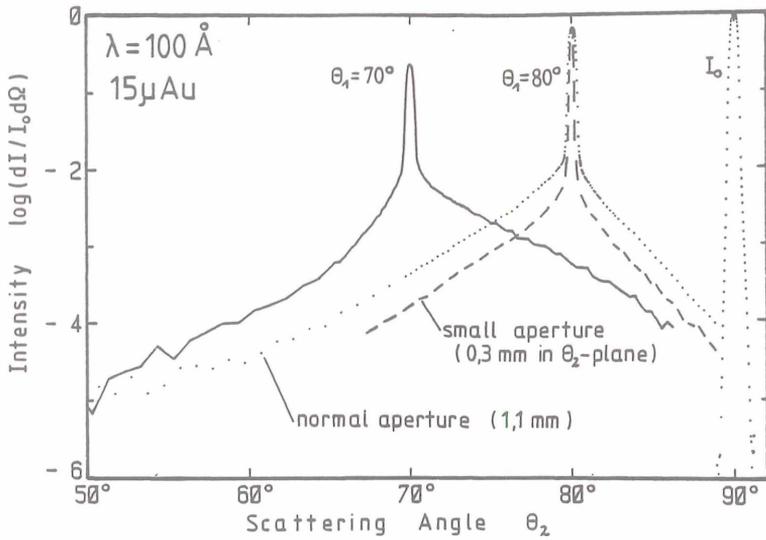
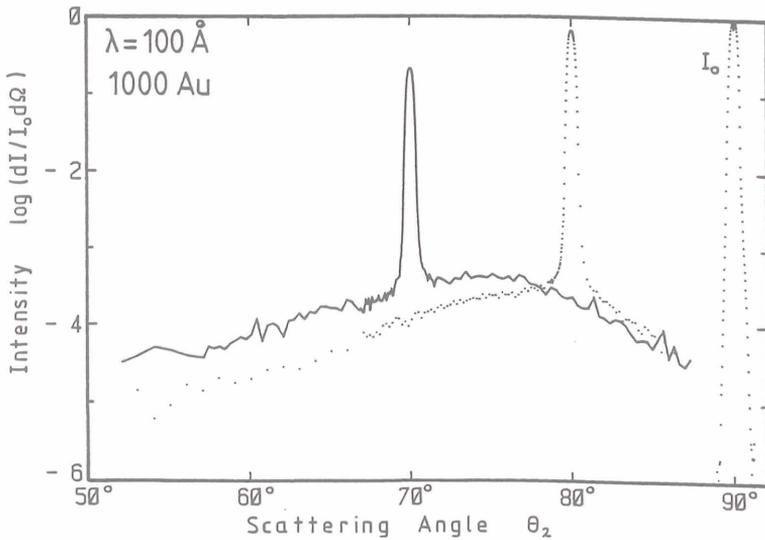


Abbildung 4.10/4.11: wie Abb. 4.8, Proben $15 \mu\text{Au}$ bzw. 1000 Au



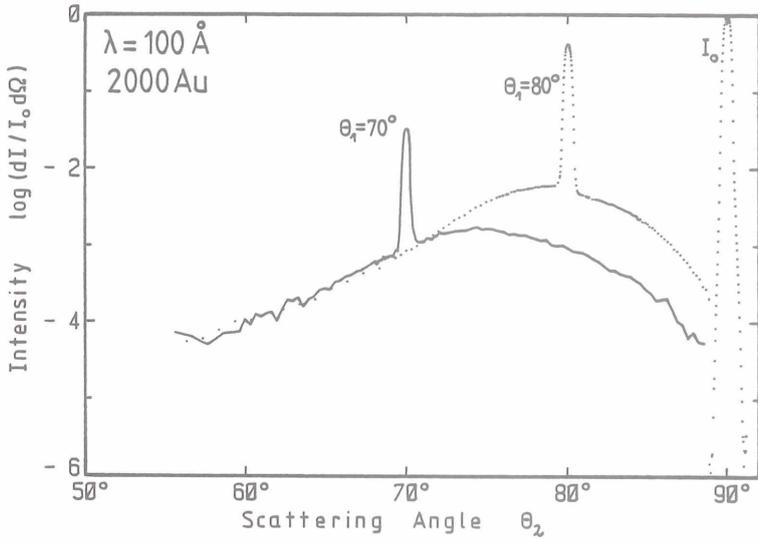
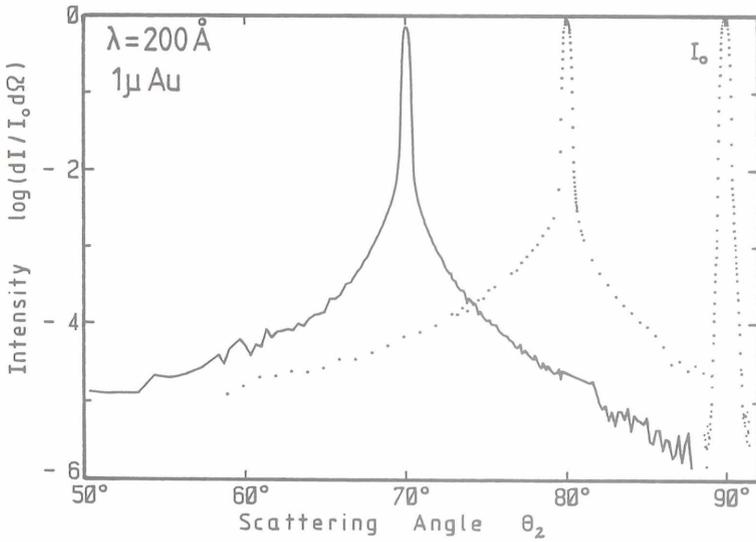


Abbildung 4.12/4.13: wie Abb. 4.8, Proben 2000Au bzw. $1\mu\text{Au}$



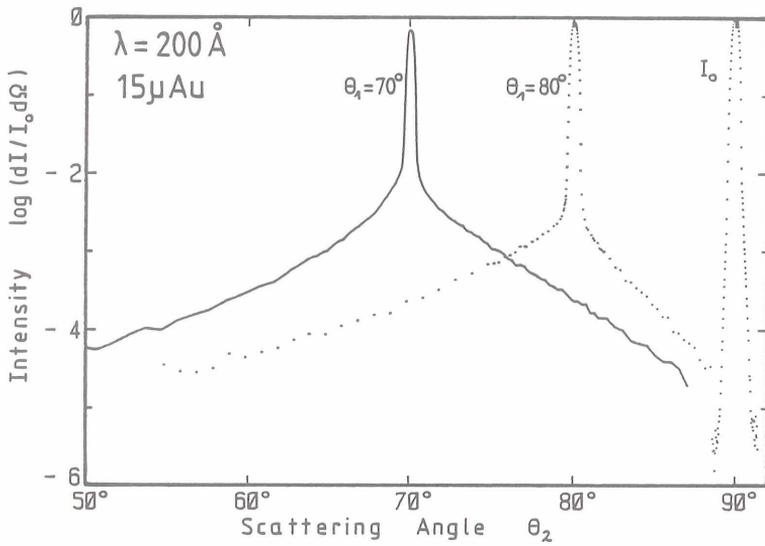
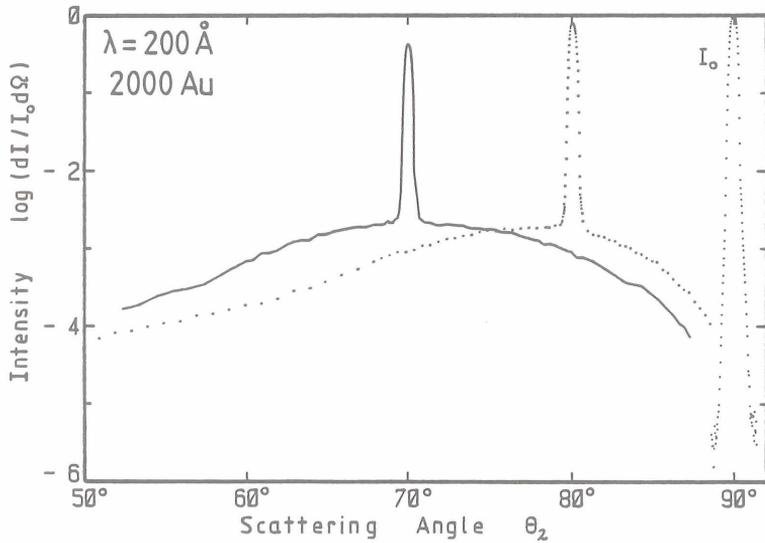


Abbildung 4.14/4.15: wie Abb. 4.8, Proben $15 \mu\text{Au}$ bzw. 2000Au , beide bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$



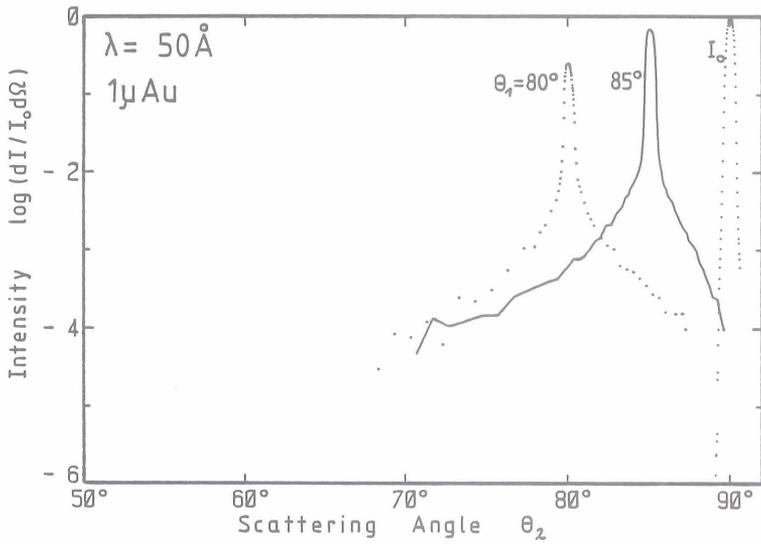
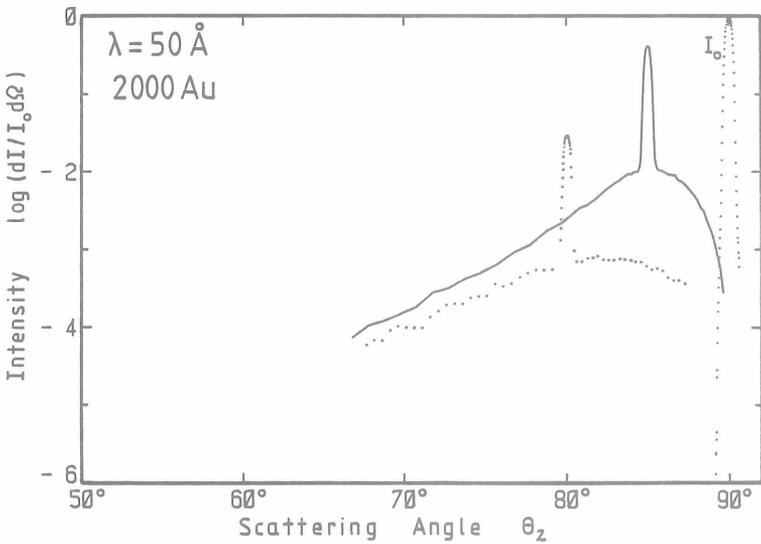


Abbildung 4.16/4.17: wie Abb. 4.8, Proben $1 \mu\text{Au}$ bzw. 2000 Au , beide bei $\lambda = 50 \text{ \AA}$



Die Faltung verändert in der Form nur scharfe Strukturen, die sich über die Detektorapertur stark ändern; schwach veränderliche Strukturen behalten ihre Form. Da uns einerseits die Detektorempfindlichkeit nicht genau über die ganze Aperturfläche bekannt ist, andererseits aber die genaue Form des scharfen, spekularen Reflexes nicht interessiert (solange sein Maximum die Reflektivität richtig wiedergibt), sondern nur das breitere "Streuhalo", ist eine Entfaltung weder möglich noch nötig. Lediglich der Wert von $I_{\text{scatter}}(\Theta_2)$ im Verhältnis zu I_{spec} muß beim späteren Vergleich der absoluten Intensitäten mit der Theorie korrigiert werden, denn die Theorie gibt die Streuintensität pro Raumwinkel an. Der Raumwinkel ist in unserem Falle einfach $\Delta\Omega = (\text{Aperturfläche}) / \text{Probenabstand}^2 \approx 1 \times 10^{-4} \text{sr}$. Die Messungen müßten durch $\Delta\Omega$ geteilt bzw. die Theorie mit $\Delta\Omega$ multipliziert werden. Das ergäbe aber einen falschen I_{spec} -zu- I_{scatter} -Abstand, denn die Ausdehnung des spekularen Reflexes ist ja noch kleiner als die Apertur: eine Verdopplung der Aperturfläche ergäbe auch eine Verdopplung von I_{scatter} aber nahezu keine Veränderung von I_{spec} . Abbildung 4.10 zeigt diesen Sachverhalt: die gestrichelt dargestellte Messung wurde mit einer kleineren Apertur (0.3x2.3 mm) als alle anderen aufgenommen. Sie zeigt in der Tat, daß sich die Form der Streukurve nicht verändert, wohl aber die Höhe. Ein korrekter, wenn auch grob genäherter Wert für den Raumwinkel, der zum richtigen Verhältnis führt, ist der Raumwinkel unter dem der spekulare Reflex seine Halbwertsbreite erreicht: $\Delta\Omega_{1/2} \approx 0.6 \times 1.3 / 150^2 = 3.5 \times 10^{-3} \text{sr}$. Um die Theorie mit den normierten Messungen der Abbildungen 4.8-4.17 vergleichen zu können, muß man also bilden:

$$dI_{\text{Theorie}} / I_0 d\Omega = \exp(-4\pi\sigma\cos\Theta_1/\lambda)^2 + \Delta\Omega_{1/2} I_{\text{scatter}} \quad (4.1)$$

Da die Dimensionen des Primärstrahls klein im Verhältnis zur Entfernung Probe-Detektor sind, die Messungen also im Fernfeld gemacht wurden, kann auch die Form des Primärbündels unberücksichtigt bleiben.

Der Vergleich der Streuverteilungen mit der Primärintensität I_0 zeigt, daß der als spekulare erkennbare Anteil in seiner Breite durch die Reflexion und Streuung nicht verändert wird und eine recht klare Trennung von spekulare und diffus reflektiertem Anteil möglich ist.

Bei der Beurteilung der Streukurven interessiert die Form der Verteilung, einschließlich reflektivitätsbedingter Asymmetrien, und das Verhältnis $I_{\text{spec}} / I_{\text{scatter}}(\Theta_1 = \Theta_2)$, sozusagen der Kontrast in die spekulare Richtung.

Man sieht, daß die aufgerauten Proben 1 μ Au und 15 μ Au sowie die Probe 500Au pyramidenförmiges, spitz zulaufendes Streulicht in der logarithmischen Darstellung aufweisen, während die dicken Goldschichten 1000Au und 2000Au ein eher bauchiges weit ausladendes Aussehen haben. Das deutet entsprechend Abbildung 2.4/2.5 daraufhin, daß bei den dicken Schichten lateral kleinere Strukturen für die Streuung verantwortlich sind

als bei den aufgerauhten. Drastische Konsequenzen haben diese Unterschiede für den Kontrast: So haben die Proben $1\mu\text{Au}$ und $15\mu\text{Au}$ nur einen Kontrast ($I_{\text{spec}}/I_{\text{scatter}}(\Theta_2=\Theta_1)$) von etwa 10^2 bei $\lambda=100\text{ \AA}$ und $\Theta_1=80^\circ$, während bei der Probe 1000Au dieser Wert c.a. $10^{3.5}$ beträgt, obwohl alle drei Proben nahezu die gleiche Reflektivität bzw. das gleiche σ haben (siehe Abb. 4.2). Die Wellenlängen- und Einfallswinkelabhängigkeit der Verteilungen scheint bei allen Proben das gleiche charakteristische Verhalten zu haben, soweit man das aus den nicht immer ganz vollständig vorhandenen Messungen beurteilen kann. Bei größerer Wellenlänge ($\lambda=200\text{ \AA}$) werden die Verteilungen breiter, bei kleinerer ($\lambda=50\text{ \AA}$) schmaler, genauso, wie es schon die einfache Gitteranalogie des Kapitels 2.1 lehrt. Bei der Winkelabhängigkeit wirkt sich die Überlagerung von Geometriefaktor, projizierter Gitterkonstanten (effektive Gitterkonstante für den jeweiligen Einfallswinkel) und Einfluß der Reflektivität offenbar bei allen Proben so aus, daß bei $\Theta_1=80^\circ/85^\circ$ der linke "Ast" der Verteilung ($\Theta_2<\Theta_1$) stärker ausgeprägt ist als der rechte, bei $\Theta_1=75^\circ$ die Verteilung in etwa symmetrisch ist, während bei $\Theta_1\leq 70^\circ$ der rechte Ast ($\Theta_2>\Theta_1$) mehr Streuintensität als der linke enthält.

Es sei darauf hingewiesen, daß Messungen an denselben Proben recht gut reproduzierbar waren. Messungen an verschiedenen, aber auf die gleiche Art präparierten Proben, ergaben immer die gleiche charakteristische Form der Streuverteilung, wenn auch die absoluten Werte mit Ausnahme der " 1μ -Proben" teilweise recht verschieden waren.

Vergleich mit skalarer Theorie

Es soll nun versucht werden, die Meßkurven auch quantitativ mit Hilfe der skalaren Theorie (Gln. 2.31 + 2.32) zu verstehen. Dazu werden die vorher bestimmten σ -Werte benutzt. Bei allen Proben wurde zunächst von der Messung bei $\lambda=100\text{ \AA}$ und $\Theta_1=80^\circ$ ausgegangen und bei ihr der Raumwinkelfaktor $\Delta\Omega_{1/2}$ und die Korrelationslänge T gesucht, die zu optimaler Übereinstimmung der Theorie mit der Streuverteilung führen.

Mit dem so bestimmten Parametersatz wurden dann auch die theoretischen Kurven für die anderen Einfallswinkel berechnet. In einigen Fällen muß jedoch der Parameter $\Delta\Omega_{1/2}$ doch noch einmal gesondert angepaßt werden, um zu einer besseren Übereinstimmung zu kommen. Auf jeden Fall wurden σ und T bei den Anpassungsversuchen immer für alle Θ_1 als konstant betrachtet, d.h. der Fit wurde danach beurteilt, wie gut ein σ, T -Paar alle Messkurven einer Probe anpassen kann.

$\Theta_1=80^\circ$ wurde deshalb als Ausgangsmessung verwendet, weil das Rayleigh-Kriterium bei streifendem Winkel noch besser erfüllt ist und in der Tat bei diesem Einfallswinkel die besten Übereinstimmungen zu erzielen waren. Versucht man hingegen die aus den Anpassungen erhaltenen

σ, T -Werte dahingehend zu verändern, daß man bei $\Theta_1=70^\circ$ zuerst den Fit optimiert, so ergibt sich für 70° eine unwesentliche Verbesserung, für 80° aber eine erhebliche Verschlechterung.

Die Abbildungen 4.18, 4.19 und 4.20 zeigen die mit exponentieller Korrelationsfunktion (Gl.2.32) berechneten Fits für die Streukurven der Probe $1\mu\text{Au}$, also den Meßkurven der Abbildungen 4.9, 4.13 und 4.16. Die Meßkurven werden bei allen Wellenlängen sehr gut von der Theorie mit $\sigma=27 \text{ \AA}$ und $T=2500 \text{ \AA}$ angepaßt. Besonders befriedigend erscheint, daß bei dieser Probe alle Streukurven (Ausnahme: $\lambda=50 \text{ \AA}$) mit einem $\Delta\Omega_{1/2}$ (die Werte sind am Ende dieses Kapitels tabelliert) berechnet werden konnten, das dem auf Seite 59 abgeschätzten sehr nahe kommt, und daher auch die absolute Streuintensität in Abhängigkeit von Θ_1 und λ erklärt werden kann. Die einzige starke Abweichung von den theoretischen Kurven ist die auch bei allen anderen Proben beobachtete Überhöhung der Streuintensität des rechten Astes der 70° -Verteilung ($\lambda=100 \text{ \AA}$). Es liegt die Vermutung nahe, daß es sich hierbei um eine Folge der von einer verschiedenen Reflektivität des Goldes handelt, die in der skalaren Theorie ja nicht berücksichtigt ist. Einen Beitrag zur Erklärung dieser Diskrepanz wird die Vektortheorie evtl. später liefern können.

Abbildung 4.21 zeigt den Versuch, dieselben Messungen mit einer gaußschen Korrelationsfunktion zu fitten. Die nach Gleichung (2.31) errechneten theoretischen Kurven zeigen jedoch eine völlig andere Form als die mit exponentieller Korrelation bestimmten. Mit keinem σ, T -Paar läßt sich eine auch nur annähernd so gute Übereinstimmung erzielen wie vorher. Das gilt auch für alle anderen Proben! Auch EASTMAN und BAUMEISTER [EB74], BENNETT [Be76], LENZEN [Le78] und andere schlossen gaußsche Korrelationsfunktionen zugunsten exponentieller aus!

Die Abbildungen 4.22 - 4.26 zeigen die Fit's, oder besser Fitversuche, für die Messungen an den anderen Proben. Bei der Probe $15\mu\text{Au}$ erhält man noch eine recht gute Übereinstimmung mit $\sigma=28 \text{ \AA}$ und $T=2000 \text{ \AA}$. Die Werte für $\Delta\Omega_{1/2}$ passen allerdings nicht mehr so gut.

Für die Goldschichten auf glattem Substrat erhält man nur noch bei $\Theta_1=80^\circ$ eine sinnvolle Anpassung, bei der Probe 2000Au jedoch in keinem Falle. Schenkt man dem Fit der 1000 \AA -Probe ($\sigma=29 \text{ \AA} / T=700 \text{ \AA}$) Vertrauen, so bestätigt sich die vorher qualitativ getroffene Feststellung, daß hier wesentlich kleinere Strukturen für die Streuung verantwortlich sind als bei den aufgerauhten Proben.

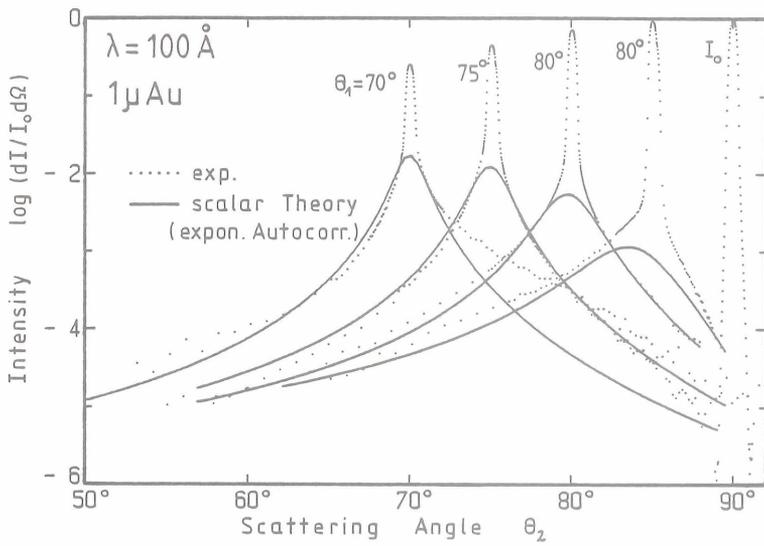
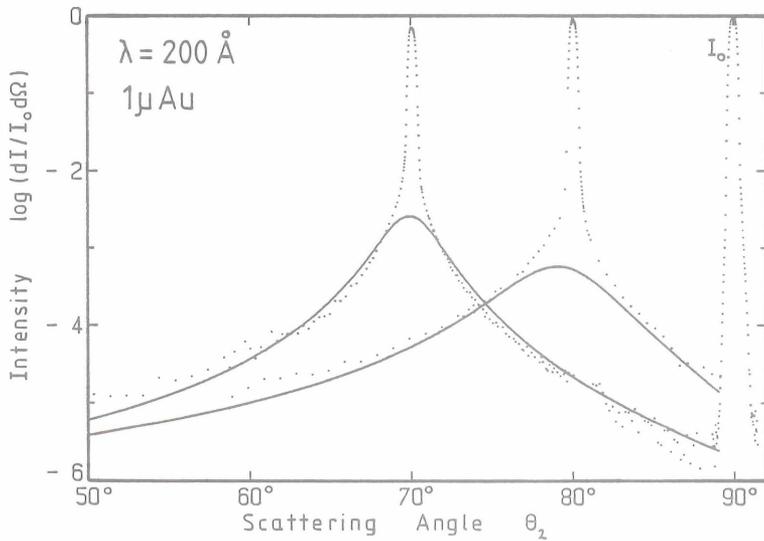


Abbildung 4.18/4.19: Fit mit skalarer Theorie (Glg.2.32)
 Parameter: $\sigma = 27 \text{ \AA}$, $T = 2500 \text{ \AA}$



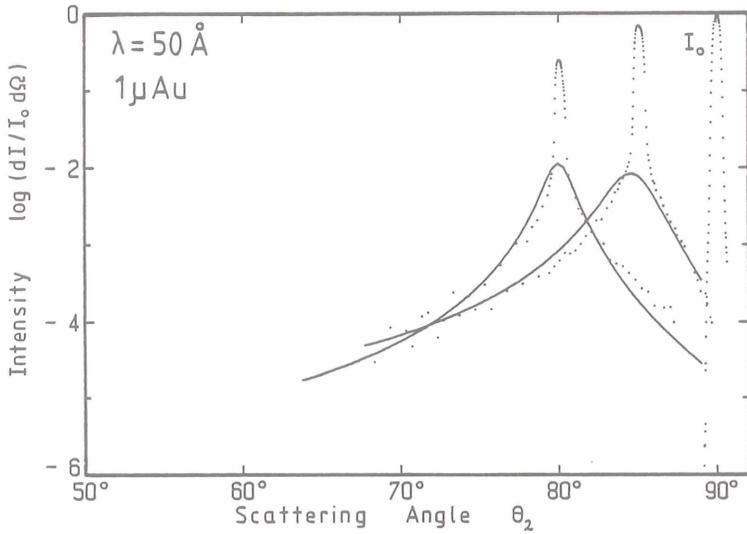
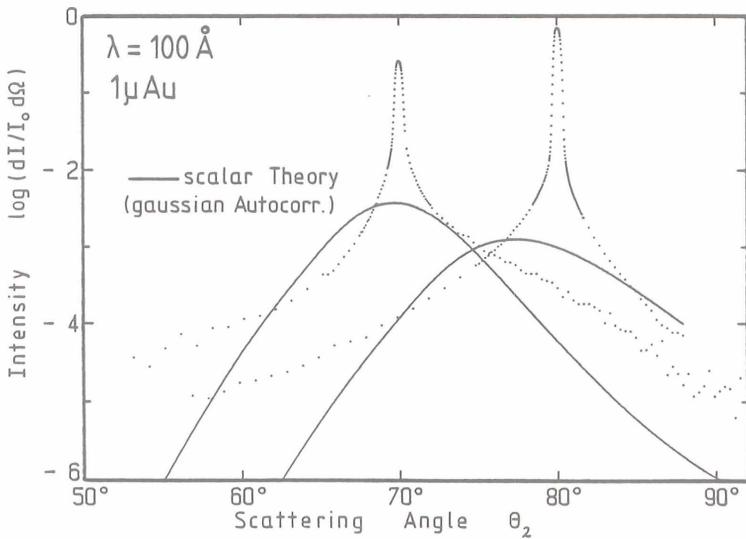


Abbildung 4.20: wie Abb.4.18

Abbildung 4.21: Fit mit skalarer Theorie (Glg. 2.31)
 (Parameter: $\sigma=27 \text{ \AA}$, $T=1500 \text{ \AA}$)



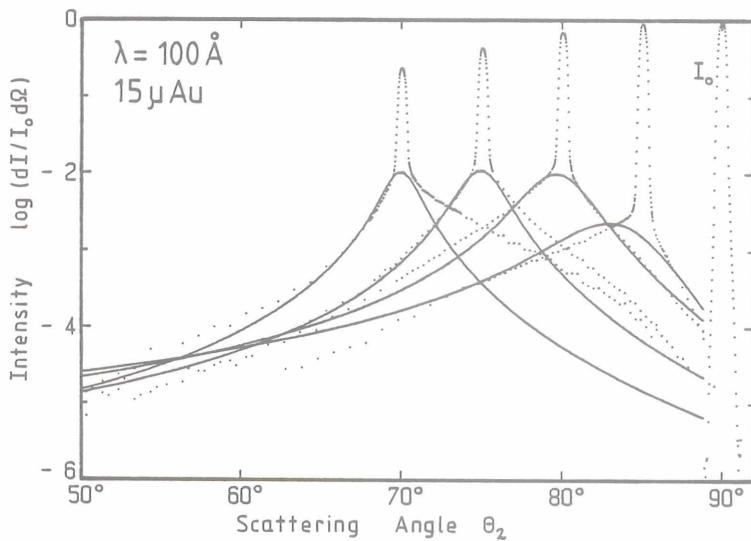
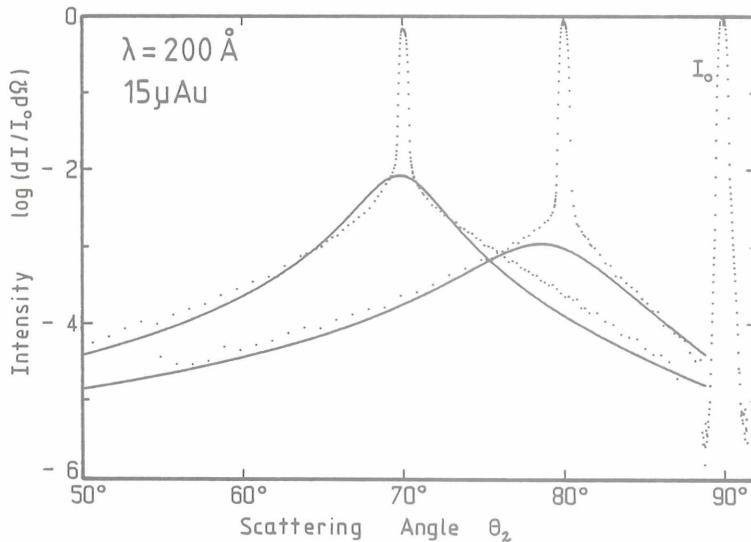


Abbildung 4.22/4.23: Fit mit skalarer Theorie (Glg. 2.32), Probe $15 \mu\text{Au}$
 Parameter: $\sigma = 28 \text{ \AA}$, $T = 2000 \text{ \AA}$



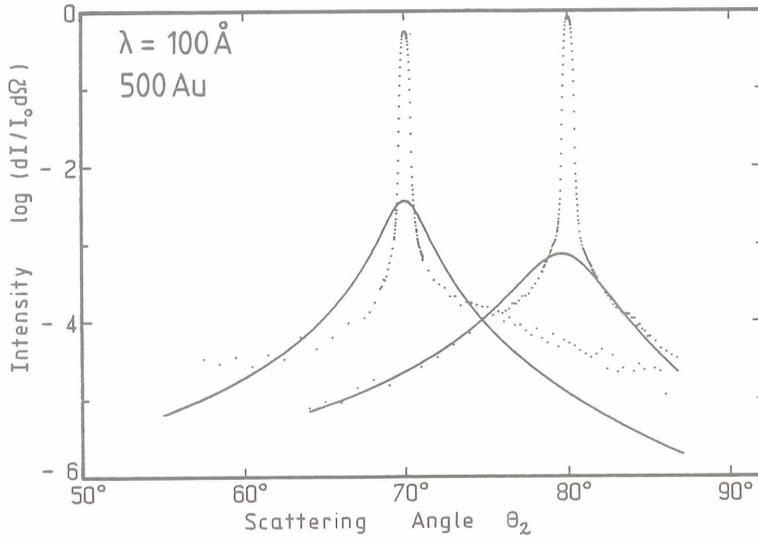
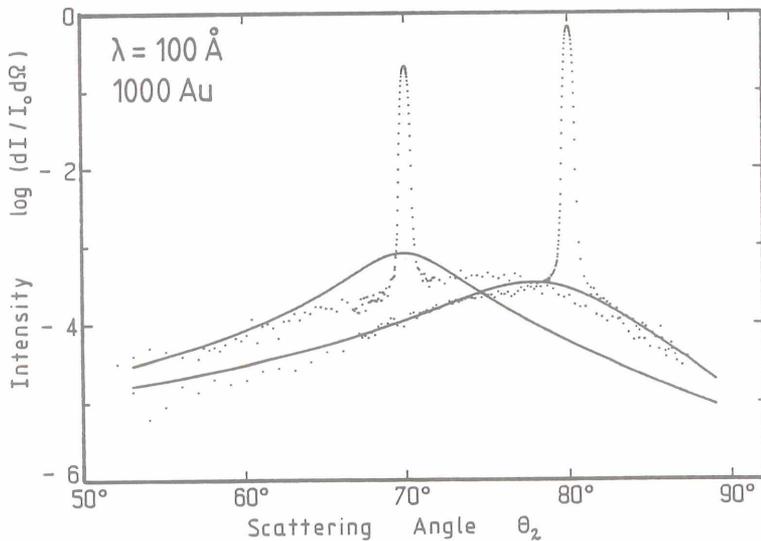


Abbildung 4.24: wie Abb. 4.22, Probe 500Au
Parameter: $\sigma = 18 \text{ \AA}$, $T = 1900 \text{ \AA}$

Abbildung 4.25: wie Abb. 4.22, Probe 1000Au
Parameter: $\sigma = 29 \text{ \AA}$, $T = 700 \text{ \AA}$



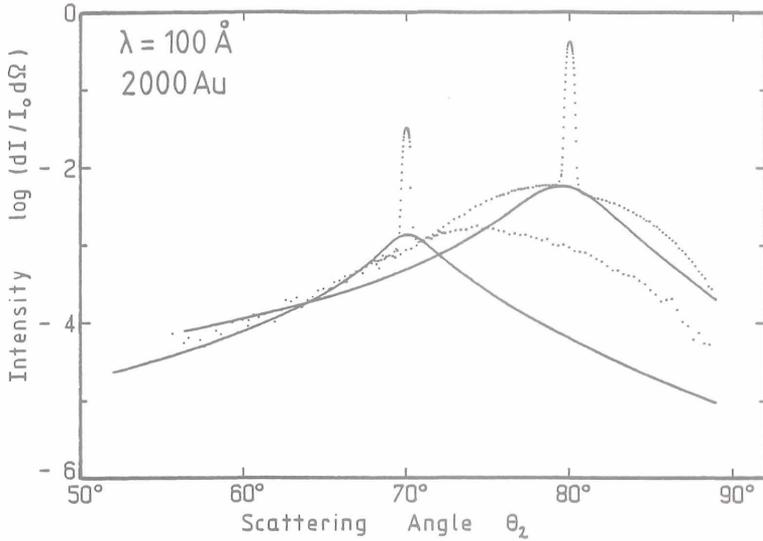


Abbildung 4.26: wie Abb. 4.22, Probe 2000Åu
 (Parameter: $\sigma=43 \text{ \AA}$, $T=1450 \text{ \AA}$)

Dies stimmt in der Tat mit den Angaben aus der Literatur überein. Es hat sich die Erkenntnis durchgesetzt, daß die lateralen Strukturen dickerer Metallfilme ungefähr eine der Dicke vergleichbare Ausdehnung besitzen [AST74,EBB79,Wis75]. Die Details hängen natürlich noch von den Aufdampfbedingungen ab. Für polierte Oberflächen werden meist größere Korrelationslängen angegeben ($> 1 \mu\text{m}$) [Ha80,ERB81,NG82]. Bei diesen Proben wird sicher auch noch ein Streuteil von der 500 \AA dicken Goldschicht vorhanden sein, jedoch wegen der geringen Rauigkeit einer 500 \AA -Schicht nur einen sehr geringen Beitrag liefern. Der spätere Vergleich mit den Streukurven des unbedampften Substrats wird dies eventuell noch aufklären.

Folgende Tabelle faßt die Ergebnisse der Fits mit der skalaren Theorie (exp.Korrelation) zusammen:

Probe	σ [\AA]	T [\AA]	$\Delta\Omega_{1/2}$ [$\times 10^5 \text{sr}$]	$\Delta\Omega_{1/2}$ [$\times 10^5 \text{sr}$]
	$\pm 3 \text{\AA}$	$\pm 300 \text{\AA}$	$\theta_1=80^\circ$	$\theta_1=70^\circ$
			[$\lambda=50/100/200\text{\AA}$]	[$100/200\text{\AA}$]
1 μ Au	27	2500	1.0/3.1/3.1	3.1/3.1
15 μ Au	28	2000	8.0/9.0	3.0/9.0
500Au	18	1900	1.3	(3.0)
1000Au	29	700	1.9	(3.0)
2000Au	(43)	(1450)	(6.0)	(1.5)

Vergleich mit der Vektortheorie

Wie schon im Theorie-Teil dargelegt wurde, unterscheiden sich die skalare und die Vektortheorie besonders für kleine Rauigkeiten kaum, obwohl sie aus verschiedenen theoretischen Ansätzen entwickelt wurden. In beiden Fällen ist das winkelaufgelöste Streulicht im wesentlichen durch die PSD-Funktion gegeben.

Die Vektortheorie berücksichtigt im Gegensatz zur skalaren die optischen Eigenschaften des streuenden Materials (Q-Faktor), und hat einen anderen Geometriefaktor ("obliquity-factor"). Dafür hat sie den Nachteil, daß sie in der bisher veröffentlichten Form keine höheren Ordnungen berücksichtigt, also nur für sehr kleine Rauigkeiten gilt. Im Falle $\sigma \ll \lambda$, $Q=1$ ($R_0=1$) kann man die skalare Theorie fast als Spezialfall der vektoriellen auffassen, denn dann unterscheiden sich die Geometriefaktoren nur noch in der Nähe von $\theta_2=90^\circ$.

Daher untersuchen wir die Gültigkeit der Vektortheorie anhand der Probe $1\mu\text{Au}$, deren Streuverteilungen von der BECKMANN'schen Formel ja so gut reproduziert werden konnten. Die Abbildungen 4.27 und 4.28 zeigen, wie ELSON's Theorie die Messungen anpaßt, wenn man die für den skalaren Fit (siehe Tabelle auf der vorigen Seite) benutzten Parameter σ und T wieder benutzt. Bei $\lambda=100 \text{ \AA}$ ergibt sich eine wesentlich schlechtere Übereinstimmung, bei 200 \AA kommt die Vektortheorie den experimentellen Kurven wieder etwas näher. Versucht man nun T so zu verkleinern, daß bei $\lambda=100 \text{ \AA}$ die Äste der theoretischen Verteilung sich denen der experimentellen besser anpassen, so muß man $T=800 \text{ \AA}$ oder noch kleiner wählen und erhält dann einen etwas besseren Fit bei dieser Wellenlänge. Dies führt jedoch nun bei $\lambda=200 \text{ \AA}$ zu wesentlich schlechterer Übereinstimmung!

Zusammenfassend kann man sagen, daß die skalare Theorie bei unseren Proben klar bessere Ergebnisse liefert, als die vektorielle.

Daß die BECKMANN'sche Theorie mit $\sigma=27 \text{ \AA}$ und $T=2500 \text{ \AA}$ die Messungen gut trifft und die Vektortheorie mit den gleichen Parametern bei $\lambda=200 \text{ \AA}$, wo $(\sigma/\lambda) \ll 1$ noch besser erfüllt ist, auch noch einigermaßen paßt weist darauf hin, daß bei den hier untersuchten Rauigkeiten die Störungsrechnung 1.Ordnung nicht ausreicht, um diese Theorie anwenden zu können. Die Rauigkeit unserer Proben ist schon zu groß!

Dies wird dadurch untermauert, daß die größten Abweichungen zwischen Vektortheorie und experimenteller Streukurve bei den linken Ästen auftritt ($\theta_2 < \theta_1$), d.h. dort wo der Konvergenzfaktor g (siehe Glg. 2.29) immer größer wird und folglich die höheren Terme der skalaren Theorie größere Beiträge liefern.

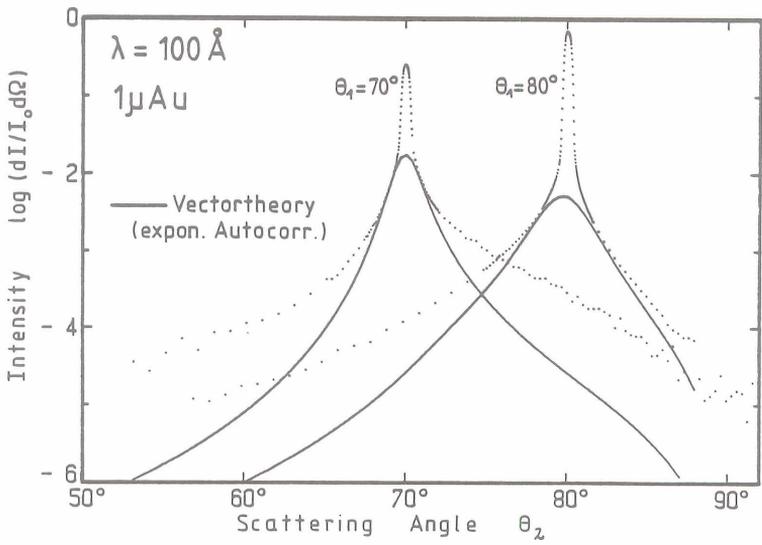
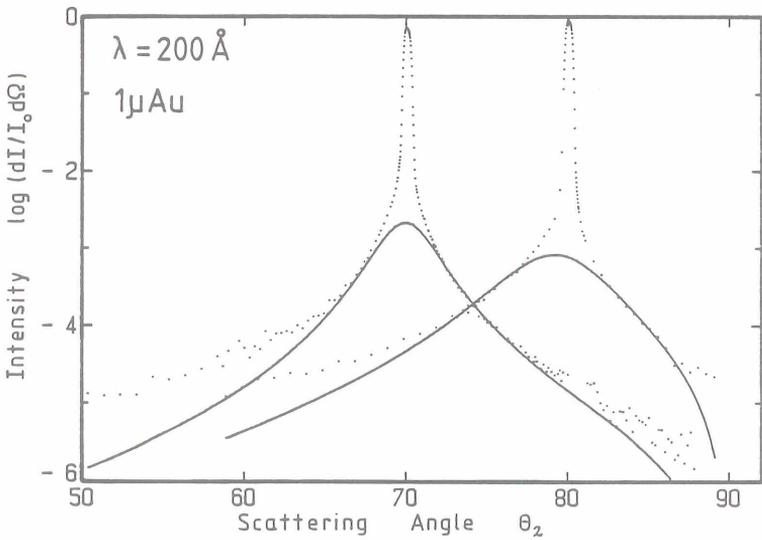


Abbildung 4.27/4.28: Anpassungsversuch mit der Vektortheorie (Glg.2.36)
 Parameter: $\sigma = 27 \text{ \AA}$, $T = 2500 \text{ \AA}$ (Ergebnis der skalaren Theorie)



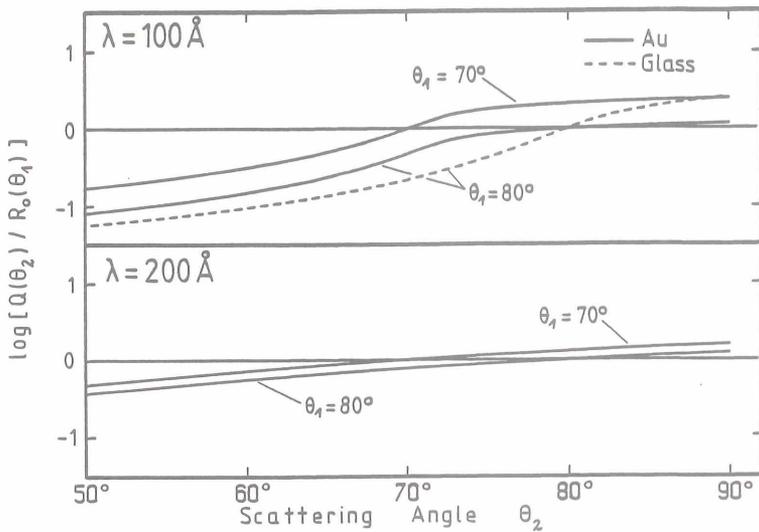


Abbildung 4.29: Verlauf des optischen Faktors der Vektortheorie (Glg.2.37) als Funktion von θ_2 , normiert auf seinen Wert (die Reflektivität) bei $\theta_2=\theta_1$

Die ELSON'sche Theorie als Ganzes ist also bei den von uns untersuchten Rauigkeiten nicht mehr anwendbar; ihre Ähnlichkeit zur Theorie von BECKMANN legt jedoch nahe, daß man wenigstens den Q-Faktor (Glg. 2.37) benutzen kann, um abzuschätzen, welche Konsequenzen die Nichtberücksichtigung der Reflektivität $R_0 \neq 1$ bei der skalaren Theorie haben sollte.

Der Q-Faktor $Q=Q(\theta_2)$ hat einen ähnlichen Verlauf wie die Reflektivität $R_0=R_0(\theta_1)$ und geht ja auch für $\theta_2=\theta_1$ in die Fresnelsche Reflektivität R_0 über. Insbesondere findet man die Abschneidekante der Totalreflexion beim gleichen Winkel wieder ($\theta_{2,\text{total}}=\theta_{1,\text{total}}$). Abbildung 4.29 zeigt den normierten Q-Faktor $Q = Q(\theta_2)/R_0(\theta_1)$ im logarithmischen Maßstab für $\lambda=100 \text{ \AA}$ und $\lambda=200 \text{ \AA}$. Er ist hier so normiert, daß er im Vergleich mit den Streulichtfits der skalaren Theorie (Abb. 4.18-4.26) direkt im gleichen Maßstab die Korrekturen angibt, die sich durch die Berücksichtigung der optischen Konstanten ergeben müßten. Das kann jedoch nur ein Hinweis sein, denn der Q-Faktor nach Gleichung (2.37) gilt auch nur für die Vektortheorie 1.Ordnung. Man sieht sofort, daß die rechten Äste der Streulichtverteilungen angehoben werden sollten, die linken jedoch abgesenkt. Diese Korrekturen sind für $\lambda=100 \text{ \AA}$ um einiges ausgeprägter als bei $\lambda=200 \text{ \AA}$.

Die Streulichtkurven der Probe $1\mu\text{Au}$ lassen sich jedoch ohne diese Korrekturen an der skalaren Theorie besser erklären. Lediglich die schon früher erwähnte Diskrepanz am rechten Ast bei $\theta_1=70^\circ$ ($\lambda=100\text{ \AA}$) ließe sich mit der Korrektur besser anpassen. Alle linken Äste der experimentellen Verteilungen müßten unterhalb der skalaren Fits liegen. Dies ist nicht der Fall. Wiederum qualitativ richtig sagt der Q-Faktor aus, daß reflektivitätsbedingte Diskrepanzen zu den skalaren Fits bei $\lambda=200\text{ \AA}$ geringer in Erscheinung treten. So weisen fast alle gemessenen Streukurven mit $\lambda=200\text{ \AA}$, $\theta_1=70^\circ$, was die Lage der Äste relativ zum spekularen Reflex betrifft, die gleiche Symmetrie auf, wie in der skalaren Theorie, während sie bei $\lambda=100\text{ \AA}$ und $\theta_1=70^\circ$ alle am rechten Ast einen "Buckel" haben. Dieser Buckel scheint also durch die Überlagerung des an der Abschneidekante stark ansteigenden Q-Faktors ("Reflektivität") mit dem abfallenden Streulicht bei $\theta_1 < \theta_2 < \sim 80^\circ$ zu entstehen. Bei stark ausgeprägter Abschneidekante und günstiger Winkelstellung kann dies sogar zu einem Nebenmaximum führen. YONEDA [Yo63] hat dies offenbar im Röntgenbereich beobachtet aber nicht deuten können (ASR = Anomalous Surface Reflection).

Diese recht vagen Hinweise auf die Anwendbarkeit des ELSON'schen Q-Faktors werden durch den Vergleich von Streulichtmessungen an aufgerauhten Glassubstraten mit und ohne Goldbedampfung etwas besser unterstützt.

Die Abbildungen 4.30 und 4.31 zeigen Streulichtverteilungen der Proben $1\mu\text{Au}$ (Glas + Gold) und $1\mu\text{MTP}$ (Glas) sowie $15\mu\text{Au}$ und $15\mu\text{MTP}$. Die Proben wurden jeweils auf die gleiche Art hergestellt; es handelt sich jedoch um vier verschiedene Maskenträgerplatten, sodaß die Vergleichbarkeit nur bedingt gegeben ist. Hierzu ist in Abbildung 4.29 gestrichelt der Q-Faktor von Glas ($\epsilon_{1/2}=0.972/0.0217$ nach SLADCEZEK [Sl85]) für $\theta_1=80^\circ$ und $\lambda=100\text{ \AA}$ eingezeichnet. Vergleicht man ihn mit dem optischen Faktor von Gold, so ergeben sich in der Tendenz die Korrekturen, die zu den in den Abbildungen 4.30 und 4.31 dargestellten Verschiebungen der Äste führen. Absolut sind die Auswirkungen jedoch etwas geringer als der optische Faktor vorhersagt.

Einen weiteren Hinweis geben Messungen an einer 500 \AA dicken Aluminiumschicht (Abb. 4.32 und 4.33). Hier sind die Verhältnisse genau umgekehrt als bei Gold: Die Abschneidekante liegt bei $\lambda=200\text{ \AA}$; bei $\lambda=100\text{ \AA}$ hat der Q-Faktor dagegen einen glatten Verlauf. Entsprechend sieht man in den Streulichtverteilungen (Abb. 4.33; da σ unbekannt war, sind sie auf eins normiert), daß die Überhöhung des rechten Astes der $\theta_1=70^\circ$ -Verteilung diesmal bei $\lambda=200\text{ \AA}$ auftritt.

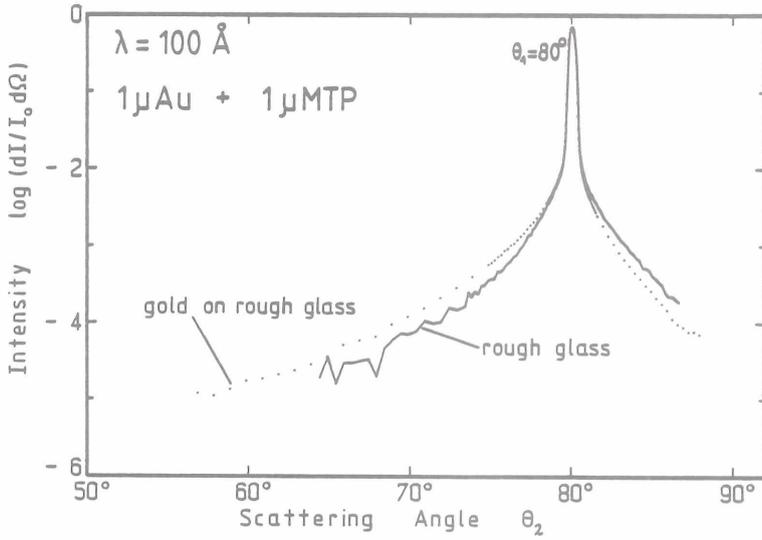
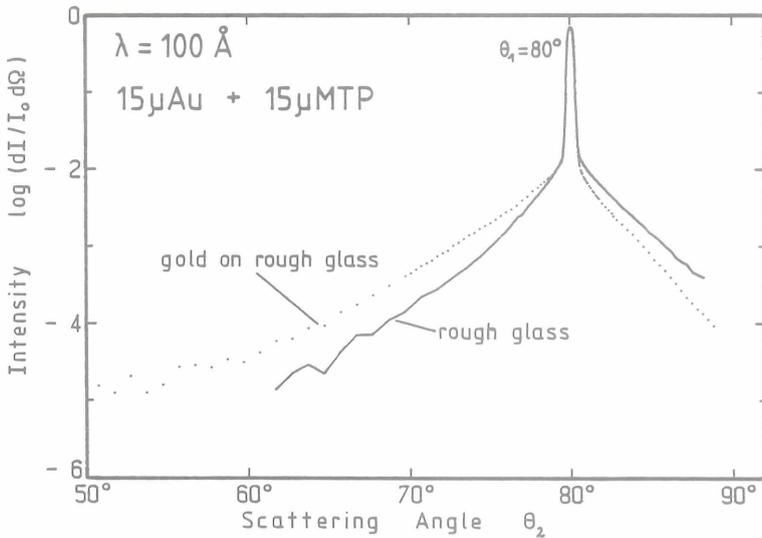


Abbildung 4.30/4.31: Einfluß der optischen Konstanten auf die Streulichtverteilungen bei sonst annähernd gleicher Oberflächenstatistik



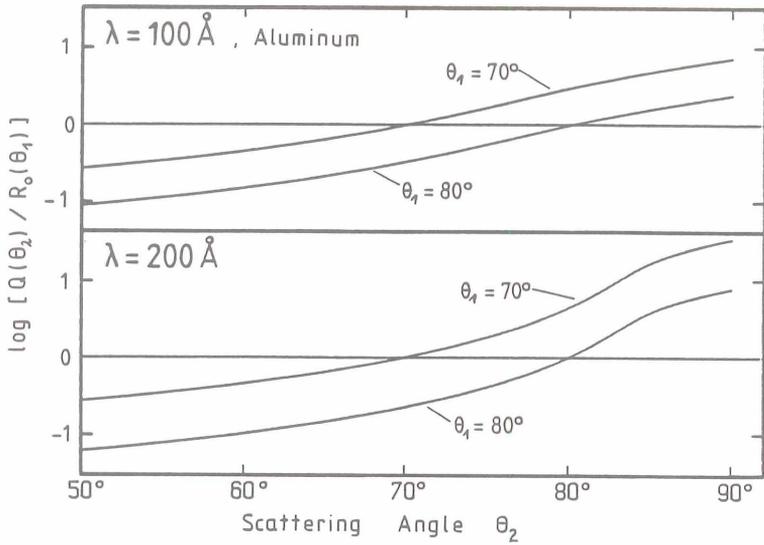
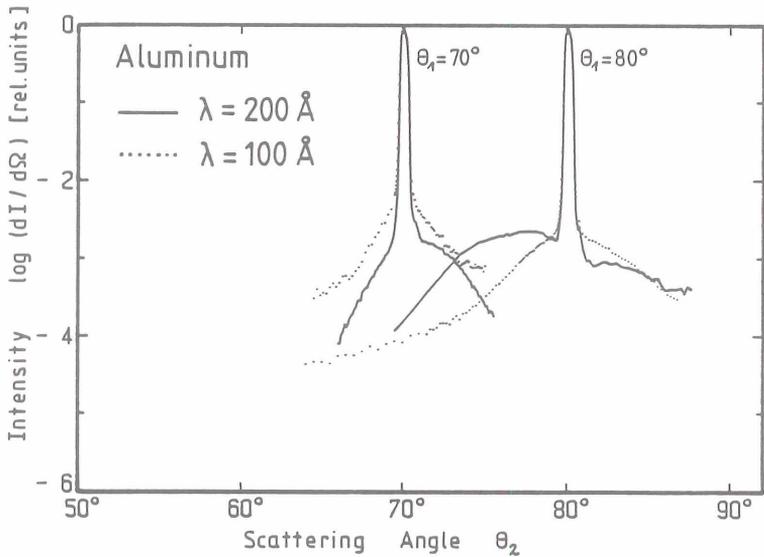


Abbildung 4.32/4.33: Q-Faktor und Streulichtkurven von Aluminium



Zusammen mit der skalaren Theorie kann der optische Faktor Q offenbar grobe Tendenzen erklären, versagt jedoch im Detail.

Der Vergleich der Streulichtverteilungen von bedampftem und unbedampftem Substrat zeigt, abgesehen von der gerade diskutierten Verschiebung durch die optischen Konstanten, sehr schön, daß die Goldschicht in dem erfaßten Ortswellenlängenbereich die Kontur bzw. Statistik der Substratoberfläche reproduziert.

Andere Interpretationsmöglichkeiten

Die Details der Streulichverteilungen der Proben 500Au, 1000Au und 2000Au konnten mit den hier benutzten Oberflächenstreutheorien von BECKMANN und ELSON und den benutzten Autokorrelationsfunktionen nicht so befriedigend erklärt werden wie die der aufgerauhten Proben $1\mu\text{Au}$ und $15\mu\text{Au}$ (sowie $1\mu\text{MTP} + 15\mu\text{MTP}$).

Als Ursachen kommen folgende Punkte in Frage:

- 1) Die Voraussetzungen der Theorien sind nicht erfüllt:
 $\sigma \ll \lambda$ (Vektortheorie) oder $T \gg \lambda$ sowie unendliche Leitfähigkeit (skalare Theorie)
- 2) Die benutzte Oberflächenstatistik stimmt nicht:
keine gaußsche Höhenverteilung
falsche Autokorrelationsfunktion
Vielleicht handelt es sich gar um nahezu regelmäßige Strukturen (Inseln), die von der BECKMANNschen Theorie nur unzureichend erfaßt werden
- 3) Es treten zusätzliche Effekte auf, wie Mehrfachstreuung, Abschattung und Anregung von Oberflächenplasmonen.
- 4) Es handelt sich im wesentlichen nicht um Streuung an den Oberflächenkonturen sondern um Streuung in einer Übergangsschicht, Deckschicht oder ähnliches oder ganz um Volumenstreuung!

Welches Gewicht die einzelnen Punkte in unserem Falle haben, ist schwer abzuschätzen. Eine große Hilfe hierzu wäre eine eindeutige Charakterisierung der Oberfläche (Bestimmung der Höhenverteilung und der Autokorrelationsfkt. bzw. σ und T) mit anderen direkteren Methoden. Die Möglichkeiten hierzu werden weiter unten untersucht.

Die Anregung von Oberflächenplasmonen [z.B. BS76, BH70, ER74], die überhaupt erst durch die Rauigkeit ermöglicht wird, kann in einigen Fällen zu starken zusätzlichen Absorptionen und anschließender Streustrahlung führen. Besonders ausgeprägt sollte dieser Effekt bei kleinen Korrelationslängen sein. Das könnte auf unsere dicken Goldschichten zutreffen, im Gegensatz zu den aufgerauhten Spiegeln, wo wir mit einiger Sicherheit ein größeres T festgestellt haben. Die Streuung durch Anregung von Oberflächenplasmonen kann jedoch nach den theoretischen Vorstellungen nur bei Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz $\omega < \omega_p$ [BH70, EBe79], also bei $\lambda > \sim 4000 \text{ \AA}$ (3eV) auftreten und kommt daher als Erklärung für uns nicht in Frage. Die Wellenlängenabhängigkeit unserer Streukurven deutet auch nicht auf eine Verstärkung eventueller Plasmaeffekte bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ hin.

Abschätzung sollte bei den recht großen Glanzwinkeln, die hier benutzt wurden, keine Rolle spielen. Mehrfachstreuung ist zwar nicht gänzlich auszuschließen, kann aber auch wegen der geringen Reflektivität im VUV und den großen Glanzwinkeln nur einen unwesentlichen Beitrag liefern.

Es gibt eine Reihe von theoretischen Ansätzen, um die unter Punkt 4) erwähnten Vorgänge zu erfassen.

CROCE und NEVOT und andere [NC80,SSA79] nehmen an, daß die optischen Konstanten an der Oberfläche nicht abrupt vom Vakuum- zum Volumenwert übergehen, sondern sie gehen in ihren Theorien von einer Übergangsschicht aus, in der, nach einer bestimmten mathematischen Funktion, ein stetiger Übergang von einem Oberflächen- zum Volumenwert stattfindet.

Weiterhin gibt es einige Modelle zur Multilayerstreuung [z.B.EI79], die unter anderem das Problem der Deckschichten behandeln und meistens mit der Vektortheorie ELSONs verwandt sind. Schließlich entwickelte ELSON kürzlich [EI84] eine Vektortheorie, die nicht nur die Oberflächenrauigkeit behandelt, sondern auch laterale Fluktuationen der optischen Konstanten. Wegen der erhöhten Zahl der Fitparameter oder aufwendiger numerischer Lösungsmöglichkeiten aller dieser Theorien ist es bei dem vorhandenen Datenmaterial kaum möglich, sinnvolle Anpassungen vorzunehmen. Da auch die meisten numerischen Rechnungen der Autoren für sichtbare Wellenlängen durchgeführt wurden, ist es nicht absehbar, welche der Modelle für uns interessante Aussagen machen können.

Ergänzende Untersuchungsmethoden

Um die Stellung unserer Methode der Oberflächencharakterisierung im Vergleich der anderen Möglichkeiten zu markieren und weitere Hilfsmittel zur Interpretation des VUV-Streulichtes zu sondieren, seien im Folgenden die gängigsten Alternativmethoden angesprochen.

R.D.YOUNG [Yo71] und J.M.BENNETT [Be76] geben hierzu gute, etwas veraltete Reviews.

Abgesehen von vielen indirekten Verfahren, wie z.B. elektrische Leitfähigkeit dünner Schichten, gibt es im wesentlichen vier Methoden, die Oberfläche regelrecht abzutasten:

	Höhen- empfindlich- keit [Å]	Laterale Auflösung [Å]
1) Interferometrische Methoden:		
FECO-Interferometer [Be76]	~ 3	~ 20000
Heterodyne-Interf.	~ 1	20000
Mireau-Interf.	~ 1	20000
...		
2) Mechanische Abtastung mit Diamantnadel [z.B. BD81]	~ 1	~ 1000
3) Elektronenmikroskopische Verfahren Stereomikroskopie [z.B. Bu73, RVR83]	10-20	~ 10
4) Topografier/Tunnelmikroskop [Yo71, BR83]	~ 1	~ 1

Mit all diesen Instrumenten kann man die Oberfläche Punkt für Punkt vermessen und die entsprechenden Verteilungsfunktionen $p(z_1, z_2)$ und $C(\tau)$ ableiten. Wie schon im Kapitel 2.1 angedeutet hat jedes Verfahren seinen eigenen Ansprechbereich; es ist bandbreitenbegrenzt, wie CHURCH et al. [CJZ77, CJZ79] ausführlicher darlegen.

Die interferometrischen Methoden haben zwar eine sehr gute Höhengauflösung, sind aber durch ihre Optik auf eine laterale Auflösung von $\sim 2\mu\text{m}$ beschränkt. Trotzdem machten wir bei der Firma ZEISS (Oberkochen) Vergleichsmessungen mit einem Mireau-Interferometer an unseren Proben. Es wurden Rauhtiefen zwischen $\sigma=12\text{ \AA}$ und 25 \AA und Korrelationslängen T zwischen $30\text{ }\mu\text{m}$ und $80\text{ }\mu\text{m}$ gemessen. Dabei ergab sich nicht der geringste Zusammenhang zwischen unseren Streulichtuntersuchungen und den interferometrischen Messungen. So fiel z.B. die für uns eindeutig rauhe Probe 2000Au bei den Mireaumessungen überhaupt nicht aus dem Rahmen! Das zeigt noch einmal die Bedeutung der schon oben angesprochenen Bandbreitenbegrenzungen.

Die mechanischen Diamantnadelabtastinstrumente haben auch eine gute Höhengauflösung und erreichen mit ihrer lateralen Auflösung gerade eben den Bereich, der uns von der VUV-Streuung her interessiert. Diese Empfindlichkeitswerte werden aber nur von wenigen Laborgeräten erreicht; kommerzielle "Stylus-Instrumente" erlauben nur erheblich schlechtere Auflösungen ($\sigma_{\text{min}} > 5\text{ \AA}$, $T_{\text{min}} > 1\text{ }\mu\text{m}$). Uns stand nur für kurze Zeit ein kommerzielles Gerät der Firma SLOAN (DEKTAK IIA mit Nadelradius $1\text{ }\mu\text{m}$) zur Verfügung. Es zeigte sich, daß dieses nicht ohne weiteres für Mikrorauheitsmessungen geeignet ist und daß es erheblicher Anstrengungen bedarf, um selbst mit den besten Abtastgeräten dieser Art verlässliche Informationen zu erhalten. Außerdem ist es zweifelhaft, ob die Diamantspitze bei weichen Materialien wie Gold wirklich die Oberfläche reproduziert.

Die Stereo- und Tunnelmikroskopie sind aufwendige Techniken, die nur an sehr wenigen Stellen verfügbar sind und konnten daher von uns nicht angewandt werden. Wahrscheinlich sind sie aber, abgesehen von der moderaten Höhengauflösung der Stereomikroskopie und ihrer komplizierten Dekorations- oder Abdrucktechnik, in unserem Sinne am besten geeignet, um ein zuverlässiges Bild von der Oberfläche zu machen.

Eines hat die VUV-Streulichtanalyse den oben angeführten Techniken außerdem noch voraus: Man kann Vorgänge in situ an reinen Oberflächen beobachten und Veränderungen während des Aufdampfens, Temperns etc. ohne Fremdeinflüsse untersuchen !

5.0 ZUSAMMENFASSUNG UND WEITERE PERSPEKTIVEN

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zum ersten Male systematische Messungen zum Streulichtverhalten an mikrorauen Spiegeln (Material: Gold auf Glas und Glas) im VUV-Wellenlängenbereich mit Synchrotronstrahlung ($\lambda=50/100/200 \text{ \AA}$) durchgeführt. Es wurden die Einfallswinkel- und Wellenlängenabhängigkeit der spekulare und diffus reflektierten Strahlung für s-Polarisation in der Einfallsebene untersucht.

Zu diesem Zweck und für weitere Untersuchungen der optischen Eigenschaften fester Körper wurde ein ultrahochvakuumtaugliches VUV-Reflektometer entwickelt [HGH83], daß Proben- und Detektorbewegungen mit hoher Genauigkeit ($\Delta\varphi \sim 0,005^\circ$) erlaubt.

Ziel der Messungen war einmal, die Tauglichkeit des neuen Reflektometers für diese Art von Oberflächencharakterisierungen zu prüfen und die standardmäßige Inspektion von Spiegeln vorzubereiten. Dazu war es nötig, die Messungen anhand gängiger Oberflächenstreutheorien (skalare Theorie nach BECKMANN [BS63] und Vektortheorie nach ELSON [El75]; Rechnungen anhand selbst erstellter FORTRAN-Programme) zu erklären. Des weiteren sollte auch die Nützlichkeit solcher Untersuchungen für die Aufklärung der optischen Eigenschaften von Aufdampfschichten gezeigt werden.

Man kann die Ergebnisse in folgenden Punkten zusammenfassen:

1. Mit VUV-Streuung und -Reflexion läßt sich wie mit Laser- und Röntgenstrahlen die Güte mikrorauer Spiegel kontrollieren. Man verfügt mit der Synchrotronstrahlung über hohe Intensität und eine kontinuierlich durchstimbare Quelle. Es gelang sowohl den Einfluß der Rauigkeit auf die spekulare Reflektivität $R=R(\theta_1, \lambda)$ zur Charakterisierung heranzuziehen, als auch gut aufgelöste Streulichtverteilungskurven der diffus reflektierten Strahlung $I_{\text{scatter}}=I_{\text{scatter}}(\theta_1, \theta_2, \lambda)$ aufzunehmen. Die experimentell verfügbare Dynamik schränkte den beobachtbaren Bereich auf $\Delta\theta_2 \sim \pm 15^\circ$ um den spekularen Reflex ein.

Man ist besonders empfindlich auf Strukturen im lateralen Größenbereich von c.a. 300 bis 5000 \AA .

2. Es wurden zwei verschiedene Arten von Oberflächenrauigkeit untersucht: 1) die Rauigkeit wurde durch Bedampfen des Glassubstrats mit dicken Goldschichten erzeugt und 2) durch Polieren (Aufrauen) des Substrats mit Diamantpaste (und anschließender Bedampfung mit 500 \AA Gold).

Die Streustrahlung von den dicken Goldschichten unterscheidet sich in der Form der Streulichtverteilungen grundsätzlich von der an polierten Spiegeln. Die Streuung von den nach dem ersten Verfahren hergestellten Proben läßt auf kurzwelligere Strukturen schließen als die von den letzteren.

3. Die Streukurven der aufgerauhten Proben sind im Gegensatz zu den Messungen an den dicken Schichten mit der skalaren Streutheorie von BECKMANN unter Annahme einer exponentiellen Autokorrelationsfunktion gut zu erklären. Eine gaußförmige Autokorrelationsfunktion kann mit Sicherheit ausgeschlossen werden. In einem Falle gelang es sogar, nicht nur die Form der Streulichtverteilung zu fiten, sondern mit dem gleichen Parametern (σ und T) auch die Intensität des gestreuten Lichtes im Verhältnis zur spekulär reflektierten Intensität (für alle Einfallswinkel und zwei Wellenlängen) vorherzusagen! Diese sehr gute Übereinstimmung läßt auch die bekannte Formel für die spekuläre Reflektivität $R=R_0\exp-(4\pi\sigma\cos\theta_1/\lambda)^2$ als einigermaßen verläßlich erscheinen. Für die dicken Goldschichten müssen vermutlich andere, hier nicht benutzte Modelle verwendet werden.
4. Die Vektortheorie 1.Ordnung ist bei den hier untersuchten Rauigkeiten ($\sigma/\lambda \sim 30/100$) offenbar nicht mehr so gut anwendbar wie die skalare.
5. Der Einfluß der optischen Konstanten (z.B. der Abschneidekante) auf die Streulichtverteilungen bei sonst annähernd gleicher Oberflächenstatistik konnte beobachtet, aber nur tendenziell erklärt werden.
Die in situ-Aufdampfmöglichkeit, die hier noch nicht einsatzfähig war, bietet überhaupt die Möglichkeit, den Einfluß der Substratrauhigkeit bei Aufdampfschichten und viele andere interessante Probleme zu untersuchen.

Diese Art von Untersuchungen dürfte auch in Zukunft von großer Bedeutung für eine genauere Bestimmung der optischen Reflexionseigenschaften im VUV sein. Eine parallel zu dieser Arbeit laufende Diplomarbeit [Sla85] zeigte dies noch einmal deutlich. Man kann nicht Reflektivitäten und Transmissivitäten bestimmen, ohne über die Struktur, Zusammensetzung und die Veränderungen der Schichten gleichzeitig (in situ) nähere Informationen zu besitzen.

Die umfangreichen technischen Eigenschaften des neuen Reflektometers bieten auch weiterhin die Möglichkeit, diese Problemkreise zu bearbeiten. Die vorliegende Arbeit lehrt uns, daß dazu folgende Erweiterungen und Ideen aufgegriffen werden sollten:

Apparative und meßtechnische Verbesserungen

- Erhöhung der Dynamik: Hierzu muß man einerseits die Meßwertverarbeitung (Detektor, Zähltechnik etc.) verändern, andererseits die Primärintensität steigern (Hoheren Speicherringstrom, Wiggler etc.). Durch die Installation eines neuen Monochromators [JHH83] nach Fertigstellung der hier präsentierten Messungen fällt schon einmal das Problem der Intensitätseinbußen durch Kontamination (Kap.2.1) weg.
- Verbesserungen des Detektors: Verbesserung der Linearität, Homogenität, Stabilität und Empfindlichkeit durch andere Detektoren (Channeltron, Kombinationsdetektoren [Sla85], . . .) oder andere Kathodenmaterialien.
- Verbesserung des Strahlprofils (ideal: 2-dim. Gaußprofil oder Rechteckprofil) durch andere Abbildungsoptik oder durch Blenden.
- Bessere Strahlstabilität: Voraussetzung für quantitative Messungen ist eine stabile Quelle (Strahlage und Intensität). Dies war bei der vorliegenden Arbeit leider selten gegeben.
- Beseitigung vagabundierendes Lichtes im Reflektometer und Ausschaltung des Einflusses von Ionenquellen (Getterpumpen, . . .) auf den Detektor.
- Schaffung zusätzlicher Möglichkeiten: Ionensputtern, Augerelektro-nenanalyse, Elektronenyieldmessungen (selektiv), . . .

Probenpräparation und Meßideen

- Verbesserung bzw. Veränderung der Probenpräparation: gezielteres Aufrauen (geringere Körnung, geringere Rauigkeiten), in situ Auf-dampfen
- gezieltes Aufdampfen von Deckschichten auf Substrate verschiedener Rauigkeit, Einfluß dieser Schichten auf das Streulicht (Zuschnei-Effekte bei Bedampfen mit C, . . .)
- Untersuchung des Streulichtes in Transmission
- Abhängigkeit des Streulichtes von der Temperatur (bzw. von Temperbehandlungen), von Sputterbehandlungen etc.
- Messung der Streulichtverteilung außerhalb der Einfallsebene

- Messungen in p-Polarisation (weitere Aufklärung des Q-Faktors)
- Streuung an *regelmäßigen* Strukturen wie z.B. Latexkügelchen ohne und mit Metallbedampfung (siehe Anhang) oder aufgerauchten Materialien, Inseleichten etc.

Theorie

- Erweiterung der Software um die im Kapitel "Andere Interpretationsmöglichkeiten" erwähnten Theorien

Vergleichsmessungen

- Benutzung anderer Techniken (Stylus-Instrumente, Elektronenmikroskopie, Röntgenstreuung) zur umfassenden Charakterisierung der Proben

ANHANG

A) MESSUNGEN DER TOTALEN PHOTOELEKTRONENAUSBEUTE (TOTAL YIELD)

Da die totale Photoelektronenausbeute in gewissem Sinne komplementär zum Reflexionsvermögen ist [Gu74,Ku79], liegt es nahe, einen Einfluß der Rauigkeit auf den absoluten Yield Y und den Verlauf $Y=Y(\theta_1)$ zu vermuten [HSA77,Ku79b]. Um Messungen dieser Art an unseren aufgerauhten Proben und den dicken Goldschichten machen zu können, isolierten wir unseren Probenhalter von der allgemeinen Masse der Apparatur und versahen ihn mit einer "Absaughaube". Etwa 30-40 Volt reichten aus, um alle Photoelektronen abzusaugen. Abbildung A.1 zeigt die so gemessenen Ausbeutekurven $Y=Y(\theta_1)$ der Probe 500Au. Die Yieldmessungen an den rauheren Proben unterscheiden sich nur wenig von den in A.1 dargestellten. Sie streuen mit dem in der Abbildung angegebenen Fehler um die Ausbeuteverläufe der glatten Probe ohne irgendeinen Zusammenhang mit der Rauigkeit zu zeigen.

Die Photoelektronenausbeute ist sehr oberflächenempfindlich. Die geringe Aussagekraft der Messungen bezüglich der Rauigkeit ist vielleicht auf diese Eigenschaft der Ausbeute zurückzuführen, wenn man von einer Verunreinigung der Oberfläche ausgeht. Da unsere Proben nicht in situ hergestellt wurden, ist es sinnvoll, die Messungen noch einmal unter UHV-Bedingungen mit größter Sorgfalt zu wiederholen.

Man sollte mit dieser Methode dann auch wieder zwischen Rauigkeit mit kleiner und großer Korrelationslänge T unterscheiden können. Nur Rauigkeit mit kleinem T wird einen Einfluß auf den Yield haben, denn nur dann sind die lokalen Einfallswinkel stark von θ_1 verschieden und auch die effektive photoemittierende Fläche ist vergrößert.

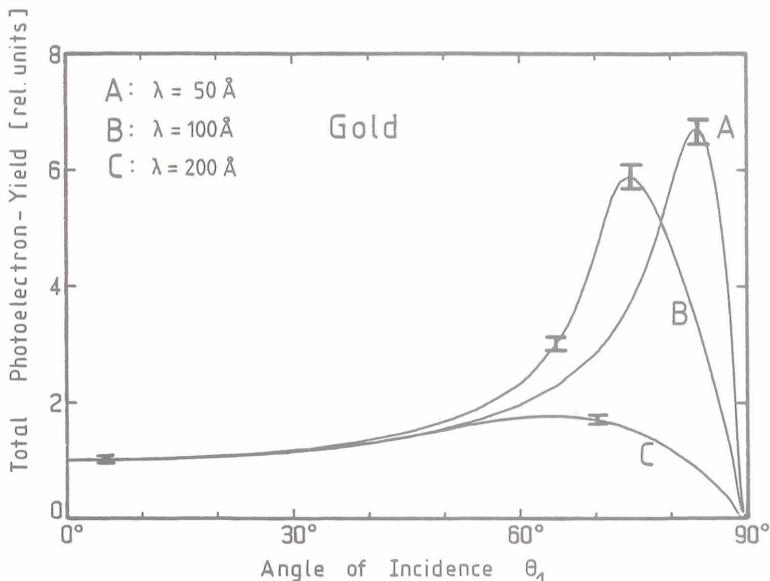


Abbildung A.1: Totale Photoelektronenausbeute (Yield) von Gold als Funktion des Einfallswinkels θ_1 (normiert auf eins bei $\theta_1=0^\circ$)
 Dargestellt sind Ausbeutemessungen an einer 500 \AA dicken Au-Schicht auf Glas (Probe 500Au). Es wurde auch der Yield der rauheren Proben 1000Au, ..., $15 \mu\text{Au}$ gemessen. Die entsprechenden Meßkurven liegen alle (auch absolut) innerhalb der angedeuteten Fehlerbalken um die 500Au-Messungen herum. Die Messungen zeigen keine sinnvolle Korrelation zwischen Yield und Rauigkeit.

B) STREULICHT VON REGELMÄSSIGEN OBJEKTEN: BEISPIEL LATEX-KUGELN

Um im Gegensatz zu den im Hauptteil behandelten statistisch rauhen Flächen auch einmal regelmäßige Oberflächenkonturen zu untersuchen, benutzten wir die in der Elektronenmikroskopie als Eichteilchen verwendeten Latexkugeln mit einem Durchmesser von 3120 \AA (Fa.BALZERS).

In Transmission wurde dies mit Röntgenstrahlen schon einige Male gemacht [z.B. BH66, HD55, WKS78 . . .]. Diese Untersuchungen an Kugeln werden üblicherweise mit den Theorien von RAYLEIGH [Ra14] und GANS [Ga25], die von geringer Absorption ausgehen und einfach die Volumestreueung (Thomsonstreuung) über die Kugel aufintegrieren, interpretiert. Inwieweit diese Modelle auch im VUV anwendbar sind, läßt sich mit unserem Reflektometer gut studieren, und zwar sowohl in Reflexion als auch in Transmission.

Abbildung A.2 zeigt Reflexionsmessungen an den 3120 \AA dicken Latexkugeln, Abbildung A.3 die entsprechenden Transmissionsmessungen. Durch Bedampfen mit Gold (Abb. A.2 B) kann man wieder den Einfluß der optischen Konstanten untersuchen und die Oberflächenstreuung stärker betonen. Die sich zunächst in Lösung befindlichen Latexteilchen wurden von uns auf das jeweilige Substrat (Glas für die Reflexionsmessungen, $\sim 1000 \text{ \AA}$ Kohlenstoff- oder Formvarfolie für die Transmissionsmessungen) aufgetropft. Dabei ließ sich die Verteilung der Kügelchen kaum beeinflussen; meistens lagern sie sich beim Trocknen so ab, daß sie eine geschlossene Monolage bilden.

Die senkrechten Pfeile geben die nach der RAYLEIGH-GANS-Theorie [HD55] für senkrechte Transmission berechneten Positionen der ersten Maxima an. Die theoretische Lage der Maxima stimmt recht gut mit der gemessenen überein. Sogar in Reflexion trifft dies noch einigermaßen zu. Um noch bessere Übereinstimmung zu erzielen müßte die Theorie die Absorption, die Mehrfachstreuung, die Interferenz ("interpartikel interference") etc. berücksichtigen. Das innere Maximum wird z.B. auf die "interpartikel interference" zurückgeführt [WKS78].

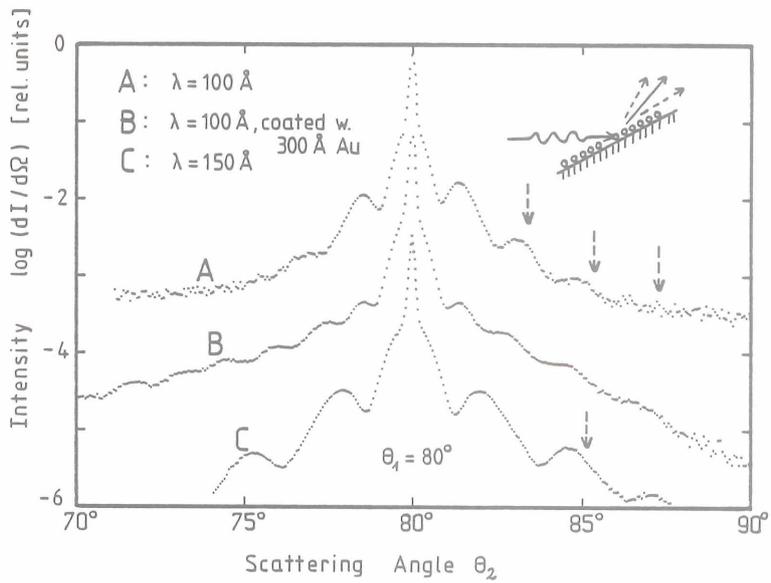
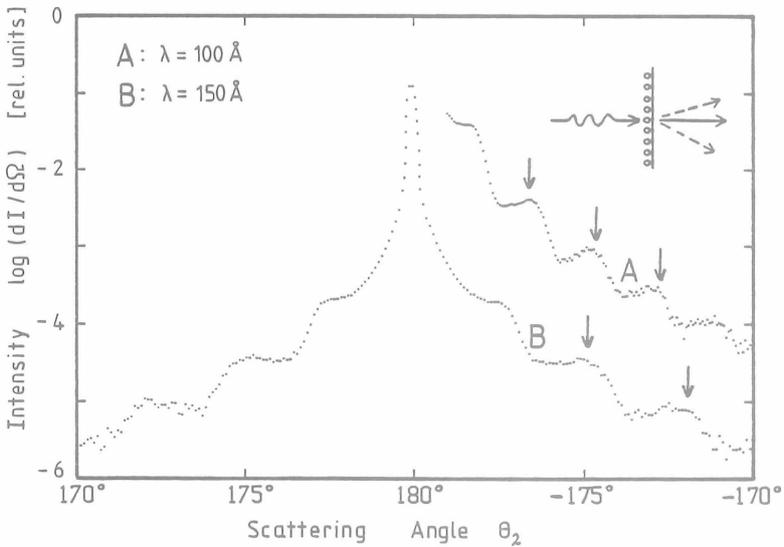


Abbildung A.2+A.3: Streuung von Synchrotronstrahlung an Latexkugeln ($0,312 \mu\text{m}$)
 A.2 (oben): Reflexion (Substrat: Glas)
 A.3 (unten): Transmission (auf 1000 \AA Formvarfolie)



LITERATURLISTE

- [AB78] A.Arnon,P.Baumeister, Appl.Opt. 17 (1978) 2913
- [ABr78] B.Aschenbach, H.Bräuninger, Jap.J.of Appl.Phys., Vol.17 (1978), Supplement 17-2, 323
- [ABC78] D.J.Auerbach, C.A.Becker, J.P.Cowin, L.Wharton, Rev.Sci.Instrum. 49(11), (1978) 1518
- [AKB80] D.E.Aspnes, E.Kinsbron, D.D.Bacon, Phys.Rev.B, Vol.21, No.8 (1980) 3290
- [AST74] E.A.Allen, G.D.Scott, K.T.Thompson, F.Vears, J.Opt.Soc.Am., Vol.64, No.9, (1979) 1190
- [Ba70] G.T.Ruck, D.E.Barrick, W.D.Stuart, C.K.Krichbaum, in *Radar Cross Section Handbook*, 1970, Kap.2+9
- [BB67] H.E.Bennett,J.M.Bennett, in *Physics of Thin Films* (ed. G.Hass, R.E.Thun), Academic Press,N.Y.1967
- [BD81] J.M.Bennett, J.H.Dancy, Appl.Opt., Vol.20, No.10 (1981) 1785
- [Be76] J.M.Bennett, Appl.Opt., Vol.15, No.11, (1976) 2705
- [Be84] J.M.Bennett, persönliche Mitteilung, 1984
- [BFR81] P.Bousquet, F.Flory, P.Roche, J.Opt.Soc.Am.,Vol.71,No.9 (1981) 1115
- [BH66] U.Bonse, M.Hart, Zeitschrift f. Physik, 189 (1966) 151
- [BH70] D.Beaglehole, O.Hunderi, Phys.Rev.B, Vol.2, No.2, (1970) 309+321
- [BHH83] K.Boller, R.-P.Haelbich, H.Hogrefe, W.Jark, C.Kunz, Nucl.Instr.and Meth. 208 (1983) 273
- [BK60] H.E.Bennett, W.F.Koehler, J.Opt.Soc.Am. 50 (1960) 1
- [Bl67] R.Blazey, Appl.Opt., Vol.6, No.5, (1967) 831
- [Bo82] K.Boller,Diplomarbeit,Uni Hamburg, 1982, Interner Bericht DESY F41, HASYLAB 82-06, Okt.1982
- [BR83] G.Binnig, H.Rohrer, Physikalische Blätter 39 (1983) Nr.1, 16 + Nr.7, 176
- [BS63] P.Beckmann,A.Spizzichino, *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, Pergamon, N.Y. 1963
- [BS76] H.E.Bennett, J.L.Stanford, J.Res.Nat.Bur.Stand., Vol.80A, No.4, (1976) 643
- [Bu73] D.W.Butler, Micron, 4 (1973) 410
- [BW75] M.Born, E.Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, N.Y.1975
- [Ca79] C.K.Carniglia, Optical Engineering, Vol.18,No.2 (1979) 104
- [Cho69] K.L.Chopra, in *Thin Film Phenomena*, Kap.XI, McGraw-Hill, 1969
- [CJZ77] E.L.Church, H.A.Jenkinson, J.M.Zavada, Optical Engineering, Vol.16, No.4, (1977) 360
- [CJZ79] E.L.Church, H.A.Jenkinson, J.M.Zavada, Optical Engineering, Vol.18, No.2, (1979) 125
- [CM64] K.Codling, R.P.Madden, Phys.Rev.Lett., Vol.12, No.4 (1964) 106
- [CM68] K.Codling, R.P.Madden, Phys.Rev., 167 (1968) 587
- [CME67] K.Codling, R.P.Madden,D.L.Ederer, Phys.Rev.,Vol.155,No.1 (1967) 26

- [CMT75] V.Celli, A.Marvin, F.Toigo, Phys.Rev.B, Vol.11, No.4 (1975) 1779,
A.Marvin, F.Toigo, V.Celli, Phys.Rev.B, Vol.11, No.8 (1975) 2777
- [CZ75] E.L.Church, J.M.Zavada, Appl.Opt., Vol.14, No.8, (1975) 1788
- [Da54] H.Davies, Proc.IEE, Pt.III, 101 (1954) 209
- [DK72] H.Dietrich, C.Kunz, Rev.Sci.Instrum. Vol.43, No.3 (1972) 434
- [Ea78] J.M.Eastman, in *Physics of Thin Films*, (eds.Hass,Francombe),
Bd.10,1978,S.167
- [EB74] J.Eastman, P.Baumeister, Optics Commun., Vol.12, No.4, (1974)
418
- [EB79] J.M.Elson, J.M.Bennett, J.Opt.Soc.Am., Vol.69, No.1, (1979) 31
- [EBB79] J.M.Elson, H.E.Bennett, J.M.Bennett, in *Applied Optics and
Engineering*, Vol.7, (eds. R.Shannon, J.C.Wyant, Academic
Press, N.Y.1979) 191-244
- [EBe79] J.M.Elson, J.M.Bennett, Optical Engineering, Vol.18., No.2, (1979) 116
- [ECO76] L.C.Emerson, J.T.Cox, G.L.Ostrom, Rev.Sci.Instrum. 47(9) (1976)
1065
- [EI75] J.M.Elson, Phys.Rev.B, Vol.12, No.6, (1975) 2541
- [EI79] J.M.Elson, J.Opt.Soc.Am., Vol.69, No.1 (1979) 48
J.M.Elson, J.Opt.Soc.Am., Vol.66, No.7 (1976) 682
J.M.Elson, Proc.of the SPIE, Vol.240 (1980) 296
- [El84] J.M.Elson, Phys.Rev.B, Vol.30, No.10 (1984) 5460
- [ER74] J.M.Elson, R.H.Ritchie, Phys.Stat.Solidi, B62 (1974) 461
- [ERB81] J.M.Elson, V.Rehn, J.M.Bennett, V.O.Jones, Proc.Conf.on Reflecting
Optics for SR, 16.-18.Nov.1981, Brookhaven Nat.Lab., Upton N.Y.
- [ERB83] J.M.Elson, J.P.Rahn, J.M.Bennett, Appl.Opt., Vol.22, No.20 (1983) 3207
- [Fa41] U.Fano, J.Opt.Soc.Am., 31 (1941) 213
- [Fl81] Referenzmessungen am HASYLAB-Meßplatz FLIPPER I
- [Ga25] R.Gans, Ann. Physik 76 (1925) 29
- [Gi67] W.Giloi, *Simulation und Analyse Stochastischer Vorgänge*,
R.Oldenbourg Verlag, München, 1967
- [Gr83] A.-V.Grosse, Diplomarbeit, Uni Hamburg, 1983
- [Gu74] W.Gudat, Dissertation, Universität Hamburg, 1974, Interner
Bericht, DESY F41-74/10, Dez.74
- [Ha80] G.Hasinger, MPI f.Physik u. Astrophysik, MPI-PAE/Extraterr.163,
1980
B.Aschenbach, H.Bräuninger, G.Hasinger, J.Trümper, Proc.of the
SPIE, Vol.257, (1980) 223
B.Aschenbach, H.Bräuninger, A.Ondrusch, P.Predehl, Vol.316,
(1981) 187
- [Ha79] G.Hass, J.Vac.Sci.Technol., 16(2), (1979) 113
- [HD55] B.L.Henke, J.W.M.DuMond, J.Appl.Phys., Vol.26, No7 (1955) 903
- [He72] D.H.Hensler, Appl.Opt., Vol.11, No.11 (1972) 2522
- [HGK74] H.J.Hagemann, W.Gudat, C.Kunz, DESY Bericht SR74/7 1974 und
J.of Soc.Am. 65 (1975) 742

- [HGH83] H.Hogrefe, D.Giesenberg, R.P.Haelbich, C.Kunz, Nucl.Instrum. and Meth. 208 (1983) 415
- [HKP81] B.L.Henke, J.P.Knauer, K.Premaratne, J.Appl.Phys., 52(3) (1981) 1509
- [HSA77] B.L.Henke, J.A.Smith, D.T.Attwood, J.Appl.Phys., Vol.48, No5 (1977) 1852
- [Hu64] W.R.Hunter, J.Opt.Soc.Am. Vol.54, No.1 (1964) 15
- [Hu65] W.R.Hunter, J.Opt.Soc.Am. Vol.55, No.10 (1965) 1197
- [Hu67] W.R.Hunter, Appl.Opt., Vol.6, No.12 (1967) 2140
- [Hu82] W.R.Hunter, Appl.Opt., Vol.21, No.12 (1982) 2103
- [Ja75] J.D.Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, N.Y. 1975
- [Ja83] W.Jark, unveröffentlichte Messungen, Uni Hamburg, 1983
- [JHH83] W.Jark, R.-P.Haelbich, H.Hogrefe, C.Kunz, Nucl.Instrum.and Meth. 208 (1983) 315
- [KHS68] C.Kunz, R.Haensel, B.Sonntag, J.Opt.Soc.Am., 58 (1968) 1415
- [KK70] E.Kröger, E.Kretschmann, Z.Physik 237, (1970) 1
- [KK77] E.E.Koch, C.Kunz, *Synchrotronstrahlung bei DESY*, Handbuch für Benutzer, 1977
- [KL79] R.Haensel, C.Kunz, Zeitschr.f.Angew.Phys., 23, (1967) 276
- [Ku79] P.A.J.de Korte, R.Lainé, Appl.Opt., Vol.18, No.2, (1979) 236
- [Ku79] C.Kunz (editor), *Synchrotron Radiation*, Topics in Current Physics, Vol.10, Springer 1979
- [Ku79b] C.Kunz in *Photoemission in Solids II*, (eds.L.Ley, M.Cardona), Springer, 1976
- [Le71] J.C.Leader, J.Appl.Phys., Vol.42, No.12, (1971) 4808
- [Le75] W.Lenth, Diplomarbeit, Uni Hamburg, 1975, Interner Bericht DESY F41-75/07
- [Le78] R.Lenzen, Dissertation, MPI f. Physik und Astrophysik, MPI-PAE/Extraterr. 145, Sept.1978
- [NC80] L.Névot, P.Croce, Revue Phys.Appliqué 15 (1980) 761
- [NC80] P.Croce, L.Prod'homme, Nouv.Rev.Optique, Vol.7,No2 (1976) 121
- [NC80] P.Croce, L.Névot, J.Appl.Cryst. 7 (1974) 125
- [NG82] R.J.Noll, P.Glenn, Appl.Opt., Vol.21, No.10, (1982) 1824
- [NSS68] M.Nakamura et al., Phys.Rev.Lett., Vol.21, No.18 (1968) 1303
- [Mi08] G.Mie, Ann.d.Physik (4), 25 (1908) 377
- [Pe80] R.N.Peacock, J.Vac.Sci.Technol., 17(1), (1980) 330
- [PM80] K.F.Poole, M.M.Michaelis, Vacuum, Vol.30., No.10 (1980) 415
- [Po63] J.O.Porteus, J.Opt.Soc.Am., Vol.53, No.12, (1963) 1394,
- [Po63] H.E.Bennett, J.O.Porteus, J.Opt.Soc.Am., Vol.51, No.2(1961) 123
- [PS75] H.D.Polaschegg, E.Schirk, Vakuum-Technik 24/5 (1975) 136
- [Ra07] Lord Rayleigh, Philos.Mag., 14, (1907) 60
- [Ra14] Lord Rayleigh, Proc.Roy.Soc., A84 (1911) 25 + A90 (1914) 219
- [RJ78] V.Rehn, V.O.Jones, Optical Engineering, Vol.17, No.5 (1978) 504

- [RJE80] V.Rehn, V.O.Jones, J.M.Elson, J.M.Bennett, Nucl.Instrum.and Meth., 172 (1980) 307
- [RO80] J.Rife, J.Osantowski, Nucl.Instrum.and Meth. 172 (1980) 297
- [RVR83] G.Rasigni, F.Varnier, M.Rasigni, J.P.Palmari, Phys.Rev.B, Vol.27, No.2, (1983) 819
F.Varnier, M.Rasigni, G.Rasigni, J.P.Palmari, A.Llebaria, Appl.Opt., Vol.21, No.20, (1982) 3681
M.Rasigni, G.Rasigni, J.P.Palmari, A.Llebaria, J.Opt.Soc.Am., Vol.71, No.9+10 (1981) 1124+1230
- [Sa68] Sagawa et al., J.Phys.Soc.Jap., 21 (1968) 2587
- [Sa84] J.A.R.Samson, Nucl.Instrum.and Meth., 222 (1984) 215
- [Sa88] V.Saile, persönliche Mitteilung, 1888
- [SHE82] B.Sheldon, J.S.Haggerty, A.G.Emslie, J.Opt.Soc.Am., Vol.72, No.8 (1982) 1049
- [Si84] P.J.Silverman, J.Vac.Sci.Technol., A2(1) (1984) 76
- [Sla85] P.Sladiczek, Diplomarbeit, Uni Hamburg, 1985
- [Sm60] A.Smith., J.Opt.Soc.Am., Vol.50, No.5 (1960) 862
- [Sp83] M.Sparks, J.Opt.Soc.Am., Vol.73, No.10, (1983) 1249
- [SSA79] L.A.Smirnov et al., Opt. Spectrosc. (USSR), 46(3) (1979) 329
- [SSM80] H.Sugawara, S.Sato, T.Miyahara, Activity Report of SR-Lab. ISSP, University of Tokyo, 1980, S.67
- [Ste81] M.Stedman, Proc. of the SPIE, Vol.316 (1981) 2
- [TR75] T.S.Trowbridge, K.P.Reitz, Techn.Publ. TP-75-01, Naval Missile Center, (1975)
- [TS67] K.E.Torrance, E.M.Sparrow, J.Opt.Soc.Am., Vol.57, No.9 (1967) 1105
- [UHG80] R.Unwin, K.Horn, P.Geng, Vakuum-Technik, 29/5 (1980) 149
- [Va83] H.Vahldiek, Elektronik, 10 (1983) 53
- [We77] W.T.Welford, Optical and Quantum Electronics, 9 (1977) 269
- [WF73] R.S.Wriston, J.F.Froechtenigt, Appl.Opt., Vol.12, No.1 (1973) 25
- [Wi83] P.Wierer, Dissertation, TU Berlin, 1983
- [Wis75] P.WiBmann, *The Electrical Resistivity of Pure and Gas Covered Metal Films*, Springer Tracts in modern Physics 77, 1975
- [WKS78] K.Wakabayashi et al., J.Phys.Soc.Jap., Vol.44, No.4 (1978) 1314
- [WW83] Y.Wang, W.L.Wolfe, J.Opt.Soc.Am., Vol.73, No.11, (1983) 1596
- [Yo63] Y.Yoneda, Phys.Rev., Vol.131, No.5 (1963) 2010
- [Yo71] R.D.Young, *Surface microtopography*, Physics Today, Nov.1971

DANKSAGUNG

Diese Arbeit entstand am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg und im Hamburger Synchrotronstrahlungslabor HASYLAB auf dem Gelände des Deutschen Elektronensynchrotrons DESY. Ich möchte allen Mitarbeitern dieser drei Institute, die mir im Laufe der Jahre bei meiner Arbeit geholfen haben, seien es Angehörige der Forschung, der Werkstätten und Konstruktion, der Verwaltung oder der Bibliotheken für ihre Unterstützung und das überwiegend freundliche Klima herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. C. Kunz, der mir die Möglichkeit gab, diese Arbeit unter seiner Betreuung durchzuführen. Er war ein stets interessierter Ansprechpartner.

Unentbehrlich für mich war die enge, freundschaftliche Zusammenarbeit mit den Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe, der "Reflektometercrew". Hier sind in erster Linie Dr. R.-P.Haelbich und Werner Jark zu nennen, aber auch K.Boller, A.-V.Grosse und P.Sladeczek sollen nicht unerwähnt bleiben.

Herrn Prof. E.E.Koch gebührt Anerkennung für die Verleihung des Rufnamens "Hogi", der mich schnell bekannt machte.

Einen ganz wichtigen Anteil an dem Aufbau unseres Experiments hatten die Werkstätten des II.Instituts unter der Leitung von Herrn J.Weber und die Werkstatt von DESY, sowie die Konstruktionsabteilung des II.Instituts unter Herrn D.Giesenberg. Für hochpräzise feinmechanische Arbeiten sei besonders den Herren H.Wleklinski und H.Sura gedankt.

Herrn H.Zeiger möchte ich für die mit großer Sorgfalt durchgeführten Aufdampfarbeiten danken. Nach ergebnislosen Meßnächten war er oft mit einer kleinen Aufmunterung zur Stelle.

Ein stets interessierter, immer hilfsbereiter Beobachter unseres Experimentes war Herr Lutz Bittner; aber auch die HASYLAB-Techniker J.Knabe, D.Michael, K.Porges, und E.W.Weiner und andere Mitarbeiter von HASYLAB waren immer zu Rat und Tat bereit.

Herrn Dr. E.Heynacher von der Firma ZEISS, Oberkochen, möchte ich für einige Messungen mit dem Mireau-Interferometer danken.

Herr H.Vahldiek von der PTB Berlin war uns freundlicherweise beim Bau der Strom-Spannungs-Wandler behilflich.

Die Schreibearbeit erledigte Fräulein I.BM .

