

Messung des Mitführungscoeffizienten von Licht
mit einem Ringlaser

Z u l a s s u n g s a r b e i t
zur wissenschaftlichen Prüfung
für das Lehramt an Gymnasien

vorgelegt von
Axel Ippendorf

Fakultätsbibliothek Physik
78 Freiburg i. Br.
Hermann-Herder-Straße 3

Fakultät für Physik
Universität Freiburg
Juli 1979

Für alle meine Freunde, die meine
schlechte Laune, wenn der Ringlaser
wieder einmal nicht funktionierte,
und mich, wenn dieser Laser mein
einziges Gesprächsthema war, ertrugen

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I Einführung und Aufgabenstellung	1
II Historischer Überblick	
1 Problemstellung	3
2 Chronologie	4
III Herleitung des Mitführungskoeffizienten	13
1 Der Fresnelkoeffizient	14
2 Der Dispersionsterm	16
IV Mitführung im Ringlaser	
1 Prinzip	21
2 Frequenzdifferenz im Ringlaser	22
3 Der rotierende Quarzylinder	24
V Versuchsaufbau	
1 Vorliegende Anordnung	30
2 Gerätebeschreibung	32
VI Versuchsdurchführung	
1 Justierung	40
2 Verarbeitung des Signals	44
3 Messungen	44
VII Meßergebnisse und Fehler	50
VIII Praktikumstauglichkeit	61
Anhang: Computerprogramm	62
- Literaturhinweise	64

Kapitel I Einführung und Aufgabenstellung

Ziel dieser Arbeit war es, den zur Zeit im Praktikum vorhandenen Versuch zur Messung des Mitführungskoeffizienten von Licht¹ zu verbessern.

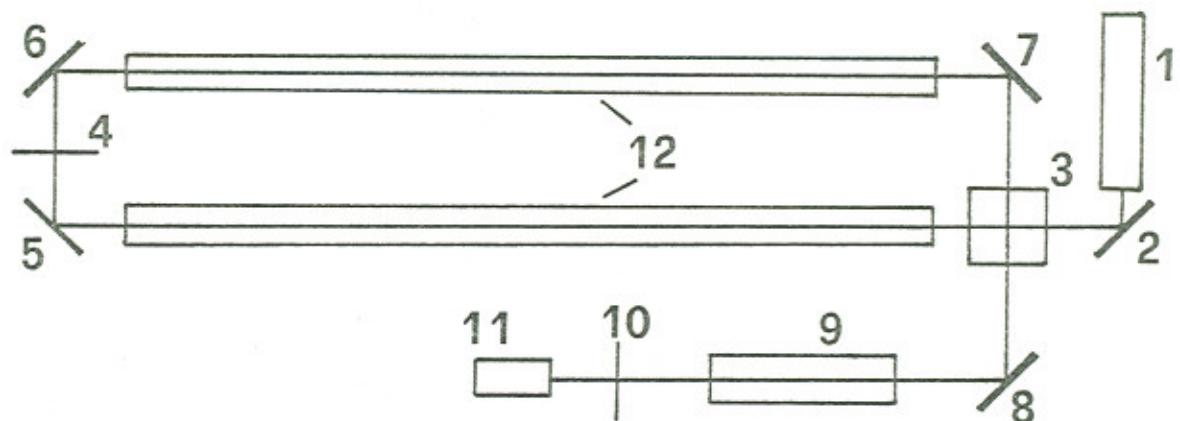


Bild 1

- 1 Laser
- 2,5-8 Spiegel
- 3 Strahlteiler
- 4 Linse
- 9 Pockelszelle
- 10 Polarisationsfilter
- 11 Photozelle
- 12 wasser durchflossene Röhren

In der vorhandenen Anordnung (Bild 1) spaltet ein Strahlteiler (3) den aus dem Laser kommenden Strahl in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilstrahlen auf. Diese durchlaufen zwei Röhren mit fließendem Wasser in entgegengesetzter Richtung und werden am Strahlteiler ausgekoppelt. Die entstehende Phasendifferenz zwischen beiden Strahlen

wird in der Pockelszelle (9) ausgeglichen, das Ergebnis mit Hilfe des Polarisationsfilters (10) und der Photozelle (11) registriert.

Diese Anordnung zeigte im Praktikumsbetrieb allerdings entscheidende Mängel:

Die Strömungsgeschwindigkeit des Wassers in den Röhren ließ sich nur sehr ungenau abschätzen, da turbulente Strömungen zu einem komplizierten Strömungsquerschnitt führten. Der daraus resultierende Fehler erreichte die Größenordnung von 20%. Außerdem führte die rasche Verschmutzung der Röhren (Algen!) zu häufigen Funktionsausfällen.

Aus diesen Gründen sollte in der vorliegenden Arbeit auf die Hauptfehlerursache, die bewegte Flüssigkeit, verzichtet werden. 1964 veröffentlichte Macek² eine Methode zur Messung des Mitführungskoeffizienten von Licht im bewegten Festkörper mit Hilfe eines Ringlasers. Eine Weiterführung seines Aufbaus^{3,4} sollte hier nachgebaut und auf ihre Tauglichkeit zur Verwendung im Praktikum hin untersucht werden.

Den Praktikanten sollte damit ein weiterer interessanter Versuch zur Relativitätstheorie angeboten werden.

Kapitel II Historischer Überblick

1 Problemstellung

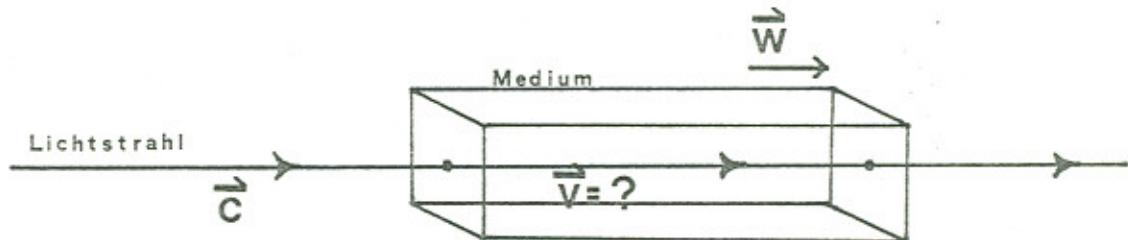


Bild 2

Lichtwellen breiten sich im Vakuum mit der konstanten Phasengeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/sec aus. Im Medium ist die Lichtgeschwindigkeit (v) abhängig vom Brechungsindex $n(\lambda)$ des Mediums und, wie sich in vielen Versuchen zeigte, von der Geschwindigkeit w , mit der sich das Medium relativ zum Beobachter bewegt (Bild 2).

Der folgende lineare Ansatz führt zu guten Übereinstimmungen mit den Messungen und hat sich daher bewährt:

$$v = c/n \pm \alpha w \quad (1)$$

wobei

α "Mitführungskoeffizient" genannt wird.

Im folgenden soll nun ein Überblick über die Geschichte des Mitführungskoeffizienten gegeben werden.

2 Chronologie

1818 Fresnel (siehe 5;6)

Als Anhänger der elastischen Lichttheorie, d.h. der Vorstellung, daß Licht durch ein materielles, den Gesetzen der Newtonschen Mechanik gehorchendes Medium, den "Äther", transportiert werde, versuchte Fresnel die Frage nach der Mitführung des Äthers in bewegten Medien zu lösen. Es gab die Theorien, der Äther befände sich in absoluter Ruhe, - und, er würde vom bewegten Medium vollständig mitgeführt. Fresnel beging nun einen dritten Weg und nahm eine teilweise Mitführung des Äthers (und damit des Lichtes) an. Er kam durch seine (vom heutigen Standpunkt aus falschen) Überlegungen zu einem in erster Näherung richtigen Resultat. Da diese mechanistischen Überlegungen recht interessant sind, sollen sie an dieser Stelle skizziert werden.

Die Ätherdichte im Vakuum sei D , die in einem Körper D' . Dringt nun Licht aus dem Vakuum in den Körper ein, so verhalten sich die Quadrate der Ausbreitungsgeschwindigkeiten (wie in der Akustik) umgekehrt wie die Dichten der (elastischen) Medien:

$$\begin{aligned} \frac{v^2}{v'^2} &= \frac{D'}{D} \\ \Rightarrow v^2 D - v'^2 D' &= v'^2 D' - v^2 D \\ \Rightarrow \frac{D' - D}{D'} &= \frac{v^2 - v'^2}{v^2} \quad (2) \quad \text{und} \\ D' - D &= D' \frac{v^2 - v'^2}{v^2} \end{aligned}$$

als Überschuß der Ätherdichte im Körper über die im Vakuum.

Fresnel geht nun davon aus, daß nur dieser Überschuß an der Körperbewegung teilnimmt, der übrige Äther aber in Ruhe bleibt. Das heißt:

Beim Eintritt ins Medium bewegt sich ein Teil (m_2) des Äthers mit der Geschwindigkeit w fort, der Rest (m_1) bleibt in Ruhe.

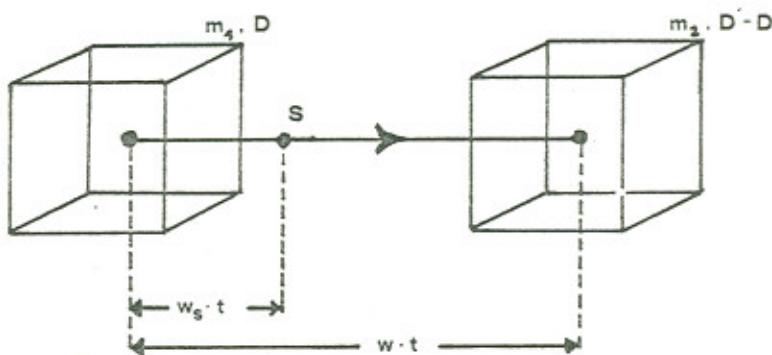


Bild 3

In Bild 3 ist die Situation zum Zeitpunkt t schematisch dargestellt:

Beim Eintritt ins Medium waren die beiden Würfel m_1 und m_2 deckungsgleich. Zum Zeitpunkt t haben sie sich um $w \cdot t$ von einander entfernt; der Schwerpunkt S hat den Weg $w_s \cdot t$ zurückgelegt.

Nach der Definition des Schwerpunktes gilt:

$$m_1 w_s = m_2 (w - w_s) \quad \text{oder mit den Dichten}$$

$$D w_s = (D' - D) \cdot (w - w_s)$$

$$= (D' - D)w - D' w_s + D w_s$$

$$\Rightarrow \frac{w_s}{w} = \frac{D' - D}{D'} \quad (2) \quad \frac{v^2 - v'^2}{v^2}$$

$$w_s = \frac{v^2 - v'^2}{v^2} \quad (3)$$

Fresnel nimmt weiter an, daß sich diese Schwerpunktsgeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit im ruhenden Medium ($v' = v/n$) additiv überlagert:

$$v' + w_s = v' + w \frac{v^2 - v'^2}{v^2}$$

$$= v' + w \left(1 - \left(\frac{v}{nv}\right)^2\right)$$

$$= \frac{v}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)w$$

Fresnel erhält nach Gleichung (1) also einen Mitführungs-koeffizienten von

$$\alpha_F = 1 - n^{-2} \quad (4)$$

1851 Fizeau (siehe 5;6;16)

Eine Überprüfung der Fresnelschen Mitführungshypothese war experimentell nicht einfach durchzuführen. Eine Überschlagsrechnung für Wasser ($n \approx 1,3$) von einer Geschwindigkeit von 10 m/sec liefert ein v' von $2,25 \cdot 10^8$ m/sec gegenüber einem w_s von 4,4 m/sec, also eine Größenordnung von 1 zu $5 \cdot 10^7$.

Dieses Problem löste Fizeau durch die abgebildete Versuchsanordnung:

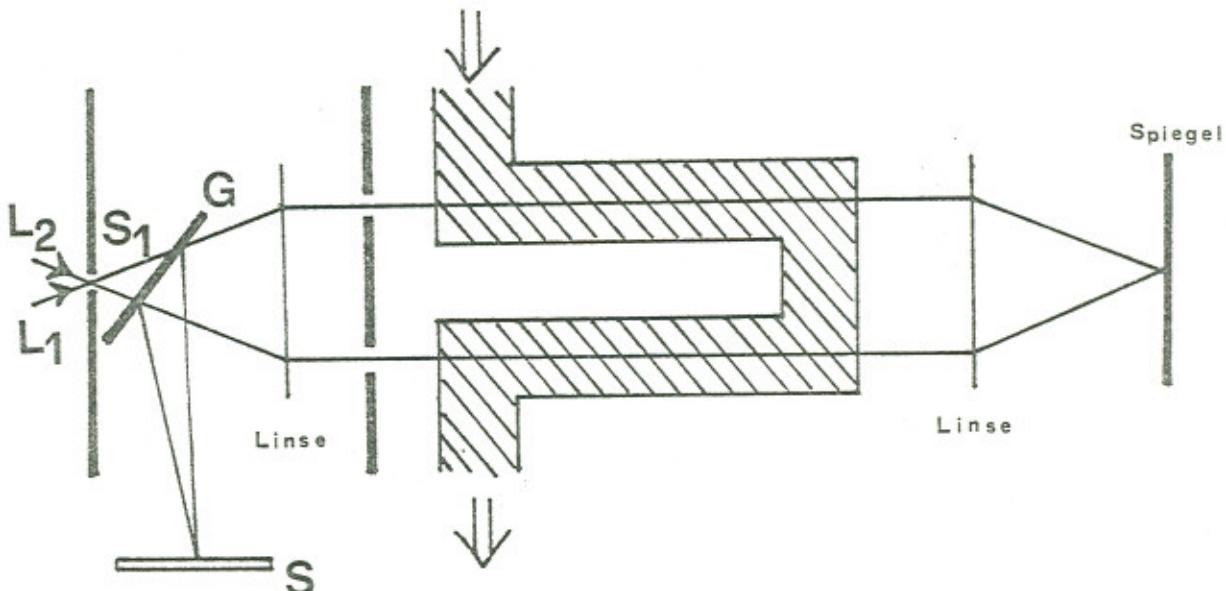


Bild 4

Durch den Spalt S₁ dringen zwei (Sonnen-) Lichtbündel L₁ und L₂ in die Apparatur ein und durchlaufen in entgegengesetzter Richtung ein Rohr mit fließendem Wasser. Vom Strahlteiler G werden sie auf dem Schirm S vereinigt.

Fizeau maß nun den Abstand der entstehenden Interferenzstreifen bei stehendem von denen bei fließendem Wasser. Daraus erhielt er nach

$$\Delta = \frac{\text{Streifenverschiebung}}{\text{Streifenabstand}} = \frac{4lw n^2}{c \lambda} \cdot \alpha$$

$$l = \text{Länge des Rohres} = 2 \cdot 1,5 \text{ m}$$

$$w = \text{Geschwindigkeit des Wassers} = \text{max } 7 \text{ m/sec}$$

einen Wert für α , der mit dem von Fresnel abgeleiteten

gut übereinstimmt:

$$\frac{\alpha}{\alpha_F} = 1,14 \pm 0,2$$

Interessant ist an dieser Stelle noch, daß Fizeau trotzdem der Fresnelschen Theorie mißtraute und dessen Ableitung für "schwer annehmbar" hielt. Insbesondere führte die Tatsache, daß der Brechungsindex eines Mediums frequenz-abhängig ist, zu erheblichen Problemen. Dies bedeutet nach der Fresnelschen Vorstellung nämlich, daß für jede Frequenz ein eigener "Ätherwind" durch das Medium streift, d.h. gleichzeitig sehr viele Ätherwinde mit verschiedenen Geschwindigkeiten durch das Medium diffundieren, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen.

1886 Michelson und Morley (siehe ^{6;7})

35 Jahre später wird der Fizeausche Versuch von Michelson und Morley mit dem Michelson Interferometer wiederholt.

Ein Strahlteiler (Bild 5) spaltet einen eintretenden Lichtstrahl in zwei Teilstrahlen auf, die in entgegen-gesetzter Richtung zwei Rohre mit fließendem Wasser durchlaufen und nach dem Umlauf vom Strahlteiler wieder vereinigt werden. Die Beobachtung der Interferenzstreifen erfolgt mit Hilfe eines Fernrohres.

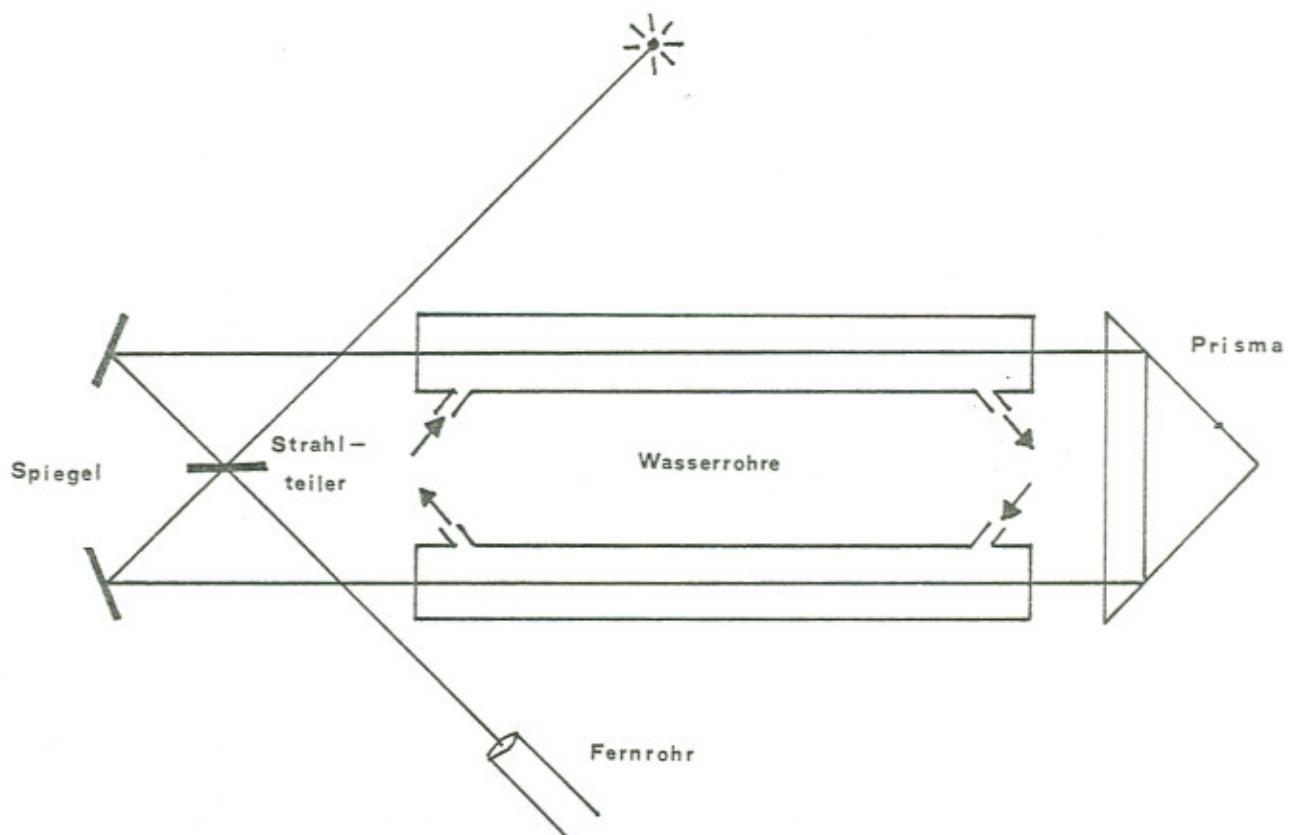


Bild 5

Diese Apparatur war aufwendiger ($l=2 \cdot 6\text{m}$, $w_{\max}=12\text{m/sec}$) und genauer, und man erhält eine Übereinstimmung von:

$$\frac{\alpha}{\alpha_F} = 0,993 \pm 0,05$$

wobei allerdings die große Genauigkeit von späteren Experimentatoren angezweifelt wurde.

Die hohe Wassergeschwindigkeit wurde übrigens mit Hilfe eines 23 m hoch über dem Laboratorium gelegenen Wasserspeichers erzielt.

1895 Lorentz (siehe⁸)

In seiner Abhandlung über "Elektronentheorie" versuchte Lorentz, den Mitführungskoeffizienten mit Hilfe von Relativgeschwindigkeiten, Dopplereffekt und der Annahme eines völlig in Ruhe befindlichen Äthers abzuleiten. Es ist die letzte große theoretische Abhandlung der Äthertheorie.

Lorentz findet den Zusammenhang:

$$\begin{aligned}\alpha_{Lo} &= 1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda \cdot dn}{n \cdot d\lambda} \\ &= \alpha_F - \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda},\end{aligned}\quad (5)$$

also zusätzlich zum Fresnelkoeffizienten noch einen Dispersionsterm.

1907 Laub (siehe⁹)

1907 leitet Laub die Transformationsgleichungen der Einsteinschen Relativitätstheorie, die bis dahin nur für das Vakuum gelten, auch für Bewegungen in Materie her. Den Mitführungskoeffizienten nähert er in dieser Ableitung durch

$$\alpha_{La} = 1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda \cdot dn}{n^2 \cdot d\lambda} \quad (6)$$

an. Zum ersten Mal wird damit der Mitführungskoeffizient ohne Zuhilfenahme der Äthertheorie abgeleitet (siehe Kap III).

1914 - 1925 Zeeman (siehe⁶)

In vielen Versuchen beschäftigte sich Piet Zeeman mit dem Mitführungsproblem. Einer dieser Versuche soll hier etwas näher beschrieben werden.

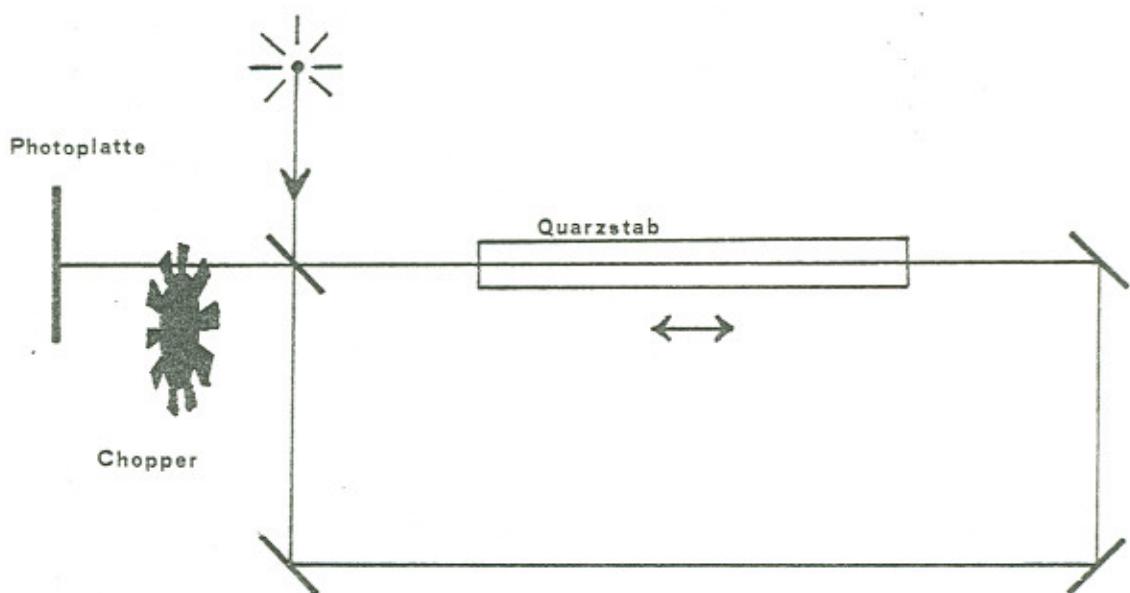


Bild 6

Quarz- oder Glasstäbe, aus Einzelzylindern zu einer Gesamtlänge von bis zu 140 cm zusammengesetzt, wurden von einem Motor über eine Pleuelstange auf Schienen hin und her bewegt. Die jeweils entstehenden Interferenzstreifen wurden auf einer Photoplatte festgehalten. Eine Verschmierung der Streifen wurde durch die Verwendung eines sich synchron zur Schwingbewegung drehenden Choppers vermieden. Die maximale Geschwindigkeit betrug 10 m/sec, das entsprach einer Schwingfrequenz von etwa 3 Hz. Dieser gewaltige Aufwand lieferte eine nie dagewesene Genauigkeit und eine Übereinstimmung mit dem Laubschen Mitführungscoeffizienten von

$$\frac{\alpha}{\alpha_{La}} = 1,001 \pm 0,004$$

1964 Macek² - - - 1971 Bilger^{3;4}

1964 mißt Macek erstmals mit Hilfe eines Ringlasers den Mitführungskoeffizienten. Der Versuchsaufbau entsprach dem dieser Arbeit zugrunde liegenden und soll deshalb später beschrieben werden.

Die Genauigkeit des Experiments war zu gering, um einen Nachweis des dispersiven Terms zu ermöglichen.

Bilger verwendet 1971 einen etwas verbesserten Aufbau (konstante Geschwindigkeit des bewegten Festkörpers, größerer elektronischer Aufwand zur Verarbeitung des gemessenen Signals) und erhält ein Ergebnis, das mit dem Lorentzschen Koeffizienten gut übereinstimmt:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{Lo}} = 0,997 \pm 0,006$$

1973 Parks und Dowell¹⁰

Parks und Dowell leiten aus der Relativitätstheorie einen Mitführungskoeffizienten ab, der den Lorentzschen und den Laubschen Koeffizienten als Spezialfälle enthält.

Diese Herleitung soll im nächsten Kapitel dargestellt werden.

Kapitel III Herleitung des Mitführungscoeffizienten

Da in diesem Kapitel eine Fülle von Buchstaben als Variablen benutzt werden, sollen sie an dieser Stelle einmal kurz zusammengefaßt werden:

c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

$n(\nu)$; $n(\lambda)$ = Brechungsindex des Mediums

w_r = Mediumsgeschwindigkeit in Richtung des gebrochenen (refracted) Strahls

w_i = Mediumsgeschwindigkeit in Richtung des einfallenden (incident) Strahls

v = im ruhenden System (Laborsystem) gemessene Lichtgeschwindigkeit im bewegten Medium

v' = Lichtgeschwindigkeit im ruhenden Medium ($v' = c/n$)

ν = im Laborsystem gemessene Frequenz der einfallenden Lichtwelle

ν' = im bewegten System gemessene Frequenz der einfallenden Lichtwelle

1. Der Fresnelkoeffizient

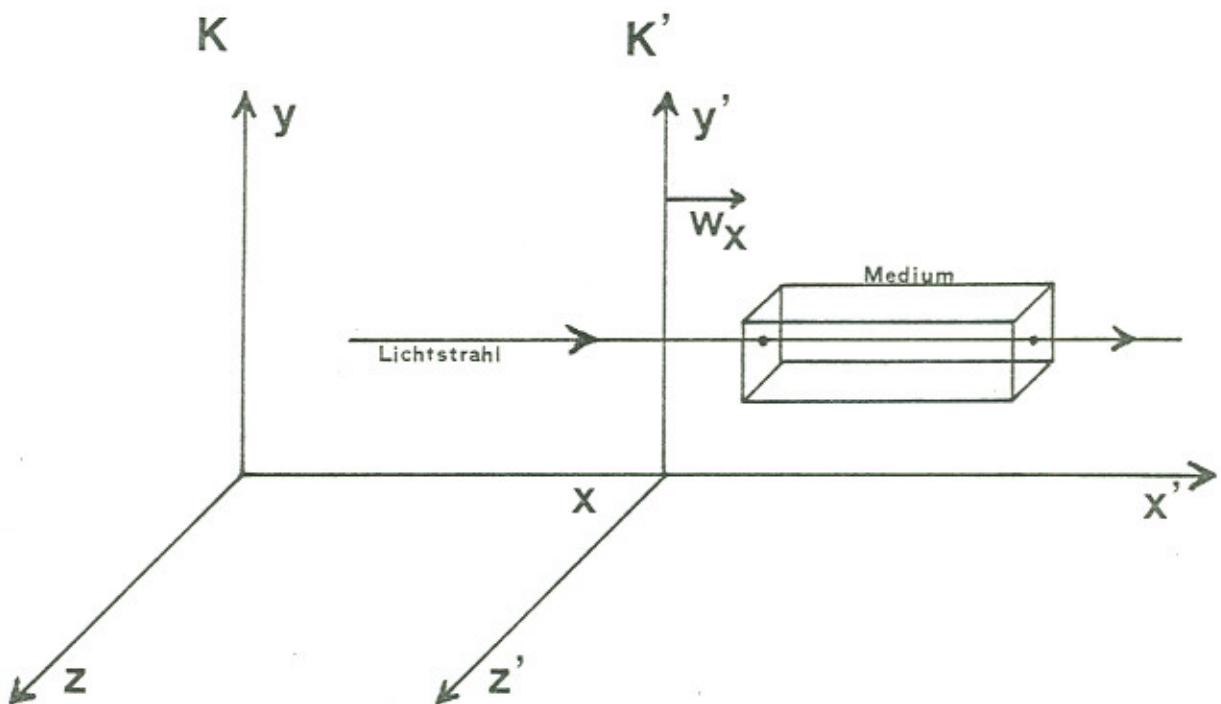


Bild 7

Wird ein System K' relativ zu einem System K mit konstanter Geschwindigkeit w_x in x-Richtung bewegt, so gelten für die Transformation der Orts- und Zeitkoordinaten die Lorentztransformationen:

$$x' = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot x - \frac{w_x}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot t \quad (7) \quad \beta = \frac{w_x}{c}$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot t - \frac{w_x/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot x \quad (8)$$

Durch Differentiation von (7) und (8) erhält man leicht die bekannte Formel zur relativistischen Addition von Geschwindigkeiten:

Für ein sich im System K' mit der Geschwindigkeit v_x' in x-Richtung bewegendes Teilchen ergibt sich für einen Betrachter im System K die Geschwindigkeit:

$$v_x = (v_x' + w_x) \cdot \left(1 + \frac{v_x' w_x}{c^2}\right)^{-1} \quad (9)$$

Betrachtet man nun einen Lichtstrahl, der sich in einem gegenüber dem Laborsystem mit der Geschwindigkeit w_r bewegten Medium in Richtung von w_r ausbreitet, so ist seine Geschwindigkeit, vom Medium aus gemessen, durch

$$v' = c/n$$

gegeben. Der Beobachter im Laborsystem sieht jedoch die Geschwindigkeit (wähle in (9) $v_x' = v'$, $w_x = w_r$) :

$$v = (c/n + w_r) \cdot \left(1 + \frac{(c/n) \cdot w_r}{c^2}\right)^{-1}$$

Da im allgemeinen $w_r \ll c$, kann man mit

$$\frac{1}{1+x} \approx 1-x \quad (x \ll 1) \quad \text{abschätzen:}$$

$$v \approx (c/n + w_r) \cdot \left(1 - \frac{w_r}{nc}\right) = c/n - \frac{w_r}{n^2} + w_r - \underbrace{\frac{w_r}{nc}}_{\approx 0} \quad \text{da } w_r \ll c$$

$$v \approx c/n + (1 - n^{-2}) w_r \quad (10)$$

bzw. $\underline{\underline{v \approx c/n \pm (1 - n^{-2}) w_r}}$ im allgemeinen Fall

also die bekannte Fresnelsche Mitführungsformel.

2 Der Dispersionsterm

In Kapitel II wurde bereits auf die beiden verschiedenen Dispersionsterme von Lorentz und Laub hingewiesen. Beide konnten in unterschiedlichen Experimenten bestätigt werden. Um die beiden Terme zu erklären, untersucht man daher am besten zunächst die Unterschiede in den durchgeföhrten Experimenten.

Bei dem von Zeeman durchgeföhrten Versuch wurde ja ein Festkörper Q parallel zum einfallenden Lichtstrahl L bewegt.

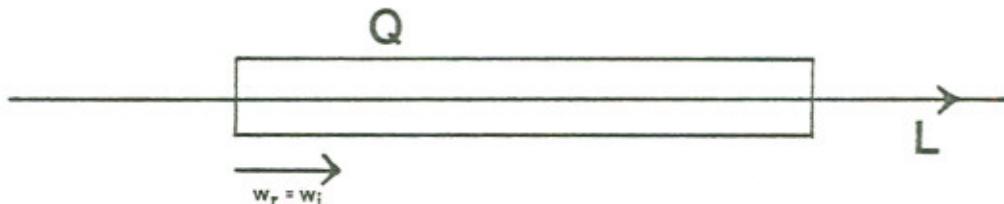


Bild 8

In diesem Fall gilt also

$$w_r = w_i \quad (11)$$

Bei dem von Bilger durchgeföhrten Versuch wurde eine unter dem Brewsterwinkel (d.h. minimale Verluste durch Reflexion) zum Strahl stehende Quarzscheibe (Bild 9) QS gedreht.

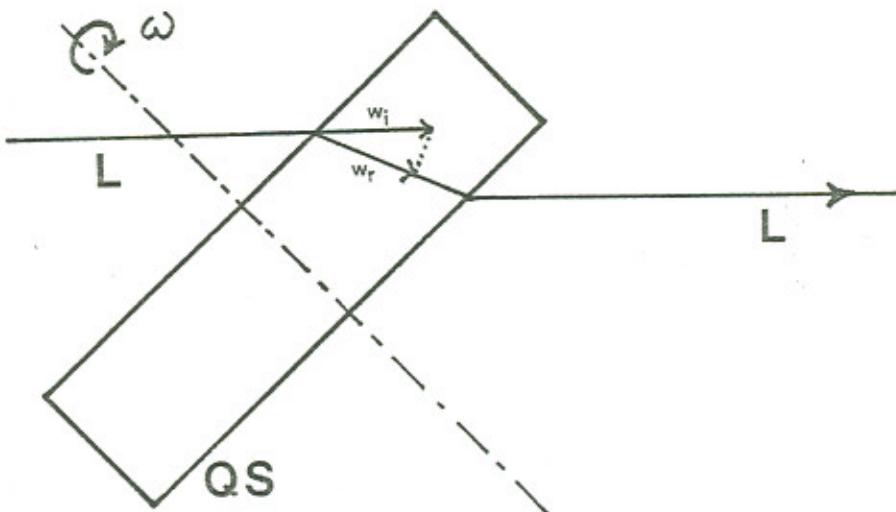


Bild 9

Auf die (etwas komplizierte) Geometrie dieser Anordnung wird in Kap. IV,3 noch näher eingegangen werden. An dieser Stelle soll es genügen, festzuhalten, daß die Geschwindigkeitskomponente des Quarzzyinders in Richtung des gebrochenen Strahls w_r von der in Richtung des einfallenden Strahls, w_i , verschieden ist.

Insbesondere gilt:

$$\frac{w_i}{w_r} = n \quad (12) \quad (\text{siehe IV,3})$$

Der Brechungsindex eines Mediums hängt von der Frequenz des verwendeten Lichtes ab. Genau genommen müßte Gleichung (10) also lauten:

$$v = c/n(\nu') \pm (1 - n(\nu')^{-2}) w_r \quad (13)$$

Da das Medium mit der Geschwindigkeit w_i gegen den einfallenden Strahl bewegt wird, muß an dieser Stelle der Dopplereffekt berücksichtigt werden, um v in Termen von $n(\nu)$ auszudrücken.

Die Dopplersche Formel liefert (siehe ¹⁰)

$$\nu' = \nu \frac{c \mp w_i}{c} = \nu (1 \mp \frac{w_i}{c}) \quad (14)$$

Nähert man $n(\nu')$ linear an durch

$$\begin{aligned} n(\nu') &= n(\nu) + (\nu' - \nu) \cdot \frac{dn(\nu)}{d\nu} \\ &= n(\nu) \cdot (1 \mp \frac{w_i}{c} \cdot \frac{\nu}{n(\nu)} \cdot \frac{dn(\nu)}{d\nu}) \end{aligned} \quad , \quad (14)$$

so liefert (15)

$$\begin{aligned} v &= c \cdot \left(n(\nu) \cdot \left(1 \mp \frac{w_i \cdot \nu}{cn(\nu)} \cdot \frac{dn(\nu)}{d\nu} \right) \right)^{-1} \\ &\pm w_r \left(1 - n(\nu)^{-2} \cdot \left(1 \mp \frac{w_i \cdot \nu}{cn(\nu)} \cdot \frac{dn(\nu)}{d\nu} \right)^{-2} \right) \end{aligned}$$

Mit den Näherungen

$$(1 \mp x)^{-1} \approx 1 \pm x$$

$$(1 \mp x)^{-2} \approx 1 \pm 2x$$

für kleine x

erhält man wegen $w_r \ll c$ ($n := n(\nu)$)

$$v \approx (c/n) \cdot (1 \pm \frac{w_i \nu}{cn} \cdot \frac{dn}{d\nu}) \pm w_r (1 - n^{-2} \cdot (1 \pm \frac{2w_i \nu}{cn} \cdot \frac{dn}{d\nu}))$$

wegen $w_r \ll c$ kann man weiter abschätzen:

$$v \approx c/n \pm w_r (1 - n^{-2}) \pm \frac{w_i \nu}{n^2} \cdot \frac{dn}{d\nu}$$

$$= c/n \pm w_r (1 - n^{-2} + \frac{w_i}{w_r} \cdot \frac{\nu}{n^2} \cdot \frac{dn}{d\nu})$$

oder, in Termen der Wellenlänge:

$$v = c/n \pm w_r (1 - n^{-2} - \frac{w_i}{w_r} \cdot \frac{\lambda}{n^2} \cdot \frac{dn}{d\lambda}) \quad (15)$$

Im Falle des sich linear bewegenden Quarzstabes ergibt sich damit wegen (11)

$$v = c/n \pm w_r (1 - n^{-2} - \frac{\lambda}{n^2} \cdot \frac{dn}{d\lambda}) \quad (15 \text{ a})$$

Im Falle der rotierenden Scheibe ergibt sich wegen (12)

$$v = c/n \pm w_r (1 - n^{-2} - \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda}) \quad (15 \text{ b})$$

Die beiden Formeln (15 a) und (15 b) zeigen sich damit als Grenzfälle der allgemeineren Formel (15), die bei anderen Konfigurationen durchaus noch andere Dispersionssterme zuläßt.

Es soll an dieser Stelle nicht verschwiegen werden, daß noch andere Theorien über die Form des Dispersionsterms existieren. Einstein leitete etwa den Term $-\frac{\lambda}{n^3} \cdot \frac{dn}{d\lambda}$ ab.

Experimentell läßt sich die Frage nach der Güte der unterschiedlichen Abschätzungen wegen der geringen Unterschiede nur schwer beantworten.

Kapitel IV Mitführung im Ringlaser

1 Prinzip

In einem ringförmigen Resonator, hier zwischen den Spiegeln S_1 , S_2 , S_3 (Bild 10), bildet sich im Gegensatz zum linearen Resonator keine Stehende Welle aus, sondern es bilden sich zwei gegeneinander laufende Wellen (links-Welle, rechts-Welle), die, wenn ihre optischen Wege gleich sind, zu einer Stehenden Welle verkoppelt sind. Bringt man in den Resonator ein relativ zur l- bzw. r-Welle mit der Geschwindigkeit $\pm w_r$ bewegtes Medium ein, so bewirkt der Mitführungseffekt einen Unterschied zwischen den optischen Wegen der beiden Strahlen. Dieser Unterschied führt zur Ausbildung zweier Wellen verschiedener Frequenz. Vereinigt man die beiden aus dem Resonator ausgekoppelten Strahlen, so kann man diese Frequenzdifferenz als Schwebungsfrequenz messen. Der Ringlaser bietet damit die Möglichkeit, den Mitführungskoeffizienten zu bestimmen.

Der quantitative Zusammenhang soll im nächsten Abschnitt untersucht werden.

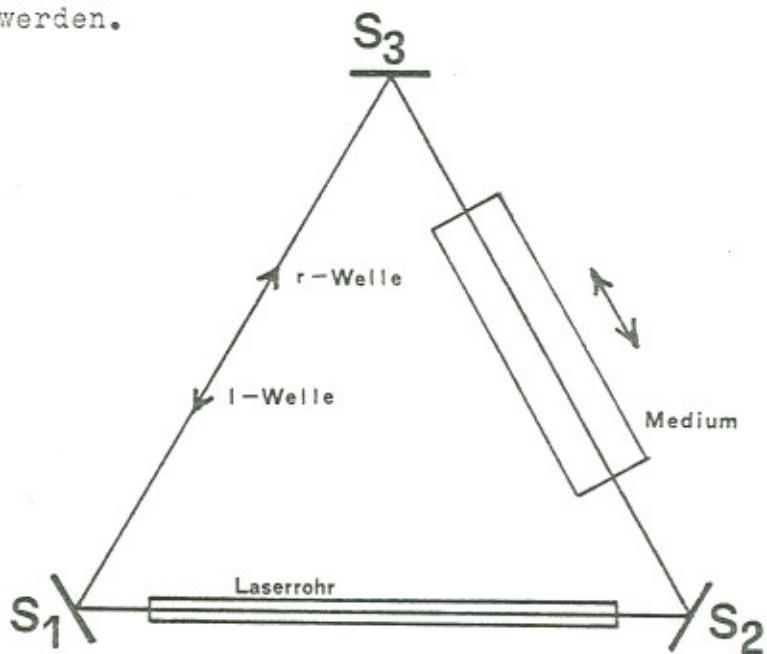


Bild 10

2 Frequenzdifferenz im Ringlaser

Für sich im Resonator ausbildende Wellen gilt die Randbedingung

$$N \cdot \lambda = L \quad (16) ,$$

wobei $N \in \mathbb{N}$

L = optische Weglänge des Resonators
 $= \sum_i n_i l_i$ mit l_i = Längen der vom Lichtstrahl durchlaufenen Wegstrecken in Medien der Brechungsindizes n_i

außerdem gilt für alle Lichtwellen

$$\lambda = c/v \quad (17)$$

Aus (16) folgt durch Differentiation

$$dL = N d\lambda$$

falls der Resonator in der gleichen Mode, d.h. N = konst, weiterschwingt. Bei geringen Längenänderungen (Modenabstand ca 150 MHz) ist das jedoch sicher der Fall.

Für kleine Differenzen folgt dann

$$\frac{dL}{L} = \frac{d\lambda}{\lambda} \quad (18)$$

aus (17) folgt analog

$$d\lambda = -c \cdot v^{-2} dv \quad \text{und}$$

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = -\frac{dv}{v} \quad (19)$$

Die Bewegung des Mediums im Resonator bewirkt nach (1) im Medium eine Geschwindigkeitsdifferenz zwischen r- und l-Strahl von $2\alpha_{lw_r}$. Diese Geschwindigkeitsdifferenz entspricht einem Unterschied der Brechungsindizes des Mediums für die beiden Strahlen, d.h. ein Strahl "sieht" ein optisch dichteres, weil auf ihn zu bewegtes, Medium als der andere. Dieser Unterschied bedeutet eine Differenz der optischen Wege.

Sei $l \cdot n$ der optische Weg der Strahlen im ruhenden Medium. Dann folgt:

$$\frac{\Delta(l \cdot n)}{l \cdot n} = \frac{v(w_r \neq 0) - v(w_r = 0)}{v(w_r = 0)}$$

$$(1) \quad \frac{c/n \pm \alpha_{lw_r} - c/n}{c/n}$$

$$= \pm \frac{n \alpha_{lw_r}}{c} \quad (20)$$

Die Änderung ΔL der optischen Länge des Resonators ist durch die Änderung des optischen Weges im Medium gegeben.

$$\Delta L = \Delta(l \cdot n)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{L} \frac{\Delta(l \cdot n)}{l \cdot n} = \pm \frac{n^2 \alpha_{lw_r}}{Lc} = - \frac{\Delta v}{v} \quad (19)$$

Das heißt, die Differenzfrequenz zwischen dem l- und dem r-Strahl $\Delta v_{exp} = 2 \cdot \Delta v$ ist gegeben durch

$$\Delta v_{exp} = 2n^2 \alpha_{lw_r} v / (Lc) = 2n^2 \alpha_{lw_r} \lambda^{-1} L^{-1} \quad (21)$$

5 Der rotierende Quarzylinder

Im dieser Arbeit zugrunde liegenden Versuch wird das bewegte Medium durch einen schräg zum Strahl stehenden Quarzylinder realisiert.

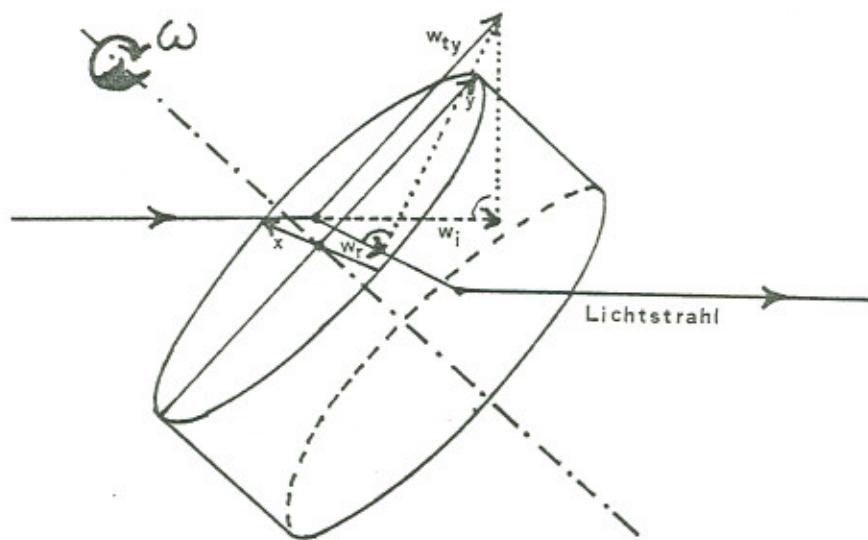


Bild 11

Der Lichtstrahl trifft auf die um eine zur Oberfläche normale Drehachse im Ursprung $(0,0)$ rotierende Scheibe im Punkt (x_0, y_0) auf. An diesem Punkt ist die Tangentialgeschwindigkeit \vec{w}_t , ihre Komponenten in Richtung des gebrochenen und einfallenden Strahls \vec{w}_r und \vec{w}_i . Die komplizierte geometrische Struktur vereinfacht sich etwas, wenn man ein Koordinatensystem auf dem Zylinder vorgibt und x-y, x-z und y-z Schnitte untersucht.

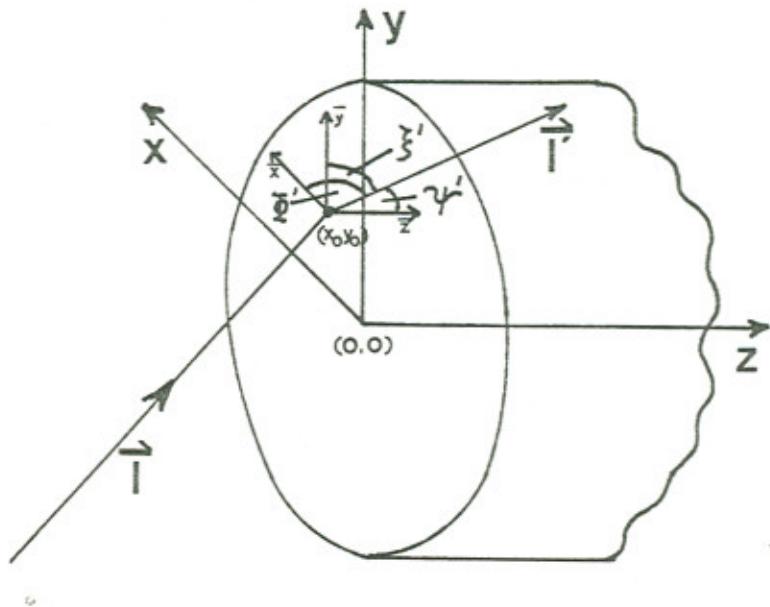


Bild 12

Der Lichtstrahl \vec{l} fällt unter den (nicht eingezeichneten) Winkeln Φ , ξ , ψ zu den Achsen (x, y, z) ein und wird beim Eintritt zum Strahl \vec{l}' unter den Winkeln Φ' , ξ' , ψ' gebrochen. Die z -Achse bildet die Rotationsachse.

In der gegebenen Anordnung ist

$$\Phi = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \Phi' = \frac{\pi}{2}$$

$$\approx \xi + \psi = \xi' + \psi' = \frac{\pi}{2}$$

Der Winkel ψ ist der Brewsterwinkel

$$\psi = 55,6^\circ$$

$$\Rightarrow \tan \psi = \frac{\sin \psi}{\cos \psi} = n \quad (22)$$

und

$$\psi' = \frac{\pi}{2} - \psi \quad (23)$$

Da beim Einfall unter dem Brewsterwinkel der reflektierte Strahl senkrecht auf dem gebrochenen steht.

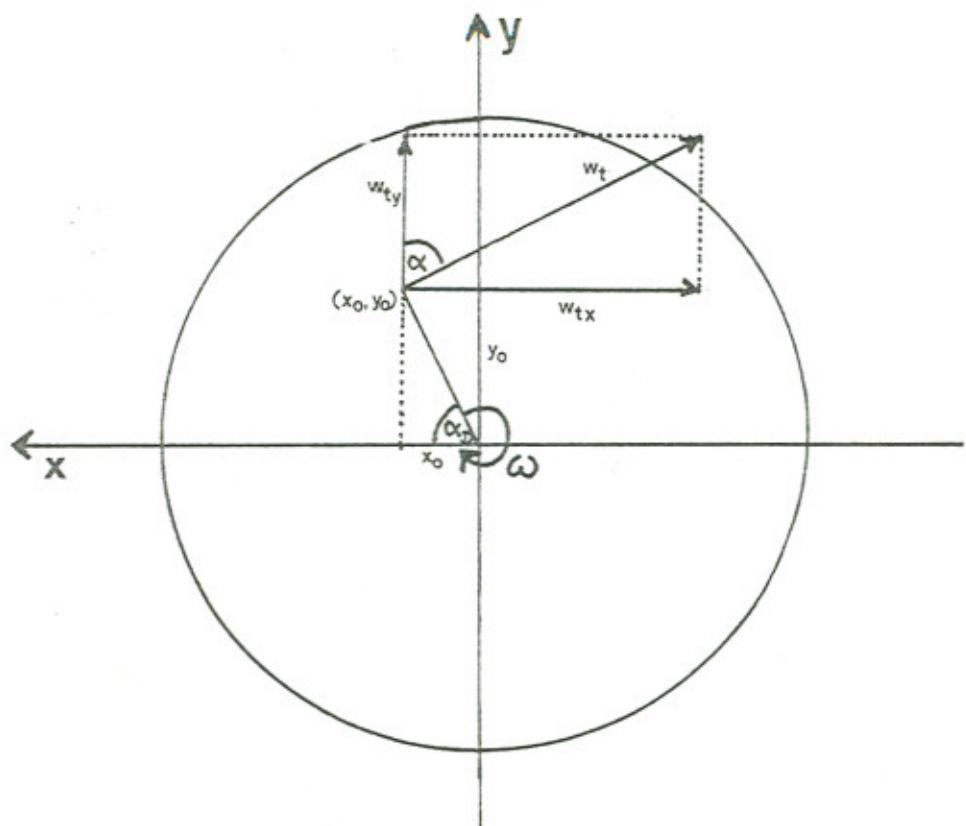


Bild 13 a

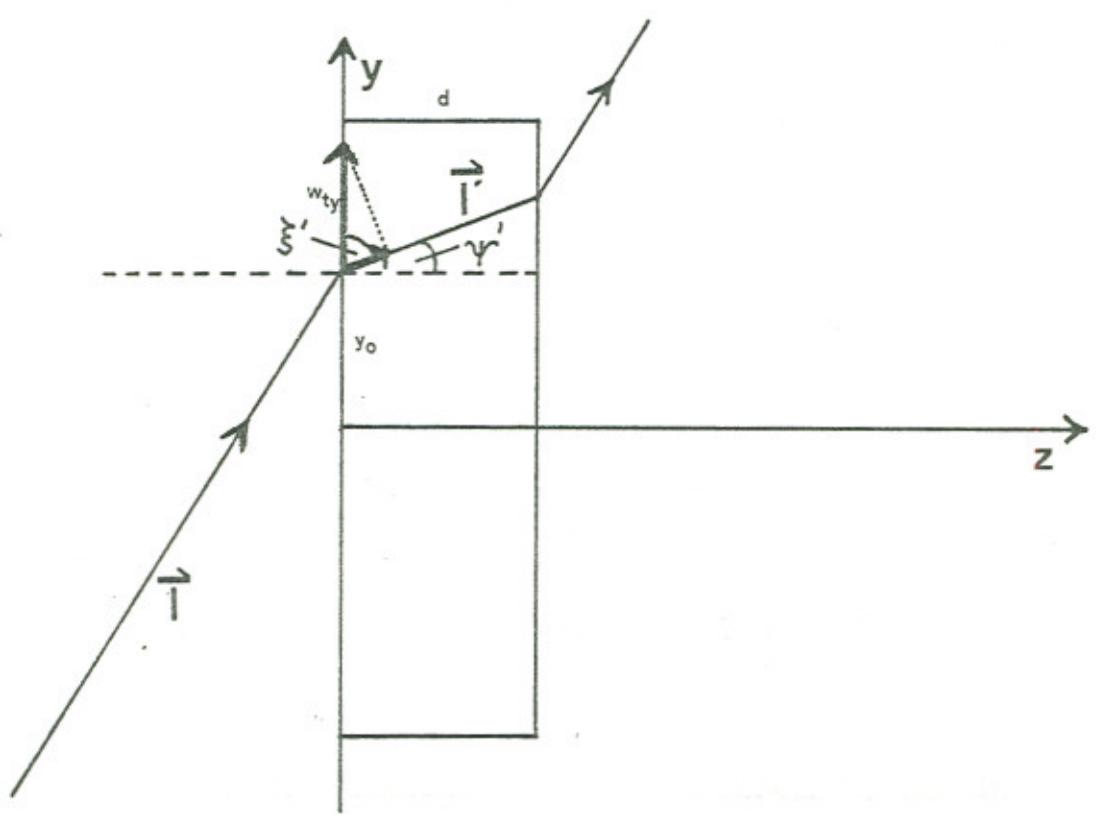


Bild 13 b

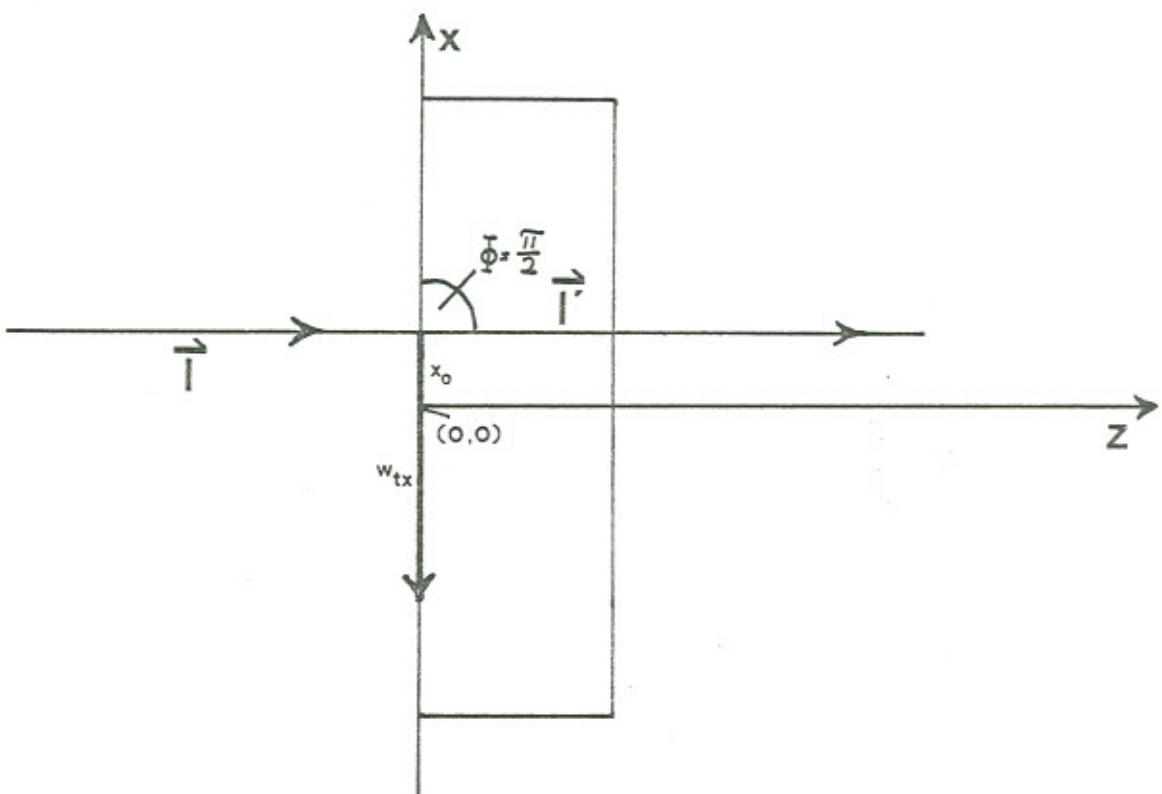


Bild 13 c

Im Auftreffpunkt $(x_0, y_0, 0)$ hat der Zylinder die Tangentialgeschwindigkeit

$$w_t = \omega \cdot r = \frac{x_0}{\cos \alpha_0} \omega \quad (24)$$

Betrachtet man die Komponenten w_{tx} und w_{ty} von w_t , so sieht man aus den Bildern 13 b und 13 c, daß zwar w_{ty} , nicht aber w_{tx} eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung von \vec{l} hat.

w_{ty} ist gegeben durch

$$w_{ty} = w_t \cos \alpha_0 = \omega \cdot x_0 \quad (24)$$

Da nur w_{ty} zur Geschwindigkeitskomponente w_r beiträgt, gilt

$$w_r = \sin \gamma' \cdot w_{ty} = \sin \gamma' \omega x_0 \quad (*) \text{ , d.h.}$$

auf dem ganzen Weg $l := |\vec{l}'|$ bleibt die Geschwindigkeitskomponente w_r konstant, da sich wegen $\Phi' = \frac{\pi}{2}$ die x -Komponente x_0 auf dem Weg durch den Zylinder nicht ändert. Außerdem ist w_r unabhängig von der Höhe des Auftrittspunktes.

Aus Bild 13 b sieht man leicht

$$\frac{w_i}{\sin \gamma'} = w_{ty} = \frac{w_r}{\sin \gamma'} \stackrel{(23)}{=} \frac{w_r}{\cos \gamma'}$$

$$\frac{w_i}{w_r} = \frac{\sin \gamma'}{\cos \gamma'} = n \quad \text{, also Gleichung (12)}$$

wegen $l = \frac{d}{\cos \gamma'}$ (Bild 13 b) folgt:

$$\begin{aligned} w_r l &= \frac{d}{\cos \gamma'} \sin \gamma' \omega x_0 \\ &\stackrel{(25)}{=} \frac{\sin(\frac{\pi}{2} - \gamma') dx_0}{\cos(\frac{\pi}{2} - \gamma')} \\ &= \frac{\cos \gamma' dx_0}{\sin \gamma'} \stackrel{(22)}{=} \frac{dx_0 \omega}{n} \end{aligned}$$

Setzt man diese Beziehung in (21) ein, so erhält man

$$\Delta v_{exp} = 2n \alpha \omega dx_0 L^{-1} \lambda^{-1} \quad (25)$$

Im allgemeinen Fall (beliebiger Strahlengang entlang $d\vec{r}$) lautet die von Post¹¹ abgeleitete Formel

$$\Delta v_{exp} = 2 \frac{\gamma}{c} \oint n^2 \vec{\alpha} \vec{v} \cdot d\vec{r} \cdot \left(\oint n dr \right)^{-1}$$

$$\left. \begin{array}{l} 15 \\ 25 \end{array} \right\} \Rightarrow \Delta v_{exp} = 2n(1 - n^{-2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}) \omega dx_0 L^{-1} \lambda^{-1}$$

$$\Rightarrow n_{DT} = \frac{1}{2} P_{DT} \pm \sqrt{\frac{1}{4} P_{DT}^2 + 1} \quad (25 \text{ a})$$

$$P_{DT} = \frac{\Delta v_{exp} \cdot L \cdot \lambda}{2 \omega dx_0} + \lambda \frac{dn}{d\lambda}$$

bzw. ohne Berücksichtigung des Dispersionsterms:

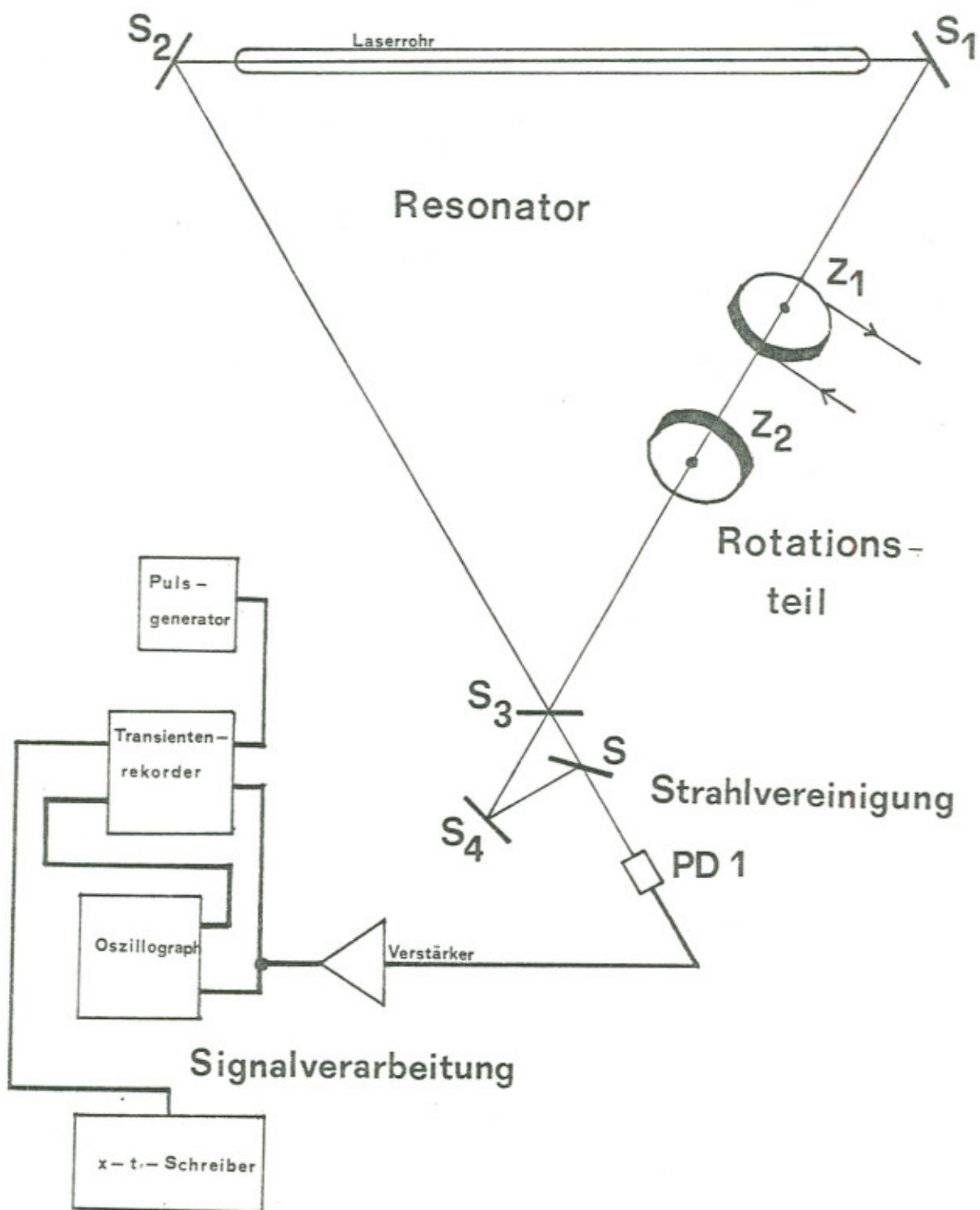
$$n_{DT} = \frac{1}{2} P_{DT} \pm \sqrt{\frac{1}{4} P_{DT}^2 + 1} \quad (25 \text{ b})$$

$$P_{DT} = \frac{\Delta v_{exp} \cdot L \cdot \lambda}{2 \omega dx_0}$$

Nach diesen Formeln wurden in der vorliegenden Arbeit in Kapitel VII der Mitführungskoeffizient und der Brechungsindex des Quarzzyinders bestimmt

Kapitel V Versuchsaufbau

1 Vorliegende Anordnung



Die im durch die Spiegel S_1, S_2, S_3 gebildeten Resonator entstehenden Laserstrahlen (l-Strahl und r-strahl) durchlaufen die im Resonator aufgestellten Quarzzyliner Z_1 und Z_2 in entgegengesetzter Richtung. Z_1 wird durch einen Motor in Rotation versetzt, was nach Kapitel IV zu einem Frequenzunterschied zwischen den beiden Strahlen führt. Diese werden am Spiegel S_3 ausgekoppelt und durch den Spiegel S_4 und den Strahlteiler S in der Photodiode PD 1 vereinigt. Die entstehende Schwebung wird beobachtet und auf einem x-t-Schreiber aufgezeichnet.

Entsprechend der Abbildung 14 ergeben sich vier Teile des Versuchsaufbaus, die im folgenden getrennt behandelt werden sollen.

2. Gerätebeschreibung

a. Resonator und Laserrohr (siehe 12; 15; 14; 15)

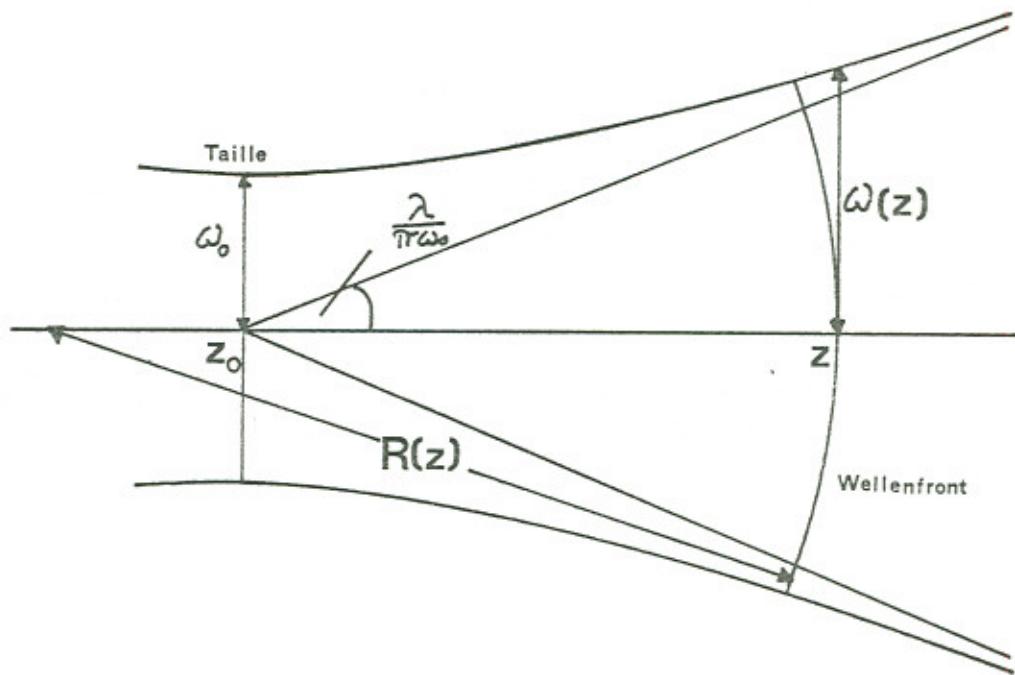


Bild 15

Die Gaußsche Optik, in der ein Lichtstrahl an der Stelle z durch seinen Strahlradius ω und die Krümmung seiner Wellenfront (Krümmungsradius $R(z)$) mit

$$\omega(z) = \omega_0 \left(1 + (z \lambda \pi^{-1} \omega_0^{-2})^2 \right)^{1/2}$$

$$2 \cdot \omega_0 = \text{Taillenweite}$$

und

$$R(z) = z \left(1 + (\pi \omega_0^2 \lambda^{-1} z^{-1})^2 \right)$$

beschrieben wird, bietet die Möglichkeit, Stabilität und Strahlverlauf in einem durch die Spiegel S_i und die Abstände d_{ij} zwischen ihnen bestimmten Resonator

zu ermitteln.

Es soll an dieser Stelle nicht näher auf die sehr umfangreiche Theorie und die Methode der Errechnung eingegangen werden; genauere Informationen finden sich in den Artikeln von Kogelnik und Li¹² und Rigrod¹⁵.

Mit Hilfe des Abteilungsrechners wurde nach den in obigen Artikeln entwickelten Formeln der zu dem gegebenen Spiegelmaterial ($R = 1,2 \text{ m} ; 3 \text{ m} ; 6 \text{ m} ; \infty$) optimale Resonator ermittelt.

Die Forderungen nach Stabilität, einer guten Ausleuchtung des Laserrohres und möglichst geringen Abmessungen führten zu einer Entscheidung zu Gunsten der folgenden Größen:

$$\begin{array}{ll} R(S_1) = 3 \text{ m} & d_{12} = 71,5 \text{ cm} \\ R(S_2) = 6 \text{ m} & d_{23} = 72,0 \text{ cm} \\ R(S_3) = 6 \text{ m} & d_{31} = 71,5 \text{ cm} \end{array}$$

Daraus ergaben sich die folgenden Strahldaten:

$$\begin{aligned} \text{Taille 1 bei } S_1 &+ 62 \text{ cm} \\ \text{Taille 2 bei } S_2 &+ 36 \text{ cm} \\ \text{Taille 3 bei } S_3 &+ 10 \text{ cm} \end{aligned}$$

wobei sich der Durchmesser des Strahls nur unwesentlich ändert

$$\omega_{\min} = \omega(\text{Taille 2}) = 0,95 \text{ mm}$$

$$\omega_{\max} = \omega(S_1) = 1,11 \text{ mm}$$

Das zur Ermittlung benutzte Computerprogramm liegt der Arbeit bei (siehe Anhang).

Um die Verluste des Resonators möglichst gering zu halten, wurden hoch reflektierende Spiegel mit einer Transmission von unter 0,04% bei senkrechtem Einfall verwendet.

Als Laserrohr wurde ein He-Ne-Rohr der Firma "Spectra Physics" Modell 124 B verwendet.

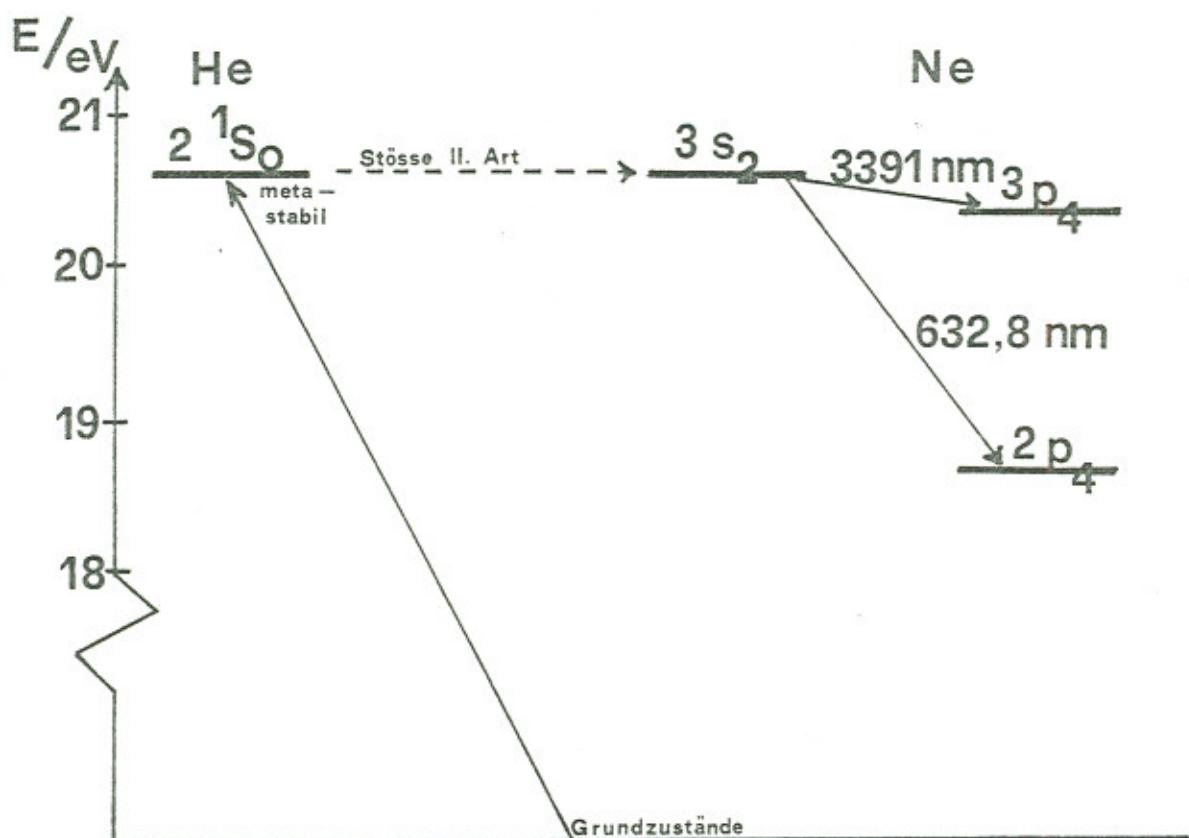


Bild 16 a

Aus dem Termschema ¹⁵ (Bild 16) ist ersichtlich, daß vom Ne- $3s_2$ -Niveau neben der gewünschten sichtbaren 632,8 nm Linie noch die infrarote 3391 nm Linie gebildet wird. Wegen der Dominanz dieses Überganges ist für eine maximale Verstärkung der sichtbaren Linie eine Schwächung der infraroten notwendig.

Es wurde unter Verwendung von vier Permanentmagneten (je 0,5 kG) durch Zeeman Aufspaltung eine Verbreiterung des Dopplerprofils der beiden Übergänge erreicht, die sich jedoch bei der infraroten Linie (Dopplerbreite $\approx 500\text{MHz}$)¹⁴

stärker als bei der sichtbaren Linie (Dopplerbreite 1,6 Ghz) auswirkt.

In Bild 16 b ist die Situation schematisch dargestellt.

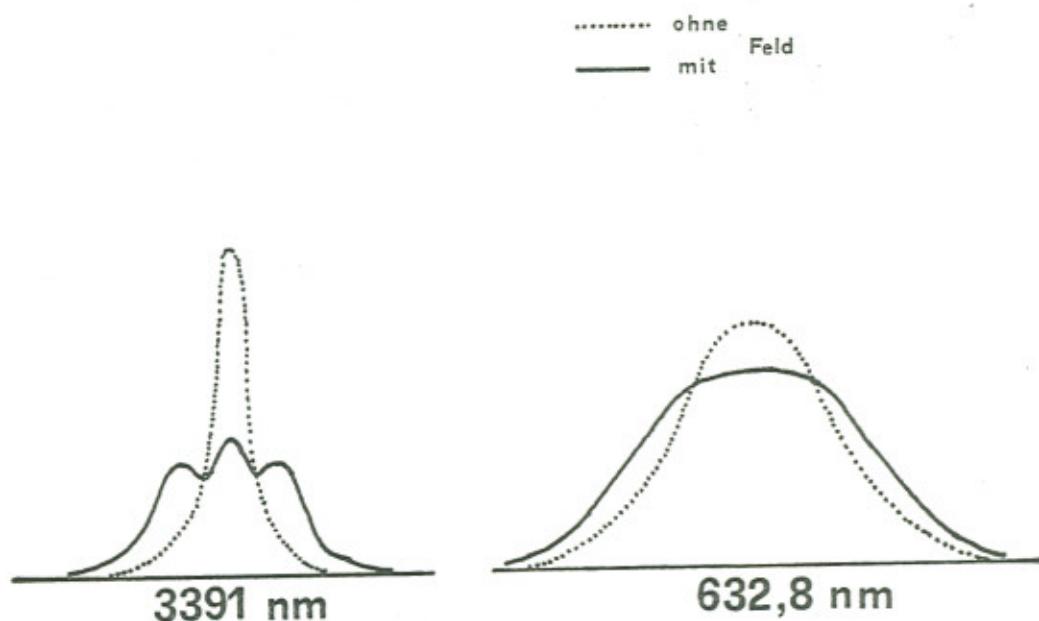


Bild 16 b

Das "Zerlaufen" des Profils des infraroten Übergangs bewirkt eine Schwächung dieses Übergangs und damit eine Verstärkung der sichtbaren Linie.

Zur Stromversorgung des Laserrohres diente ein 6 kV-Netzteil (Zündspannung 12 kV); der Strom durfte nach Herstellerangaben 15 mA nicht überschreiten.

Zur Vermeidung von Erschütterungen wurde der Resonator auf einer 100x100x7,5 cm großen Granitplatte aufgebaut.

b _Der_Rotationsteil

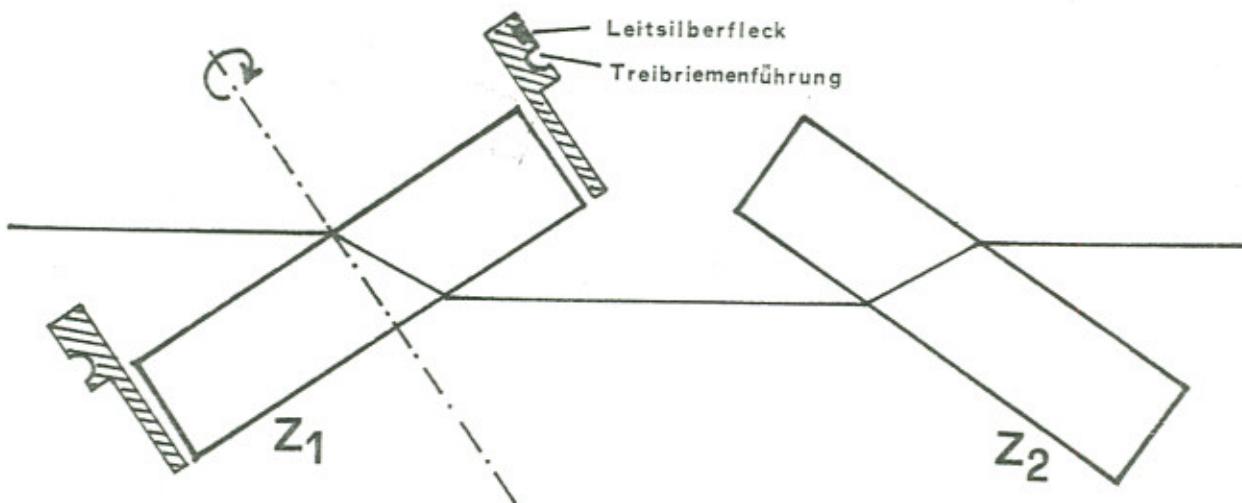


Bild 17

Der Rotationszylinder Z_1 (Dicke $d = 1,277$ cm) wird über einen Treibriemen von einem Gleichstrommotor angetrieben. Der Motor kann mit einer Spannung von bis zu 30 V betrieben werden; das entspricht einer Drehzahl von etwa 100 Hz. Die durch die Brechung im Quarzkörper hervorgerufene Strahlversetzung wird durch den ruhenden Quarzzyylinder Z_2 (mit gleichen Abmessungen) ausgeglichen.

Wichtig für einen möglichst geringen Verlust an Laserleistung durch Reflexion und Streuung an den Oberflächen der Zylinder ist eine gute Ebenheit (in diesem Fall $\lambda/10$) und ein Einhalten des Brewsterwinkels von $55,6^\circ$ (Winkel minimaler Reflexion).

Der Rotationszylinder ist in einem quer zum Strahl zu verschiebenden Schlitten SL gelagert (Bild 18), so daß neben der Motordrehzahl f_{mot} auch der horizontale Abstand x des Laserstrahls von der Rotationsachse variiert werden kann.

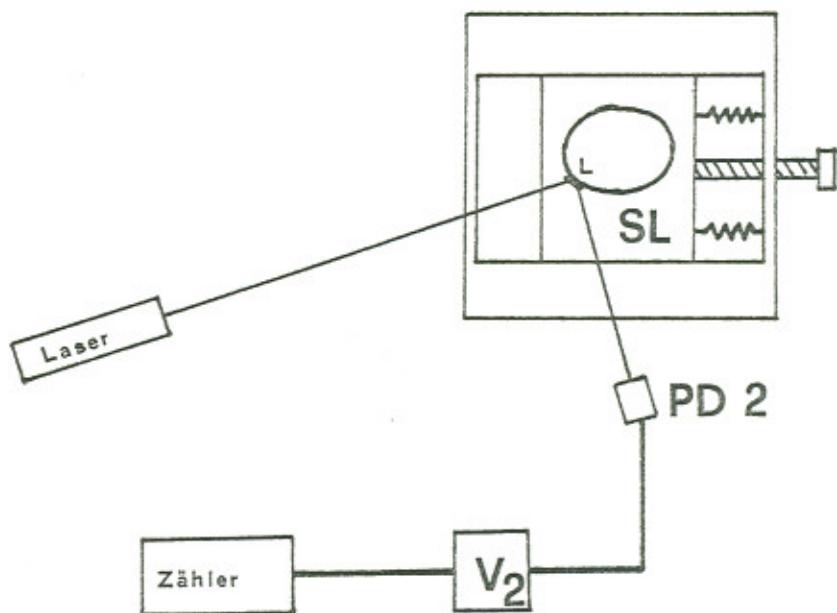


Bild 18

Die Drehzahl des Zylinders wird mittels eines Laserstrahls bestimmt. Auf dem Rand der Keilriemenführung am Rotationszylinder befindet sich ein kleiner (5×5 mm) Leitsilberfleck L. Auf diesen Fleck wird ein Laser ausgerichtet; eine Photodiode (Optronics OSD 5-0) PD 2 wird auf den vom Leitsilberfleck gestreuten Laserstrahl justiert. Bei jeder Umdrehung des Zylinders registriert die Photodiode eine Helligkeitsspitze, die über einen Verstärker (Philips Vorverstärker PM 6045; Verstärkung 100fach) V₂ als Impuls auf einen Zähler (Hewlett Packard 5526 A) gegeben wird. Aus den so gemessenen Umlaufzeiten lässt sich dann durch Bildung des Reziproken leicht die Motordrehzahl f_{mot} bestimmen.

c _ Die_Strahlvereinigung

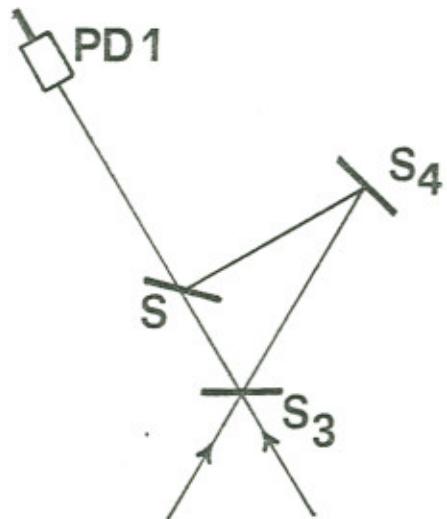


Bild 19

Die beiden Strahlen werden am Spiegel S_3 ausgekoppelt.
der l-Strahl läuft durch den unter 45° zum Strahl
stehenden Strahlteiler S (Transmission $\approx 50\%$) direkt
auf die Photodiode PD 1. Der r-Strahl wird durch den
ebenen Spiegel S_4 (Transmission unter $0,4\%$) unter
 45° auf den Strahlteiler reflektiert und gelangt dann
auf die Diode.

Die Photodiode (Optronics OSD 5-0) besitzt einen
minimalen Quantenwirkungsgrad von 55% bei Licht der
Wellenlänge 632,8 nm und ist mit einer Anstiegszeit
von 15nsec genügend schnell zur Aufnahme des Signals.

d Die Signalverarbeitung

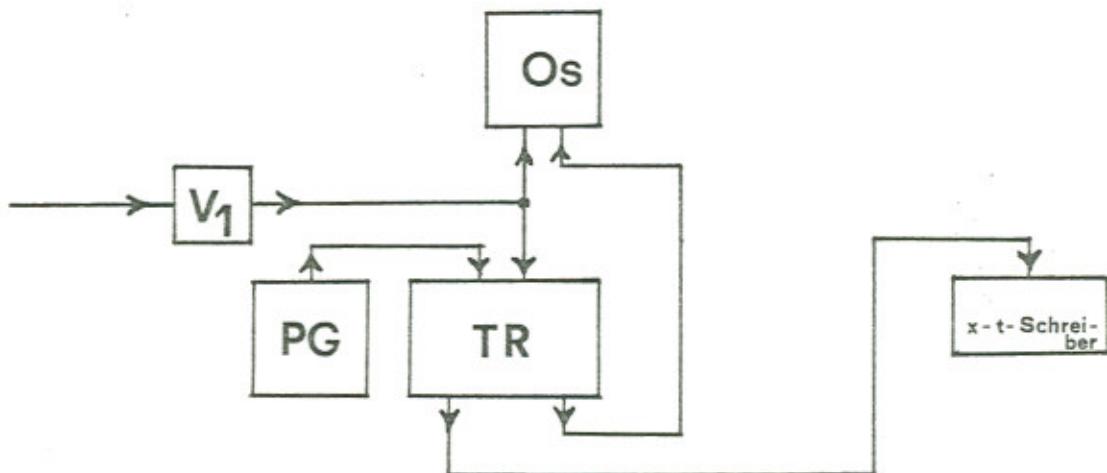


Bild 20

Da das von der Photodiode kommende Signal stark verrauscht ist, kann die Schwebungsfrequenz nicht direkt gezählt werden. Das Signal wird über einen Verstärker **V₁** (Ad-Yu Electronics A102, 1 Hz bis 5 MHz, Verstärkung x100) auf den Oszilloskop Os (Kanal 2) zur direkten Beobachtung gegeben. Außerdem gelangt es zur Speicherung in den Transienten Rekorder TR (Biomation Modell 8100). Dieses Gerät speichert das eingehende Signal in 2048 Fenstern mit variabler Zeitbasis (0,05 μ sec bis 5 sec) digital ab ("single shot"). Das so gespeicherte Signal wird (Schalterstellung "Edit") auf dem Oszilloskop (Kanal 1) beobachtet und, bei geringer Verrauschung, über einen zeitverzögerten Ausgang des Transienten Rekorders (Schalterstellung "Plot") auf den x-t-Schreiber (Linseis Serie 2000, Laufgeschwindigkeit 50 cm/sec) gegeben. Die Übertragungsdauer beträgt 20 sec. Mit Hilfe eines Pulsgenerators PG (Philips PM 5715) kann die erforderliche Zeiteichung vorgenommen werden.

Kapitel VI Versuchsdurchführung

1 Justierung

Die weitaus größte Zeit der Arbeit nahm der Aufbau des Ringlasers in Anspruch. Es erwies sich wegen der geringen Intensität des Justierlaserstrahls im Resonator als schwierig, einen ringförmigen Resonator zu justieren.

Da nirgendwo in der einschlägigen Literatur Hinweise auf die beste "Justierstrategie" zu finden sind, sollen an dieser Stelle als Hilfe für alle kommenden "Ringlaser-Experimentatoren" einige Tips, die sich in den vergangenen Monaten als nützlich erwiesen haben, erwähnt werden.

Das wichtigste Hilfsmittel ist ein (gut befestigter) Justierlaser, mit dem zunächst die beiden äußeren Halterungen für das Laserrohr grob ausgerichtet werden. Es zeigte sich, daß eine gerade Stange zur Einstellung der mittleren Halterung, d.h. zur Ausrichtung der drei Halterungen untereinander, gute Dienste leistet.

Hat man das Laserrohr in den Halterungen befestigt, so verschiebt man leicht den Justierlaser bis sich in dem Fleck, den der durch das Rohr gehende Justierlaserstrahl auf einer Mattscheibe bildet, der (etwas hellere) Punkt des direkten, berührungslosen Durchgangs zeigt.

Durch vorsichtiges Nachführen des Laserrohres mit Hilfe der Justierhalterungen kann schließlich eine optimale Ausrichtung des Laserrohres und des Justierlaserstrahls erreicht werden.

Es empfiehlt sich an dieser Stelle unbedingt, einen (provisorischen) linearen Resonator aufzubauen, um die Funktionstüchtigkeit des so aufgestellten Laserrohres zu überprüfen. Häufig sind nämlich die Brewsterfenster dieses Rohres derart verschmutzt, daß der lineare Laser mit weniger als 10% seiner Leistung (etwa 1 mW ausgekoppelte Leistung) läuft. In diesem Fall hilft eine vorsichtige Reinigung mit Azeton und Linsentüchern weiter.

Zum Aufbau des Ringresonators entfernt man zunächst Spiegel S_1 , also den Einkoppelspiegel, aus dem Strahlengang und stellt Spiegel S_2 derart ein, daß der Justierlaserstrahl etwa in der Mitte von Spiegel S_3 auftrifft. Nachdem man nun Spiegel S_1 wieder in den Strahlengang gebracht hat (unter 60°), ist eine gute Verdunkelung des Raumes zur Justierung unbedingt notwendig.

Um die Strahlversetzung des Justierlaserstrahls durch S_1 auszugleichen, verschiebt man den Justierlaser parallel bis der Strahl ohne Berührung durch das Laserrohr geht. Man kontrolliert dies am besten, indem man mit Spiegel S_3 den Strahl auf eine möglichst weit entfernte Mattscheibe lenkt. Anschließend wird der Strahl mit S_3 auf S_1 gelenkt. Da die Intensität des Strahls zu gering für eine direkte Beobachtung auf der Oberfläche von S_1 ist, versucht man, durch Variation von S_1 und S_3 den (umgelaufenen) Strahl auf das Brewsterfenster des Laserrohres bei S_1 zu lenken. Man sieht dann sowohl einen Fleck auf dem Brewsterfenster als auch die beiden Reflexionspunkte am Boden unter dem Brewsterfenster. Ziel der weiteren Justierung ist es nun, die beiden Reflexionspunkte und den Eintrittspunkt am Brewsterfenster auf die entsprechenden Stellen des einfallenden Strahls zu bringen. In der Nähe der optimalen Justierung zeigen sich die Punkte der Strahlen weiterer Umläufe, und schließlich ergeben sich Interferenzen zwischen den Strahlen unterschiedlicher Umläufe, d.h. es zeigen sich Intensitätsschwankungen der Reflexionspunkte bei leichten Berührungen der Steinplatte.

An dieser Stelle ist es sinnvoll, das Laserrohr zu zünden und durch geringe Auslenkung eines Spiegels den Resonator auszurichten zu versuchen. Wichtig ist, daß man dabei den Justierlaser abblendet, da er sonst leicht ein eventuell schwaches Aufleuchten überstrahlt.

Man sollte nicht den Mut verlieren, wenn das Verfahren nicht beim ersten Mal zum Erfolg führt, sondern von neuem versuchen, mit S_1 und S_3 eine möglichst gute Übereinstimmung des direkt einfallenden Laserstrahls mit

denen weiterer Umläufe zu erreichen. Dieses Verfahren hat sich jedenfalls im Laufe der Justierarbeiten als das aussichtsreichste herausgestellt.

Bei einer der vielen Justierungen ergab sich ein interessantes Phänomen, von dem hier noch kurz die Rede sein soll.

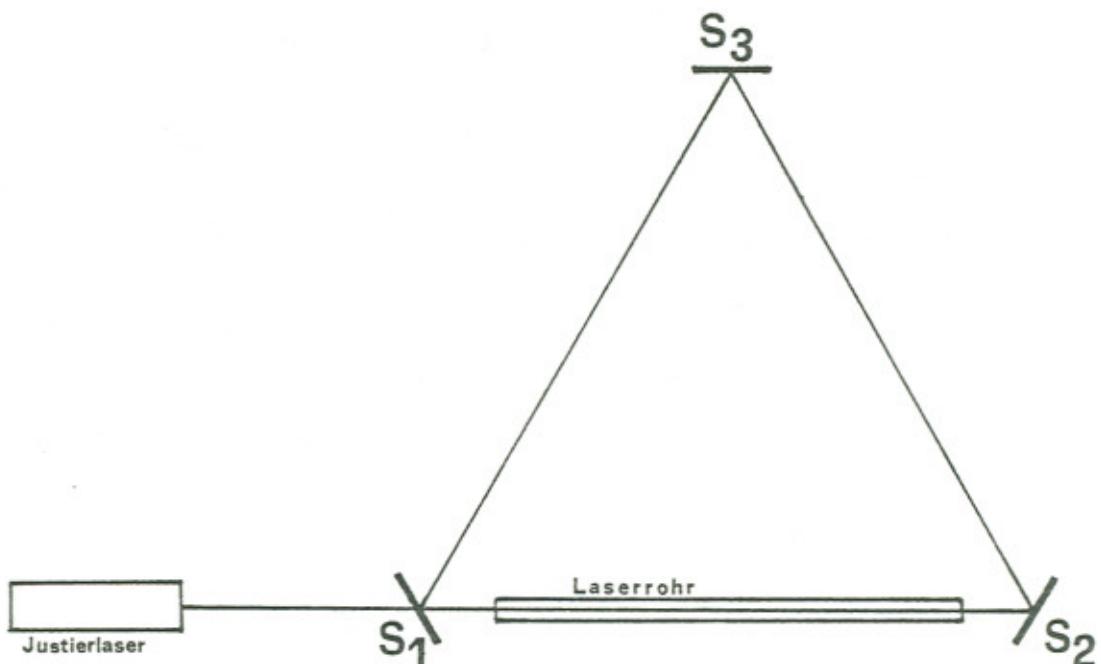


Bild 21

Der Ringlaser zeigte in Funktion gesetzt ein eigenartiges Verhalten:

Bei geringsten Stößen gegen die Platte oder (seltener) spontan fiel ein Strahl, der r-Strahl völlig aus. Der l-Strahl zeigte dafür etwa doppelte Intensität.

Dieser Effekt wurde durch den Justierlaser ausgelöst, dessen Austrittsfenster als eine Verlängerung des Resonatorarms S_2-S_1 wirkte. Ein Teil des r-Strahls tritt ja durch S_1 aus dem Resonator aus. Der Justierlaser war nun zufällig so gut ausgerichtet, daß der durchgelassene r-Strahl

in sich selbst reflektiert wurde und so beim Wiedereintritt in den Resonator den l-Strahl verstärkte. Damit sorgte der l-Strahl stärker für eine Niveau-Entleerung im Lasermedium und der r-Strahl wurde zu schwach, um einen r-Strahl-Laser bilden zu können. Die volle Verstärkung wirkte dann auf den l-Strahl.

Dieser Effekt war rein zufällig, und es ist nicht mehr gelungen, ihn zu reproduzieren.

Ein weit geringeres Problem als allgemein erwartet wurde war die Justierung der Quarzzylinder im Resonator. die Güte der Oberflächen und die genaue Einhaltung des Brwesterwinkels sorgten für einen problemlosen Einbau. Die beiden Zylinder wurden in den Strahlengang gebracht und (mit etwas Fingerspitzengefühl) langsam verschoben bis sich der Laserstrahl wieder ausbildete. Mit Hilfe eines Leistungsmeßgerätes wurden die Stellungen optimiert. An diesen Stellen wurden die Halterungen angeschraubt, und es ergaben sich keine weiteren Probleme.

Die dritte durchzuführende Justierung war die Vereinigung von r- und l-Strahl in der Diode 1. Es genügte, zunächst nach Augenmaß den r-Strahl mit Spiegel S_4 auf die Stelle des Strahlteilers auszurichten, an der der l-Strahl austritt. Durch Justieren des Strahlteilers wurden die beiden Strahlen auf einer entfernten Mattscheibe vereinigt. Die Justierung wurde dann später durch Beobachtung des von der in den Strahlengang gebrachten Photodiode ausgesandten Signals optimiert.

2 Verarbeitung des Signals

Wie schon im vorangegangenen Kapitel erwähnt wurde, war das entstehende Signal stark verrauscht. Neben einem 50 Hz und 100 Hz Netzbrummen sorgten vor allem Staubpartikel auf dem Rotationszylinder für drehzahlabhängige periodische Intensitätsschwankungen. Dazu kamen zufällige Schwankungen durch in den Strahlengang fliegende Staubteilchen. Ein Beispiel für ein solches stark verrauschtes Signal bietet Graph 1. Diese Modulation des zu messenden Signals verhinderten die direkte Eingabe in einen Zähler. Es wurde deshalb ein Transienten Rekorder verwendet. An die Stelle des zu messenden periodischen Signals trat damit ein einmaliges Signal, das der Transienten Rekorder in 2048 Fenstern variabler Dauer abspeichert. Die Graphen 1 und 2 zeigen hier, wie sich eine Veränderung der Zeitbasis dieser Fenster (hier: $1\mu\text{sec}$; $0,2\mu\text{sec}$) auswirkt.

3 Messungen

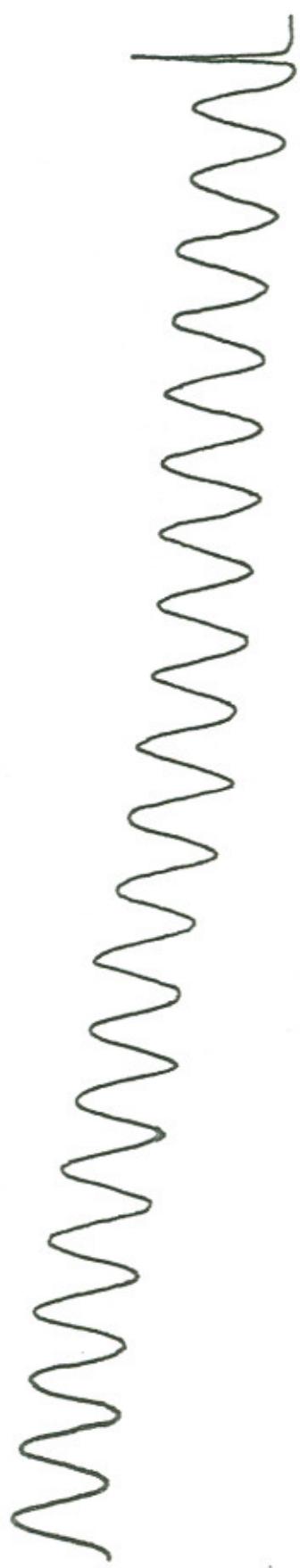
a Zeiteichung des Transienten Rekorders

Zur Eichung wurden von dem Pulsgenerator Rechteckpulse in Abständen von 100, 200, 300 und $400\mu\text{sec}$ bei verschiedenen Zeitbasen auf den Transienten Rekorder gegeben. Diese Signale wurden dann vom x-t-Schreiber aufgezeichnet. Als Beispiel ist in Graph 3 und Graph 4 die Aufzeichnung von Pulsen im Abstand von $200\mu\text{sec}$ bei Zeitbasen von $1\mu\text{sec}$ und $0,2\mu\text{sec}$.

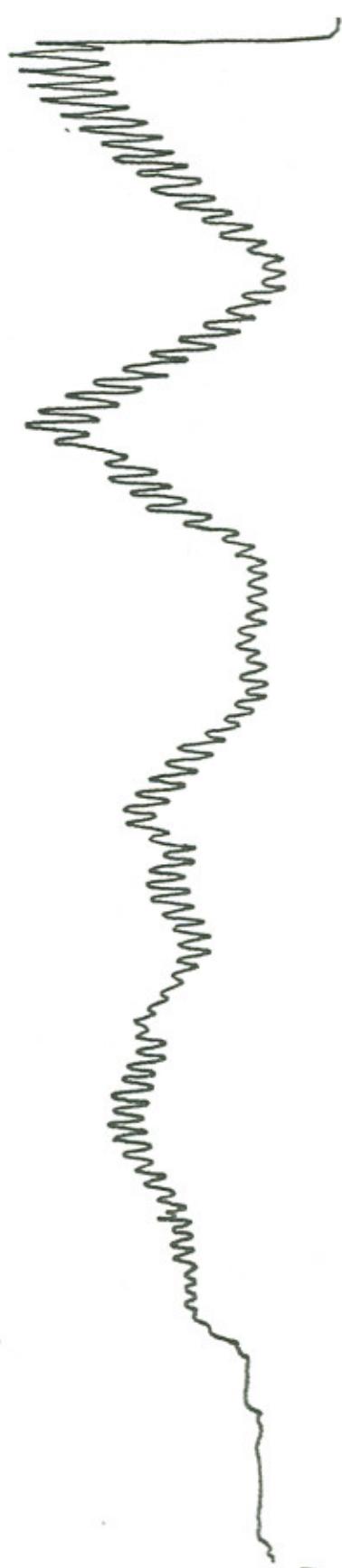
Es ergaben sich keine meßbaren Abweichungen zwischen den verschiedenen Messungen und man erhielt:

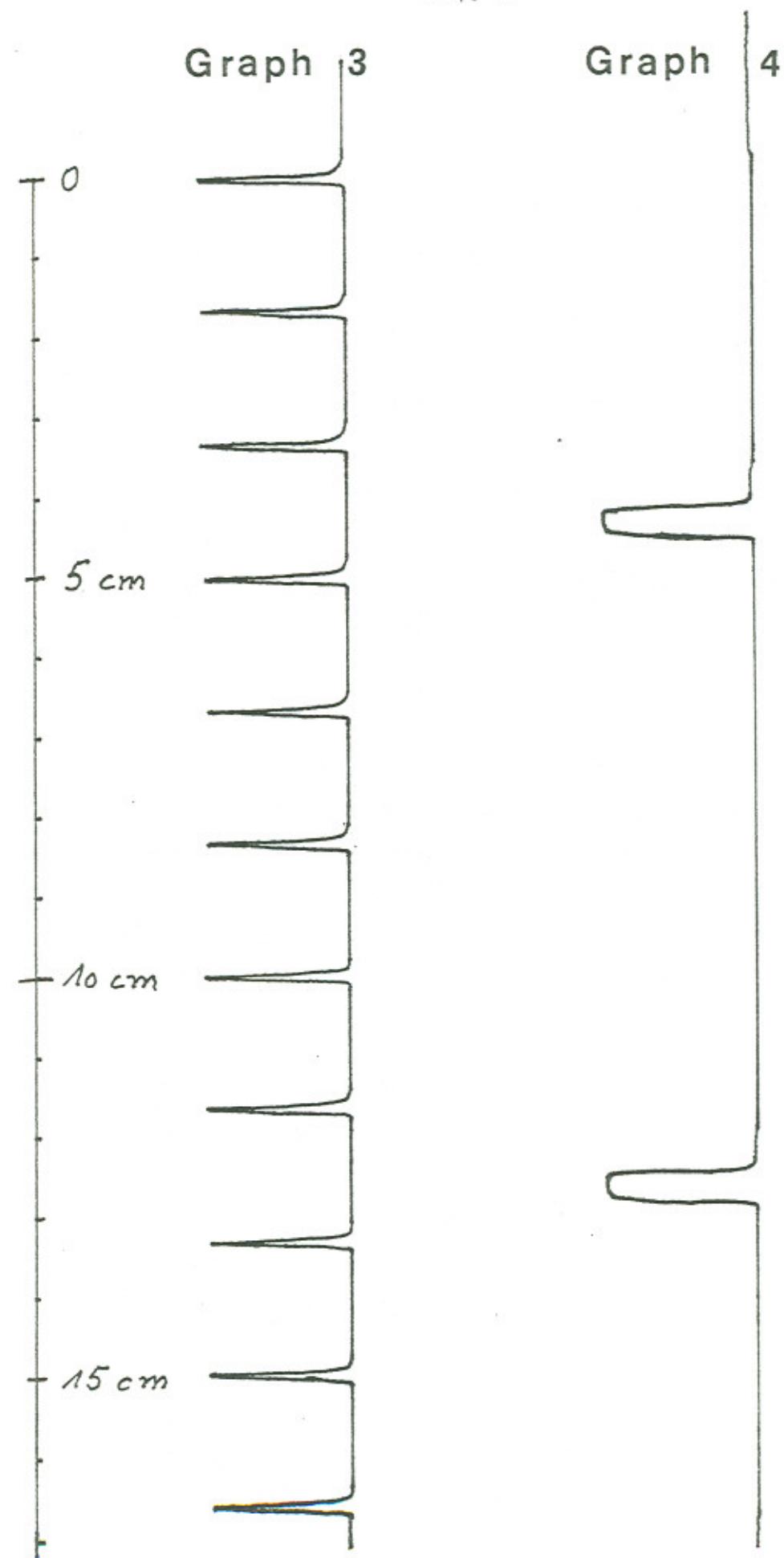
$$1 \text{ cm} \hat{=} \begin{cases} 24\mu\text{sec} \text{ bei Zeitbasis } 0,2\mu\text{sec} \\ 120\mu\text{sec} \text{ bei Zeitbasis } 1\mu\text{sec} \end{cases}$$

Graph 2



Graph 1





b _Messung_der_Schwebungsfrequenz

Zur Messung der Schwebungsfrequenz wurde in dem vom x-t-Schreiber ausgegebenen Signal auf einer möglichst langen Strecke Δ/cm die Anzahl P der Perioden bestimmt. Die Größe P/Δ multipliziert mit dem im vorigen Abschnitt ermittelten Eichfaktor lieferte die Periodendauer und damit die gesuchte Frequenz.

Es wurden zwei prinzipiell verschiedene Gruppen von Messungen durchgeführt:

Da die absolute Größe der Auslenkung des Strahls von der Drehachse des Quarzzyinders in x-Richtung in die Formel (25) eingeht, wurde zunächst der Nullpunkt der Auslenkung, d.h. der Ort der Drehachse bestimmt.

Hierzu wurde bei verschiedenen Drehzahlen (40 Hz, 50 Hz, 70 Hz, 90 Hz) der Schlitten des rotierenden Quarzzyinders von der linken zur rechten Maximalauslenkung in mm-Schritten durchgeschoben. Als Orientierung diente hierbei eine Markierung auf der den Schlitten vortreibenden Rändelschraube. Aus den resultierenden vier Meßreihen wurden die Ausgleichsgeraden $\Delta y_{\text{exp}}(x_{\text{gem}})$ gefittet und der mittlere Schnittpunkt x_0 mit der $(\Delta y_{\text{exp}} = 0)$ -Achse bestimmt. Als Auslenkungen x gingen dann im folgenden die Werte

$$x = x_{\text{gem}} - x_0$$

ein.

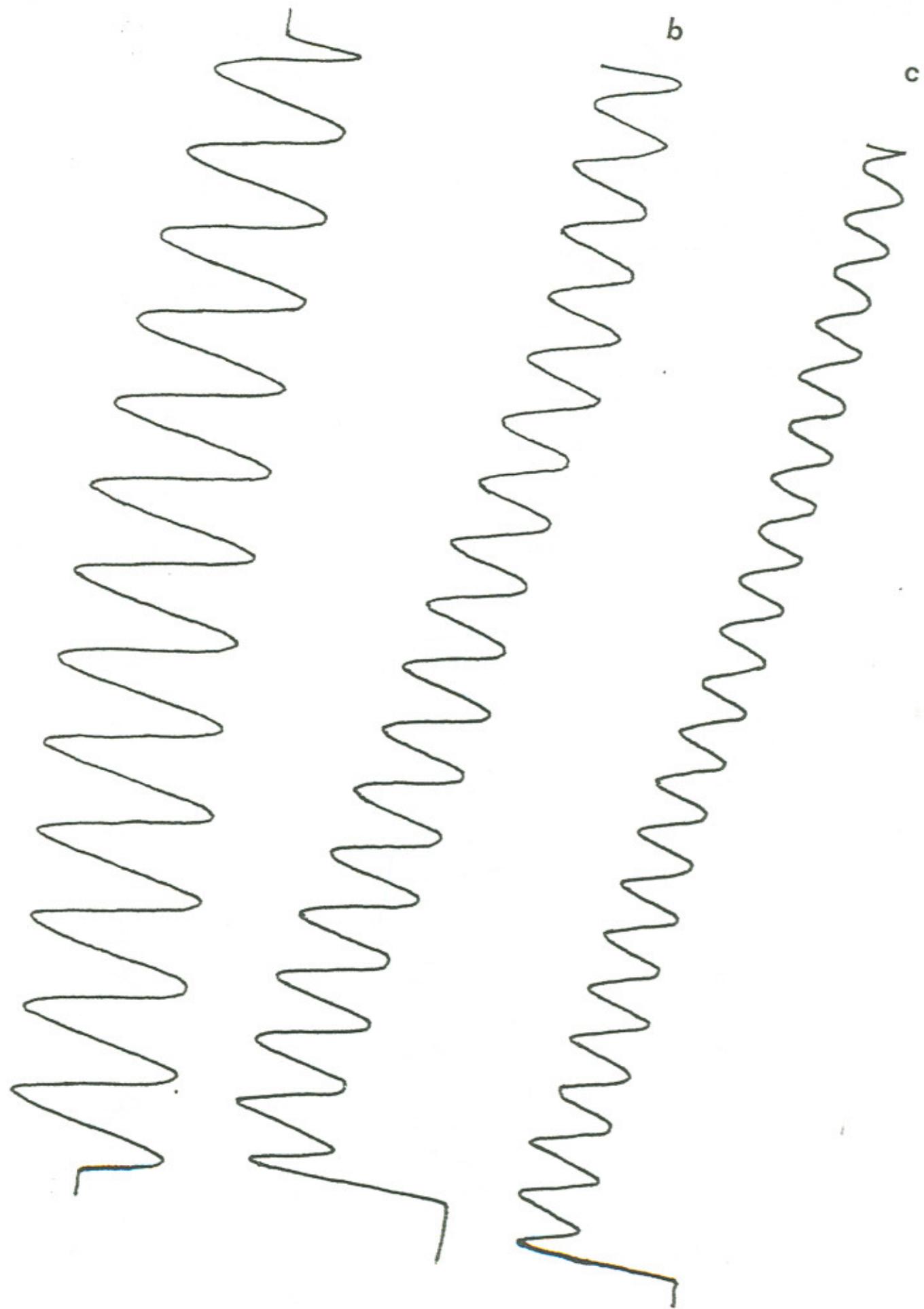
Im zweiten Teil der Messungen wurde an sechs festen Orten x ($x_{\text{gem}} = 0, 4, 8, 14, 18, 22$) die Schwebungsfrequenz bei Drehzahlvariation gemessen.

Man erhielt also zwei voneinander unabhängige Gruppen von Messungen, die sich auch bzgl. ihrer Genauigkeit unterscheiden.

Als Beispiele für die vom x-t-Schreiber gelieferten Graphen sind auf den folgenden Seiten die Graphen 5a-c ($f_{\text{mot}} = 50 \text{ Hz}; x_{\text{gem}} = 18, 20, 22$) und 6a-c ($x_{\text{gem}} = 20 \text{ mm}; f_{\text{mot}} = 20, 40, 60 \text{ Hz}$) abgebildet (Zeitbasis jeweils $0,2 \mu\text{sec}$).

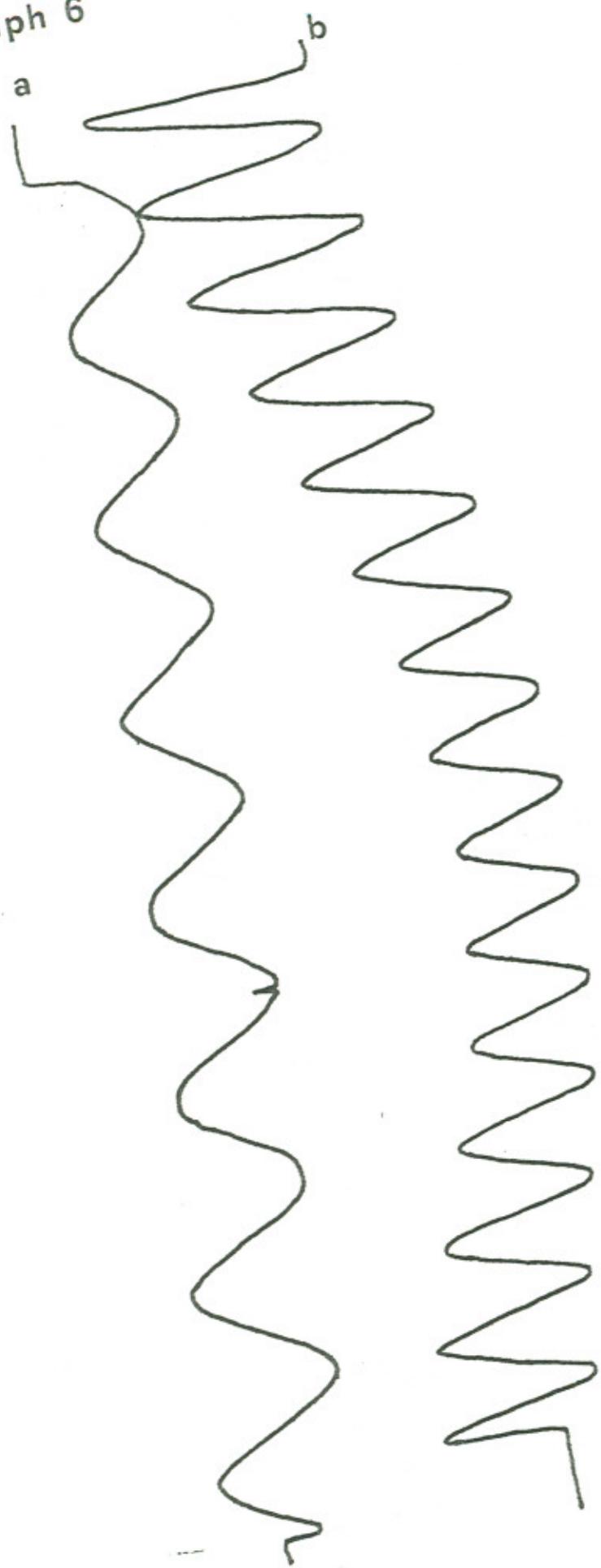
Graph 5 a

- 48 -



- 49 -

Graph 6



Kapitel VII Meßergebnisse und Fehler

Tabelle 1 Variation von x_{gem}

Mb = Meßbereich am Transienten Rekorder

P = Anzahl der zur Mittlung benutzten Perioden

x_{gem} mm	$f_{\text{mot}} = 40 \text{ Hz}$			$f_{\text{mot}} = 50 \text{ Hz}$		
	Mb μsec	P	Δv_{exp} kHz	Mb μsec	P	Δv_{exp} kHz
0	0,2	16	-41,63	0,2	15	-49,80
1	0,2	11	-35,66	0,2	18	-45,55
2	0,2	12	-32,26	1,0	15	-40,16
3	0,2	10	-28,72	1,0	55	-55,12
4	1,0	51	-25,57	1,0	48	-31,75
5	1,0	42	-21,86	1,0	52	-26,89
6	1,0	36	-18,27	1,0	40	-20,88
7	1,0	19	-14,02	1,0	28	-17,47
8	1,0	18	-10,30	1,0	23	-14,51
9	1,0	12	-7,69	1,0	15	-8,77
15	1,0	30	15,42	1,0	36	16,56
16	1,0	38	18,88	1,0	47	24,45
17	0,2	44	22,97	1,0	10	29,23
18	0,2	9	27,27	0,2	11	32,04
19	0,2	12	31,72	0,2	14	39,53
20	0,2	19	34,69	0,2	16	41,63
21	0,2	14	37,25	0,2	18	46,97
22	0,2	14	41,55	0,2	17	49,51
23	0,2	17	45,37	0,2	20	56,27

Tabelle 1 (Fortsetzung)

x_{gem} mm	$f_{\text{mot}} = 70 \text{ Hz}$			$f_{\text{mot}} = 90 \text{ Hz}$		
	Hb μsec	P	$\Delta\nu_{\text{exp}}$ kHz	Hb μsec	P	$\Delta\nu_{\text{exp}}$ kHz
0	0,2	27	-70,70	0,2	35	-89,66
1	0,2	23	-63,42	0,2	30	-80,32
2	0,2	19	-56,73	0,2	29	-75,70
3	0,2	19	-50,55	0,2	25	-66,50
4	0,2	17	-45,42	0,2	19	-55,33
5	0,2	13	-36,33	0,2	16	-46,33
6	0,2	10	-29,43	0,2	14	-38,22
7	1,0	31	-24,05	1,0	42	-51,99
8	1,0	33	-17,55	1,0	26	-26,00
9	1,0	21	-14,17	1,0	8	-15,26
12	1,0	13	7,47	1,0	13	8,78
13	1,0	24	12,69	1,0	34	18,38
14	1,0	35	20,46	1,0	33	25,36
15	0,2	10	26,94	0,2	14	38,10
16	0,2	12	33,65	0,2	16	43,40
17	0,2	15	41,63	0,2	19	53,46
18	0,2	18	49,47	0,2	21	57,72
19	0,2	20	53,72	0,2	23	64,49
20	0,2	22	58,34	0,2	25	79,22
21	0,2	21	68,10	0,2	32	83,00
22	0,2	27	71,14	0,2	36	93,38

Aus diesen vier Meßreihen wurden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die vier Ausgleichsgeraden gefittet (Diagramm 1).

Diese Methode liefert bzgl. einer zu fittenden Geraden $y(x) = ax + b$ die Bestimmungsgleichungen

$$a = \frac{N \cdot \sum x \cdot y - \sum x \cdot \sum y}{N \cdot \sum x^2 - (\sum x)^2}$$

$$b = \frac{\sum x^2 \cdot \sum y - \sum x \cdot \sum x \cdot y}{N \cdot \sum x^2 - (\sum x)^2}$$

sowie für die mittleren Fehler s_a und s_b

$$s_a = \sqrt{\frac{\sum (y - ax - b)^2 \cdot N}{(N-2) \cdot (N \cdot \sum x^2 - (\sum x)^2)}}$$

$$s_b = \sqrt{\frac{\sum (y - ax - b)^2 \cdot \sum x^2}{(N-2) \cdot (N \cdot \sum x^2 - (\sum x)^2)}}$$

Summationen
über i von 1
bis N (An-
zahl der
Meßpunkte)

Zur Herleitung dieser Formeln sei auf die einschlägige Praktikumsliteratur verwiesen.

Die so ermittelten Werte für a , b , s_a und s_b sind in Tabelle 3 aufgelistet.

Aus diesen Werten ergab sich ein mittlerer Schnittpunkt der vier Geraden $\Delta v_{\text{exp}}(x_{\text{gem}})$ mit der ($\Delta v_{\text{exp}} = 0$) -Achse (d.h. Ausbleiben des Effektes, d.h. x-Koordinate der Rotationsachse) von

$$x_0 = 10,75 \pm 0,02 \text{ mm}$$

Die tatsächliche Auslenkung x in Gleichung (25) ergibt sich dann nach

$$x = x_{\text{gem}} - x_0 = x_{\text{gem}} - 10,75 \text{ mm}$$

Diagramm 1

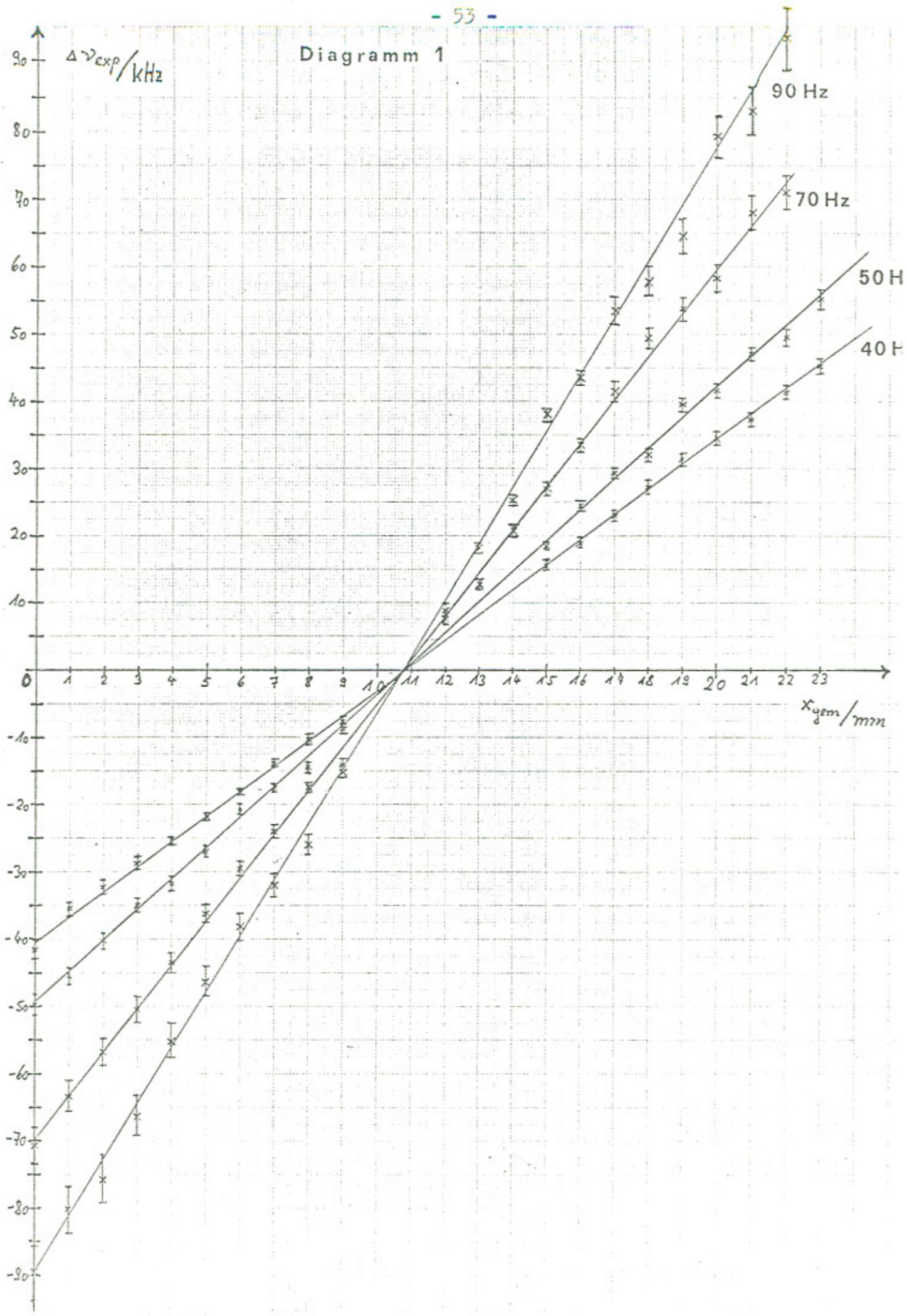


Tabelle 2 Variation von f_{mot}

Mb = Meßbereich am Transienten Rekorder

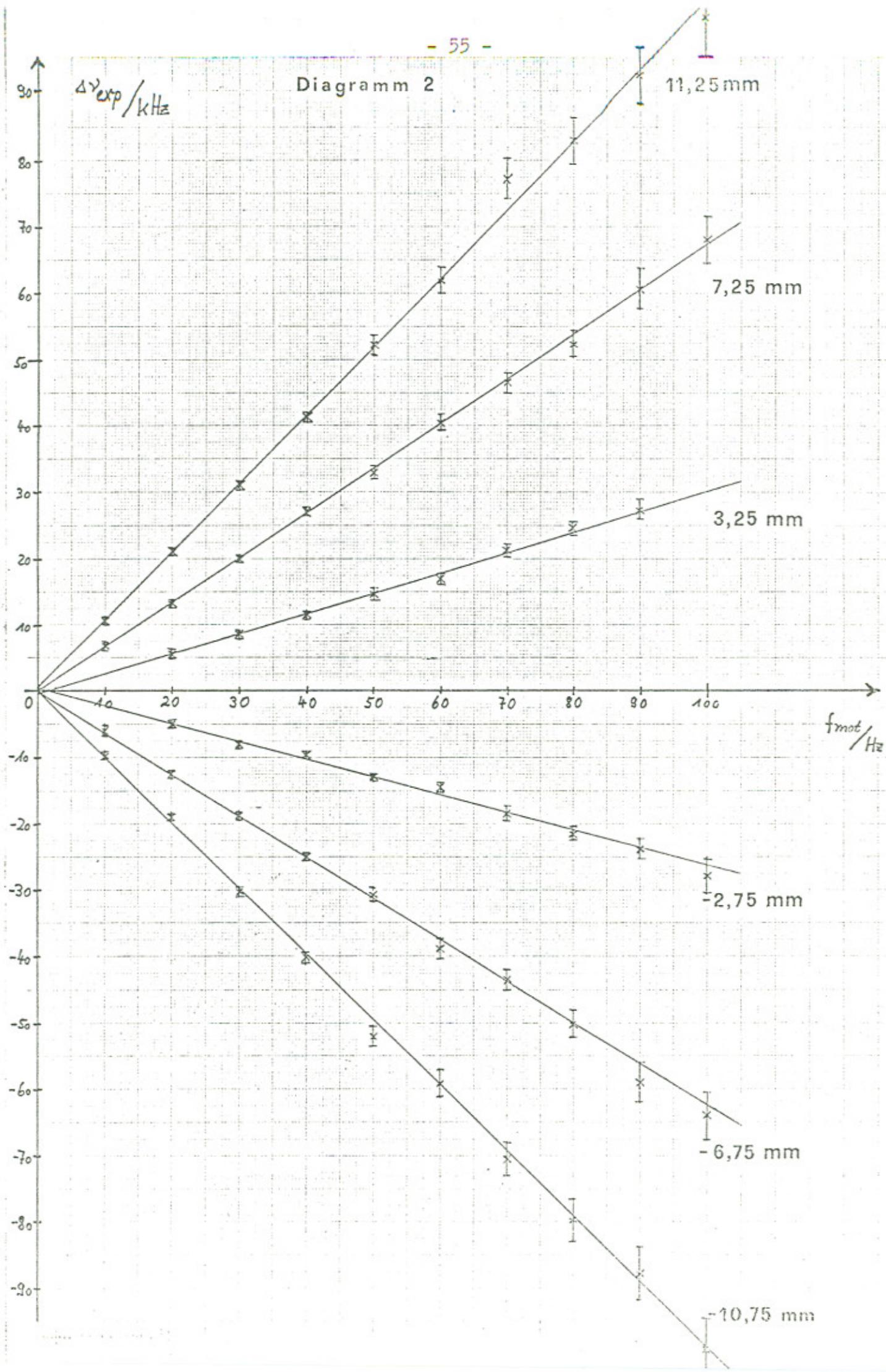
P = Anzahl der zur Mittelung benutzten Perioden

f_{mot} Hz	$x_{\text{gem}} = 0 \text{ mm}$			$x_{\text{gem}} = 4 \text{ mm}$			$x_{\text{gem}} = 8 \text{ mm}$		
	Mb μsec	P	$\Delta\nu_{\text{exp}}$ kHz	Mb μsec	P	$\Delta\nu_{\text{exp}}$ kHz	Mb μsec	P	$\Delta\nu_{\text{exp}}$ kHz
10	1,0	19	- 9,73	1,0	11	- 6,03			
20	1,0	38	-19,11	1,0	23	-12,40	1,0	7	- 5,01
30	1,0	42	-30,18	1,0	34	-18,51	1,0	16	- 8,30
40	0,2	10	-40,29	1,0	36	-25,11	1,0	18	- 9,40
50	0,2	14	-52,10	0,2	12	-30,74	1,0	25	-15,01
60	0,2	22	-59,28	0,2	15	-38,91	1,0	26	-14,55
70	0,2	27	-70,47	0,2	16	-43,54	1,0	28	-18,59
80	0,2	17	-79,72	0,2	16	-50,30	1,0	41	-21,67
90	0,2	35	-87,79	0,2	22	-59,10	0,2	8	-23,88
100	0,2	31	-99,34	0,2	25	-64,04	0,2	10	-27,86

f_{mot} Hz	$x_{\text{gem}} = 14 \text{ mm}$			$x_{\text{gem}} = 18 \text{ mm}$			$x_{\text{gem}} = 22 \text{ mm}$		
	Mb μsec	P	$\Delta\nu_{\text{exp}}$ kHz	Mb μsec	P	$\Delta\nu_{\text{exp}}$ kHz	Mb μsec	P	$\Delta\nu_{\text{exp}}$ kHz
10				1,0	13	6,79	1,0	20	10,44
20	1,0	10	5,64	1,0	26	13,28	1,0	42	21,00
30	1,0	15	8,64	1,0	40	19,88	1,0	59	31,00
40	1,0	21	11,46	0,2	10	26,94	0,2	15	41,23
50	1,0	29	14,63	0,2	11	32,84	0,2	20	52,20
60	1,0	19	16,95	0,2	14	40,20	0,2	24	61,87
70	1,0	26	21,26	0,2	17	46,42	0,2	30	77,09
80	0,2	9	24,65	0,2	20	52,20	0,2	32	83,00
90	0,2	10	27,21	0,2	23	60,41	0,2	37	92,22
100				0,2	26	68,08	0,2	40	101,53

Auch für diese sechs Meßreihen wurden die Ausgleichsgeraden gefittet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 und Diagramm 2 abgebildet.

Diagramm 2



Außerdem wurde für jede Meßreihe aus der Steigung der Ausgleichsgeraden nach den Formeln (25 a) und (25 b) der Brechungsindex unter und ohne Berücksichtigung des Dispersionsterms berechnet.

Mit $\lambda = 6,328 \cdot 10^{-5}$ cm

$$L = 216,5 \text{ cm}$$

$$d = 1,277 \text{ cm}$$

$$dn/d\lambda = - 300 \text{ cm}^{-1}$$

ergab sich

Tabelle 3 - Berechnung von n aus den Steigungen der Ausgleichsgeraden

i	f _{mot} Hz	a kHz/mm	s _a kHz/mm	b kHz	s _b kHz	n _{oDTi}	n _{DTi}
1	40	3,730	0,019	-40,35	0,26	1,474 ± 0,003	1,461 ± 0,003
2	50	4,589	0,028	-49,68	0,38	1,466 ± 0,003	1,453 ± 0,003
3	70	6,484	0,042	-70,00	0,54	1,471 ± 0,003	1,458 ± 0,003
4	90	8,305	0,047	-89,86	0,79	1,469 ± 0,003	1,456 ± 0,003

Tabelle 3 - (Fortsetzung)

i	x mm	a kHz/Hz	s _a kHz/Hz	b kHz	s _b kHz	n _{oDTi}	n _{DTi}
5	-10,75	-0,991	0,047	-0,08	2,92	1,468 ± 0,025	1,455 ± 0,025
6	- 6,75	-0,625	0,012	0,19	0,77	1,470 ± 0,010	1,457 ± 0,010
7	- 2,75	-0,258	0,010	1,02	0,65	1,478 ± 0,021	1,465 ± 0,021
8	3,25	0,301	0,007	-0,89	0,44	1,471 ± 0,013	1,458 ± 0,012
9	7,25	0,670	0,007	-0,26	0,44	1,469 ± 0,006	1,456 ± 0,006
10	11,25	1,030	0,020	0,63	1,22	1,464 ± 0,010	1,451 ± 0,010

Der Mittelwert \bar{n} und der mittlere Fehler \bar{f} wurden aus dem gewichteten Mittel der zehn errechneten n_i bestimmt

$$\bar{n} = \frac{\sum_{i=1}^{10} g_i n_i}{\sum_{i=1}^{10} g_i} \quad \text{mit} \quad g_i/g_j = s_{ai}/s_{aj}$$

und

$$\bar{f} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{10} g_i (n_i - \bar{n})^2}{(10 - 1) \sum_{i=1}^{10} g_i}}$$

Es ergab sich

$$n_{ODT} = 1,470 \pm 0,001$$

$$n_{DT} = 1,457 \pm 0,001$$

$$\frac{n_{ODT} - n_{DT}}{n_{ODT}} = 8,8 \cdot 10^{-3}$$

Die Berücksichtigung des Dispersionsterms macht also ungefähr ein Prozent aus. Da die Streuung der zur Ermittlung von n_{ODT} und n_{DT} verwendeten Werte n_{ODTi} und n_{DTi} in der Größenordnung von 0,1% bleibt, muß der Dispersionsterm berücksichtigt werden.

Der Literaturwert für n liegt mit

$$n_{Lit} = 1,4571$$

sehr nahe bei dem in diesem Experiment ermittelten Wert.
Bestimmt man α nach

$$\alpha = 1 - n^{-2} - \frac{\lambda dn}{nd\lambda},$$

so erhält man

$$\alpha_{exp} = 0,5420 \pm 0,0007$$

$$\alpha_{Lit} = 0,5424 \quad (\text{siehe}^4)$$

$$\frac{\alpha_{exp} - \alpha_{Lit}}{\alpha_{Lit}} 100 = 0,07$$

Das heißt, die Abweichung vom Literaturwert liegt mit 0,07% innerhalb der statistischen Fehlergrenzen von etwa einem Promille.

Fehlerabschätzung

Die Werte für n_{oDTi} und n_{DTi} streuen, wie sich gezeigt hat, nur im Promille-Bereich um die Mittelwerte n_{oDT} und n_{DT} . Das bedeutet, daß die zu erwartenden Fehler bei allen Meßreihen statistisch verteilt waren und durch die Bildung der Ausgleichsgeraden herausgemittelt wurden.

Um ein Maß für die Genauigkeit der Einzelmessung zu erhalten, muß man für jede in die Berechnung eingehende Größe den größtmöglichen Fehler abschätzen.

Resonatorlänge L:

Die grobe Methode zur Messung der optischen Länge des Resonators (Metermaß und Errechnung der Wegverlängerung durch die Quarzyylinder) führt zu einem Fehler von etwa 0,3%.

$$L = 216,5 \pm 0,5 \text{ cm}$$

Auslenkung x

Durch die mechanische Konstruktion, zur Variation des Abstandes x den Quarzyylinder auf einem Schlitten zu verschieben, erhält man eine Ungenauigkeit x von etwa 0,1 mm. Das bedeutet etwa 1% an den Stellen maximaler Auslenkung und 4% bezüglich der kleinsten zu Messungen verwendeten Abstände.

Motordrehzahl f_{mot}

Gleichlaufschwankungen des Motors und Schlupf des Treibriemens lassen Fehler bei der Bestimmung der Motordrehzahl erwarten.

Der verwendete Zähler zeigte bei Messungen der Dauer einer Umdrehung Abweichungen von etwa 0,5 msec. Dies bedeutet bei einer Drehzahl von 10 Hz (100 msec) einen Fehler von 0,5%, bei 100 Hz (10 msec) einen Fehler von 5%.

Zu den errechneten Fehlern kommt noch ein schwer abzuschätzender Fehler bei niedrigen Drehzahlen ($f_{\text{mot}} \leq 20 \text{ Hz}$) und kleinen Auslenkungen ($|x| \leq 4$) hinzu:

Bei geringer Schwebungsfrequenz füllt das Rauschen unter dem Signal besonders ins Gewicht. Man kann von einem Peak des Graphen nicht mehr mit Sicherheit sagen, ob er von der Schwebungsfrequenz oder von Störungen herrührt. Die Größe dieses Fehlers liegt sicher unter 5%.

Die weiteren Fehler (Ableseungenaugkeiten auf den vom x-t-Schreiber gelieferten Graphen und Fehler der verwendeten Literaturwerte für d und $dn/d\lambda$) bleiben klein gegen die oben aufgeführten Fehler.

Der aus diesen Fehlerquellen resultierende Gesamtfehler wurde für jeden Meßpunkt errechnet und zur Ermittlung der Fehlerbalken in den Diagrammen 1 und 2 verwendet.

Kapitel VIII Praktikumtauglichkeit

Mit bescheidenen Mitteln ist es gelungen, den Versuch von Bilger nachzuvollziehen und sogar, mit guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert, den Dispersionsterm zu messen. Die Freude über diesen Erfolg wurde jedoch etwas durch die schlechte Verwendbarkeit des Versuchsaufbaus im Praktikum gedämpft.

Die Apparatur stellte sich als sehr empfindlich in Bezug auf Verschmutzungen der Brewsterfenster des Laserrohres und der Quarzzyylinder heraus. Auch mechanische Deformationen des Resonators, z.B. durch Stöße gegen die (immerhin mehr als 200 kg schwere) Steinplatte wirkten sich auf die Leistung deutlich aus. Die Leistung des Ringlasers lag mit ca. $1\mu\text{W}$ ausgekoppelter Leistung einfach zu knapp über der Funktionsschwelle. Diese mangelnde Leistung bewirkte, daß der Laser häufig nachjustiert werden mußte, was ein gewisses Maß an Erfahrung voraussetzt. Diese Erfahrung kann man aber weder bei den Praktikanten noch bei den den Versuch betreuenden Assistenten voraussetzen. An einen Praktikumsversuch muß man die Anforderung, robust und nicht übermäßig "wartungsbedürftig" zu sein, stellen können. Aus diesen Gründen ist der vorliegende Versuch sicher kein Praktikumsversuch.

Andererseits ist der Aufbau zu interessant und die erzielten Ergebnisse sind einfach zu gut, als daß man den Versuch endgültig aus dem Praktikumskatalog streichen sollte.

Kurz vor Ende dieser Arbeit wurde ein zweites Laserrohr geliefert. Es ist wahrscheinlich, daß der Leistungsgewinn, den der Einbau des zweiten Rohres liefert, ausreicht, den Ringlaser etwas "unempfindlicher" zu machen. Geringe Schwächungen der Leistung durch Verschmutzung etc. hätten dann nicht mehr einen Funktionsausfall des Lasers zur Folge, und man wäre der Praktikumtauglichkeit näher gekommen.

Im Interesse eines gut ausgerüsteten Praktikums hoffe ich jedenfalls auf eine Weiterführung meiner Bemühungen.

Anhang Programm zur Errechnung der Strahldaten

```
10 REM *****
20 REM LASERREGATOR MIT MAXIMAL 6 ELEMENTEN REM
30 REM *****
40 DIM AB(6),F(6),M(2,12),M0(2,2),M1(2,2)
50 PRINT %7E1F7E1C%
60 INPUT "ANZAHL DER SPIEGEL FUER EINEN VOLLEN UMLAUF ",ANZ
70 PRINT
80 PRINT "***** ALLE MASSE IN CM ANGEBEN *****"
90 PRINT
100 FOR I=1 TO ANZ
110 INPUT "BRENNWEITE DES SPIEGELS ",F(I)
120 INPUT "ABSTAND ZUM NAECHSTEN SPIEGEL ",AB(I)
130 NEXT I
131 LET AB(0)=AB(ANZ)
140 LET PI=3.14158,PD=0
150 REM WELLENLAENGE LA=6326 A
160 LET LA=.6326E-04
170 REM .....MATRIZ BESETZEN .....
180 FOR I=1 TO ANZ
190 LET M(1,2*I-1)=1-AB(I)/F(I)
200 LET M(2,2*I-1)=-1/F(I)
210 LET M(1,2*I)=AB(I)
220 LET M(2,2*I)=1
230 NEXT I
240 PRINT DEV(PD);%0DOAOA0AOAOAOAOA%
250 PRINT "BRENNWEITEN",,
260 FOR I=1 TO ANZ
270 PRINT F(I);
280 NEXT I
290 PRINT
300 PRINT "ABSTAENDE",,
310 FOR I=1 TO ANZ
320 PRINT AB(I);
330 NEXT I
340 PRINT
350 FOR S=1 TO ANZ
360 REM ..... STAHL AM SPIEGEL NR S .....
370 REM ..... TAILLE VOR DEM SPIEGEL NR S .....
380 IF S=1 THEN 540
390 REM ..... MATRIX ZYKLISCH UMBESETZEN .....
400 LET M0(1,1)=M(1,1)
410 LET M0(1,2)=M(1,2)
420 LET M0(2,1)=M(2,1)
430 LET M0(2,2)=M(2,2)
440 FOR N=1 TO ANZ-1
450 LET M(1,2*N-1)=M(1,2*N+1)
460 LET M(2,2*N-1)=M(2,2*N+1)
470 LET M(1,2*N)=M(1,2*N+2)
480 LET M(2,2*N)=M(2,2*N+2)
490 NEXT N
```

```
500 LET M(1,2*ANZ-1)=M0(1,1)
510 LET M(2,2*ANZ-1)=M0(2,1)
520 LET M(1,2*ANZ)=M0(1,2)
530 LET M(2,2*ANZ)=M0(2,2)
540 LET M1(1,1)=M(1,1)
550 LET M1(1,2)=M(1,2)
560 LET M1(2,1)=M(2,1)
570 LET M1(2,2)=M(2,2)
580 REM
590 FOR I=2 TO ANZ
600 REM ..... MATRIZENMULTIPLIKATION .....
610 LET A=M(1,2*I-1)*M1(1,1)+M(1,2*I)*M1(2,1)
620 LET B=M(1,2*I-1)*M1(1,2)+M(1,2*I)*M1(2,2)
630 LET C=M(2,2*I-1)*M1(1,1)+M(2,2*I)*M1(2,1)
640 LET D=M(2,2*I-1)*M1(1,2)+M(2,2*I)*M1(2,2)
650 LET M1(1,1)=A
660 LET M1(1,2)=B
670 LET M1(2,1)=C
680 LET M1(2,2)=D
690 NEXT I
700 IF S#1 THEN 730
710 LET G=(A+D)/2
720 PRINT "STABILITAET -1 < G < 1 ",G
730 REM ..... STRAHLBERECHNUNG .....
740 LET DISK=4-(A+D)/2
750 IF DISK<=0 THEN 1080
760 LET R1=2*B/(D-A)
770 IF R1=F(S) THEN 790
780 LET R2=F(S)*R1/(F(S)-R1)
790 LET W2=ABS(2*LA*B/(PI*SQR(DISK)))
800 LET V=SQR(W2)
810 LET WW=2*W*10
820 LET W02=-LA*SQR(DISK)/(2*PI*C)
830 LET W0=SQR(W02)
840 LET WWO=2*W0*10
850 LET Z=(A-D)/(2*C)
860 PRINT DEV(PD);"
870 PRINT "***** STRAHL AM SPIEGEL NR ";S;"*****"
880 PRINT
890 PRINT "BRENNWEITE DES SPIEGELS ";F(S);" CM"
900 PRINT "ABSTAND ZUM NAECHSTEN SPIEGEL ";SAB(S);" CM"
910 PRINT "KRUENNUNGSRADIUS DER WELLENFRONT"
920 PRINT " VØR DEM SPIEGEL ";S;R1;" CM".
930 IF R1=F(S) THEN 950
940 PRINT " HINTER DEM SPIEGEL ";S;R2;" CM"
950 PRINT "STRÄHLDURCHMESSER AM SPIEGEL ";S;WW;" MM"
960 IF Z<0 OR Z>AB(S-1) THEN 990
970 PRINT "TAILLENDURCHMESSER ";S;WWO;" MM"
980 PRINT "ABSTAND DER LETZTEN TAILLE VØM SPIEGEL ";S;Z;" CM"
990 PRINT
1000 PRINT "....."
1010 PRINT
1020 NEXT S
1030 PRINT
1040 INPUT DEV(0),"AUSGABE AUF DEVICE NR ",PD
1050 IF PD#0 THEN 170
1060 PRINT DEV(0);%7E1C%
1070 GOT0 70
1080 PRINT "***** RESØNATOR INSTABIL *****"
1090 LET S=ANZ+1
1100 GOT0 1040
```

Literatur

- 1 S. Wößner, Zulassungsarbeit, Freiburg 1978
- 2 W.M. Macek/ J.R. Schneider/ R.M. Salamon,
Applied Physics 35,2556 (1964) ZA 530
- 3 H.R. Bilger/ A.T. Zavodny,
Physical Review A 5 No 2,591 (1972) ZP 260
- 4 H.R. Bilger/ W.K. Stowell,
Physical Review A 16 No 1,313 (1977) ZP 260
- 5 M. Born, Die Relativitätstheorie Einsteins R 51
- 6 E. Buchwald, Die Naturwissenschaften 38,
519 (1952) ZN 100
- 7 A.A. Michelson/ E.W. Morley
American Journal of Science 31,577 (1886) T 8248 (UB)
- 8 H.A. Lorentz, Versuch einer Theorie der
elektrischen und optischen Erscheinungen in
bewegten Körpern, Leiden 1895 R 10
- 9 J. Laub, Annalen der Physik 25,175 (1908) ZA 340
- 10 W.F. Parks/ J.T. Dowell,
Physical Review A 9 No 1,565 (1974) ZP 260
- 11 E.J. Post, Reviews of Modern Physics 39 No 2,
475 (1967) ZR 130
- 12 H. Kogelnik/ T. Li,
Applied Optics 5 No 10,1055 (1966) ZA 520
- 13 W.W. Rigrod, The Bell System Technical
Journal 44,907 (1965) ZB 100
- 14 Kleen/ Müller, Laser, 1969 QE 4
- 15 Weber/ Herziger, Laser, 1972 L 42
- 16 I. Lerche, American Journal of Physics 45
No 12,1154 (1977) ZA 290

Statt der an dieser Stelle üblichen fachlichen
Danksagungen möchte ich mich herzlich bei
Herrn Dr. Baumgartner, Brigitte, Monika, Dieter,
Hannes, Walter, Wolfgang und allen anderen bedanken,
die immer für mich da waren und dafür gesorgt haben,
daß bei uns ein menschliches Klima herrschte.