

Bericht über die Absolvierung eines fünfwöchigen Betriebs-  
praktikums bei der JENOPTIK CARL ZEISS JENA GmbH

# Dezentrierungsmessungen auf Basis eines polarisationsinterferometrischen Meßkopfs mit SAVARTscher Doppelplatte

eingereicht von Ralf Arnold  
am 02.08.91

Betreuer: Dipl.-Phys. R. Büchner

## **Inhaltsverzeichnis:**

1. Grundlagen der Dezentrierung
  - 1.1 Einführende Begriffe, Definitionen
  - 1.2 Definition der Dezentrierung
    - 1.2.1 einer sphärischen Linse
    - 1.2.2 der Flächen eines Linsensystems
    - 1.2.3. einer asphärischen Linse
    - 1.2.4 einer asphärischen Linse bei nicht eindeutig definierter Formachse und bei Menisken
  - 1.3 Messung der Dezentrierung sphärischer Linsen
    - 1.3.1 Die mechanischen Verfahren
    - 1.3.2 Die strahlenoptischen Verfahren
    - 1.3.3 Die wellenoptischen Verfahren
2. Verfahren zur Messung der Krümmungsmittelpunktablage unter Verwendung der Savartschen Doppelplatte
  - 2.1 Die Savartsche Doppelplatte
  - 2.2 Verfahren zur Richtungsmessung eines Lichtbündels
  - 2.3 Experimentelle Umsetzung des Verfahrens
    - 2.3.1 Meßkopf und Detektor
    - 2.3.2 Versuchsanordnung
3. Praktische Arbeiten am neuen Zentrierrichtgerät
  - 3.1 Justieranleitung
    - 3.1.1 Justierung des Gesamtaufbaues
    - 3.1.2 Justierung des Meßkopfes
  - 3.2 Zusammenhang zwischen Brennpunktablage und Verschiebung des Schneidenkörpers auf der Kugelkalotte
    - 3.2.1 Anfangszustand und Erwartungswert
    - 3.2.2 Aufnahme der Kennlinie und deren Interpretation
    - 3.2.3 Abhilfe und Endzustand
    - 3.2.4 Ausblick
  - 3.3 Meßtechnische Erfassung des Symmetrieabgleiches
    - 3.3.1 Ausgangszustand
    - 3.3.2 Elektrische Meßwertaufnahme
    - 3.3.3 Probleme und Abhilfe
4. Zukünftig erforderliche Arbeiten

## 1. Grundlagen der Dezentrierung

### 1.1 Einführende Begriffe, Definitionen

- **optische Achse:**  
einer sphärischen Linse: Verbindungsgerade der Krümmungsmittelpunkte der beiden brechenden Flächen  
einer asphärischen Fläche: Achse der Rotationssymmetrie der Fläche  
eines einachsigen Kristalls: Gerade, auf der sich der extraordinäre Strahl genau so wie der ordinäre Strahl verhält
- **optischer Mittelpunkt:** Punkt, in dem sich alle Strahlen schneiden, die vor und nach der Linse die gleiche Richtung haben
- **Formachse:** Symmetrieachse der Linsenberandung (falls vorhanden)
- **Bezugsachse:** Achse, auf die sich die Dezentrierungsangaben beziehen
- **Scheitelnormale:** Normale im Scheitel einer Fläche bezüglich ihrer Berandung
- **Systemachse:** Symmetrieachse des idealen optischen Systems
- **Dezentrierung:**  
der Einzellinse: Abweichung der optischen Achse von der Formachse, i.d.R. windschief  
optischer Systeme: Verkippung der i-ten Fläche gegen die Systemachse im Durchstoßungspunkt der Systemachse durch diese Fläche
- **Meridianebene:** jede Ebene, die die optische Achse und einen außerachsialen Punkt enthält
- **Krümmungsmittelpunkt-Ablage einer sphärischen Fläche:** Abstand des Krümmungsmittelpunktes einer Fläche senkrecht zur Formachse
- **Keilwinkel einer Linse:** Winkel zwischen den Tangentialebenen in den Durchstoßungspunkten der Scheitelnormale durch die Linsenflächen
- **Hauptschnitt an einem Kristall:** jede Ebene, die die optische Achse enthält
- **Krümmungsradius:** Radius einer sphärischen Fläche, positiv für erhabene, negativ für hohle Flächen eines Körpers

### 1.2 Definition der Dezentrierung

#### 1.2.1 Definition der Dezentrierung einer sphärischen Einzellinse

Die Dezentrierung einer Einzellinse ist die Abweichung ihrer optischen Achse von der Bezugsachse (meist Formachse). Sofern die Formachse durch ihre Berandung nicht eindeutig definiert ist, muß eine andere geeignete Achse als Bezugsachse gewählt werden. Beispielsweise ist in vielen solchen Fällen die Scheitelnormale einer der beiden Flächen eine geeignete Bezugsachse.

Die Verkippung zweier Flächen gegen eine Bezugsfläche ist im Allgemeinen durch insgesamt vier Koordinaten gekennzeichnet, von denen aber hier im Speziellen eine Koordinate auf Grund der Rotationssymmetrie entfällt.

Die Dezentrierung ist also durch drei Koordinaten bzw. Dezentrierungsparameter gekennzeichnet, die nach [1] folgendermaßen festgelegt ist:

- Flächenkipfung  $\vartheta_1$ ,
- Flächenkipfung  $\vartheta_2$ ,
- Azimut  $\tau$ .

Als Flächenkipfungen sind die Winkel der Flächennormalen zur Formachse in deren Durchstoßungspunkten durch die Fläche definiert, als Azimut die Winkel Zwischen Flächenkipfung  $\vartheta_1$  und Krümmungsmittelpunktablage  $b_i$  einer Fläche besteht die Relation

$$\vartheta_1 = \frac{b_i}{r_1}.$$

### 1.2.2 Definition der Dezentrierung sphärischer Flächen eines Linsensystems

Die Definition der Dezentrierung gilt in Analogie für Linsensysteme mit  $k$  Flächen. Hierbei ist die  $i$ -te Fläche ( $i = 1 \dots k$ ) durch die

- Flächenkipfung  $\vartheta_i$ ,
- Azimut  $\tau_i$

charakterisiert, das Azimut der ersten Fläche per Definition  $\tau_1 = 0$  ist. Die Dezentrierung einer Einzellinse bildet dann einen Spezialfall dieser Definition.

### 1.2.3 Definition der Dezentrierung einer asphärischen Linse

Da die Lage einer asphärischen Fläche eindeutig durch ihren Scheitel und ihre Symmetrieachse gekennzeichnet ist, genügt es, die Lage des Scheitels und die Richtung der Symmetrieachse relativ zur Bezugsachse anzugeben. Dazu sind vier unabhängige Koordinaten erforderlich, die nach [2] definiert sind als:

- die Scheitelhöhe  $y_i$ , die den Abstand des Flächenscheitels von der Formachse bestimmt,
- die Flächenkipfung  $\vartheta_i$ , die die Verkippung der Flächensymmetrieachse gegen eine durch den Scheitel verlaufende Parallele zur Formachse angibt,
- die Verdrehung  $v_i$ , die den Winkel angibt, den
  - a) die Projektion der Verbindungslinie zwischen Scheitel und Formachse und
  - b) die Projektion der Flächensymmetrieachse
 auf eine zur Formachse senkrechte Ebene bilden und
- das Azimut  $\tau_i$  zwischen den Ebenen, die die Formachse mit
  - a) dem Scheitel der asphärischen Fläche
  - b) der Krümmungsmittelpunktablage der zweiten Fläche der Linse
 bildet, sofern dies eine sphärische Fläche ist aufspannt.

### 1.2.4 Definition der Dezentrierung einer sphärischen Linse bei nicht eindeutig definierter Formachse und bei Menisken

Vielfach ist die Formachse infolge der sehr kleinen Berandung einer Linse nicht mehr eindeutig definiert. In solchen Fällen gilt die unter 1.2.1 gegebene Definition mit der Modifikation, daß die Scheitelnormale einer der beiden sphärischen Flächen als Bezugsachse gewählt wird. Dies ist gleichbedeutend damit, das

die Flächenkipfung dieser ausgewählten Fläche null ist. Dazu ist zweckmäßigerweise stets die Fläche auszuwählen, deren Dezentrierung den größeren Einfluß auf Abbildungsfehler hat. Die Flächenkipfung der anderen Fläche ist dann naturgemäß mit dem Keilwinkel identisch.

Bei Menisken, bei denen die Formachse eindeutig bestimmbar ist, gilt die in 1.2.1 gegebene Definition ebenfalls. Dabei ist bei Menisken mit zentrierender Planaufgabe die Scheitelnormale der äußeren Fläche als Formachse zu wählen. Die Dezentrierung der inneren Fläche entspricht dann ebenfalls dem Keilwinkel.

Konzentrische Menisken besitzen einen verschwindenden Azimut (identische Krümmungsmittelpunkte!), so daß als Dezentrierungsangabe einer der beiden Flächenkipfungen ausreicht. Die zweite Flächenkipfung ist in eineindeutiger Weise durch diese ("erste") bestimmt.

### **1.3 Messung der Dezentrierung sphärischer Linsen**

Da die Dezentrierungsparameter der direkten Messung nicht zugänglich sind, muß auf die indirekte Messung mittels anderer meßbarer Größen zurückgegriffen werden, die mit Flächenkipfung und Azimut im eindeutigen Zusammenhang stehen. Diese zu messenden Größen sind vom Meßverfahren abhängig, sie müssen daher im einzelnen erörtert werden.

Die einzelnen Meßverfahren lassen sich in drei große Gruppen einteilen. Das sind

- die mechanischen Verfahren
- die strahlenoptischen Verfahren und
- die wellenoptischen Verfahren.

#### **1.3.1 Die mechanischen Verfahren**

Die Grundlage des Verfahrens der Messung des radialen Flächenschlages bildet die Rotation des Prüflings um seine optische Achse. Während dieser Rotation wird die zu messende Fläche senkrecht abgetastet und ihr Schlag gemessen. Teilt man diesen Flächenschlag durch den Durchmesser des Meßkreises senkrecht zur Rotationsachse, erhält man die Flächenkipfung. Den Azimut bildet der Winkel zwischen den Stellungen des Maximalausschlages der beiden Flächen.

Beim Verfahren der Messung des Randschlages, bei dem der Prüfling um eine durch den Krümmungsmittelpunkt der Fläche verlaufende Parallele zur gewählten Bezugsachse rotiert, wird der Schlag des Randes senkrecht zur Bezugsachse gemessen. Die Flächenkipfung ist dann gleich dem Quotienten aus Randschlag und doppeltem Krümmungsradius. Der Azimut wird analog oben ermittelt.

#### **1.3.2 Die strahlenoptischen Verfahren**

Die Mehrzahl der strahlenoptischen Verfahren beruht auf der Nutzung des Brechungs- oder Reflexionsgesetzes unter Verwendung des transmittierten bzw. reflektierten Lichtes. Dabei wird meist die Ablage des Krümmungsmittelpunktes von der optischen Achse in Autokollimation genutzt und daraus die Verkippung der Fläche berechnet.

Da dies allgemein bekannt bzw. leicht herzuleiten ist, soll hier nicht näher darauf eingegangen werden. Nähere Ausführungen finden sich in [1], [3], [4] und [5].

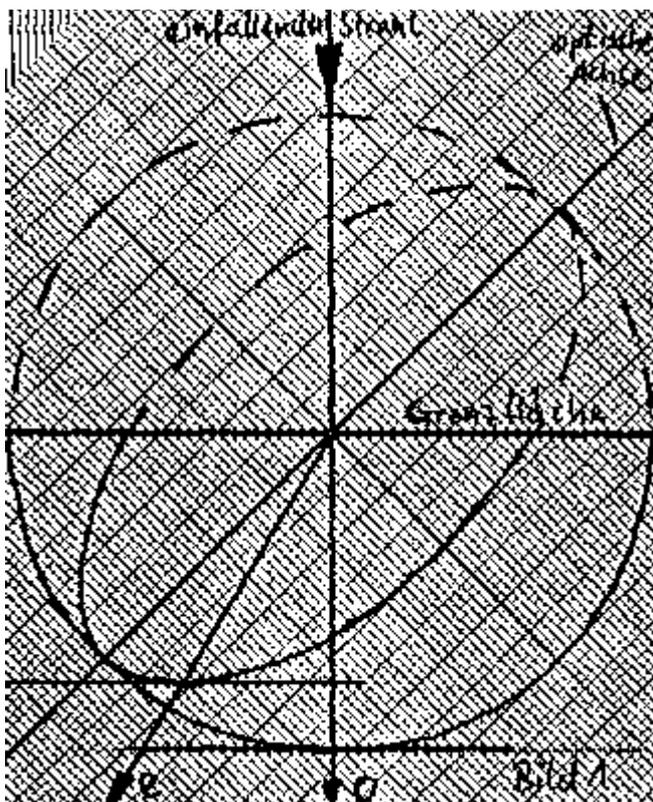
### 1.3.3 Die wellenoptischen Verfahren

Die wellenoptischen Verfahren zur Messung der Dezentrierung basieren alle auf der Erzeugung von Lichtwegdifferenzen zwischen einer Prüflings- und einer Referenzfläche, die bei Abweichung der Flächenparameter voneinander wohldefinierte Interferenzbilder erzeugen. Aus diesen Interferenzbildern lassen sich Abweichungen von der Sollform der Fläche und/oder der Flächenparallelität ermitteln. Beschreibungen gängiger Interferometeranordnungen befinden sich in nahezu allen Optik-Standardwerken (beispielsweise in [6], [7] und [8]), wobei diese Anordnungen für die Nutzung zu obigen Zwecken leicht modifiziert werden müssen.

Ein relativ neues wellenoptisches Verfahren zur Messung der Flächenkipfung stellt das in [10] angegebene Verfahren unter Verwendung der Savartschen Doppelplatte dar, welches im Folgenden näher beschrieben werden soll.

## 2. Verfahren zur Messung der Krümmungsmittelpunktablage unter Verwendung der Savartschen Doppelplatte

### 2.1 Die Savartsche Doppelplatte



Treten optische Wellen in einen einachsigen Kristall, so werden sie in zwei Komponenten, eine ordinäre (o) und eine extraordinäre (e) aufgespalten. Beide Komponenten breiten sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten in unterschiedliche Richtungen aus (Bild 1).

Bild 1: Strahlenverlauf eines senkrecht auf eine unter  $45^\circ$  zur optischen Achse geschnittene Oberfläche eines optisch einachsigen Kristalls auftreffenden Strahles an einem optisch negativen Kristall; Konstruktion an der Indexfläche; a), b) sind die Brechzahlenkurven als Funktion der Strahlrichtung für a) den ordinären Strahl und b) den extraordinären Strahl; e) extraordinärer Strahl; o) ordinärer Strahl

Die Savartsche Doppelplatte besteht aus zwei planparallelen Kristallplatten gleicher Dicke und gleichen Materials, die unter einem Winkel von  $45^\circ$  zu ihrer optischen Achse geschnitten sind. Diese beiden Platten sind unter gekreuzten Hauptschnitten miteinander verkittet.

Beim Eintritt eines Lichtstrahles in die erste Platte (Bild 2) wird dieser in einen ordinären (auch ordentlichen) und einen extraordinären (auch außerordentlichen) Strahl zerlegt. Diese beiden Strahlen besitzen am Ende der ersten Kristallplatte eine Laufzeitdifferenz und einen Abstand zueinander, der aber wegen der geringen Dicke der Platten zu vernachlässigen ist. Beim Eintritt der beiden Strahlen in die zweite Platte tauschen diese ihre Rollen, daß heißt der extraordinäre Strahl wird zum ordinären bzw. umgekehrt. Wiederum entsteht eine Laufzeitdifferenz und ein vernachlässigbarer Parallelversatz. Bei

senkrecht einfallendem Strahl auf die Savartsche Doppelplatte haben beide Laufzeitdifferenzen den gleichen Betrag und unterschiedliches Vorzeichen, so daß sie sich gegenseitig kompensieren. Es verlassen also zwei senkrecht zueinander polarisierte, hinsichtlich ihres Wellenzahlvektors identische Strahlen ohne Phasendifferenz die Savartsche Doppelplatte.

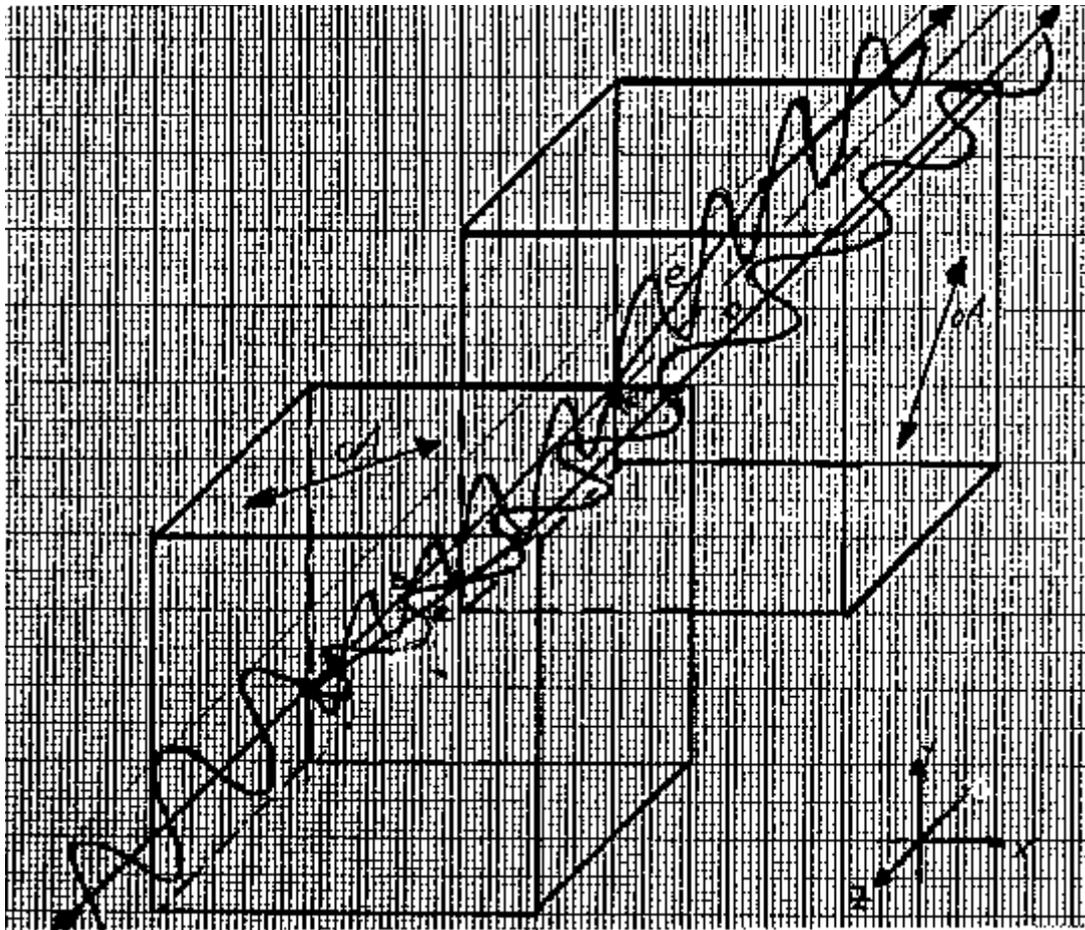


Bild 2: Strahlenverlauf an der Savartschen Doppelplatte; zu sehen ist, wie sich eine einfallende linear polarisierte Welle in zwei orthogonal linear zueinander polarisierte Wellen zerlegt; es bezeichnen: P1) und P2) die beiden (hier getrennt gezeichneten) Teile der Savartschen Doppelplatte, o) die ordinäre Welle, e) die extraordinäre Welle und oA) die optische Achse der jeweiligen Doppelplattenhälfte

Besitzt der einfallende Strahl einen von Null verschiedenen Winkel gegen die Flächennormale der Savartschen Doppelplatte, so sind die beiden Gangunterschiede in den Teilplatten nicht mehr gleiches Betrages, sie kompensieren sich nicht mehr. Im Resultat erhält man nach Durchgang durch die Doppelplatte zwei ebenfalls senkrecht zueinander linear polarisierte Teilstrahlen mit nicht mehr verschwindender Phasendifferenz.

Eine genauere Beschreibung der Savartschen Doppelplatte befindet sich in [9], eine tiefgründigere Erörterung der kristallographischen Grundlagen in [6] und [11].

## 2.2 Verfahren zur Richtungsmessung eines Lichtbündels

Ziel des neuentwickelten Verfahrens der Richtungsmessung mit Hilfe der Savartschen Doppelplatte ist es, ein elektronisches, computerverwertbares Signal zu erhalten, das die Abweichung der

Wellenzahlvektoren von einer vorgegebenen Richtung kennzeichnet. Die prinzipielle Realisierung ist in [10], S.1 folgendermaßen beschrieben: "Die Aufgabe wird erfindungsgemäß dadurch gelöst, daß als ein richtungsabhängiges Bauelement eine (zwecks Kleinsignalmodulation)<sup>1</sup> in Kippschwingungen versetzte Savartsche Doppelplatte verwendet wird, deren Schwingungsebene unter einem definierten Winkel fest zur Durchlaßrichtung eines vor der Doppelplatte angeordneten Polarisators justiert wird.

Die schwingende Doppelplatte bewirkt, daß die Richtungsänderung des zu vermessenden Bündels in eine Phasendifferenzänderung derartig umgewandelt wird, daß die Richtungsänderung aus den Signalen eines der Doppelplatte nachgeordneten Empfängers durch Auswertung von Frequenz und Amplitude direkt bestimmt werden kann. Eine Strahlteilung und eine Auswertung durch mehrere Empfänger ist nicht erforderlich.

Zur Messung der Richtungsänderung in zwei Koordinaten ist es vorteilhaft, wenn zwei Doppelplatten verwendet werden, die unmittelbar hintereinander angeordnet in Kippschwingungen versetzt werden."

### 2.3 Experimentelle Umsetzung des Verfahrens

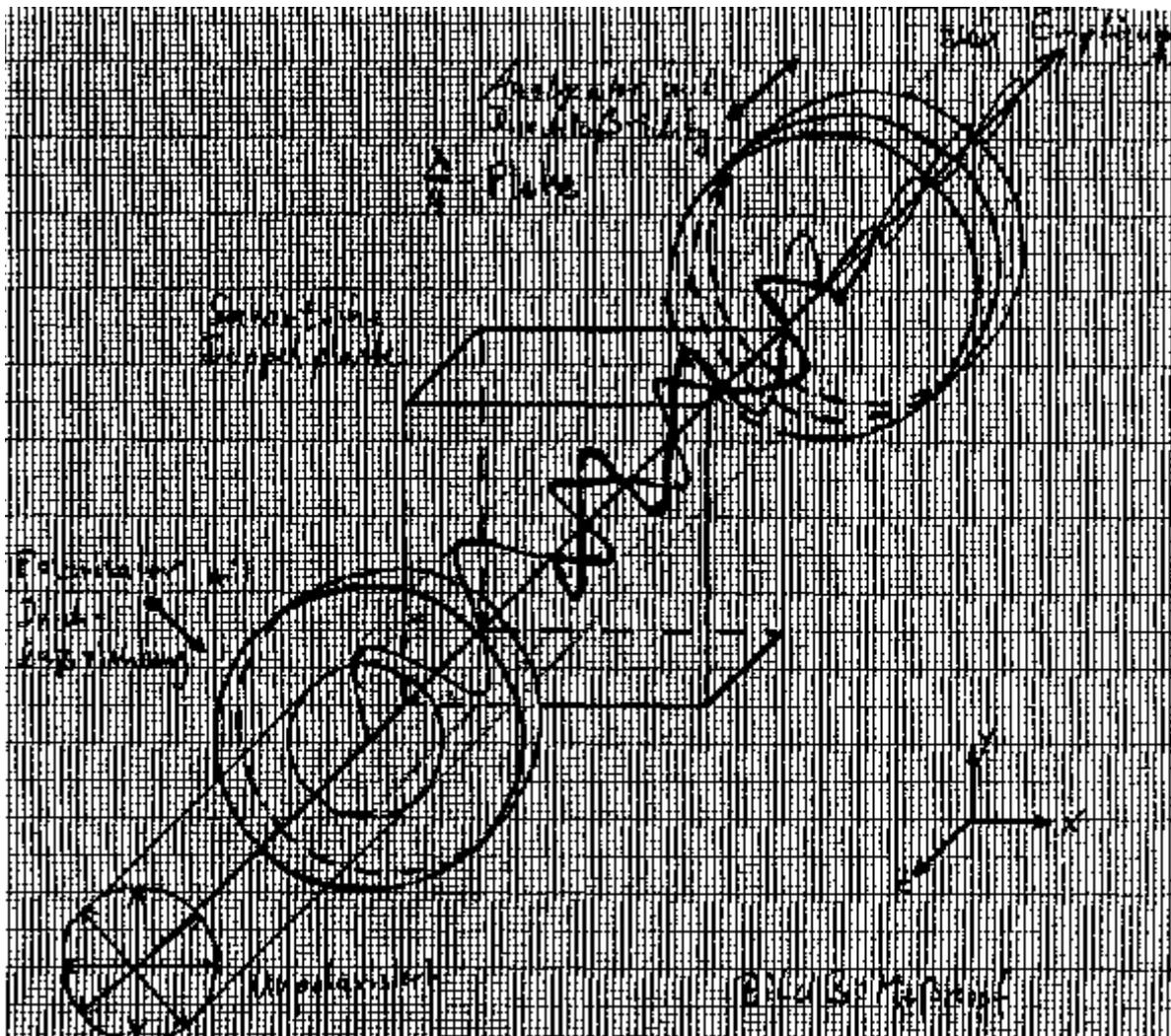


Bild 3: Funktionsweise des Meßkopfes

Zur Realisierung des Verfahrens als Laboraufbau wurde durch Büchner und Kraft ein Versuchsaufbau entworfen, der im folgenden beschrieben werden soll:

<sup>1</sup>Anm. des Verfassers

### 2.3.1 Meßkopf und Detektor

Zur Beschreibung des Meßkopfes wird folgende Symbolik verwandt:

- Außerhalb des Kristalls erfolge die Ausbreitung des Lichtes mit dem Wellenzahlvektor  $\mathbf{k} = (0,0,k_z)$ ;  $k_z > 0$ ;  $k_z$  reell.
- Die Lichtwellen werden beschrieben durch  $\mathbf{E}_{\text{ges}} = \mathbf{E} * \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] = \mathbf{E} * \exp[i(\omega t - k_z z)]$ , wobei  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$  ist.

Das am Meßkopf (Bild 3) ankommende, unpolarisierte Licht wird durch einen ersten Polarisationsfilter, den Polarisator auf  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$  mit  $E_x = E_y$  polarisiert.

Beim Auftreffen des Lichtes auf die erste Doppelplattenhälfte zerlegt es sich in einen ordinären Strahl mit  $\mathbf{E}_o = (0, E_y, 0)$  und einen extraordinären Strahl mit  $\mathbf{E}_e = (E_x, 0, 0)$ , wobei die optische Achse des Kristalls durch  $\mathbf{A}_1 = (p, 0, p)$  mit  $p$  als Parameter beschrieben wird. In der zweiten Platte vertauschen die beiden Strahlen ihre Rollen:  $\mathbf{E}_o = (E_x, 0, 0)$ ,  $\mathbf{E}_e = (0, E_y, 0)$  bei  $\mathbf{A}_2 = (0, p, -p)$ .

Nachdem beide Strahlen die zweite Platte verlassen haben, sind sie senkrecht zueinander polarisiert und besitzen eine Phasendifferenz  $\delta$

$$\delta = \frac{\pi d}{\lambda} \left[ k_1 * \sin \epsilon [\cos \Psi + \sin \Psi] + k_2 \left[ \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \epsilon}{n_e^2} [1 - k_3 \cos^2 \Psi]} - \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \epsilon}{n_e^2} [1 - k_3 \sin^2 \Psi]} \right] \right] \quad (1)$$

$$k_1 = \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2}$$

$$k_2 = \frac{n_o * n_e}{\sqrt{(n_o^2 - n_e^2) / 2}}$$

$$k_3 = k_1$$

- $\Psi$  ... Schnittwinkel der Kristallplatte zu seiner optischen Achse
- $\Psi$  ... Winkel des Hauptschnittes zur Einfallsebene
- $\epsilon$  ... Einfallswinkel gegen die Lotrechte
- $\lambda$  ... Wellenlänge
- $d$  ... Dicke der Doppelplatte
- $n_o$  ... ordentliche Brechzahl der Kristallplatte
- $n_e$  ... außerordentliche Brechzahl der Kristallplatte

Da senkrecht zueinander polarisiertes Licht nicht miteinander interferieren kann, kommt eine  $\lambda/4$ -Platte zum Einsatz, deren Azimut genau unter  $45^\circ$  zwischen den beiden Polarisationsrichtungen des auf sie einfallenden Lichtes steht. Sie verwandelt beide Strahlen in zirkular entgegengesetzt zueinander polarisiertes Licht, welches dann miteinander zu linear polarisiertem Licht interferiert. Die Azimutlage des resultierenden, linear polarisierten Lichtes ist dabei abhängig von der Phasendifferenz der beiden senkrecht zueinander polarisierten Strahlen vor ihrem Eintritt in die  $\lambda/4$ -Platte. Dieses linear polarisierte Licht wird durch einen zweiten Polarisationsfilter (Analysator) auf seine Azimutlage analysiert.

In Falle einer verschwindenden Phasendifferenz  $\delta=0$  nach der Savartschen Platte (senkrechter Lichtdurchgang) addieren sich beide Teilstrahlen nach dem Passieren der  $\lambda/4$ -Platte derart, daß die Azimutlage des Lichtes mit der des Polarisators übereinstimmt. Steht nun wie in unserem Fall der Analysator unter einem Azimutwinkel von  $90^\circ$  zum Polarisator, so ist die durch den gesamten Meßkopf transmittierte Intensität (nach dem Analysator) gleich null.

Für den Fall, daß die Savartsche Doppelplatte eine Phasendifferenz  $\delta=\lambda/2$  erzeugt, stimmt der Azimutwinkel des Lichtes nach Transmission der  $\lambda/4$ -Platte mit der des Analysators überein, die

durch den gesamten Meßkopf transmittierte Intensität ist maximal.

Für alle anderen mittels der Savartschen Doppelplatte erzeugten Phasendifferenzen variiert die Intensität entsprechend Bild 4, falls der Analysator seinen Azimutwinkel von  $90^\circ$  zum Polarisator beibehält, mit

$$I = I_{\max} * \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (2)$$

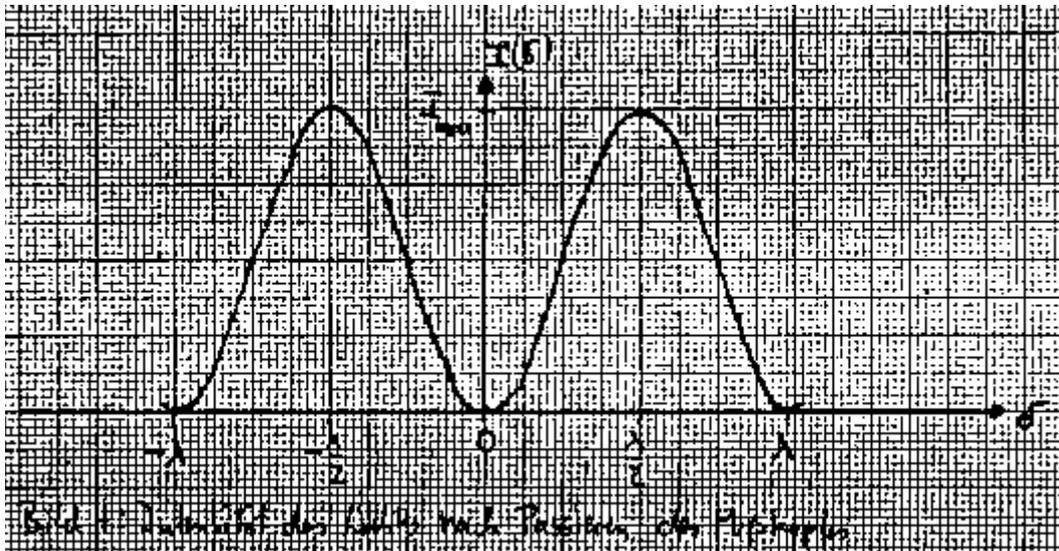


Bild 4: Intensitätsverlauf des Lichtes nach dem Passieren des Meßkopfes in Abhängigkeit von der Gangdifferenz bei gekreuzten Polarisationsfiltern.

Jetzt variiert man den Winkel des einfallenden Lichtes gegen die Normale der Savartschen Doppelplatte. Dies ist möglich durch:

- 1) Variation des einfallenden Strahles gegen die Normale der Savartplatte, oder
- 2) Variation der Normale der Savartplatte gegen den einfallenden Strahl.

Realisiert wird Variante 2 durch Kipperschwingungen der Savartschen Doppelplatte mit der Frequenz  $f$  um die  $x$ -Achse, so erhält man eine Modulation der Intensität nach Transmission des Meßkopfes.

Fällt ein Parallelbündel parallel zur Nullagennormale der Savartschen Doppelplatte ein, so kann man mit einem quadratischen Empfänger (Fotodiode o.ä.) unter Nutzung der aus Gleichung (1) genäherten Relation  $\delta \sim \epsilon$  den in Bild 4 skizzierten Intensitätsverlauf aufnehmen, indem man die Elongation der Kipperschwingungen der Savartplatte als  $x$ -Koordinate und die Intensität als  $y$ -Koordinate auf einem Oszillografen darstellt. Ersetzt man am Oszillografen die Elongation der Savartplatte durch die Zeitablenkung und sichert gleichzeitig:

- daß die erzeugte Gangdifferenz an der Savartschen Doppelplatte nicht größer als  $\lambda/4$  ist und
  - auf dem Oszillografen mindestens eine komplette Periode dargestellt wird
- so erhält man ebenfalls eine eindeutige periodische Darstellung. Unter Zuhilfenahme der Näherung  $\delta \sim \epsilon$  folgt für die auf ihr Maximum normierte Intensität:

$$I_n = \sin^2 (\delta_{\max} * \sin (\omega t) + \epsilon_0) \quad (3)$$

$\epsilon_0$ ...Winkel der Nullagennormale der Savartschen Doppelplatte gegen das einfallende Bündel

Falls  $\epsilon_0 = 0$  gilt, ist diese Schwingung symmetrisch zur halben Periodendauer der Schwingung der Savartplatte, es ergibt sich eine neue Schwingung mit

$$f_{\text{Oszi}} = 2 * f_{\text{Platte}} \cdot \quad (\text{Bild 5})$$

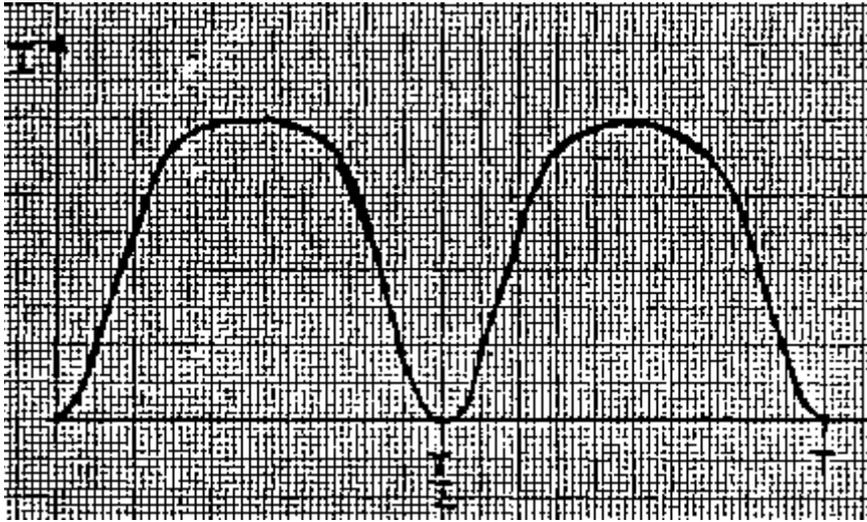


Bild 5: Intensitätsverlauf am Empfänger bei schwingender Savartplatte

Falls nicht  $\varepsilon_0 = 0$  gilt, ist die Schwingung unsymmetrisch. Zwei beispielhafte Kurvenverläufe hierfür sind in den Bildern 6a und 6b dargestellt, wobei betragsmäßig  $\varepsilon_{0,a} < \varepsilon_{0,b}$  ist.

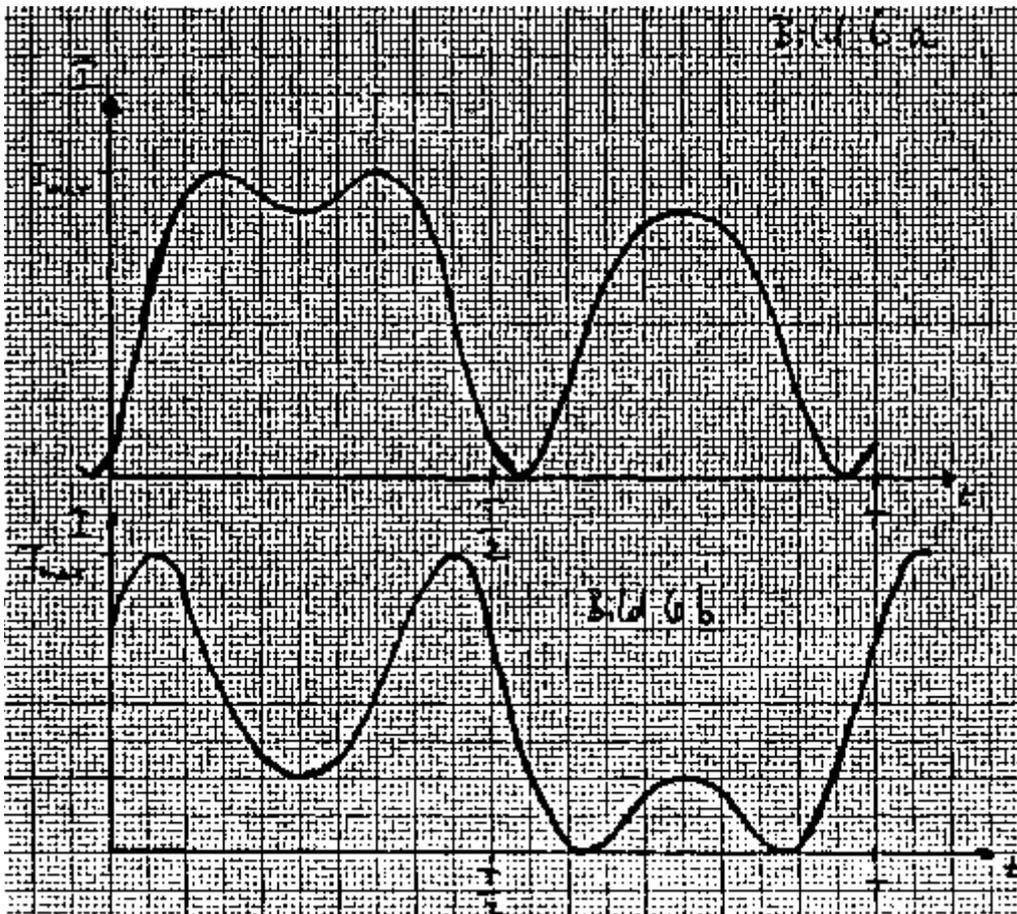


Bild 6: Oszillogramm bei Abweichung der Nullagennormale der Savartschen Doppelplatte von der Ausbreitungsrichtung des Parallelbündels, wobei betragsmäßig  $\varepsilon_{0,a} < \varepsilon_{0,b}$  ist.

Eicht man jetzt den Meßkopf so, daß die Nullagennormale der Savartplatte mit der Systemachse identisch ist, so kann man den Winkel der einfallenden Parallelstrahlung zur Systemachse messen, indem man den Analysator solange dreht, bis auf dem Oszillogramm Symmetrie herrscht. Der Azimutwinkel des Analysators gegen seine zum Polarisator gekreuzte Ausgangslage ist dann ein Maß für den Winkel des Parallelbündels zur Bezugsachse. Verwendet man in allen Berechnungen die für kleine Winkel gültige Näherung  $\sin x \approx x$ , so ist dieser Zusammenhang linear.

### 2.3.3 Versuchsanordnung

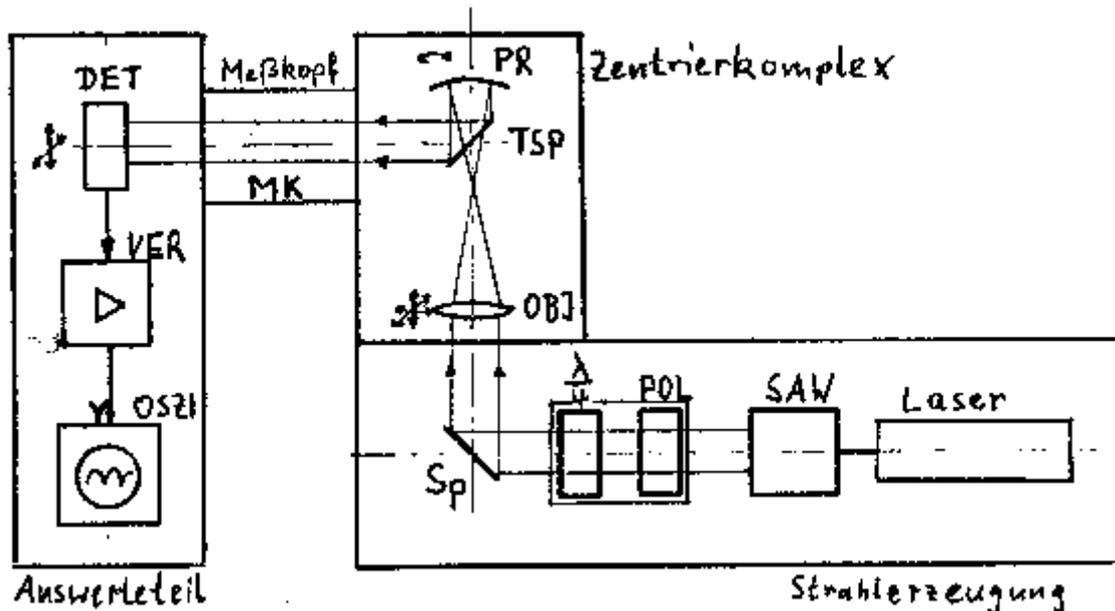


Bild 7: Versuchsanordnung, Erläuterungen im nachfolgenden Text

#### Strahlerzeugung:

Der Laser (hier HNA 500, Jenoptik) erzeugt linear polarisiertes Licht mit einer Wellenlänge von  $\lambda=632,8\text{nm}$ . Dieses wird mit einer Strahlaufweitung (SAW) auf einen variablen, mit einer Blende einstellbaren Durchmesser aufgeweitet. Der Polarisationsfilter (POL) dient zur Regelung der Intensität auf einen beliebigen Wert. Das resultierende, linear polarisierte Licht verwandelt eine  $\lambda/4$ -Platte in zirkular polarisiertes Licht (stellvertretend für unpolarisiertes Licht), welches über zwei Spiegel (SP) in den Zentrierkomplex gelenkt wird. Der Einfachheit halber wurde nur ein Spiegel dargestellt.

#### Zentrierkomplex (Bild 8):

Das (im Laboraufbau) in allen drei Koordinatenrichtungen bewegliche Objektiv (OBJ) fokussiert das Bündel genau so, daß die Brennebenen von Objektiv und Prüflingsfläche identisch sind. Damit ist das den Prüfling verlassende Bündel wieder parallel, es wird über einen halbdurchlässigen Teilerspiegel (TSP) in den Meßkopf (MK) umgelenkt.

#### Auswertekomplex:

Das den Meßkopf verlassende Licht wird mit Hilfe eines quadratischen Empfängers<sup>2</sup> (DET) in ein elektrisches Signal umgewandelt, welches nach Durchgang durch einen Verstärker (VER) mittels eines Oszillografen (OSZI) angezeigt wird. Geplant ist, zukünftig statt des Verstärkers/Oszillografen künftig einen phasenempfindlichen, frequenzselektiven Verstärker einzusetzen, und dessen

<sup>2</sup>hier Fotozelle

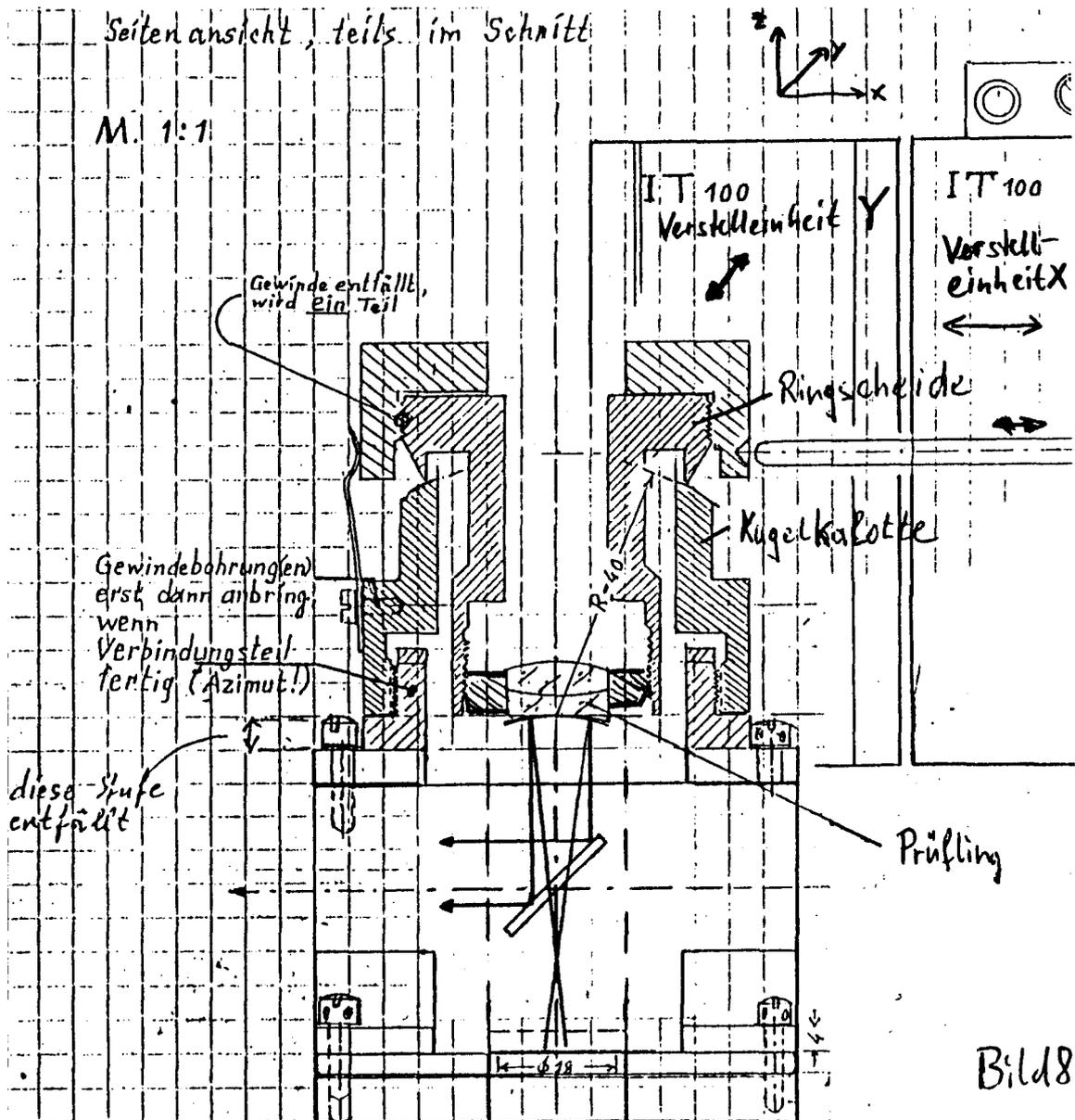


Bild 8: Zentrierkomplex (ohne Objektiv)

Ausgangssignal (nach A/D-Wandlung) einer computergestützten Steleinheit zur Zentrierung der Prüflingsfläche zuzuführen.

Nachdem der Aufbau des Zentriergerätes erläutert wurden, soll nun auf am Laboraufbau praktisch durchgeführte Arbeiten näher eingegangen werden.

### **3. Praktische Arbeiten am neuen Zentrierrichtgerät**

#### **3.1 Justieranleitung**

##### **3.1.1 Justierung des Gesamtaufbaues**

Diese Justieranleitung bezieht sich auf den Laboraufbau und nicht auf einen Prototyp bzw. ein fertiges Gerät. Die Kennzeichnungen der einzelnen Bauteile (Klammerangaben) beziehen sich auf Bild 7.

Die Strahlaufweitung (SAW) ist fest mit dem Laser verbunden und braucht daher nicht einzeln justiert zu werden. Jetzt wird die Blende der SAW auf ihren kleinsten Durchmesser (ca. 1mm) geschlossen, so daß diese als Lichtmarke zur weiteren Justierung mittels Autokollimation dienen kann. Der Polarisationsfilter (POL) wird so ausgerichtet, daß das Autokollimationsbild mit der Blendenöffnung zusammen fällt. Die Azimutstellung des Polarisators ist so zu wählen, daß die maximale Intensität transmittiert.

Zur weiteren Justierung wird das Objektiv (OBJ) aus dem Strahlengang entfernt und der Prüfling gegen einen ebenen Oberflächenspiegel ausgetauscht, welcher ohne Verwendung der Ringscheide auf die Kugelkalotte des Zentrierkomplexes (vgl. Bild 8) aufgelegt wird. Nun ist noch der Detektor so zu verschieben, daß dieser die reflektierte Intensität empfängt.

Die  $\lambda/4$ -Platte der Strahlerzeugung (vgl. im folgenden wieder Bild 7) wird analog den Polarisator senkrecht zum Strahlenverlauf ausgerichtet. Daraufhin ist ihr Azimut noch so auszurichten, daß zirkular polarisiertes Licht entsteht. Dies überprüft man durch einen nach der  $\lambda/4$ -Platte probeweise in den Strahlengang einzubringenden Analysator, bei dessen azimuthaler Drehung sich die vom Detektor registrierte Intensität nicht verändern darf.

Die Spiegel (SP) sind durch Kippung/Drehung so einzustellen, daß die am auf der Kugelkalotte aufliegenden Justierspiegel reflektierten Strahlen die Blende der SAW auf sich selbst abbilden. Anschließend ist der Justierspiegel durch eine Glasplatte mit Fadenkreuz zu ersetzen und die Spiegel (SP) so zu verschieben, daß das Laserbündel genau symmetrisch auf das Fadenkreuz fällt. Danach ist die Glasplatte wieder gegen den Spiegel auszutauschen.

An dieser Stelle erfolgt die Justierung des Meßkopfes. Dies soll jedoch im Kap. 3.1.2 gesondert beschrieben werden.

Nach erfolgter Meßkopfjustage entfernt man den auf der Kugelkalotte aufliegenden Spiegel, setzt die Ringschneide (ohne eingesetzten Prüfling) auf und legt auf diese den Oberflächenspiegel auf. Durch verschieben der Schneide auf der Kugelkalotte mittels der beiden Stelleinheiten (IT-100 im Bild 8) wird auf Symmetrie im Oszillogramm abgeglichen. Damit steht der Schneidenkörper achsial zum Laserbündel. Die Führung des Ringschneidenkörpers ist so konstruiert, daß die Schneide abgenommen und wieder aufgesetzt werden kann, ohne daß sich Anfangs- und Endlage unterscheiden. Dies soll nun unter Entfernung des aufgelegten Spiegels und Einsetzen eines zentrierten Justierprüflings in den Schneidenkörper geschehen. Das Objektiv (OBJ) wird in den Strahlengang gebracht und solange entlang der Systemachse verschoben, bis auf einem unmittelbar vor dem Detektor anzubringenden Schirm in scharfer Reflex der Prüflingsfläche visuell zu sehen ist. Nach Entfernung des Schirmes auf dem Strahlengang wird das Objektiv (OBJ) solange senkrecht zur Systemachse verschoben, bis im Oszillogramm Symmetrieabgleich herrscht. Dabei muß der Detektor dem evtl. aus der Empfängerfläche auswandernden Reflex nachgeführt werden.

Ersetzt man nun den Justierprüfling durch einen anderen Prüfling, so kann dessen Zentrierzustand genau festgestellt werden.

### 3.1.2 Justierung des Meßkopfes

Zur Justierung ist eine rotierende Zerhackerscheibe vor dem Meßkopf in den Strahlengang zu bringen, Objektiv und Schneidenkörper zu entfernen und auf die Kugelkalotte einen Oberflächenspiegel aufzulegen. Jetzt wird der Polarisator unter einem Azimutwinkel von  $45^\circ$  (Azimut 0 soll per Definition die Lage der Projektion der optischen Achse der ersten Kristallplatte der Savartschen Doppelplatte auf eine senkrecht zur Systemachse stehende Fläche sein) eingestellt und der Analysator solange in seinem Azimut verändert, bis er zum Polarisator in gekreuzter Lage steht, d.h. bis das durch den Zerhacker verursachte Oszillogramm eines Rechtecksignals minimale Amplitude (optimal Nullamplitude) besitzt. Dies geschieht, um eine Polarisationszustandsverfälschung zu verhindern, ohne Savartsche Doppelplatte und ohne  $\lambda/4$ -Platte.

Nun wird der Zerhacker entfernt, die Savartplatte eingesetzt und zu Schwingungen angeregt. Kippt man jetzt solange die Savartplatte um ihre Schwingungsachse, bis das aufgenommene Oszillogramm symmetrisch ist, so stimmt ihre Nullagennormale mit der Systemachse überein, die Doppelplatte ist justiert.

Abschließend setzt man die  $\lambda/4$ -Platte ein und justiert ihren Azimut so, daß der Abgleich im Oszillogramm erhalten bleibt.

Anzumerken ist, daß die Übereinstimmung der Normalen von Polarisator, Analysator und  $\lambda/4$ -Platte mit der Systemachse durch ihre Aufnahmen im Meßkopf konstruktiv gesichert sind.

### 3.2 Zusammenhang zwischen Brennpunktablage und Verschiebung des Schneidenkörpers auf der Kugelkalotte

#### 3.2.1 Ausgangszustand und Erwartungswert

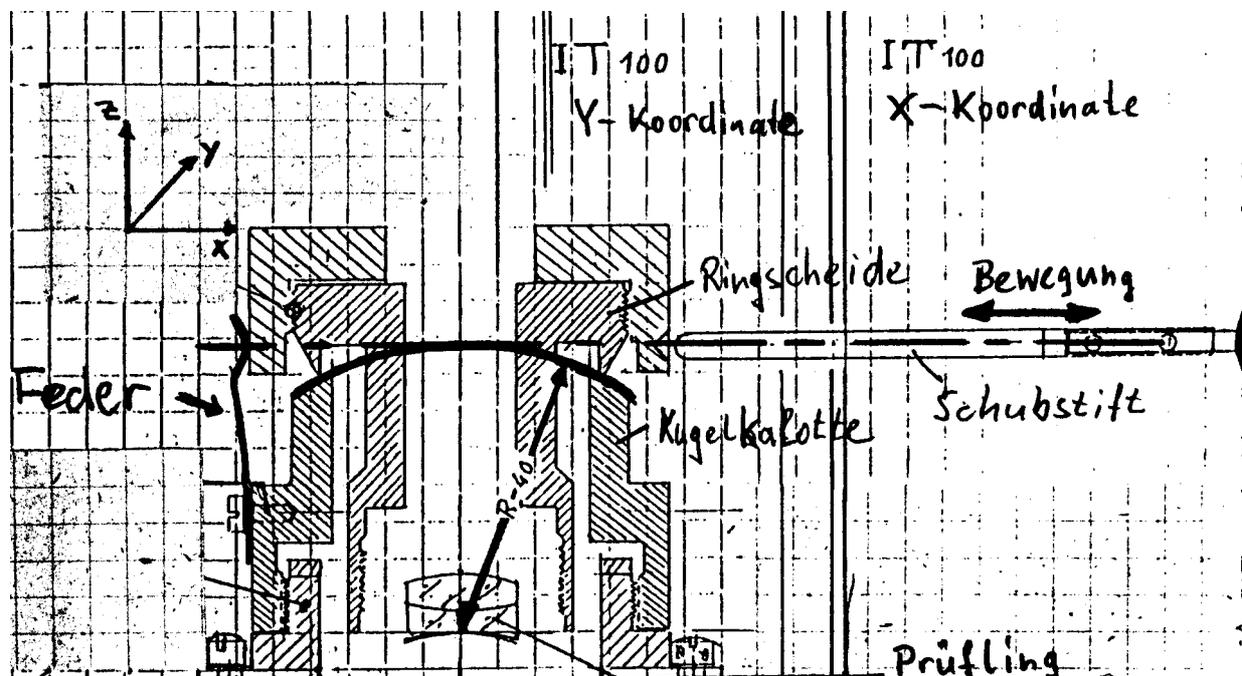
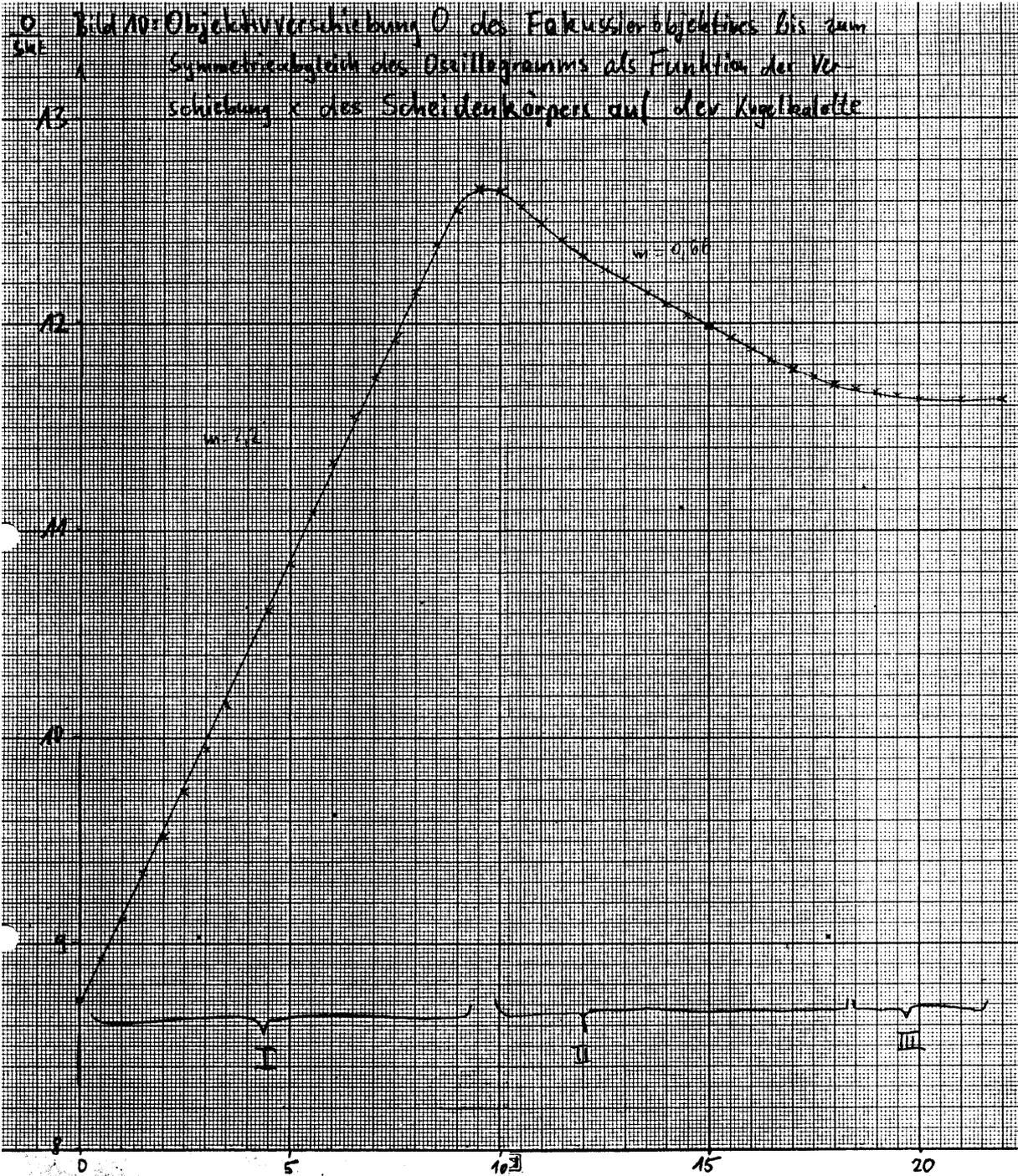


Bild 9: Verkippung der Prüflingsfläche durch Tangentialschub

Die Verschiebung des Scheidenkörpers auf der Kugelkalotte erfolgt mittels einer Stelleinheit IT-100 tangential an die gedachte Kugeloberfläche der Kalotte (Bild 9) in x-Richtung (y-Richtung hier nicht betrachtet). Dabei ist der Prüfling genau im Krümmungsmittelpunkt der Kugelkalotte angeordnet, so daß dieser eine reine Rotation um den Schnittpunkt seiner Oberfläche mit der Systemachse ausführt.



Unter Verwendung der Näherung  $\tan \vartheta = \vartheta$  für kleine  $\vartheta$  besteht zwischen der Kippung der Prüflingsfläche und der tangential-translatorischen Verschiebung  $x$  des Schneidkörpers der Zusammenhang:

$$\vartheta = x / R$$

( 4 )

R...Radius der Kugelkalotte  
 $\vartheta$ ...Flächenkipfung  
 x...tangential-translatorische Verschiebung des Schneidkörpers

Diese Flächenkipfung ihrerseits ruft eine Ablage des Brennpunktes der Prüflingsfläche in x-Richtung hervor, die beschrieben wird durch

$$b = 2 * r * \vartheta$$

( 5 )

b...Brennpunktablage von der Systemachse  
 $\vartheta$ ...Flächenkipfung  
 r...Krümmungsradius der zu prüfenden Fläche

Wird nach erfolgtem Symmetrieabgleich des Oszillogrammes durch tangentielle Verschiebung mittels IT-100 eine Brennpunkttafel erzeugt und durch Verschiebung des Objektivs ebenfalls in x-Richtung die Übereinstimmung der Objektiv- und Prüflingsflächenbrennpunkte wiederhergestellt (Objektivverschiebung bis zur Symmetrie des Oszillogrammes) so entspricht die Objektivverschiebung genau der Brennpunkttafel. Es folgt unter Zuhilfenahme der Gleichungen (4) und (5) die lineare Beziehung

$$V = 2 \cdot r / R \cdot x$$

- R...Radius der Kugelkalotte  
 r...Krümmungsradius der zu prüfenden Fläche (6)  
 x...tangential-translatorische Verschiebung des Schneidenkörpers  
 V...Objektivverschiebung in x-Richtung

### 3.2.2 Aufnahme der Kennlinie und deren Interpretation

Um diesen linearen Zusammenhang zu bestätigen, wurde die im Bild 10 zu sehende Meßreihe mit einem Prüfling negativen Radiuses (Vorzeichenkonvention wie in der Optikfertigung) aufgenommen. Dabei trat ein unerwarteter Kurvenverlauf mit einer Änderung der Monotonie (nachfolgend Umkehreffekt) auf. Das Extremum liegt dabei annähernd auf der Systemachse, deren Lage durch  $x \approx 10$  Skt. gekennzeichnet ist. Die Abweichung der Meßwerte III sind auf eine mangelhafte Kraft der Feder in x-Richtung (vgl. Bild 9) zurückzuführen, die ein Abheben des Schubstiftes vom Schneidenkörper zur Folge hatte. Vermutungen von Büchner und Kraft, wonach dieser Effekt möglicherweise auf Astigmatismus und Koma zurückzuführen ist, fanden vorerst keine Beachtung, da die Ursache dieses Umkehreffektes im mangelhaften Gleiten der Schneide auf der Kugelkalotte vermutet wurde. Um Untersuchungen über die Flächenkipfung infolge Verschiebung der Schneide in x-Richtung durchführen zu können, wurde ein Meßlaser installiert, dessen Strahl über einen auf den Schneidenkörper aufgesetzten (nahezu masselosen) Reflektor auf einen Schirm reflektiert wurde (Bild 11).

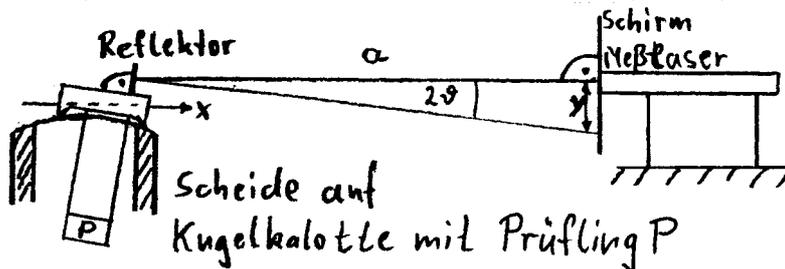


Bild 11: Anordnung zur Messung der Kippung des Schneidenkörpers

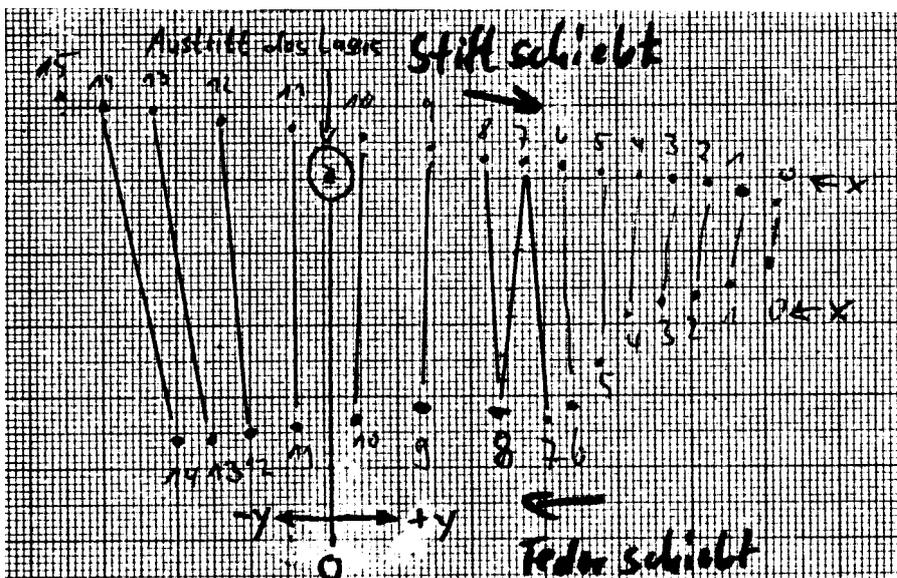


Bild 12: Auftreffpunkte des reflektierten Meßlaserstrahls auf den Schirm: die Zahlen kennzeichnen die x-Verschiebung der Schneide in 0.1mm

Der Anstand des Reflektors zum Schirm betrug 1925mm. Mit Hilfe der Anordnung (Bild 11) wurde die im Bild 12 zu sehende Meßreihe aufgenommen. Dabei zeigten sich nicht die infolge äquidistanter Verschiebungen der Schneide erwarteten gleichen Abstände der Meßpunkte. Das heißt, die Prüflingsfläche kippt nicht um den Krümmungsmittelpunkt der Kugelkalotte, sondern um einen davon abweichenden Punkt. Die reale, mit dem Meßlaser gemessene Kippung der Prüflingsfläche läßt sich zerlegen in eine Rotation um den Krümmungsmittelpunkt und eine Translation durch diesen Punkt senkrecht zur Systemachse. Nähere Ausführungen dazu finden sich in [13].

Diese Translation parallel gleichgerichtet der Bewegungsrichtung der Schneide verstärkt die Ablenkung des Laserbündels des eigentlichen Versuchsaufbaues bevor die Symmetrieachse der Schneide die Systemachse überschreitet. Das führt zu einem Anstieg der Funktion in Bild 10, der größer ausfällt als erwartet. Überschreitet nun die Symmetrieachse der Schneide die Systemachse, so wirkt die Strahländerung infolge Translation der Strahländerung infolge Rotation entgegen und überwiegt. Es kommt zu einem Abfallen der Kurve, (Bild 10, Teil II), wodurch sich der Kurvenverlauf des Umkehreffektes als Überlagerung zweier Geraden unterschiedlichen Anstieges erklärt.

Stellt man nun einige quantitative Betrachtungen an, so erhält man einen Zusammenhang zwischen der Verkipfung der Prüflingsfläche und der Ablenkung des Meßlaserstrahls mit

$$\frac{\Delta y}{2 * a} = \frac{\Delta x}{R}$$

$\Delta y$  ...Abstand der Meßpunkte in Bild 12

$\Delta x$  ...Abstand der Meßpositionen der Schneidenkörperverschiebung

$a$  ...Abstand des Meßlaserreflektors zum Schirm

$R$  ...Radius der Kugelkalotte

Daraus läßt sich der Krümmungsradius  $R$  berechnen, um den die Schneide tatsächlich kippt:

$$R = 2 * a * \Delta y / \Delta x \quad (7)$$

Setzt man in Gleichung (7) Werte aus Bild 18 (Stift schiebt) ein, so ergibt sich:

Meßpunkte	x-Faktor	$\Delta x$	$\Delta y$	$R \pm 1,4\text{mm}$
8 - 0	0.1 mm	0.8 mm	40 mm	77 mm
13 - 9	0.1 mm	0.4 mm	38 mm	40.5 mm
15 - 13	0.1 mm	0.2 mm	13 mm	57 mm

Man sieht, daß eine definierte Kippung um den gewünschten Radius von  $R = 40 \text{ mm}$  (Kugelkalottenradius) nur in der Nähe der Systemachse (für Flächenkippen kleiner  $\pm 10'$  gegen diese) stattfindet. Da das bedeutet, daß zu messende Flächen auf Flächenkippen kleiner  $10'$  vorjustiert werden müssen, stellt dies natürlich keinen befriedigenden Zustand dar. Außerdem wäre noch zu untersuchen, ob die Linearität der Flächenkippen in diesem Bereich tatsächlich reproduzierbar ist, oder ob der reproduzierbare Linearitätsbereich noch kleiner als  $\pm 10'$  Abweichung von der zentrierten Lage ist.

### 3.2.3 Abhilfe und Endzustand

Um die Flächenkippen über einen größeren Bereich linear zu halten, wurde überlegt, wie der mechanische Aufbau des Meßkopfes verbessert werden kann, damit ein vermutetes Abheben der Schneide von der Kugelkalotte verhindert wird. Dazu wurden die alten, nur aus einem senkrecht stehenden Messingblechstreifen bestehenden Verbindungsstücken zwischen den Stelleinheiten IT-100 und den Schubstiften gegen neue, aus Weckerfedern gefertigte und in sich um  $90^\circ$  längs (Rollwinkel) verdrehte Verbindungsstücken ausgetauscht. Diese lassen eine begrenzte Bewegung in allen senkrecht

zur Schubrichtung stehenden Richtungen zu. Das ist erforderlich, da z.B. der Y-Schubstift (bzw. dessen Feder) gieren muß, wenn sich der x-Schubstift in x-Richtung bewegt (Bild 13)

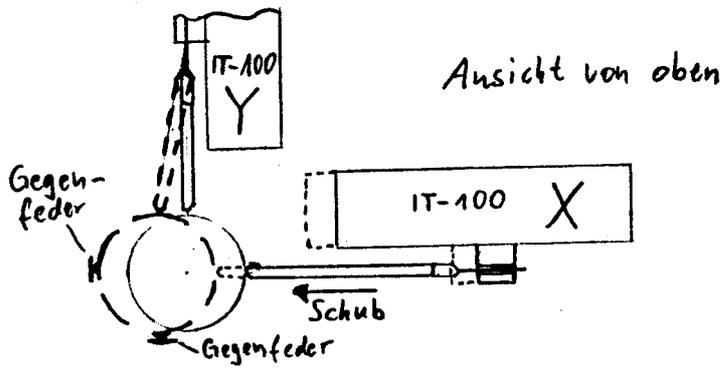


Bild 13: Verformung der Schubstiftfedern beim Vorschub

Außerdem wurden die den Schubstiften entgegenwirkenden "Gegenfedern" ebenfalls durch Stücke dieser Weckerfedern ersetzt, da diese eine höhere Federkonstante als die alten Messingfedern besitzen.

Nach oben beschriebener Modifikation des Meßkopfes wurde eine neue Vermessung der Schneidenbewegung auf der Kugelkalotte durchgeführt, die folgende Reflexpunkte des Meßlaserstrahls auf dem Schirm ergab (Bild 14)

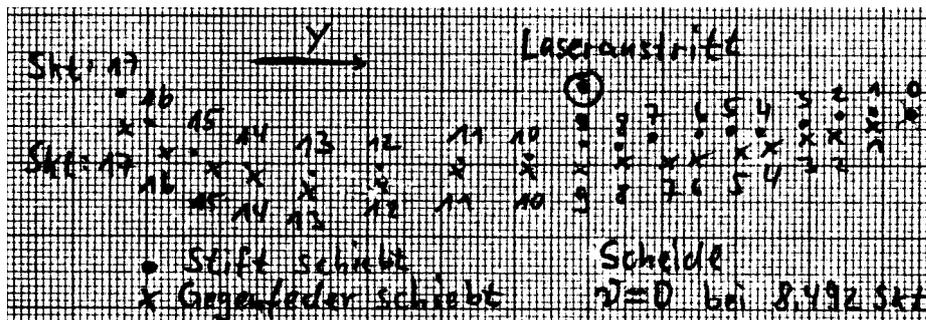


Bild 14: Auftreffpunkte des reflektierten Meßlaserstrahls auf den Schirm nach Modifikation der Versuchsanordnung, aufgenommen mit der Meßanordnung lt. Bild 11

Wie in Bild leicht zu erkennen ist, führte diese immer noch nicht zur gewünschten Äquidistanz der Meßpunkte und damit zum Erfolg.

Bei der weiteren Suche nach der Ursache stellte sich heraus, daß die eingesenkten Angriffspunkte der Schubstifte und die eingelassenen Kugeln als Angriffspunkte der Gegenfedern am Schneidenkörper nicht genau gegenüber und in gleicher Höhe sind (Bild 15).

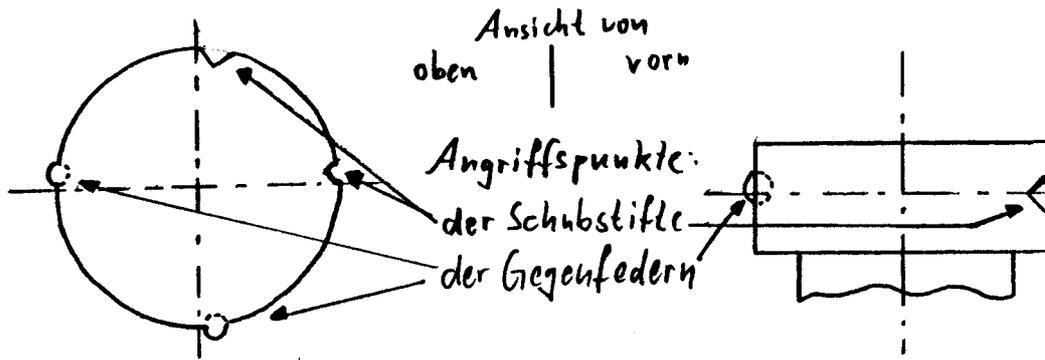


Bild 15: Lage der Angriffspunkte am Schneidenkörper

Um den Einfluß der in Bild 15 zur besseren Sichtbarkeit stark übertrieben dargestellten Asymmetrie der Angriffspunkte zu mindern bzw. ganz auszuschalten, wurde der Schneidenkörper durch Auflegen zweier Metallplatten (ca. 2\*500g) zusätzlich belastet. Diese Zusatzlast sollte ein Abheben der Schneide von der Kugelkalottenoberfläche infolge der Asymmetrie der Angriffspunkte verhindern, d.h. die Schneide auf die Kugelkalotte andrücken. Darüber hinaus wurden Schneide und Kalotte gründlich gereinigt und geölt, um Slip-Stick-Effekte zu vermeiden.

Nach Abschluß dieser Maßnahmen ergab sich eine Kippung des Schneidenkörpers entsprechend Bild 16. Zu sehen ist die Äquidistanz der Meßpunkte im Bereich von  $\Delta x = 5 \dots 12 \text{ Skt.}$ , was einer Flächenkipfung von insgesamt etwa einem Grad entspricht. Damit ist die Linearität der Flächenkipfung zum x-Vorschub vorhanden, was zu einer neuen Aufnahme der Kennlinie analog Abschnitt 3.2.2 berechtigt.

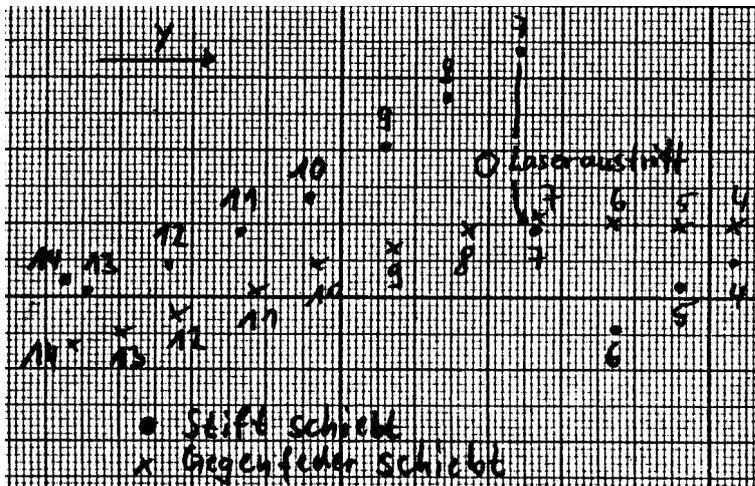


Bild 16: Auftreffpunkte des reflektierten Meßlaserstrahls auf den Schirm mit modifizierten Meßkopf und unter zusätzlicher Belastung des Schneidenkörpers, aufgenommen mit der Meßanordnung aus Bild 11

NUMMER	X-WERT	V-WERT	Y-WERT	NUMMER	X-WERT	V-WERT	Y-WERT
Meßpkt.	Skt.	Skt.	cm	Meßpkt.	Skt.	Skt.	cm
1	18.0	10.13	5.7	2	17.5	10.22	6.2
3	17.0	10.31	6.7	4	16.5	10.38	7.1
5	16.0	10.46	7.6	6	15.5	10.54	8.1
7	15.0	10.63	8.6	8	14.5	10.71	9.1
9	14.0	10.79	9.6	10	13.5	10.87	10.1
11	13.0	10.95	10.6	12	12.5	11.00	11.0
13	12.0	11.10	11.5	14	11.5	11.19	12.0
15	11.0	11.28	12.5	16	10.5	11.35	13.0
17	10.0	11.43	13.5	18	9.5	11.59	14.5
19	9.0	11.59	14.5	20	8.5	11.67	15.0
21	8.0	11.75	16.0	22	7.5	11.84	16.0
23	7.0	11.92	16.5	24	6.5	11.98	16.9
25	6.0	12.06	17.4	26	5.5	12.14	17.9
27	5.0	12.22	18.4	28	4.5	12.30	18.9
29	4.0	12.37	19.3	30	3.5	12.44	19.8
31	3.0	12.52	20.3	32	2.5	12.61	20.8
33	2.0	12.70	21.3	34	1.5	12.94	21.8
35	1.0	12.94	22.3	36	0.5	13.02	22.8

Tabelle: Meßwerte der Objektivverschiebung V des Fokussierobjektives bis zum Symmetrieabgleich als Funktion der Verschiebung x des Schneidenkörpers auf der Kugelkalotte und der Verschiebung y des Reflexpunktes des Meßlasers gegen einen willkürlichen Nullpunkt

Meßfehler:

$$\Delta x < 0.01 \text{ Skt}$$

$$\Delta V < 0.01 \text{ Skt}$$

$$\Delta y < 0.1 \text{ cm}$$

Die grafische Darstellung der Kennlinie zeigt Bild 17 auf der nachfolgenden Seite. Unter Ausschluß der Meßpunkte 35 und 36 ergeben sich Regressionsgeraden mit

$$V = (-1,594 \pm 0,004) * 10^{-3} * x + (13,017 \pm 0,004) \text{ Skt}$$

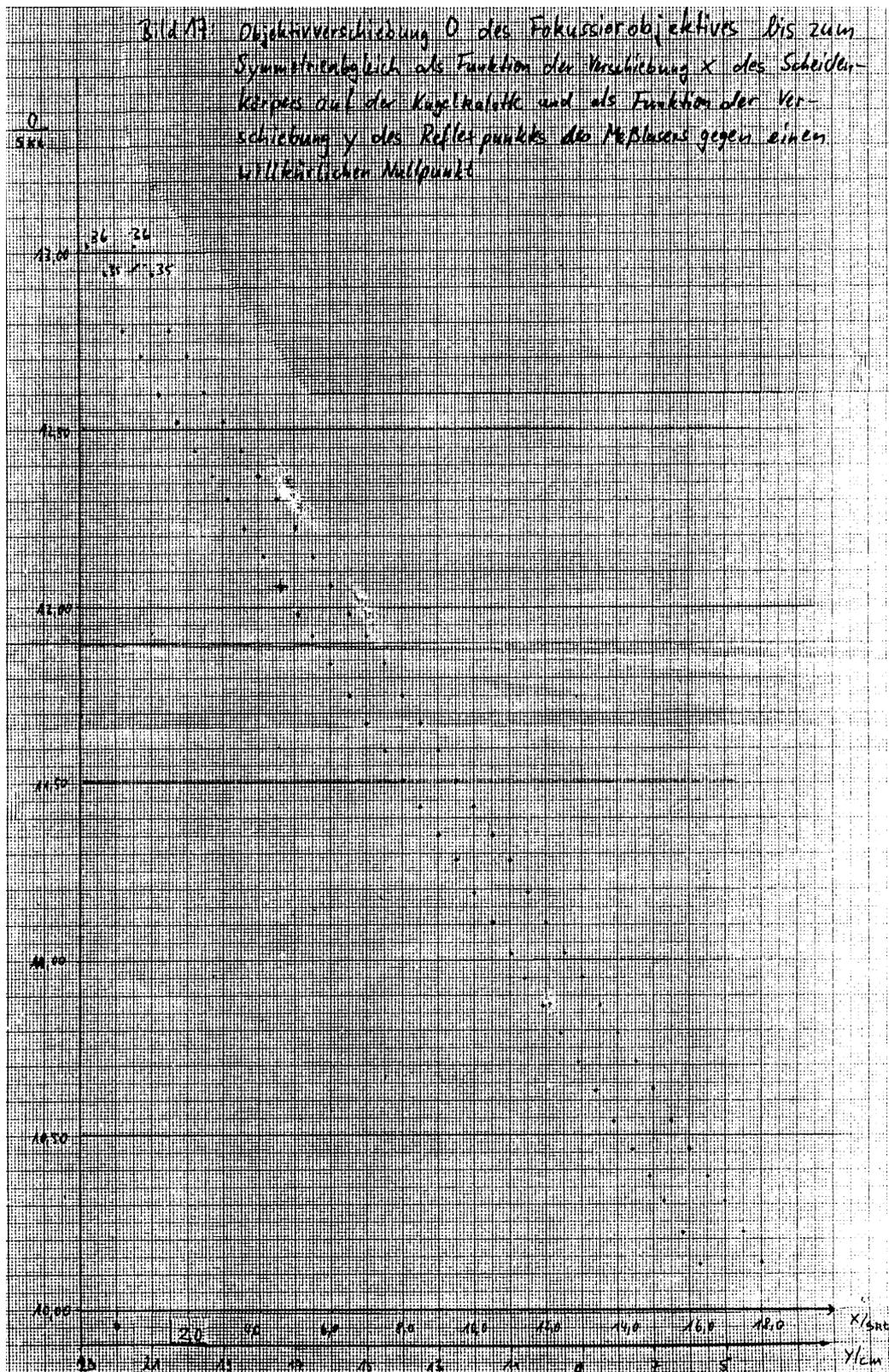
$$V = (1,585 \pm 0,06) * 10^{-3} * y + (0,93 \pm 0,01)$$

Die sich zeigende Linearität entspricht der Erwartung und beweist, daß die Ursache des Umkehreffektes rein mechanischer Natur war, und daß die Abbildungsfehler die Qualität der Messungen nicht wesentlich beeinflussen.

### 3.2.4 Ausblick

Da sich die mechanische Bewegung des Schneidenkörpers über die Kugelkalotte insgesamt trotzdem recht problematisch gestaltet, müßte am fertigen Gerät eine andere Variante für die Realisierung der Stellbewegung gefunden werden. Beispielsweise könnten der oder die Prüflinge mittels Vakuum an eine Schneide angesaugt werden, welche sich ähnlich der Aufhängung eines Kreisels drehen kann. Dabei muß gewährleistet sein, daß sich die Symmetrieachse und die Rotationsachsen der beiden Koordinaten im Scheitel der Prüflingsfläche schneiden. Dieser ganze Komplex muß nochmals translativ senkrecht zur Systemachse beweglich sein, um Systemachse und Bezugsachse des zu zentrierenden Prüflings in Deckung zu bringen. Das zu realisieren ist jedoch Aufgabe eines Konstrukteurs und wurde daher nicht näher untersucht. Aus diesem Grund wurde auch eine weitere mechanische Optimierung des Zentrierkomplexes unterlassen.

Die Untersuchungen einer Fläche, die nicht die dem Fokussierobjektiv zugewandte Oberfläche bildet, ist ebenfalls möglich, natürlich ist dabei die Transformation des Brennpunktes der zu messenden Fläche durch Brechung an den vorgelagerten Flächen zu berücksichtigen. Man fokussiert das Bündel in den Hauptschnitt, so daß den Prüfling ebenfalls ein Parallelbündels verläßt. Die dabei auftretende geringere Intensität des Reflexes kann durch Steigerung der Intensität des Lasers oder durch eine höhere Verstärkung im Auswerteteil kompensiert werden.



### 3.3 Meßtechnische Erfassung des Symmetrieabgleiches

#### 3.3.1 Ausgangszustand

Das vom Versuchsaufbau (Bild 7) erzeugte Oszillogramm wird durch manuelles Verstellen an den Stelleinheiten zur Verschiebung des Schneidkörpers solange geändert, bis die "Unsymmetrien" (Bild 6) verschwinden und ein symmetrisches Oszillogramm zu sehen ist.

Infolge Rauschens des Empfängers, der Leitungen und des Verstärkers ergeben sich Schwankungen der Amplitude des Oszillogramms, die einem Signal-Rauschverhältnis von etwa 20:1 entsprechen. Eine genauere visuelle Einstellung ist daher nicht möglich.

Aus dem Grund und wegen der generellen Forderung der computergesteuerten Zentrierung im fertigen Gerät wurde versucht, die Feststellung des Symmetrieabgleiches auf eine elektrische Größe umzustellen.

#### 3.3.2 Elektrische Meßwertaufnahme

Grundidee des Verfahrens bildet die in Abschnitt 2.3.1 begründete Tatsache, das, falls sich die Meßanordnung im Symmetrieabgleich befindet, die Oszillation des elektrischen Signals mit der doppelten Modulationsfrequenz der Schwingungen der Savartschen Doppelplatte erfolgt und die eigentliche Modulationsfrequenz verschwindet. Treten Unsymmetrien im Meßsignal auf, so äußert sich das dadurch, daß sich die die Unsymmetrie erzeugende Schwingerfrequenz überlagert:

$$f_{\text{oszi}} = (C_1 * 2 + C_2) * f_{\text{Platte}} \quad (8)$$

Daraus folgt, daß im Abgleich  $C_2 = 0$  gelten muß. Um dies festzustellen, ist es erforderlich, das Empfängersignal frequenzselektiv auf Auftreten der Plattenfrequenz zu untersuchen. Das geschah mit einem Selektivnanovoltmeter wählbarer Oktavselektivität von 18/36/54 dB. Da die Schwingfrequenz der Savartplatte mit der Netzfrequenz identisch ist, beträgt die Selektivfrequenz 50 Hz.

Unter Verwendung diese Anordnung wurden die Abhängigkeiten der Spannungen der 50Hz-Komponente des Meßsignals vom Winkel des einfallenden Laserbündels gegen die Nullagenormale der Savartschen Doppelplatte (entspricht der doppelten Dezentrierung der Prüflingsfläche) (Bild 18) und von der Azimutstellung des Analysators (Bild 19) aufgenommen.

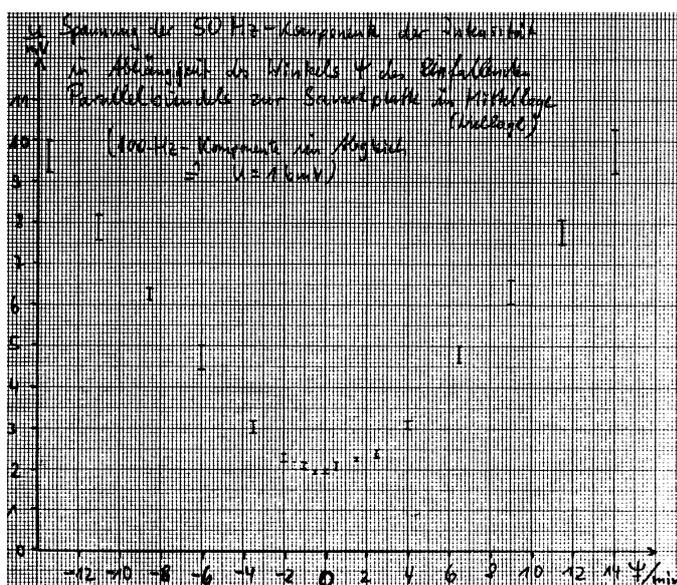


Bild 18: Spannung der 50Hz-Komponente des Meßsignals in Abhängigkeit des Winkels  $\Psi$  des einfallenden Parallelbündels zur Mittellage der Savartschen Doppelplatte

Beide Abhängigkeiten zeigen den erwarteten annähernd sinusförmigen Verlauf. Die Größe der Meßpunkte (Höhe) entspricht dabei im Bild 18 der Größe der Zeigerschwankung des Selektivvoltmeters während einer Meßzeit pro Meßpunkt von ca. 0,5min und im Bild 19 dem Meßfehler bei zweimaliger Koinzidenzeinstellung.

Verwendet man anstelle der in Bild 19 dargestellten Abhängigkeit  $\phi = \phi ( U )$  und die in Bild 18 dargestellte Abhängigkeit  $U = U ( \Psi )$ , so ergibt sich die Erwartung:

$$\phi = C * \arcsin( \sin( \Psi ) ) = C * \Psi$$

$\phi$ ...Azimutstellung des Analysators im Minimum der 50Hz-Komponente der Spannung

$\Psi$ ...Winkel des in den Meßkopf einfallenden Parallelbündels gegen die Systemachse#

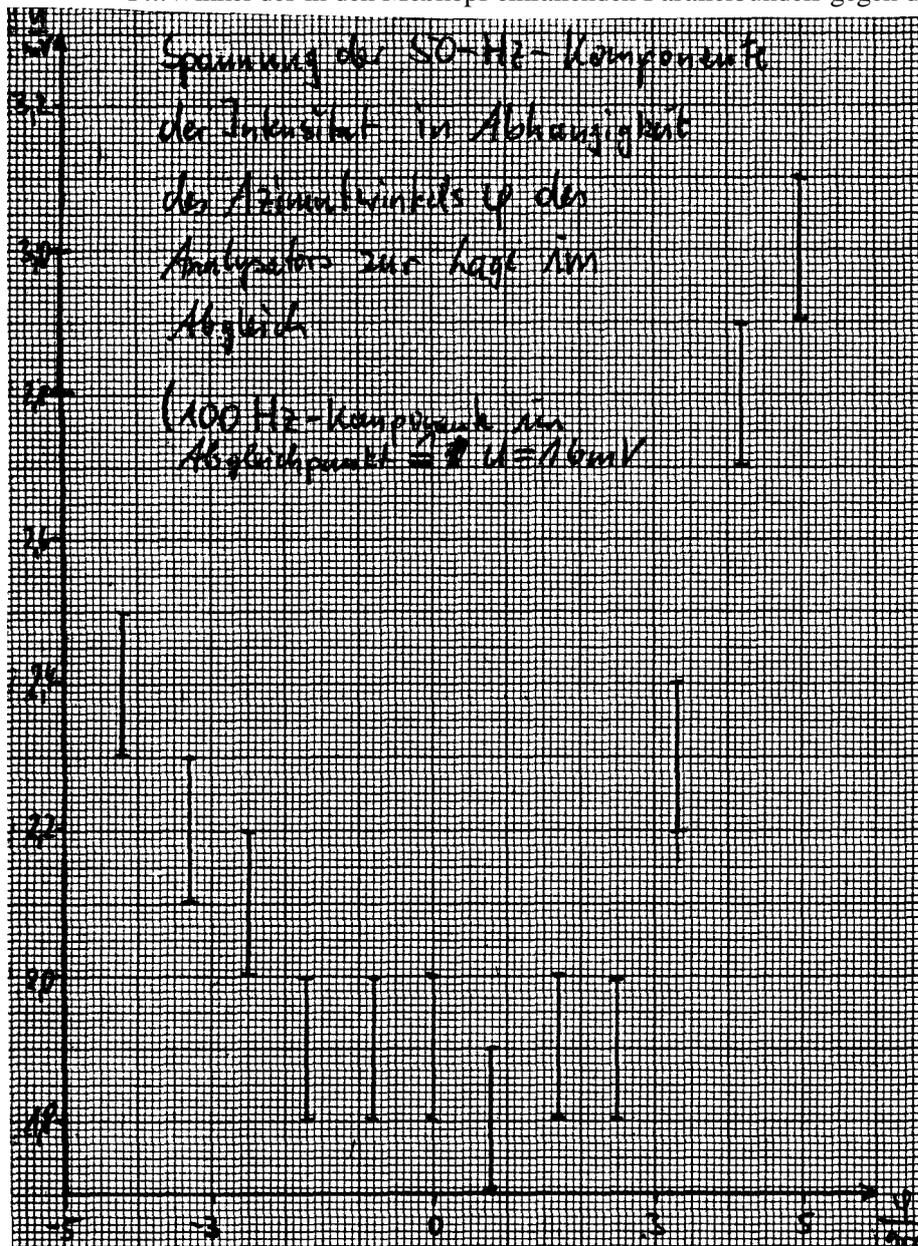


Bild 19: Spannung der 50-Hz-Komponente des Meßsignals als Funktion des Analysatorwinkels gegen die Azimutlage des Analysators im Abgleich

Zur Untersuchung dieser Anhängigkeit wurden die Meßwerte, dargestellt in Bild 20, aufgenommen. Das erfolgte mit einem Oberflächenplanspiegel als Prüfling und ohne Verwendung des Fokussierobjektives. Die sich dabei ergebende Linearität entspricht voll der Erwartung. Diese Kennlinie soll laut Aussage von Büchner die Grundlage im fertigen Gerät bilden, wozu sie sich auch hervorragend eignet.

Berücksichtigt man alle Meßfehler, so ist mit der jetzigen Anordnung eine sicher reproduzierbare Messung des Dezentrierungswinkels mit einer Genauigkeit von 30 Bogensekunden meßbar.

Um die Linearität der Meßwerte allgemein zu bestätigen, wurde eine zweite Meßreihe mit einer unplanen Fläche und entsprechend mit Fokussierobjektiv aufgenommen. Verwendung fand ein Prüfling des Radius'  $r = -6,501$  mm. Dabei ergaben sich die in nachfolgender Tabelle dargestellten Werte.

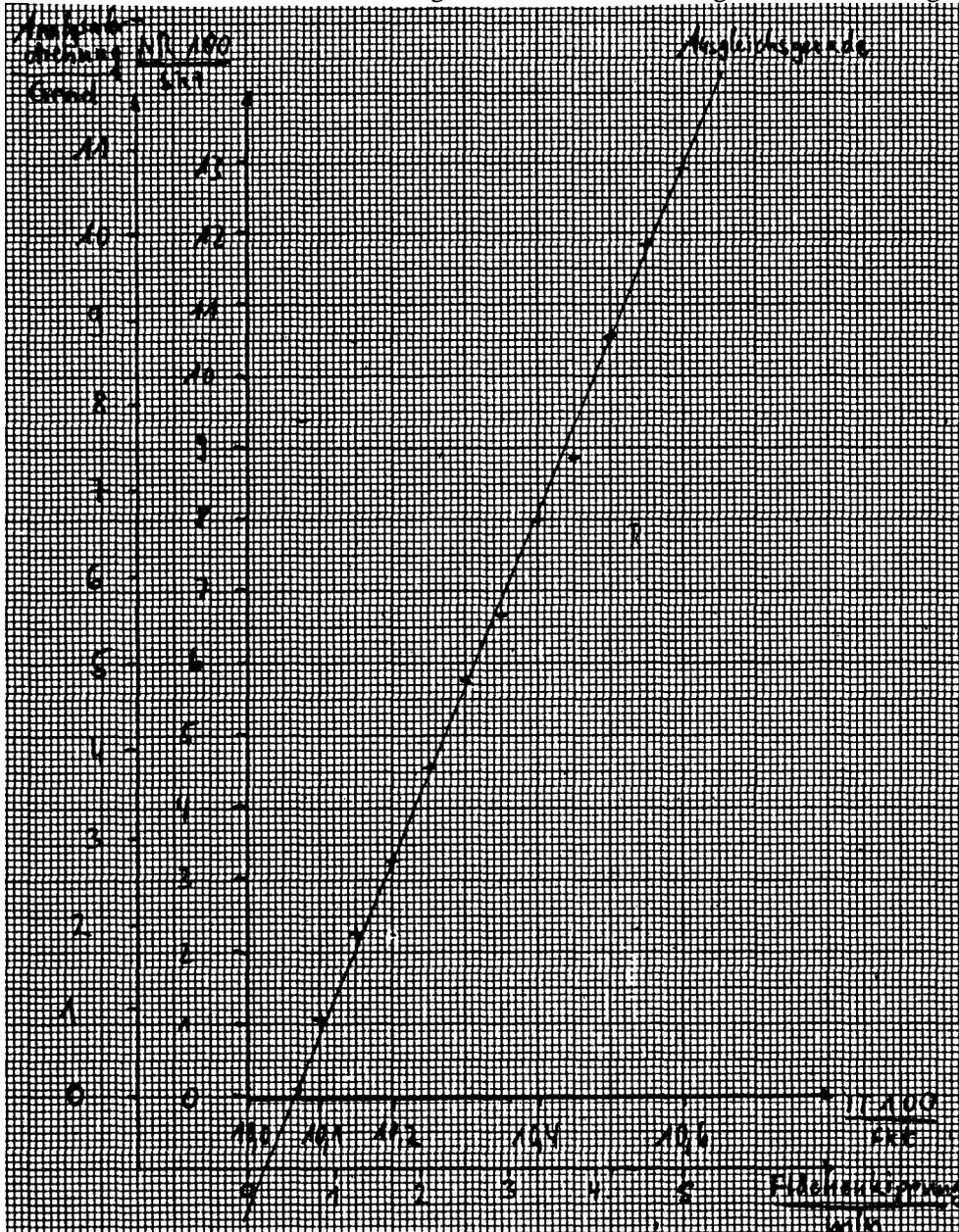


Bild 20: Abhängigkeit des Analysatorazimuts im Abgleich von der Dezentrierung einer Planfläche

Tabelle der Meßwerte des Analysatorazimuts im Abgleich in Abhängigkeit von der Dezentrierung der Prüflingsfläche:

Dezentrierung in Minuten	Analysatorazi- mut in Grad	Dezentrierung in Minuten	Analysatorazi- mut in Grad
0.00	10.59	0.33	10.00
0.67	8.45	1.00	7.15
1.33	6.20	1.67	5.20
2.00	3.90	2.33	.130
3.00	0.00		

Daraus ergibt sich die in Bild 21 zu sehende Kennlinie.

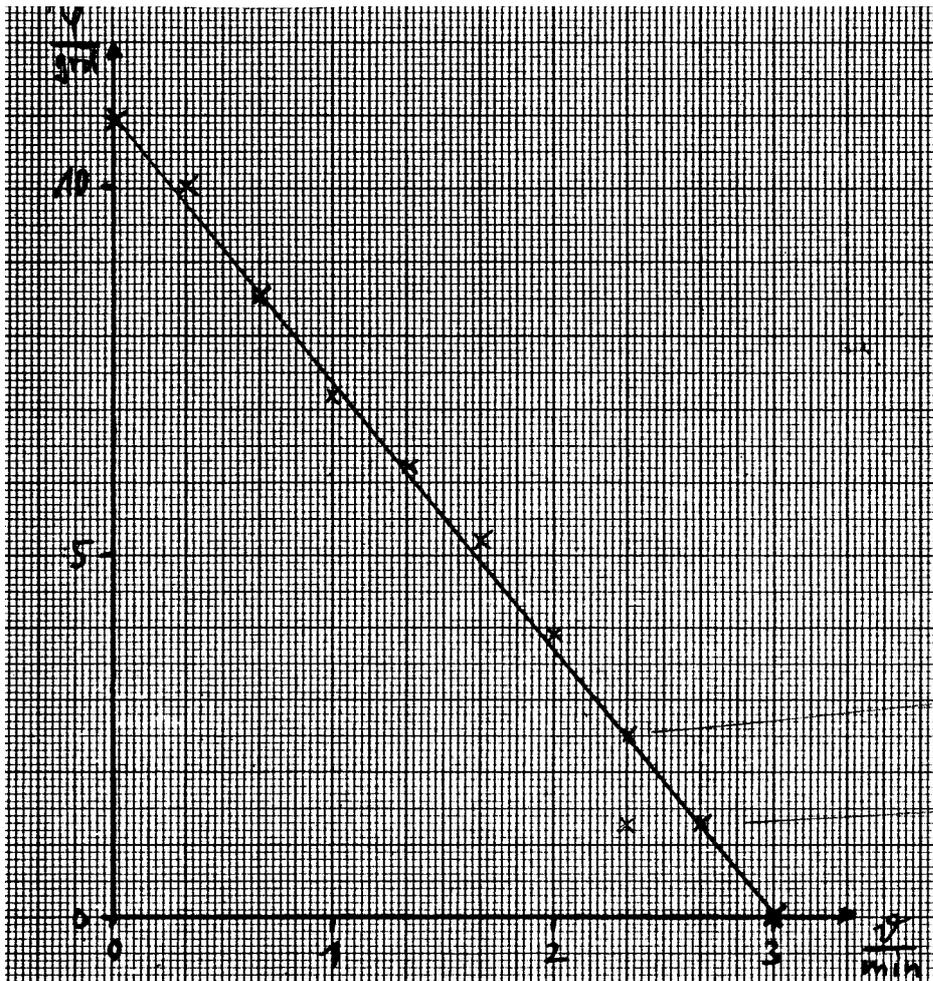


Bild 21: Abhängigkeit des Analysatorazimuts im Abgleich von der Dezentrierung der Prüflingsfläche gegen die Systemachse

### 3.3.3 Probleme und Abhilfe

Bei der Messung der 50-Hz-Komponente traten erhebliche Probleme in Gestalt des Selektivnanovoltmeter auf. Zum einen lag das Maximum der 50-Hz-Komponente lt. Anzeige der Selektivskala bei 53Hz im Meßbereich der Oktavselektivität 54dB. Zum anderen schwankten die Meßwerte ganz erheblich.

Deshalb wurde eine Kalibrierung des Meßgerätes vorgenommen:

a) Kalibrierung der Frequenzskala

Die realen Frequenzwerte wurden mit einem Sinusgenerator erzeugt und mit einem digitalen Frequenzzähler gemessen

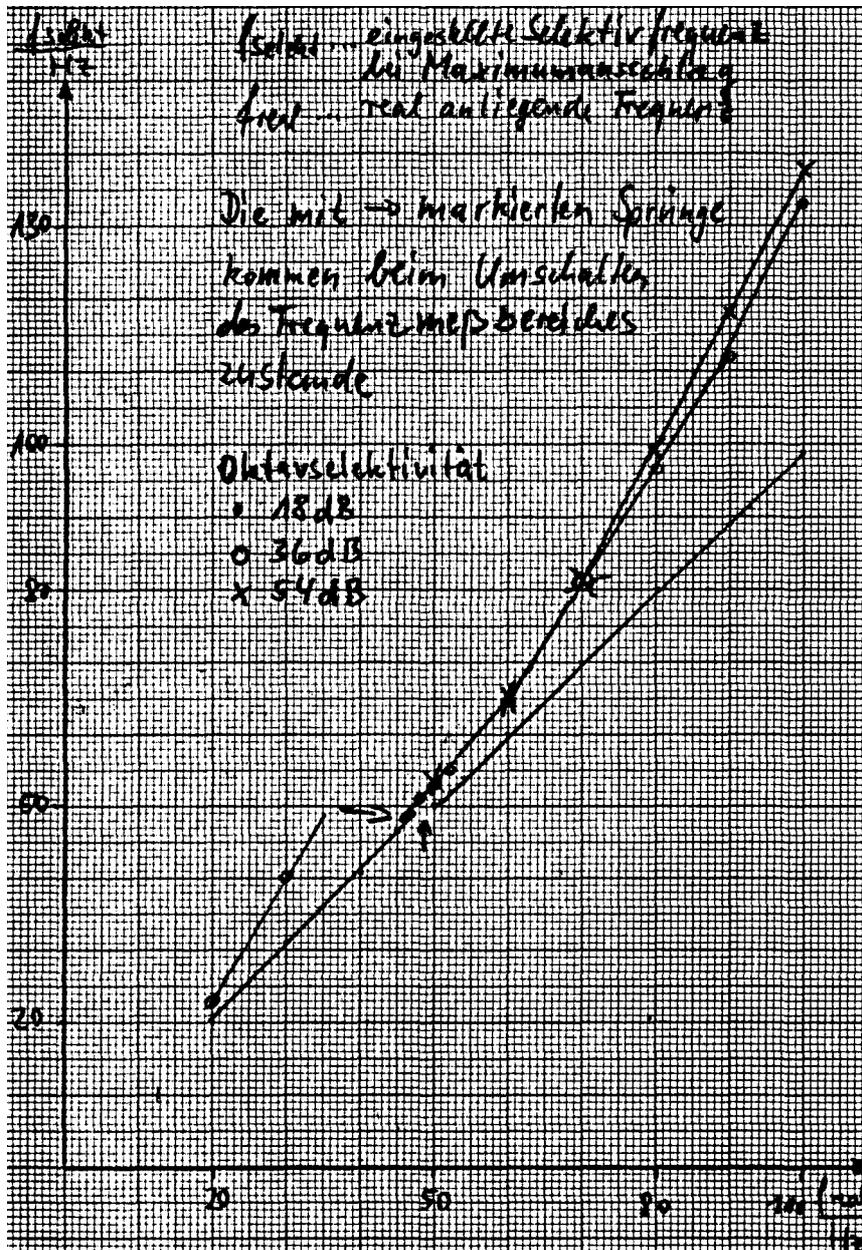


Bild 22: Angezeigte Selektivfrequenz am Selektivnanovoltmeter in Abhängigkeit von der real anliegenden Frequenz

b) Kalibrierung der Selektivität

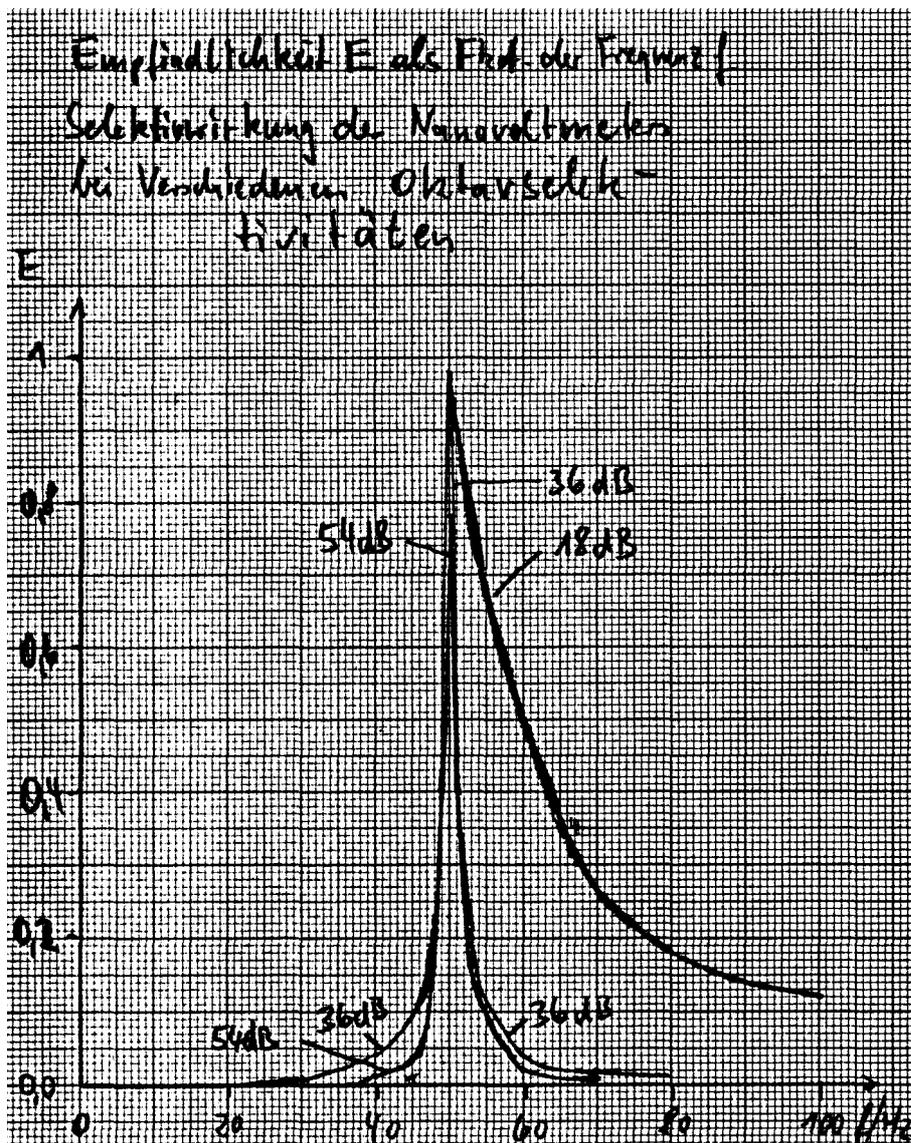


Bild 23: Empfindlichkeit  $E$  des Selektivnanovoltmeters als Funktion der Frequenz bei 50 Hz Selektivfrequenz für verschiedene Oktavselektivitäten. Die Empfindlichkeit wurde hierbei auf den Breitbandmeßwert normiert

c) Kontrolle der Absolutwerte der Spannungsanzeige gegeneinander

Meßbereich 18 dB: übereinstimmende Meßwertanzeigen in allen Spannungsmeßbereichen.

Meßbereich 36 dB: angezeigte Spannung bei gleicher Eingangsspannung

Meßbereich / mV	Anzeigewert / mV
10	6
3	1,35
1	0,62
0,3	0,2

Meßbereich 54 dB: wie 36 dB

d) Kontrolle der Zeitstabilität der Anzeige im Meßbereich 0,3mV; 54dB

Innerhalb der Beobachtungszeit von 2 Minuten schwankte der Meßwert bei konstanten Eingangsgrößen von null bis Skalenende.

Diskussion der Werte: Es zeigt sich, daß das eingesetzte Selektivnanovoltmeter in den Meßbereichen 36/54dB nur noch eingeschränkt als Tendenzmeßgerät verwendbar ist. Im Meßbereich 18dB ist das Gerät funktionstüchtig, für unsere Zwecke ist die Selektivität jedoch zu gering.

#### 4. Zukünftig erforderliche Arbeiten

Um das Gerät praxisreif zu entwickeln sind noch folgende Aufgaben zu lösen:

a) Umstellung der Schwingungen der Savartplatte (Kleinsignalmodulation) auf eine höhere Frequenz, um eine bessere Analyse des Signals durch Verwendung eines Hochpasses erreichen zu können. Die dazu erforderliche Investition ist derzeit nicht möglich.

b) Verwendung eines phasenempfindlichen Selektivmeßgerätes höherer Selektivität mit nachfolgender A/D-Wandlung und Computeranalyse zur Steuerung der Zentrierrichteinheit.

c) Konstruktion einer neuen Zentriereinheit, die die oben beschriebenen mechanischen Unzulänglichkeiten umgeht.

d) Untersuchung Anstiege der Kennlinien der Analysatorazimutdrehung als Funktion der Dezentrierung an verschiedenen Prüflingen: Bei den Kennlinien der Bilder 20 und 21 ergaben sich unterschiedliche Anstiege:

$$m_{20} = 147$$

$$m_{21} = 217$$

Das widerspricht den theoretischen Erwartungen, die für alle Prüflinge den gleichen Anstieg fordern.

e) Untersuchungen mit Kittgliedern eng benachbarten Schnittweiten: Bei den Untersuchungen zeigte sich, daß bei einem Kittglied mit zwei Flächen einer Schittweitendifferenz von 0,5mm die reflektierten Bündel nicht mehr sauber getrennt werden konnten, wobei es sich um Flächen annähernd gleicher Reflektivität handelte.

Hierzu sind Untersuchungen an einer größeren Anzahl Kittglieder erforderlich, um eine klare aussage treffen zu können. Eventuell schafft eine Defokussierung vom Hauptschnitt der störenden Fläche weg schon Abhilfe.

## 5. Literaturverzeichnis

- [1] Hofmann, Ch. Definition und Messung der Dezentrierung sphärischer Einzellinsen, betriebsinternes Material des VEB Carl Zeiss Jena, 1960
- [2] - Tagungsberichte Optik 17 (1960)  
Stuttgart 1960
- [3] Hofmann, Ch. Bemerkungen zur Dezentrierung sphärischer Einzellinsen  
Jenaer Jahrbuch 1960 II
- [4] Hofmann, Ch. Eine neue Definition der Dezentrierung sphärischer Einzellinsen,  
Optik 17 (1960), Stuttgart 1960
- [5] Hofmann, Ch. Über die meßbare Erfassung der Dezentrierung sphärischer  
Einzellinsen unter besonderer Berücksichtigung der neuen  
Dezentrierungsdefinition der Dezentrierung sphärischer Einzellinsen  
Jenaer Jahrbuch 1961 I
- [6] Klein, Furtak Optik  
Springer-Verlag Heidelberg 1988
- [7] Grimsehl Lehrbuch der Physik, Bd.3: Optik  
B.G.Teubner-Verlagsgesellschaft, Leipzig 1988
- [8] Recknagel Physik, Bd.: Optik  
Verlag Technik, Berlin 1981
- [9] Gärtner, Hofmann Bestimmung von Inhomogenitäten  
Feingerätetechnik 22 (1973), S. 182f
- [10] Harnisch, Büchner Wirtschaftspatent der DDR, Patentschrift DD 273885  
Verfahren zur Messung der Richtungsänderung eines Lichtbündels
- [11] Yariv, Yeh Optical Waves In Crystals  
John Wile & Sons Verlag 1981
- [12] Skarus, S Ingenieurarbeit  
Ingenieurschule Carl Zeiss