

KfK 4709 B
Mai 1990

Ein Dauerstrich-Farbstofflaser mit hochstabiler Frequenz

**A. Dorn, W. Kälber, G. Meisel
Institut für Kernphysik**

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4709 B

EIN DAUERSTRICH - FARBSTOFFLASER
MIT HOCHSTABILER FREQUENZ

A. Dorn, W. Kälber, G. Meisel

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Ein Dauerstrich-Farbstofflaser mit hochstabiler Frequenz

Zusammenfassung

Es wurden zwei Ring-Farbstofflaser umgebaut. Durch Änderungen der Resonatorgeometrie beider Laser konnte deren Wirkungsgrad etwa verdoppelt werden. Das Maximum des Wirkungsgrades für den Farbstoff DCM beträgt im Einmodenbetrieb ca. 20% bei 640 nm. Bei dieser Wellenlänge und bei einer Pumplaserleistung von 3 W beträgt die Ausgangsleistung etwa 600 mW. Der Bereich, in dem die Wellenlänge der Laser durchgestimmt werden kann, reicht von 620 nm bis 678 nm.

Die Farbstofflaser werden durch eine Regelung auf den Scheitel einer Resonanz je eines konfokalen Referenz-Interferometers frequenzstabilisiert. Dazu wird ein Teil des Laserstrahls phasenmoduliert und durch das Referenz-Interferometer geleitet; das Korrektursignal wird aus der transmittierten Intensität abgeleitet.

Als Stellelemente zur Korrektur der Laserfrequenz dienen ein elektrooptischer Kristall und ein Piezospiegelsteller. Zur Stabilisierung der Referenz-Interferometer werden diese mit einem jodstabilisierten HeNe-Laser geregelt.

Als Kurzzeitstabilität der Frequenz eines geregelten Farbstofflasers ergab sich ein Wert von ungefähr 300 Hz bei einer Meßzeit von 1 sec.

A cw Dye Laser with Highly Stabilized Frequency

Abstract

Two ring dye lasers were modified. By changes of the ring geometry the efficiency of both lasers was doubled. For DCM dye the peak efficiency is about 20% in single mode operation at 640 nm. At this wavelength the output power is 600 mW for a pump power of 3 W. The lasers can be tuned from 620 nm to 678 nm.

The dye lasers are frequency stabilized by locking them to the peak of a resonance of a confocal reference interferometer. For this purpose part of the laser beam is phase modulated and fed to the reference interferometer; the error signal is deduced from the transmitted intensity.

An electro-optic crystal and a piezo mirror mount are used as transducers to correct the laser frequency. The reference interferometers in turn are locked to an iodine stabilized HeNe laser.

The short term stability of a stabilized dye laser was determined to be 300 Hz for an integration time of 1 sec.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Die Farbstoff-Ringlaser	4
2.1 Der Laserresonator und seine Elemente	4
2.2 Strahlparameter und Stabilitätsbedingung	4
2.3 Astigmatismus	8
2.4 Die Kompensation des Astigmatismus	13
2.5 Der Pumpstrahl	14
2.6 Jet und Pumpkreislauf	15
2.7 Einrichtungsbetrieb	18
2.8 Frequenzselektion und Durchstimmbarkeit	21
2.8.1 Das Lyot-Filter	22
2.8.2 Das Etalon	22
2.8.3 Die Durchstimmung der Laserfrequenz	25
2.9 Die Justierung des Resonators	28
2.10 Ergebnisse	31
3. Der piezoelektrische Spiegelversteller	36
3.1.1 statische Eigenschaften	37
3.1.2 dynamische Eigenschaften	39
3.1.3 Die Herstellung der Spiegelversteller	47
4. Die Frequenzstabilisierung des Lasers	50
4.1 Das Prinzip zur Erzeugung des Korrektursignals	51
4.2 Die Phasenmodulation des Laserlichtes	53
4.3 Die Transmission des phasenmodulierten Lichtes durch das Referenz-Interferometer	60
4.4 Die Detektion des transmittierten phasenmodulierten Lichtes	63
4.5 Die phasenempfindliche Gleichrichtung	70
4.6 Der Regelverstärker	78
4.6.1 Allgemeines zu Regelkreisen	78
4.6.2 Der Photomultiplier und der Vorverstärker	82
4.6.3 Der phasenempfindliche Gleichrichter	86
4.6.4 Die Verstärkung des Korrektursignals	89
4.7 Die Stabilisierung des Referenzinterferometers	98
4.8 Der optische Aufbau des Farbstofflasersystems	99

4.8.1 Die Einkoppelung in das konfokale Referenz-Interferometer	101
4.8.2 Die kollineare Überlagerung verschiedener Laserstrahlen mittels Polarisationsprismen	103
5. Untersuchungen zur Frequenzstabilität des geregelten Farbstofflasers . . .	110
6. Ausblick	114
7. Anhang	116
8. Literaturverzeichnis	136

1. Einleitung

Diese Arbeit ist Teil der Verwirklichung eines Experimentes zur genauen Frequenzbestimmung des Balmer- α Überganges ($H_\alpha: 2s \rightarrow 3p$) im Spektrum des Wasserstoffatoms. Daraus soll eine Naturkonstante, die sog. Rydbergfrequenz, mit verbesserter Genauigkeit gewonnen werden [Burg]. Da eine direkte Messung der Frequenz des H_α -Überganges ($\nu_{H\alpha} = 456\,683$ GHz) nicht möglich ist, soll der Frequenzabstand zu einem sekundären Frequenznormal gemessen werden. Dazu dient ein bei $\lambda_{ref} = 632,8$ nm ($\nu_{ref} = 473\,613$ GHz) arbeitender HeNe-Laser, der auf einen genau bestimmten Übergang im Molekülspektrum eines Jod-Isotopes stabilisiert ist [Metr]. Der Frequenzabstand von $\nu_{ref} - \nu_{H\alpha} = 16\,930$ GHz ist immer noch zu groß, um mit Mikrowellenmethoden direkt gemessen werden zu können. Daher soll eine Meßmethode angewandt werden, bei der dieses Frequenzintervall als Summe vieler kleiner, gut meßbarer Intervalle bestimmt wird. Für das Verfahren benötigt man neben dem jodstabilisierten HeNe-Laser zwei Farbstofflaser, deren Frequenzen über das zu bestimmende Frequenzintervall durchgestimmt werden können. Durchgeführt wird das Experiment, indem man zunächst einen Farbstofflaser auf den H_α -Übergang einstellt. Der zweite Farbstofflaser wird auf eine etwa 80 GHz entfernte, näher bei der HeNe-Laserfrequenz ν_{ref} liegende Frequenz ν_1 stabilisiert. Der genaue Frequenzabstand wird bestimmt, indem man beide Farbstofflaser-Strahlen kollinear überlagert. Die Schwebungsfrequenz $\nu_{H\alpha} - \nu_1$ wird von einer schnellen Photodiode detektiert und mit Hilfe einer Mikrowellenmeßapparatur gezählt [Hoef1], [Eich]. Danach wird der erste Farbstofflaser um etwa 160 GHz in Richtung HeNe-Laserfrequenz verstimmt (ν_2) und die Differenzfrequenz von $\nu_2 - \nu_1 \simeq 80$ GHz wiederum gemessen. Diese Schritte werden so oft wiederholt, bis die Frequenz des HeNe-Lasers erreicht ist. Bei der Schrittweite von 80 GHz müßten insgesamt etwa 210 Einzelschritte ausgeführt werden bis die Endfrequenz ν_{ref} erreicht ist. Eine ausführliche Beschreibung des Experiments und die Diskussion der zu erwartenden Meßgenauigkeit befindet sich in [PTB].

Zu einer ersten Erprobung dieses Vielschritt-Verfahrens soll der Frequenzabstand des bei 632,8 nm jodstabilisierten HeNe-Lasers zu einem weiteren sekundären Frequenznormal, dem bei 612,0 nm jodstabilisierten HeNe-Laser gemessen werden.

Um die beim Vielschrittverfahren erreichbare Genauigkeit zu erhalten, werden hohe Anforderungen an die Frequenzstabilität der Laser gestellt. Die Frequenz jedes Farbstofflasers wird daher auf eine Transmissionsstelle eines Referenz-Interferometers stabilisiert. Zur Stabilisierung der Transmissionsfrequenzen des

Referenz-Interferometers werden diese wiederum mit einem jodstabilisierten He-Ne-Laser geregelt.

Da für beide Farbstofflaser nur ein Pumplaser zur Verfügung steht, sollte ihr Wirkungsgrad möglichst hoch sein, damit über den gesamten Frequenzbereich der Messung genügend Ausgangsleistung zur Verfügung steht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zusätzlich zu einem schon vorhandenen Farbstofflaser ein identischer zweiter aufgebaut. Die Resonatoren beider Laser wurden in verschiedenen Punkten verbessert, so daß sich deren Wirkungsgrad in etwa verdoppelte. Die Farbstofflaser, die Änderungen und die Ergebnisse werden in Kap. 2 beschrieben.

Zur Frequenzstabilisierung des zweiten Farbstofflasers wurde eine von H.Hoeffgen [Hoef2] entwickelte Regelung reaktiviert. Zu Beginn von Kap. 4 wird die Erzeugung des Regelsignals ausführlich diskutiert. Es folgt eine Beschreibung des elektronischen Teils der Regelung.

Die Regelung korrigiert Frequenzschwankungen durch Stellelemente die den Resonatorumfang verändern. In Kap. 3 ist der Bau neuer Stellelemente beschrieben, die den Resonatorumfang durch piezoelektrische Bewegung eines Resonatorspiegels verändern.

In Kap. 4.8-4.9 wird die Stabilisierung der Referenz-Interferometer sowie der Gesamtaufbau der beiden Farbstofflasersysteme beschrieben.

In Kap. 5 werden Angaben zur Frequenzstabilität der geregelten Farbstofflaser gemacht.

2. Die Farbstoff-Ringlaser

2.1 Der Laserresonator und seine Elemente

In den nächsten Kapiteln sollen die zwei Farbstofflaser-Resonatoren behandelt werden. Da beide identisch aufgebaut sind, wird im folgenden nur von einem Resonator gesprochen. Ausführlich wird dabei nur auf Dinge eingegangen, die gegenüber früheren Arbeiten (siehe [Knau] und [Kriz]) neu sind oder verbessert wurden.

In Abb. 1 ist der vollständige Resonatoraufbau im Maßstab 1:1 von oben zu sehen. M1-M3 sind konkave Spiegel mit Krümmungsradien von 50 mm. M4-M7 sind Planspiegel. M4 ist der Auskoppelspiegel, er transmittiert je nach Wellenlänge 4-6% der resonatorinternen Leistung (Kap. 2.10).

Der Strahl verläuft von M6 über die Spiegel M7, M1, M2 und M4 in einer Ebene etwa 40 mm über der Tischplatte. Nach M4 verläßt der Strahl diese Ebene. Durch entsprechende Kippung der Spiegel M4, M5 und M6 wird er so geführt, daß er bei M5 etwa 5 mm oberhalb der Umlaufebene reflektiert wird. Dieser Strahlverlauf führt zu einer Polarisationsdrehung, die durch den Faraday-Dreher in der einen Umlaufrichtung wieder rückgängig gemacht, in der anderen Umlaufrichtung erhöht wird. Durch diese Anordnung wird erreicht, daß die Laseroszillation in nur einer Umlaufrichtung erfolgt (Kap. 2.7).

Lyotfilter und Etalon sorgen für die Modenselektion und die Durchstimbarkeit der Frequenz (Kap. 2.8). Stillelemente für kleine Frequenzkorrekturen sind der Piezospiegel M7 (Kap. 3) und der ADP-Kristall [Knau]. Der von einem Argonionenlaser optisch gepumpte Farbstoffstrahl ("Jet") verstärkt die Laseroszillation (Kap. 2.6).

2.2 Strahlparameter und Stabilitätsbedingung

Die Eigenschaften von optischen Resonatoren werden in der Literatur mit Hilfe der Strahloptik oder auch paraxialen Optik untersucht [Kneu], [Sieg], [Kog1]. Dabei wird ein Lichtstrahl durch einen Strahlvektor \vec{r} mit zwei Vektorkomponenten beschrieben. Diese sind r , der Abstand des Strahls von der optischen Achse, und r' , die Änderung dieses Abstandes bei der Propagation des Strahls. Die Wirkung

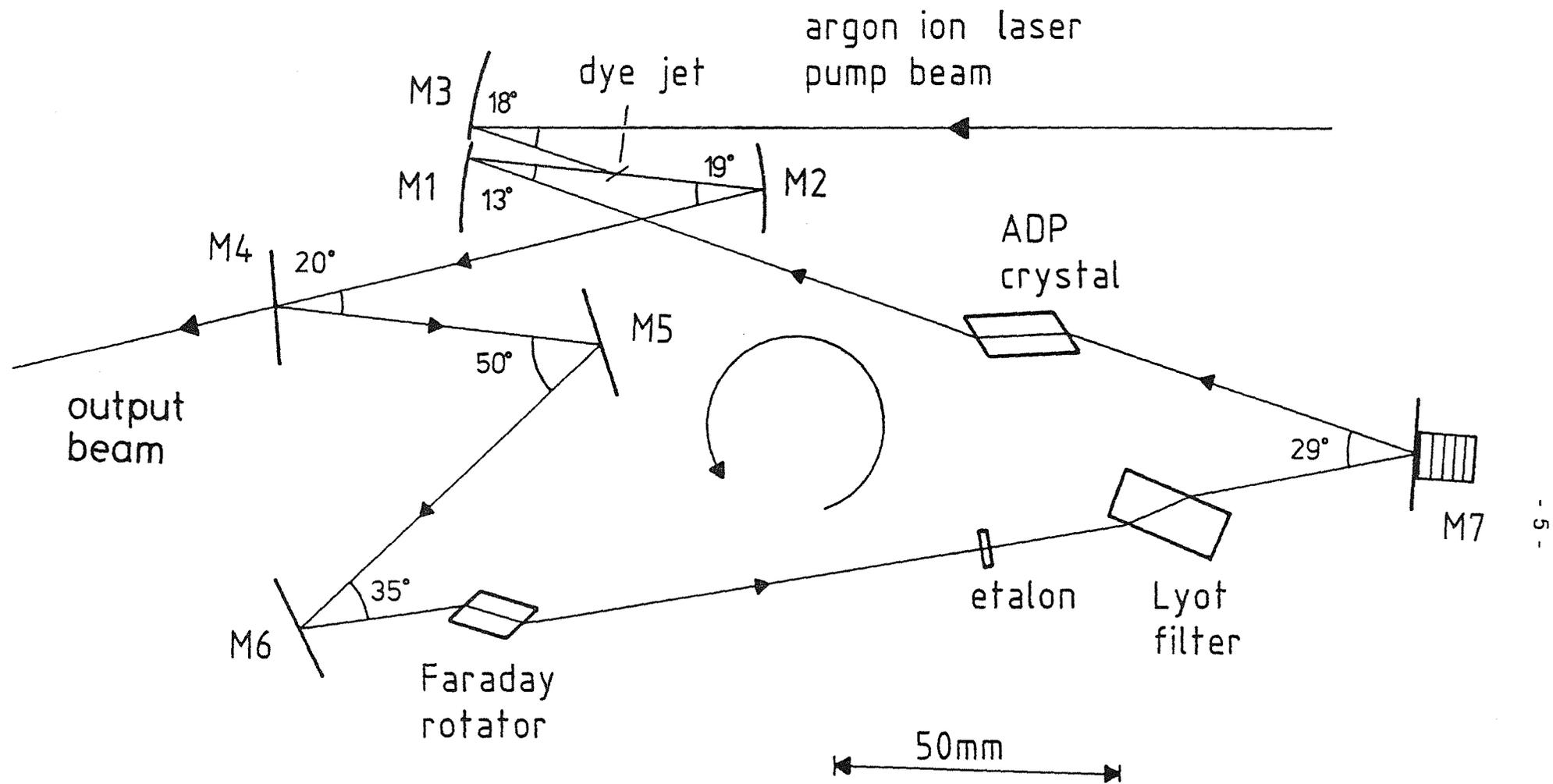


Abb.1: Der vollständige Resonatoraufbau im Maßstab 1:1 von oben gesehen. Der Gesamtumfang des Resonators beträgt ca. 65 cm.

von optischen Elementen, wie Spiegel und Linsen, auf den Strahl läßt sich durch Multiplikation des Strahlvektors $\vec{r} = \begin{pmatrix} r \\ r' \end{pmatrix}$ mit für die optischen Elemente charakteristischen 2x2-Matrizen beschreiben. Ein Spiegel mit dem Krümmungsradius R (Brennweite $f=R/2$) und eine Laufstrecke der Länge d werden durch folgende Matrizen beschrieben:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \quad \text{Spiegel mit dem Krümmungsradius R}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{Laufstrecke der Länge d}$$

Berücksichtigt man die Wellennatur des Lichtes, so kann es nicht mehr als Bündel von diskreten Einzelstrahlen aufgefaßt werden. In der Wellenoptik wird ein Lichtstrahl als Überlagerung von sog. Gauß'schen Moden behandelt. Der Laserstrahl kann hier sehr gut durch den Grundmode, der ein Gauß'sches Intensitätsprofil hat, angenähert werden. Er wird durch die Strahlparameter R und w charakterisiert. R ist der Krümmungsradius der kugelförmigen Wellenfront, w der Strahlhalbmesser, der dem Abstand von der Strahlachse entspricht, bei dem die Feldstärke auf 1/e abgefallen ist. R und w werden wie folgt zu einem komplexen Strahlparameter q ("komplexer Krümmungsradius") zusammengefaßt:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi w^2} \quad \lambda: \text{Wellenlänge} \quad [2.1]$$

Auch für diese Beschreibung des Strahls können die 2x2-Matrizen der Strahloptik angewandt werden [Sieg]. Das Durchlaufen eines optischen Systems mit der Matrix M transformiert den Strahlparameter q in q' nach:

$$q' = M \cdot q = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad [2.2]$$

Um die Matrix M für einen vollen Umlauf im Ringresonator zu erhalten, multipliziert man von einer frei wählbaren Stelle beginnend die Matrizen aller nacheinander durchlaufenen Elemente, bis der Anfangspunkt wieder erreicht ist. Ein Resonator ist "stabil", wenn sich der Strahlparameter q nach einem Umlauf reproduziert, also wenn folgende Eigenwertgleichung erfüllt ist:

$$q' = M \cdot q \stackrel{!}{=} q \quad [2.3]$$

Eingesetzt in Gleichung [2.2] erhält man den Strahlparameter q dieses Resonator-Eigenmodes an derjenigen Stelle, für die die Resonatormatrix M berechnet wurde:

$$\frac{1}{q} = \frac{(D - A)}{2B} \pm i \frac{\sqrt{4 - (D + A)^2}}{2B} \quad [2.4]$$

Für diese Stelle lassen sich durch Vergleich der Real- und Imaginärteile von Gleichung [2.4] und [2.1] die Strahlparameter w und R berechnen:

$$w^2 = \frac{2\lambda B}{\pi \sqrt{4 - (A + D)^2}} \quad [2.5]$$

$$R = \frac{2B}{(D - A)} \quad [2.6]$$

Man kann sich so für alle interessierenden Punkte im Resonator die Strahlparameter beschaffen. Gleichung [2.5] hat offensichtlich genau dann eine reelle Lösung, wenn gilt:

$$-2 < A + D < 2 \quad [2.7]$$

Die Summe der Matrixelemente $A + D$ ist unabhängig vom Schneidepunkt, für den die Strahlmatrix berechnet wurde. Resonatoren, die diese Ungleichung erfüllen, werden als "stabil" bezeichnet. Kennt man die Strahlparameter R und w an irgendeiner Stelle im Resonator, so kann man nach [Kog1] den Abstand z und die Größe w_0 von Strahltaillen ("waist") mit folgenden Gleichungen finden:

$$w_0 = \frac{w^2}{\left[1 + \left(\frac{\pi w^2}{\lambda R} \right)^2 \right]} \quad [2.8]$$

$$z = \frac{R}{\left[1 + \left(\frac{\lambda R}{\pi w^2} \right)^2 \right]} \quad [2.9]$$

In einem symmetrischen Ringresonator (Abb. 2) befindet sich eine Strahltaille (w_0) in der Mitte zwischen den beiden konkaven Spiegeln. Hierhin legt man den Jet. Eine zweite Strahltaille (w_1) liegt im Resonator direkt gegenüber.

Berechnet man an einer frei wählbaren Stelle im Resonator die Strahlmatrix und setzt die entsprechenden Matrixelemente ins Stabilitätskriterium (Gl. 2.7) ein, so ergibt sich, daß die Stabilität des Resonators von der geeigneten Wahl der Resonatorparameter f , δ und U abhängt. Man wählt δ als Justierparameter, da f und U normalerweise durch den gegebenen Resonatoraufbau festliegen und schon eine Variation von δ im Bereich von 1 mm genügt, um den gesamten Stabilitätsbereich zu überstreichen. Nach Berechnung der Resonatormatrix und Einsetzen

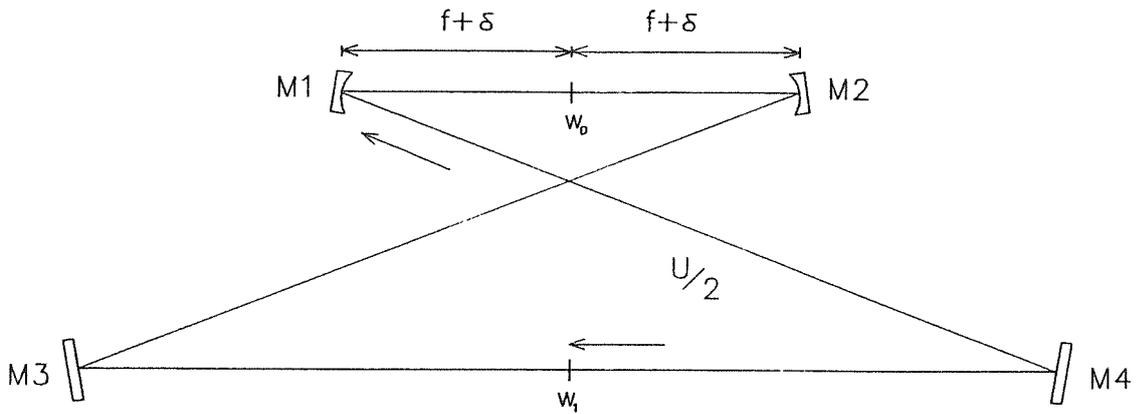


Abb.2: Der symmetrische Ringresonator. f : Brennweite der konkaven Spiegel M1 und M2. Abstand der konkaven Spiegel: $(2f + 2\delta)$. U : Länge des Strahlwegs von M2 über die Planspiegel M3 und M4 bis zu M1 ("Restumfang").

der Matrixelemente A und D ins Stabilitätskriterium (Gl. 2.7) erhält man folgenden Stabilitätsbereich:

$$\delta_{\min} = 0 < \delta < \frac{2f^2}{(U - 2f)} = \delta_{\max} \quad [2.10]$$

Der Stabilitätsbereich des Abstandes a der Spiegel M1 und M2 voneinander ist dann:

$$2f < a < 2f + 2\delta_{\max} \quad [2.11]$$

Ausführlich ist dieser Fall des Ringresonators unter Vernachlässigung des Astigmatismus in [Knau] behandelt.

2.3 Astigmatismus

Astigmatisch nennt man einen Strahl dann, wenn sich sein Strahlparameter q bei der Propagation in zwei orthogonal zueinander liegenden Ebenen längs der Strahlachse unterschiedlich entwickelt. Ursache hierfür sind optische Elemente im Strahlweg, die in den beiden Schnittebenen unterschiedliche Wirkung auf den Strahlparameter q haben. In unserem Resonator sind das zum einen die schräg zum Strahl stehenden Brewsterplatten, also Faraday-Dreher, Lyot-Filter, ADP-Kristall und Jet, zum anderen die konkaven Spiegel M1, M2 und M3, die unter einem Einfallswinkel $\theta \neq 0$ benutzt werden.

Bei schräg im Strahl stehenden Planplatten wird der Strahlparameter q bei der Brechung des Strahls an den zwei Grenzflächen in der Einfallsebene (P-Ebene) gegenüber der dazu senkrechten S-Ebene unterschiedlich verändert. Dies läßt sich beschreiben, indem man der Platte in den beiden Ebenen unterschiedliche

effektive Lichtwege zuordnet, die sich vom optischen Weg und vom geometrischen Weg unterscheiden. Auf die Veränderung von q für einen Gaußschen Strahl hat diese Platte in der P-Ebene die Wirkung wie das Durchlaufen einer Strecke d_p , in der dazu senkrechten Ebene (S-Ebene) die Wirkung einer Strecke d_s . Für die Brewsterplatten im Resonator berechnen sich d_p und d_s wie folgt [Kog2]:

$$d_p = t \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n^4} \quad d_s = t \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n^2} \quad \begin{array}{l} t: \text{Dicke der Platte} \\ n: \text{Brechungsindex} \\ \text{der Platte} \end{array} \quad [2.12]$$

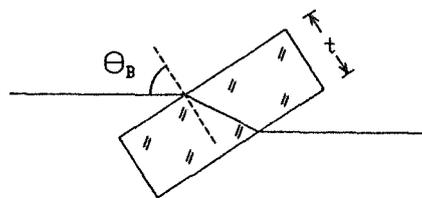


Abb.3: Eine Brewsterplatte

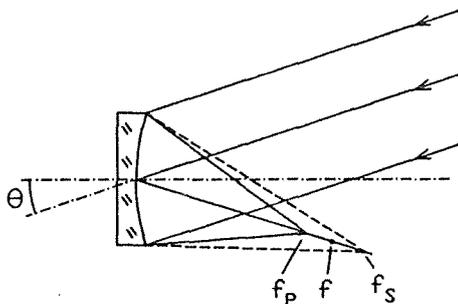
Der geometrische Weg d_g und der optische Weg $d_{opt.} = n \cdot d_g$ sind dagegen:

$$d_g = t \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n} \quad d_{opt.} = t \sqrt{n^2 + 1} \quad [2.13]$$

Beide sind größer als die effektiven Wege, es gilt:

$$d_p < d_s < d_g < d_{opt.}$$

Auch ein sphärischer Spiegel, der unter einem Winkel θ vom Strahl getroffen wird, hat in der P-Ebene gegenüber der S-Ebene eine andere Wirkung auf den Strahlparameter q . Das wird beschrieben, indem man dem Spiegel in der S-Ebene die effektive Brennweite f_s und in der P-Ebene die effektive Brennweite f_p zuordnet:



$$\begin{array}{l} f_p = f \cos \theta < f \\ f_s = \frac{f}{\cos \theta} > f \end{array} \quad [2.14]$$

Abb.4: Der Astigmatismus eines konkaven Spiegels. Die Zeichenebene ist die P-Ebene, die Strahlen der S-Ebene (gestrichelt gezeichnet) sind in die Zeichenebene geklappt.

Da sich dadurch die Strahlmatrizen dieser Elemente in den beiden Schnittebenen unterscheiden, erhält man auch unterschiedliche Matrizen für den Strahlumlauf im Resonator. Als Folge davon sind die Stabilitätsbereiche und Strahlparameter in beiden Schnittebenen verschieden.

Der Astigmatismus der als Brewsterplatten wirkenden Elemente im Restumfang kann vernachlässigt werden. Mit einer Gesamtdicke von $t \simeq 30$ mm führen sie zu einer Strahlwegdifferenz $d_s - d_p$ von ca. 14 mm in der P-Ebene gegenüber der S-Ebene. Das sind nur 2% des Restumfangs $U = 60$ cm. Da U linear in Gl. 2.10 eingeht, ändert sich auch die Größe des Stabilitätsbereichs nur um 2%.

Wie im folgenden ausgeführt wird, kann der Astigmatismus der konkaven Spiegel nicht vernachlässigt werden. Die Einfallswinkel der Spiegel M1 und M2 waren zunächst $\theta_1 = 8^\circ$ und $\theta_2 = 15^\circ$. Dadurch wurde ein stark elliptischer Strahlquerschnitt verursacht. Durch bauliche Änderungen konnten diese Winkel bis auf $\theta_1 = 6,5^\circ$ und $\theta_2 = 9,5^\circ$ verringert werden. Dadurch verbesserte sich die Geometrie des Strahlquerschnitts und die Ausgangsleistung des Lasers wurde erhöht. Da die Spiegel M1 und M2 unter verschiedenen Einfallswinkeln benutzt werden, muß zwischen den Brennweiten f_{1S} und f_{1P} des Spiegels M1 und den Brennweiten f_{2S} und f_{2P} des Spiegels M2 unterschieden werden. Für den Stabilitätsbereich des Abstandes der Spiegel M1 und M2 voneinander (Gl. 2.11) gilt nun:

$$\text{P-Ebene: } f_{1P} + f_{2P} + 2\delta_{P\min} < a_p < f_{1P} + f_{2P} + 2\delta_{P\max}$$

$$\text{S-Ebene: } f_{1S} + f_{2S} + 2\delta_{S\min} < a_s < f_{1S} + f_{2S} + 2\delta_{S\max}$$

Durch den Astigmatismus ergeben sich zwei Effekte: Erstens sind die Stabilitätsbereiche bezogen auf den gemeinsamen Spiegelabstand $a = a_p = a_s$ gegeneinander verschoben, da bei zunehmenden Einfallswinkeln θ_1 und θ_2 die Summe $f_{1S} + f_{2S}$ kleiner, die Summe $f_{1P} + f_{2P}$ dagegen größer wird. Zweitens unterscheiden sich die Größen der Stabilitätsbereiche $2\delta_{P\max} - 2\delta_{P\min}$ und $2\delta_{S\max} - 2\delta_{S\min}$ voneinander. Zur Berechnung der Stabilitätsbereiche kann Gl. 2.10 nicht benutzt werden, da die Brennweiten der Spiegel M1 und M2 unterschiedlich sind. Nach Berechnen der Strahlmatrix für einen vollen Umlauf im Resonator und Einsetzen der entsprechenden Matrixelemente ins Stabilitätskriterium ergibt sich für die beiden Schnittebenen:

$$\frac{(f_{1S} - f_{2S})^2}{U - f_{1S} - f_{2S}} < 2\delta_S < \frac{(f_{1S} + f_{2S})^2}{U - f_{1S} - f_{2S}} \quad \frac{(f_{1P} - f_{2P})^2}{U - f_{1P} - f_{2P}} < 2\delta_P < \frac{(f_{1P} + f_{2P})^2}{U - f_{1P} - f_{2P}}$$

Man erhält folgende Stabilitätsbereiche:

Bisher: $\theta_1 = 8^\circ, \theta_2 = 15^\circ$

$$6 \cdot 10^{-4} \text{ mm} < 2\delta_S < 4,36 \text{ mm}$$

$$6 \cdot 10^{-4} \text{ mm} < 2\delta_P < 3,99 \text{ mm}$$

Jetzt: $\theta_1 = 6,5^\circ, \theta_2 = 9,5^\circ$

$$6 \cdot 10^{-5} \text{ mm} < 2\delta_S < 4,25 \text{ mm}$$

$$5,4 \cdot 10^{-5} \text{ mm} < 2\delta_P < 4,08 \text{ mm}$$

ohne Astigmatismus: $\theta_1 = 0^\circ, \theta_2 = 0^\circ$

$$0 \text{ mm} < 2\delta_S = 2\delta_P < 4,16 \text{ mm}$$

Die Größe der Stabilitätsbereiche unterscheidet sich für die hier auftretenden Fälle kaum vom Fall ohne Astigmatismus. Der größere Effekt stellt die Verschiebung der Stabilitätsbereiche in den beiden Schnittebenen gegeneinander dar: In Abb. 5 ist der gerechnete Strahltaillenradius $w_0(a)$ in Abhängigkeit vom Spiegelabstand a für beide Schnittebenen aufgetragen. Bei den alten Werten von θ_1 und θ_2 sind die Stabilitätsbereiche relativ stark gegeneinander verschoben. Man hat einen Überlappbereich von 2,1 mm. Da es nicht möglich ist, in der Mitte der Stabilitätsbereiche zu arbeiten, treten Leistungsverluste des Lasers auf. Eine Messung ergab bei optimierter Laserleistung den Spiegelabstand $52,0 \pm 0,2 \text{ mm}$. Dies stimmt mit der Erwartung überein, daß die Laserleistung in der Mitte des gemeinsamen Stabilitätsbereiches maximal ist. Die Stabilitätsbereiche für die verringerten Werte von θ_1 und θ_2 haben einen größeren Überlapp von 3,6 mm.

Die Auswirkungen des Astigmatismus auf den Strahlquerschnitt in der Umgebung des Jet und längs des Restumfanges U sind in Abb. 6 und Abb. 7 zu sehen. Diese Kurven sind für $a=52,2 \text{ mm}$, also für die Mitte der Überlappbereiche gerechnet. Durch die Verringerung des Astigmatismus wurden die Strahlradien in den beiden Schnittebenen einander angeglichen, d.h. der Strahlquerschnitt ist weniger elliptisch.

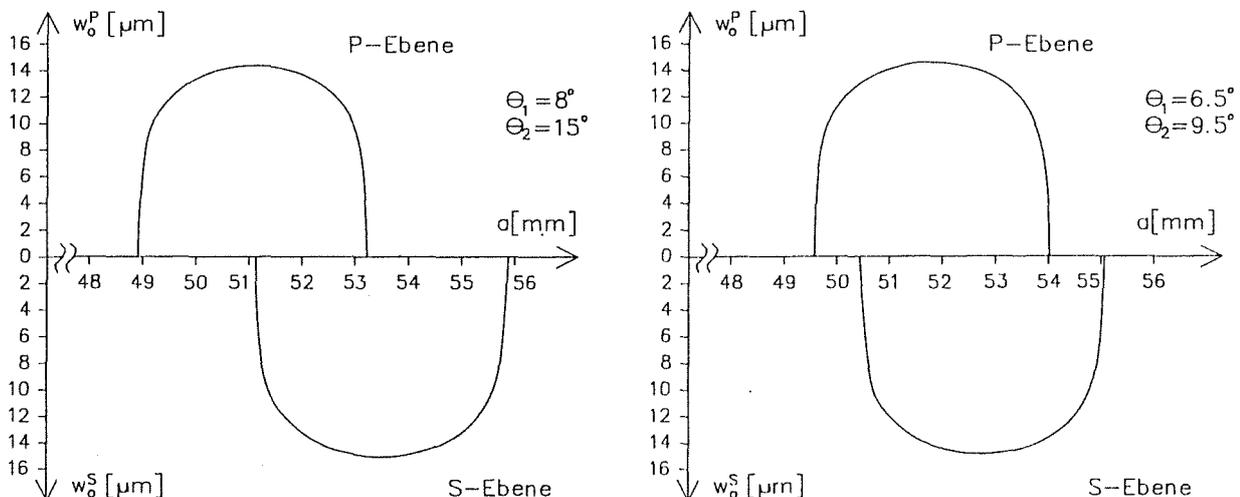


Abb.5: Der berechnete Strahltaillenradius $w_{0P}(a)$ und $w_{0S}(a)$ in Abhängigkeit vom Abstand a der Spiegel M1 und M2. (TI-Rechnerprogramm vom 17.7.80).

Links: $\theta_1 = 8^\circ, \theta_2 = 15^\circ$. Rechts: $\theta_1 = 6,5^\circ, \theta_2 = 9,5^\circ$.

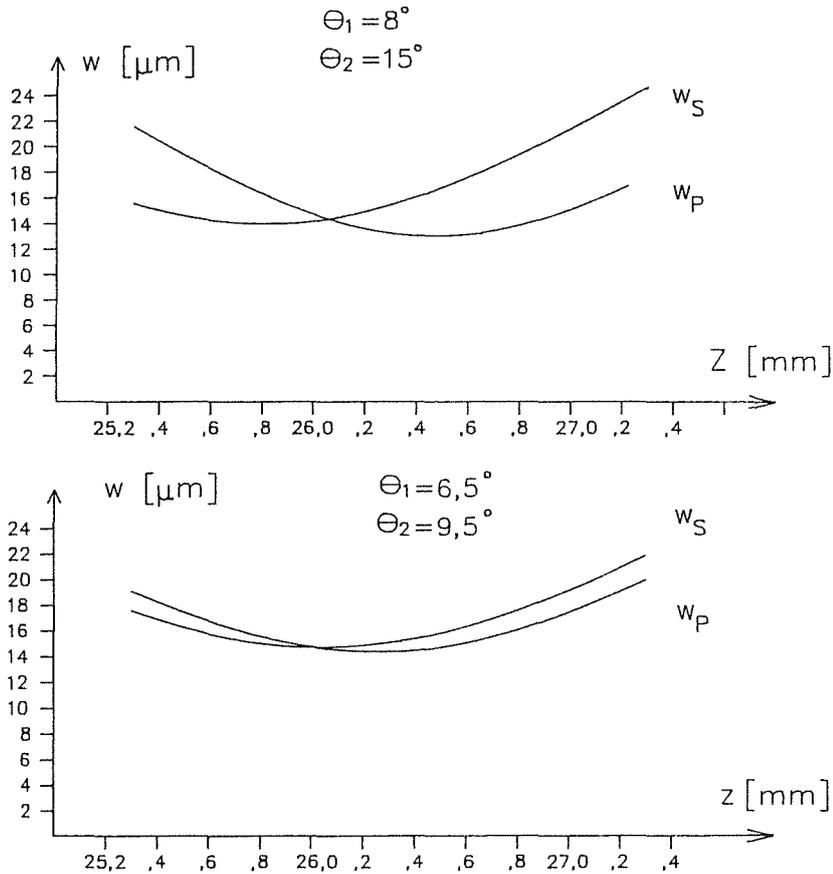


Abb.6: Strahlradien $w_p(z)$ und $w_s(z)$ in der Umgebung des Jet, $a=52,2$ mm. (TI-Rechnerprogramm vom 15.7.80).

Oben: $\theta_1 = 8^\circ$, $\theta_2 = 15^\circ$. Unten: $\theta_1 = 6,5^\circ$, $\theta_2 = 9,5^\circ$.

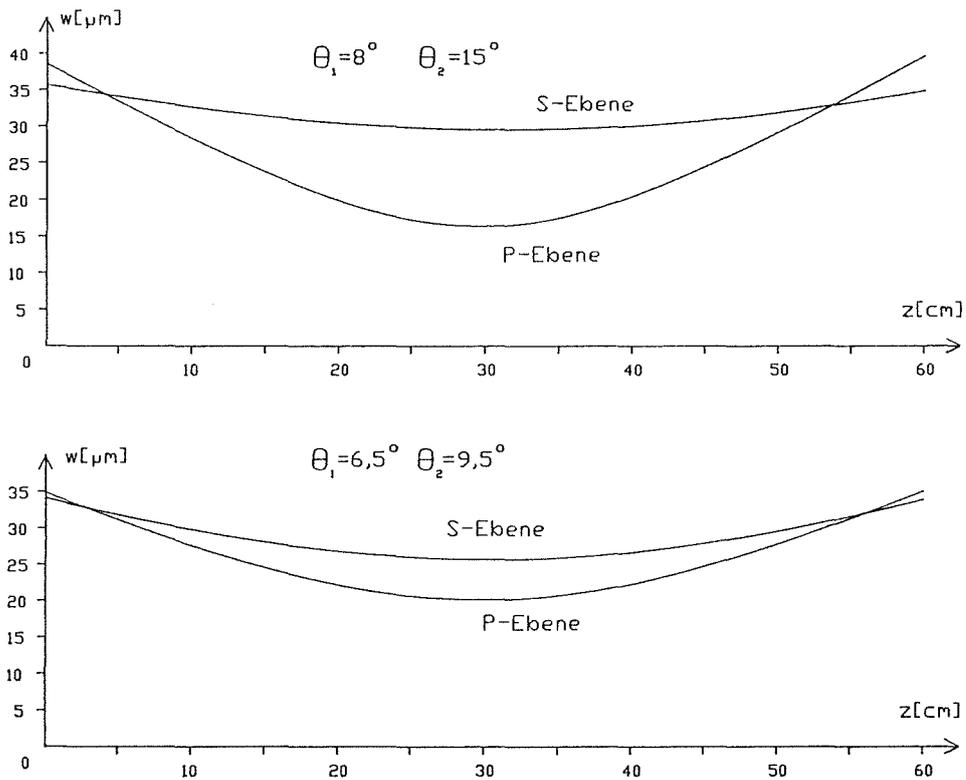


Abb.7: Strahlradien $w_p(z)$ und $w_s(z)$ längs des Restumfanges U bzw. längs des ausgekoppelten Strahles beginnend vom Ort des Spiegels M2. $a=52,2$ mm. (TI-Rechnerprogramm vom 15.7.80).

Oben: $\theta_1 = 8^\circ$, $\theta_2 = 15^\circ$. Unten: $\theta_1 = 6,5^\circ$, $\theta_2 = 9,5^\circ$.

2.4 Die Kompensation des Astigmatismus

Der Astigmatismus eines Hohlspiegels kann durch denjenigen einer Planplatte zwischen Spiegel und Fokus kompensiert werden. Dazu müssen die Einfallsebenen übereinstimmen, und es muß gelten:

$$(d_x - d_y) \stackrel{!}{=} (f_x - f_y) \quad [2.15]$$

Bevorzugt werden dazu Brewsterplatten eingesetzt, da sie minimale Verluste verursachen. Werden die Gleichungen [2.12] und [2.14] eingesetzt, so erhält man für die Dicke t einer kompensierenden Brewsterplatte:

$$t = \frac{n^4}{(n^2 - 1)\sqrt{n^2 + 1}} f \sin \theta \cos \theta \quad [2.16]$$

Für eine Kronglasplatte ($n=1,515$ bei $\lambda=644$ nm), die den Astigmatismus des Spiegels M2 mit dem größeren Einfallswinkel $\theta_2 = 15^\circ$ kompensieren soll, erhält man $t=3,9$ mm. (Dies zeigt nachträglich, daß hier die astigmatische Wirkung des Jet mit $t \approx 0,2$ mm vernachlässigt werden kann. Nur bei kleinen Einfallswinkeln von etwa $2,5^\circ$ ist diese Dicke zur Kompensation ausreichend [Kriz]). Zur Vorprüfung, wie stark die Ausgangsleistung des Lasers durch eine zusätzliche Brewsterplatte abnimmt, wurde eine 4 mm dicke Kronglasplatte in den Resonator zwischen M6 und M7 gestellt. Es ergab sich ein relativ kleiner Leistungsverlust von nur 1,5%. Bei Einfügen der Platte zwischen Jet und Spiegel M2 traten jedoch thermische Effekte im Glas auf. Ursache ist der kleine Strahldurchmesser und die damit verbundene hohe Leistungsdichte in diesem Arm des Resonators. Die Kronglasplatte änderte ihre optischen Eigenschaften je nach resonatorinterner Leistung. Ein Indiz dafür war, daß nach künstlichem Unterbrechen des Lasers die Leistung entweder nicht mehr oder erst nach einigen Sekunden auf den alten Wert stieg. Das Vorhaben, den Astigmatismus durch eine Brewsterplatte zu kompensieren, wurde daraufhin aufgegeben, da die Nachteile die Vorteile überwogen.

2.5 Der Pumpstrahl

Der Pumplaser sorgt für die Inversion der Farbstoffmoleküle im Jet und damit für die Verstärkung der Laseroszillation. Durch den konkaven Spiegel M3 ($f=25\text{ mm}$) wird der Pumplaserstrahl auf eine optisch gute Stelle des Jet fokussiert. Hierher legt man auch die Strahltaile des Dye-Lasers.

Eine optimale Ausnutzung der Pumplaser-Leistung erfordert, daß das vom Pumpstrahl invertierte Volumen des Jet vollständig im Strahlvolumen des Dye-Lasers enthalten ist. Dies verhindert auch das Anschwingen höherer transversaler Moden des Dye-Resonators, die einen größeren mittleren Strahlradius als der Grundmode haben. Da der Pumpstrahl unter einem Einfallswinkel von etwa 9° auf den Spiegel M3 trifft, tritt hier Astigmatismus auf (Abb. 8). In der P-Ebene liegt der Fokus etwa $0,6\text{ mm}$ näher am Spiegel als in der S-Ebene (Abb. 9). In der Mitte zwischen beiden Strahltaillen im Abstand $z=25,12\text{ mm}$ ist der Strahlquerschnitt rund, und der Strahlradius beträgt etwa $13\text{ }\mu\text{m}$. Dies paßt gut zum Waistradius des Dye-Resonators von $14\text{ }\mu\text{m}$ (Abb. 5). Experimentell stellte sich aber heraus, daß Dye-Laser Leistung bei einem größeren Abstand $z=25,3\text{ mm}$ maximal ist (Pumplaserleistung $P_p = 3\text{ W}$). Das hat folgende Ursache: Legt man den Fokus in P-Richtung in den Jet, so kommt es schon bei geringer Pumplaserleistung zu einer temperaturbedingten Verformung des Jets (thermische Linse). Dadurch, daß der Pumpstrahl senkrecht zur Bewegungsrichtung des Farbstoffstrahls fokussiert ist, parallel dazu aber nicht, befinden sich die Flüssigkeitsmoleküle relativ lange in einem Bereich hoher Lichtintensität. Mit der damit verbundenen Erwärmung ändern sich die optischen Eigenschaften des Jet so stark, daß ein Laserbetrieb nicht möglich ist. Diese thermischen Effekte werden mit zunehmendem Abstand des Jet vom P-Fokus kleiner, dagegen sind bei $z=25,3\text{ mm}$ die Strahlradien von

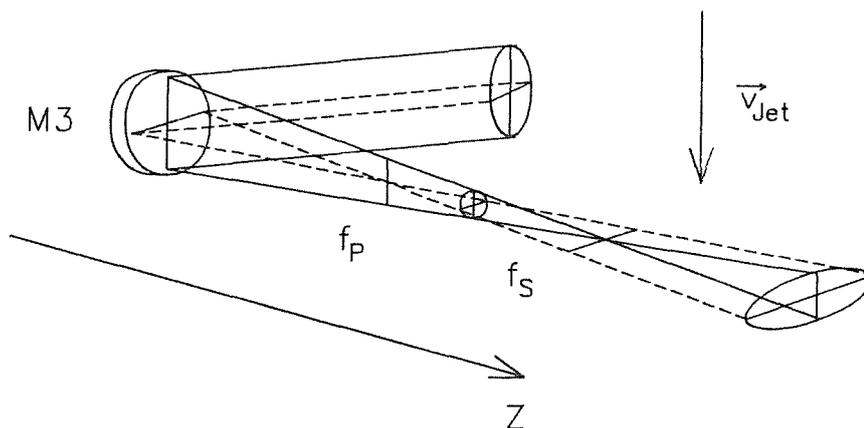


Abb.8: Der durch den Pumpspiegel M3 verursachte Astigmatismus des Pumplaserstrahls (nicht maßstäblich).

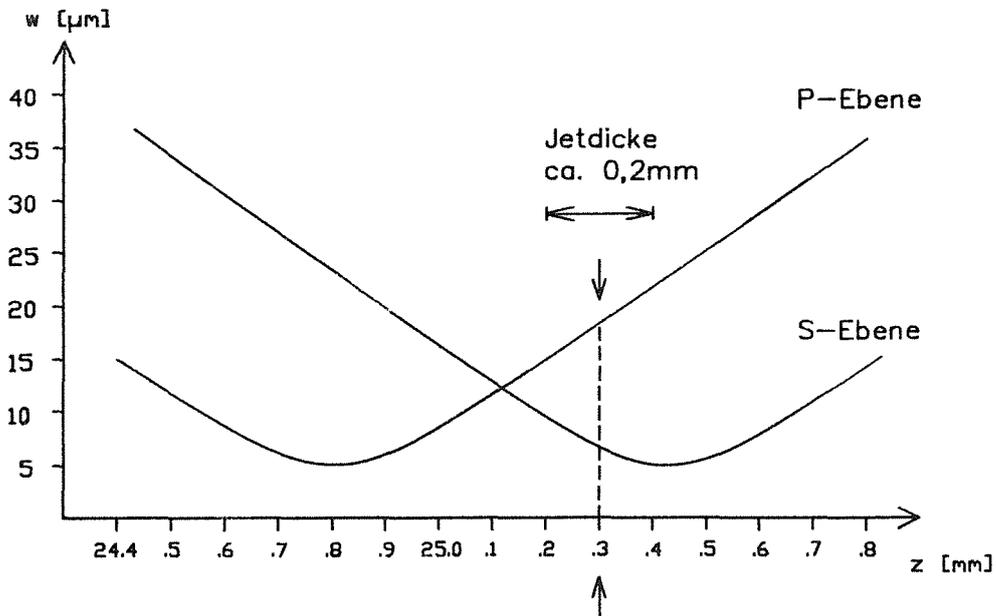


Abb.9: Der gerechnete Pumpstrahlradius in der Umgebung der Strahltaile in der Einfallsebene des Strahls auf den Spiegel M3 (P-Ebene) und in der dazu senkrechten S-Ebene. Die für die Ausgangsleistung des Dye-Lasers optimale Position des Jet ist eingezeichnet (Pumplaserleistung 3W).

Der Abstand des Spiegels M3 vom Auskoppelspiegel des Pumplasers ist 75 cm. Die Strahlparameter des Pumplaserstrahls am Ort des Spiegels M3 vor der Reflektion sind dann: $w=0,9$ mm, $R=5,5$ m.

Pumpstrahl und Resonatorwaist nicht mehr optimal aneinander angepaßt. Bei ordentlicher Justierung des Pumpsiegels und des Resonators traten aber dennoch keine transversalen Moden auf.

Zur Kompensation des Astigmatismus wurde probeweise eine 2 mm dicke Brewsterplatte aus Quarz zwischen den Spiegel M3 und den Jet gestellt. Dies brachte aber keine Verbesserung, die Dye-Laserleistung blieb in etwa auf dem alten Wert. Die kompensierende Platte wurde daher weggelassen.

2.6 Jet und Pumpkreislauf

Zur Erzeugung des Jet strömt die Farbstofflösung unter einem Druck von 1,7 bar durch eine Düse der Firma Coherent. Diese hat eine Austrittsöffnung von 0,42 mm \times 2,1 mm. Der austretende Farbstoffstrahl strömt mit einer Geschwindigkeit von etwa 11 m/s vertikal nach unten. Diese Strömungsgeschwindigkeit wurde bestimmt, indem das pro Zeitintervall ausströmende Farbstoffvolumen gemessen wurde. Dies war 550 ml/min.

Bei zunehmendem Abstand von der Düse verbreitert sich der Jet von zunächst 2,1 mm auf 3 mm in 12 mm Abstand. Bei laminarer Strömung ist der Flüssig-

keitsquerschnitt konstant, daraus folgt, daß die Dicke des Jet mit wachsendem Abstand von der Düse zunächst abnehmen muß.

Die Dicke der benutzten Jetstelle kann während des Laserbetriebes bestimmt werden: An der Vorder- und Rückseite des Jet wird ein kleiner Teil des Pumplaser-Strahls und des Dye-Laser-Strahls reflektiert. Da der Waistdurchmesser des Pumplaser-Strahls kleiner ist als derjenige des Dye-Laser-Strahls, divergiert er hinter dem Waist stärker. Dadurch sind seine Reflexe größer im Durchmesser (8 cm in 1 m Abstand) und überlappen einander deshalb auch dann noch, wenn der Jet an der benutzten Stelle nicht genau planparallel ist. Durch Zweistrahlinterferenz entstehen im Überlappbereich Interferenzstreifen aus deren Abstand man auf die Jetdicke schließen kann: Für den Gangunterschied ΔL der beiden reflektierten Strahlen gilt [Born], (S. 282):

$$\Delta L = 2nd \cos \theta_T \quad [2.17]$$

- n : Brechungsindex des Jet
- d : Dicke des Jet
- θ_T : Brechungswinkel
- θ_E : Einfallswinkel

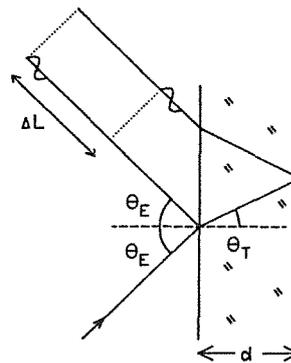


Abb.10: Der Gangunterschied eines an der Vorderseite des Jet reflektierten Strahls relativ zu einem an der Rückseite des Jet reflektierten Strahls.

Da der Jet etwas hinter dem Strahlfokus liegt, kann man den Pumplaserstrahl als divergierendes Strahlbündel auffassen, dessen Einzelstrahlen unter verschiedenen Winkeln θ_E einfallen. Im Überlappbereich der beiden Reflexe entsteht für Gangunterschiede $\Delta L_m = m \cdot \lambda$ (m = ganze Zahl) konstruktive Interferenz. Die Winkel θ_{T1} und θ_{T2} zweier benachbarter Interferenzstreifen sind:

$$\Delta L_2 - \Delta L_1 = \lambda = 2nd (\cos \theta_{T1} - \cos \theta_{T2}) \quad [2.18]$$

Unter Verwendung von $\sin \theta_E = n \cdot \sin \theta_T$ erhält man eine Gleichung zur Bestimmung der Jetdicke d aus den Winkeln θ_{E1} und θ_{E2} zweier benachbarter Interferenzstreifen:

$$d = \frac{\lambda}{2n} \left(\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_{E1}}{n^2}} - \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_{E2}}{n^2}} \right)^{-1} \quad [2.19]$$

Da der Jet zu 40 Vol. % aus Benzylalkohol ($n_B = 1,583$) und zu 60 Vol. % aus Ethylenglycol ($n_{Et} = 1,429$) besteht wurde der Brechungsindex des Jet zu $(0,4 \cdot n_B + 0,6 \cdot n_{Et}) = 1,47$ angenommen.

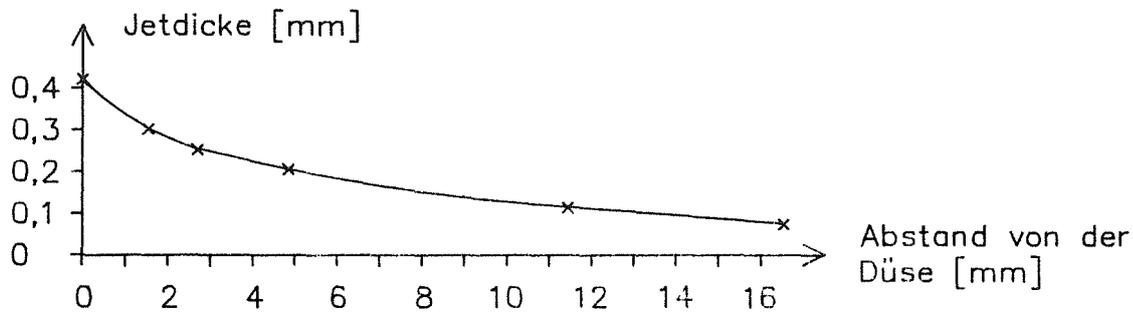


Abb.11: Die aus den Interferenzen der Reflexe bestimmte Dicke des Jet in Abhängigkeit vom Abstand von der Düse. Querschnitt der Düse: 0,42 mm x 2,2 mm; Pumpdruck: 1,7 bar. Farbstoffdurchfluß durch die Düse: 550 ml/min. Strömungsgeschwindigkeit: 11 m/s.

Bei den angegebenen Bedingungen ergibt sich Abb. 11. Die Länge des vom Dye-Laserstrahl durchlaufenen Bereichs des Jet kann also durch Verändern des Abstandes der Düse vom Strahl in gewissem Rahmen variiert werden.

Die Unregelmäßigkeiten im schnell strömenden Farbstoffstrahl sind die Hauptursache für die schnellen Frequenzschwankungen des Dye-Lasers. Durch Vibrationen und Pumpstöße der Umwälzpumpe erzeugte Dichte- und Dickenschwankungen des Jet ändern den Resonatorumfang und damit die Laserfrequenz. Die Pumpe darf daher keinen Kontakt zum Gehäuse mit den restlichen Elementen des Pumpkreislaufs haben. Bei ungenügender Entkopplung des Motors vom Gehäuse konnten ungewöhnlich große Laserfrequenzschwankungen bis zu 100 MHz mit einer netzsynchronen Frequenz von 100 Hz beobachtet werden. Auch abgenutzte, scharfzahnige Zahnräder der Zahnradpumpe waren Ursache starker Frequenzschwankungen des Lasers. Der Schall des Motors kann Spiegelhalterungen zu Schwingungen anregen oder über die Dichteänderung der Luft zu Frequenzschwankungen führen. Die Pumpen wurden daher zur Schallisolierung unter den Zwischenböden des Labors gestellt.

Weitere Störungen des Laserbetriebs sind Frequenzsprünge des Lasers. Ursache hierfür sind Schmutzteilchen und Luftblasen im Farbstoffstrahl. Solange sie sich im Resonatorwaist befinden, bewirken sie Intensitätsabnahmen oder Unterbrechen die Laseroszillation ganz. Dies kann dazu führen, daß der Laser auf einem anderen Resonatormode anschwingt (Kap. 2.8). Schmutzteilchen werden in einem Kerzenfilter zurückgehalten. Etwas problematischer ist die Vermeidung von Luftblasen. Eine große Zahl von Blasen entsteht beim anfänglichen Umpumpen, wenn die Düse und Teile des Zuführungsschlauches während des Stillstandes der Pumpe leergelaufen sind. Dies wurde durch Anbringen eines Hahns kurz vor der Düsenhalterung vermieden. Er wird sofort nach Ausschalten der Pumpe geschlossen, und erst wieder geöffnet, wenn nach Anschalten der Pumpe der Betriebsdruck schon fast erreicht ist.

Aufgefangen wird der Farbstoffstrahl in einem Glastrichter. Er sollte streifend an die Wandung treffen und in einer Spirale abfließen. Der optimale Winkel und der beste Auftreffpunkt zur Vermeidung von Blasen müssen durch Ausprobieren gefunden werden. Im Rücklauf muß die Strömung ruhig und laminar stattfinden. Der Inhalt des Vorratsgefäßes darf durch den Rückfluß nicht verwirbelt werden, damit Blasen an die Flüssigkeitsoberfläche aufsteigen können und nicht von der Pumpe angesaugt werden.

Bei guten Bedingungen lag die durchschnittliche Wartezeit zwischen zwei Frequenzsprüngen im Bereich von etwa 10 Minuten. Daher war es nicht nötig, durch zusätzliche Maßnahmen die Zahl der Luftblasen weiter zu verringern. Dies könnte z.B. geschehen, indem die Farbstofflösung einem Unterdruck ausgesetzt wird. Vorhandene Luftblasen vergrößern sich dadurch und steigen zur Oberfläche, wo sie zerplatzen [Jits], [Knau].

2.7 Einrichtungsbetrieb

Im Ringresonator ist zunächst keine Umlaufrichtung ausgezeichnet, so daß der Laser in schneller Folge seine Umlaufrichtung ändern kann. Um stabilen Einrichtungsbetrieb zu erzwingen, fügt man eine optische Diode in den Resonator ein. In einer Umlaufrichtung verursacht sie so hohe Leistungsverluste, daß diese nicht anschwingt. In der anderen Umlaufrichtung sollte sie dagegen möglichst geringe Verluste verursachen.

Realisiert ist die optische Diode durch die Kombination des Faraday-Drehers und der Anordnung der Spiegel M4-M6 (Abb. 12). Der Strahl liegt zwischen M4 und M6 nicht in der Resonatorebene, sondern er wird durch M3 unter einem Winkel von 6-7° aus der Resonatorebene herausgeführt. M5 reflektiert den Strahl so zurück, daß er hinter M6 wieder in der Resonatorebene liegt. Diese Anordnung führt nach [Bir] zu einer Drehung der Polarisierung um einen Winkel α_{dreh} , für den bei kleinen Winkeln α und β gilt:

$$\alpha_{\text{dreh}} = \alpha \cdot \beta \quad (\text{Winkel in rad})$$

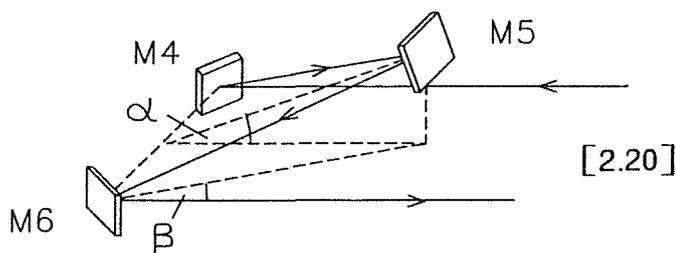


Abb.12: Die Drehung der Polarisierung durch Reflektion an drei Spiegeln.

Diese Drehung erfolgt in Strahlrichtung gesehen immer in die **gleiche** Richtung.

Dies ist beim Faraday Effekt umgekehrt. Durchläuft Licht ein Faraday-Material das sich in einem Magnetfeld befindet parallel zur Magnetfeldrichtung, so ist die Polarisationsdrehung nur an die Magnetfeldrichtung gebunden und **unabhängig** von der Einfallsrichtung. Sie beträgt

$$\alpha_F = V \int B(z) dz \quad [2.21]$$

V ist die Verdetkonstante des vom Magnetfeld durchsetzten Materials.

Drehen Spiegelanordnung und Faraday-Dreher die Polarisation um gleiche Beträge, so bleibt die Polarisation in einer der beiden Umlaufrichtungen nach Durchlaufen erhalten, da die Drehungen einander kompensieren. In der anderen Umlaufrichtung dagegen addieren sie sich zum doppelten Drehwinkel. Das Licht ist nicht mehr rein P-polarisiert, sondern hat einen Anteil an S-Polarisation, der linear mit dem Drehwinkel zunimmt, wenn dieser klein ist. Dadurch entstehen an den zahlreichen Brewsterplatten im Resonator Verluste durch Reflexion von etwa 15% der S-Licht Anteile. Ein Drehwinkel von 4-6° (2-3° pro Element) reicht dabei aus, um diese Richtung zu unterdrücken. Zur Illustration der Verluste ist in Abb.13 die Abnahme der Laserleistung bei Vergrößerung des Drehwinkels aufgetragen. Der Magnet des Faraday-Drehers war dabei entfernt worden, so daß er keine Drehung hervorrief. Die Drehung durch die Spiegelanordnung M4-M6 wurde durch Verändern des Winkels α , unter dem der Strahl hinter M4 die Umlaufebene verläßt variiert. Bei einem Drehwinkel zwischen 5° und 6°, den die optische Diode zur Unterdrückung der falschen Umlaufrichtung hervorruft, entsteht ein Leistungsverlust von etwa 50%.

Für den Faraday-Dreher wird ein axial aufmagnetisierter Permanentmagnet aus Kobalt-Samarium verwendet (Vacomax 155 der Firma Vacuumschmelze Hanau). Das Faraday-Material ist SF2-Glas, das ein gutes Verhältnis von Verdetkonstante zu Absorptionskoeffizient aufweist [Kriz]. Das Licht trifft unter dem Brewsterwinkel auf die Glasoberflächen und verläuft im Glas auf einer Länge von 11,7 mm parallel zum Magnetfeld; die Messung ergibt einen Drehwinkel von 2,8°. Aus der Rechnung erhält man diesen Wert nur, wenn man annimmt, daß die remanente Magnetisierung des Permanentmagneten von 9,5 kGauß (Herstellerangabe) inzwischen auf 8,1 kGauß abgenommen hat. ($\lambda = 632,8$ nm; Verdetkonstante $V = 0,038$ min/G cm; Polarisationsdichte des Magneten $p = 8,1$ kG; Glasweg $l = 11,7$ mm; $\int B dl = 4,50$ kG)

Die Faraday-Stäbe wurden nach einer Methode, wie sie in [Kriz] beschrieben wird, aus einer 10 mm dicken SF-2-Planparallelplatte selbst hergestellt. Dazu wurde die Platte mit einem Diamant-Hohlbohrer (Außendurchmesser 8,8 mm; In-

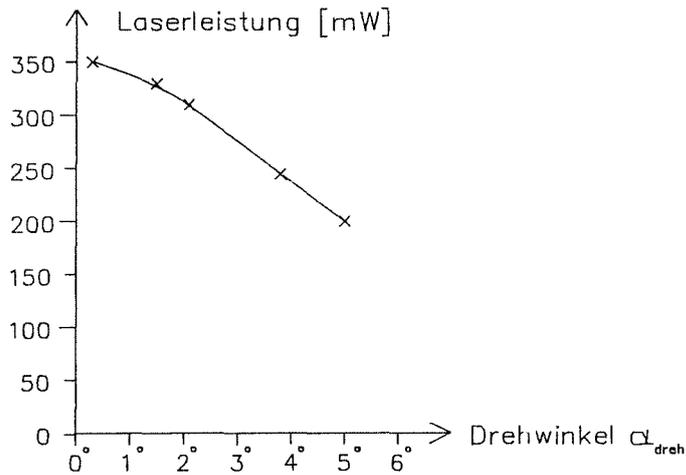


Abb.13: Die Abnahme der Laserleistung bei Erhöhung des Drehwinkels durch die Spiegelanordnung M4-M6. Der Magnet des Faraday-Drehers war bei dieser Versuchsreihe entfernt.

nendurchmesser 6,9 mm) durchbohrt. Der Bohrkern (Durchmesser 6,85 mm) bildet dann den Faraday-Stab. Vor dem Durchbohren lackiert man die Plattenoberflächen mit Sprühlack damit bei der Bearbeitung keine Kratzer entstehen. Dann werden auf beide Oberflächen Platten aus Fensterglas aufgewachst. Wenn der Wachsfilm dünn genug ist, werden beim Bohren Muschelbrüche an den Kanten verhindert. Damit ein unter dem Brewsterwinkel einfallender Strahl im Innern parallel zur Stabachse verläuft, muß die Bohrachse unter einem Winkel $90^\circ - \alpha_B$ zur Plattennormale stehen. Bei einem Brechungsindex von $n_{\text{SF}_2} = 1,645$ ($\lambda = 620 \text{ nm}$) beträgt dieser Winkel $31,3^\circ$. Nach Abtrennen der aufgewachsten Fensterglasplatten und Entfernen der Lackschicht mit Aceton steht der Faraday Stab zur Verfügung. Durch die Bearbeitung wurden die Oberflächen nicht verschlechtert. Der fertige Stab verursachte genauso wie die unbearbeitete Platte im Resonator einen Leistungsverlust der Ausgangsleistung des Lasers von etwa 8%.

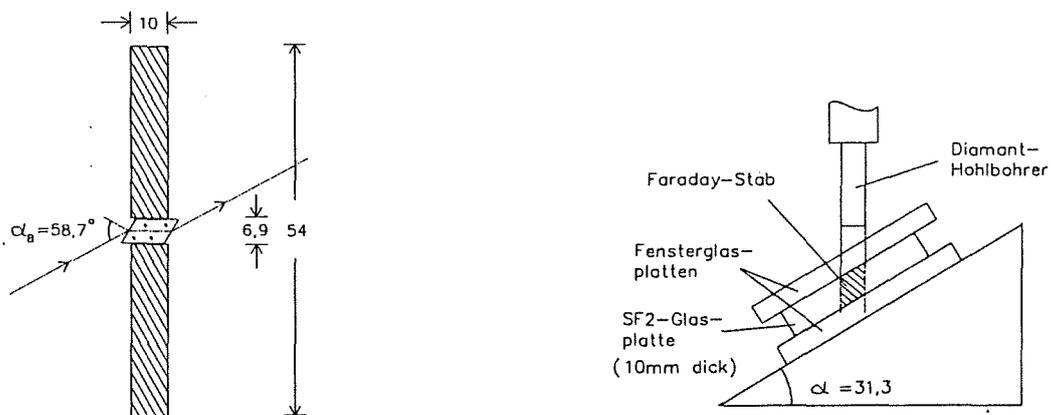


Abb.14: Links: Die Maße der Magnetscheiben. Der Lichtweg im SF2-Glasstab beträgt 11,7 mm.

Rechts: Zur Herstellung der Faraday-Dreher-Stäbe wird die SF2-Platte mit einem Diamant-Hohlbohrer durchbohrt.

2.8 Frequenzselektion und Durchstimbarkeit

Laserfarbstoffe können wegen ihrer breiten Fluoreszenzspektren je nach Farbstoff die Verstärkung der Laseroszillation über einen Frequenzbereich von 20-90 nm ermöglichen. Die Grenzen des Laserbereiches werden zusätzlich durch die im Resonator entstehenden Verluste bestimmt. Damit der Laser bei einer bestimmten Frequenz anschwingt, muß die Schwellenbedingung: Verstärkung • Verluste > 1 erfüllt werden.

Der Laserresonator sorgt für eine Strahlungsrückkopplung. Die Laseroszillation erfolgt nur bei bestimmten Frequenzen ν_q , den Resonatormoden oder einfach Resonatormoden. Bei ihnen ist die Rückkopplung konstruktiv:

$$\nu_q = q \frac{c}{U} \quad \begin{array}{l} c : \text{Lichtgeschwindigkeit} \\ U : \text{Resonatorumfang (} U = q \cdot \lambda \text{)} \\ q : \text{ganze Zahl, hier: } q \approx 1 \cdot 10^6 \end{array} \quad [2.22]$$

Im Farbstofflaser mit Ringresonator baut ein einmal angeschwungener Resonatormode die Besetzungsinversion im Lasermedium ab, so daß sich keine weiteren Moden aufbauen können ("Modenkonzurrenz"). Welcher Resonatormode anschwingt, hängt zunächst weitgehend vom Zufall ab. Bevorzugt wird ein Mode in der Nähe des Maximums der Verstärkungskurve des Farbstoffes. Störungen der Laseroszillation, wie sie im Farbstoff vorhandene Schmutzteilchen und Luftblasen verursachen (Kap. 2.6), können dazu führen, daß die Oszillation auf einem anderen Resonatormode anschwingt, daß also die Frequenz des Lasers springt.

Mit frequenzselektierenden Elementen sorgt man einerseits für eine Einschränkung der möglichen Modenzahl auf einen oder wenige Moden, andererseits für die Durchstimbarkeit der Laserfrequenz. Das Prinzip dieser Modenselektion beruht auf der Einführung frequenzabhängiger Verluste, so daß im günstigsten Falle die Laseroszillation nur auf einem Resonatormode erfolgt.

Viele der üblichen dispersiven Elemente haben periodisch sich wiederholende Transmissionsmaxima. Der Abstand zweier Maxima ("Dispersionsgebiet") muß dann größer sein als die Breite des Verstärkungsprofils, sonst kann der Laser in zwei Frequenzbereichen arbeiten.

In den vorliegenden Resonatoren werden zwei dispersive Elemente verwendet: Ein Lyot-Filter und ein Etalon.

2.8.1 Das Lyot-Filter

Als grob dispersives Element wird ein Lyot-Filter aus drei Quarzkristallplatten [Kriz] verwendet. Sein Dispersionsgebiet beträgt etwa 100 nm. Der Frequenzbereich, auf den der Laserbetrieb durch das Lyot-Filter eingeschränkt wird, hat eine Breite von 30-40 GHz.

Die Funktion des Lyot-Filters beruht auf der Doppelbrechung von Quarzkristall. Die drei Platten mit dem Dickenverhältnis 4:1:16 stehen unter dem Brewsterwinkel im Resonator. Hindurchgehendes, linear in der P-Ebene polarisiertes Licht wird in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl aufgespalten. Durch die unterschiedliche Retardierung überlagern sie einander hinter den Einzelplatten im allgemeinen zu elliptisch polarisiertem Licht. Der Anteil an S-Polarisation erleidet Reflexionsverluste an den Brewsterflächen (ca. 15% pro Fläche). Im Dispersionsgebiet ist nur für eine Wellenlänge die Bedingung erfüllt, daß das Licht hinter der dünnsten Platte linear P-polarisiert bleibt. Da die Dicken der anderen Platten ganzzahlige Vielfache der Dicke der dünnsten Platte sind, ist dann das Licht auch hinter diesen Platten linear P-polarisiert. Für diese Wellenlänge entstehen keine Reflexionsverluste. Durch Drehen der Platten um die Flächennormale kann dieses Transmissionsmaximum zu anderen Wellenlängen hin verschoben werden.

Ausführlich berechnet und diskutiert wird die Lyot-Filter-Transmission in [Kriz] und [Knau]. Das Lyot-Filter hat sich in dieser Form bewährt, und es wurden daher keine Änderungen daran vorgenommen.

2.8.2 Das Etalon

Zur Durchstimmung der Frequenz innerhalb des vom Lyotfilter vorgegebenen Frequenzbereiches und zur weiteren Einschränkung der Modenzahl bis hin zum Einmodenbetrieb verwendet man im allgemeinen planparallele Platten, die als Fabry-Perot-Filter, auch "Etalon" genannt, wirken. Ihre Transmission ist durch die Airy-Funktion gegeben [Hech]:

$$I = I_0 \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos \delta} \quad [2.23]$$

$$\delta = \frac{2\pi}{c} v 2nd \cos \theta_t \quad [2.24]$$

- I_0 : Einfallende Intensität
- ν : Frequenz des Lichtes
- n : Brechungsindex
- θ_t : Brechungswinkel
- θ_i : Einfallswinkel
- c : Vakuumlichtgeschwindigkeit
- R : Reflektionskoeffizient
bezüglich der Intensität

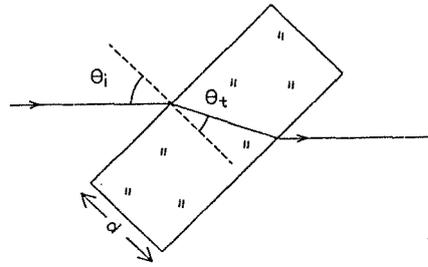


Abb.15: Das Fabry-Perot-Filter (Etalon).

Die Transmission ist periodisch in δ und variiert von 100% für $\cos \delta = 1$, also wenn gilt: $\delta = m \cdot 2\pi$ ($m = \text{ganze Zahl}$) bis $\left(\frac{1-R}{1+R}\right)^2$ für $\cos \delta = -1$, also wenn gilt: $\delta = (2m+1) \pi$. Der Frequenzabstand zweier Maxima wird "Dispersionsgebiet" oder "freier Spektralbereich" (FSR für "free spectral range") genannt. Er beträgt:

$$FSR = \frac{c}{2nd \cos \theta_t} \approx \frac{c}{2nd} \quad \text{für kleine Winkel } \theta_t \quad [2.25]$$

Aus der Periodizität der Transmission folgt die Bedingung, daß das Dispersionsgebiet des Etalons größer sein muß als der Frequenzbereich, in dem der Laser schwingt, wenn sich nur das Lyotfilter als selektierendes Element im Resonator befindet. Dann ist die Laserfrequenz auf ein Transmissionsmaximum des Etalons eingeschränkt. Gleichzeitig wäre es wünschenswert, wenn in diesem Maximum

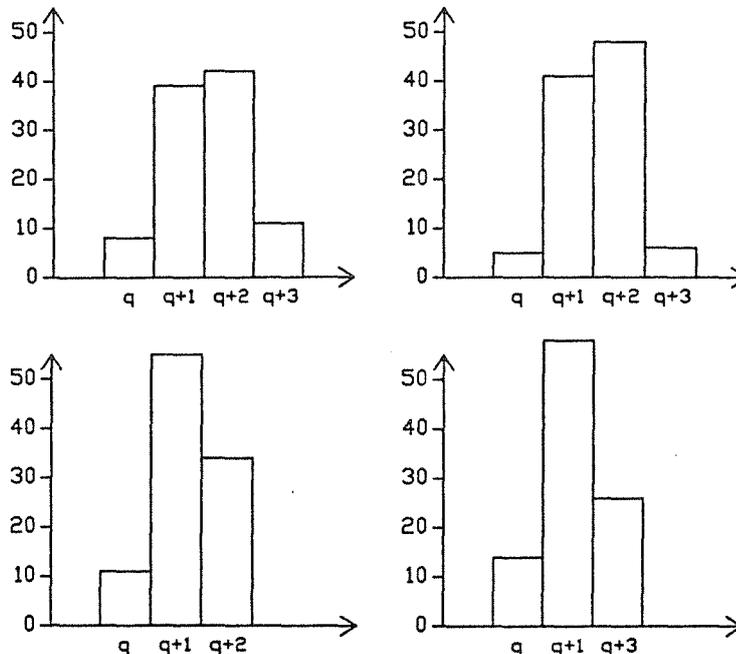


Abb.16: Gemessene Häufigkeitsverteilung der anschwingenden Resonatormoden. Die Laseroszillation wurde jeweils einhundertmal unterbrochen (Modenabstand 460 MHz). Das Transmissionsmaximum liegt zwischen zwei Resonatormoden (oben), bzw. auf einem Resonatormode (unten).

des Etalonfilters nur ein Resonatormode anschwingen könnte. Um beide Bedingungen zu erfüllen, werden im allgemeinen entweder mehrere unbeschichtete Etalons mit jeweils kleiner werdenden Dispersionsgebieten, oder ein beschichtetes mit höherem Reflexionskoeffizienten verwendet. Dieses hat im Vergleich zum unbeschichteten Etalon schmalere Transmissionsmaxima. Beide Möglichkeiten zur Erlangung des Ein-Moden-Betriebes führen zu relativ hohen Verlusten im Resonator. Daher wird hier nur ein unbeschichtetes Quarzetalon ($d=1,27$ mm, $FSR=80,6$ GHz) verwendet. Die Laserfrequenz ist damit zwar noch nicht auf einen Resonatormode eingeschränkt, aber man hat nur geringe Leistungsverluste von etwa 4%, außerdem vereinfacht sich die Frequenzdurchstimmung bei nur zwei dispersiven Elementen. Beim verwendeten Etalon können je nach relativer Lage der Resonatormoden zum Etalonmaximum 3-4 Moden anschwingen (Abb. 16). Bei einem Modenabstand von 460 MHz sind das Resonatormoden mit Ablagen bis zu 1 GHz. In Abb. 17 ist die Transmission des Etalons in der Umgebung des Transmissionsmaximums aufgetragen. Bei einer Ablage von 1 GHz beträgt die Transmission 99,96%. Zur Unterdrückung von unerwünschten Resonatormoden genügt also schon ein Verlust im Bereich von 0,04% gegenüber tolerierten Resonatormoden.

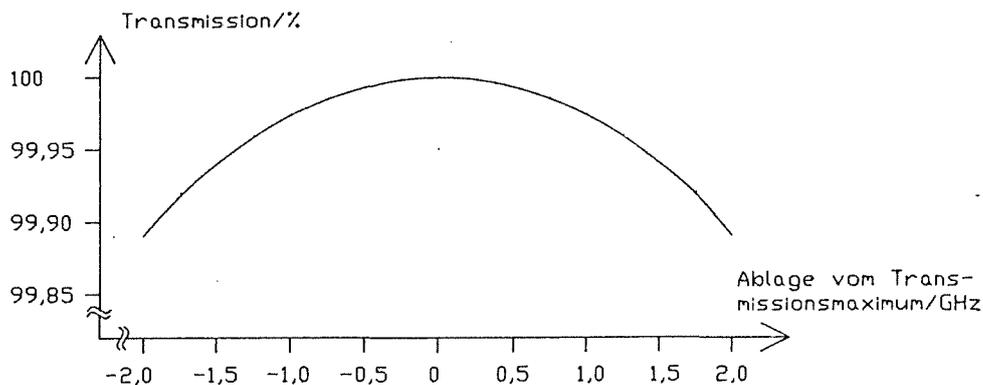


Abb.17: Die mit Gl. 2.23 berechnete Transmission eines unbeschichteten Glas-Etalons ($R=0,04$) mit einem FSR von 80,6 GHz in der Umgebung eines Transmissionsmaximums. Dicke $d=1,28$ mm.

Da der Laserbetrieb auf 3-4 Resonatormoden möglich ist, können Störungen der Laseroszillation, wie sie in Kap. 2.6 beschrieben sind, dazu führen, daß der Laser gelegentlich Modensprünge ("mode hopping") ausführt. Es besteht dann das Problem, den Laser wieder auf die ursprüngliche Frequenz zurückzuführen. Dazu wird die Laseroszillation kurz unterbrochen, und nach dem erneuten Anschwingen wird überprüft, ob die alte Frequenz zufällig wieder erreicht wurde. Wenn dies nicht der Fall ist, wird so oft erneut unterbrochen, bis der Laser auf der gewünschten Frequenz schwingt. Da nur maximal 4 Moden miteinander konkurrie-

ren sind normalerweise nur wenige Versuche erforderlich, bis die richtige Frequenz auftritt.

Sofern erst viele Versuche zum Erfolg führen oder die Soll-Frequenz gar nicht angenommen wird, so ist dies ein Indiz dafür, daß das Etalon (evtl. auch das Lyot-Filter) nicht die richtige Einstellung haben, z.B. weil sich die Winkellage des Etalons verändert hat. Die fortlaufende Registrierung der sich einstellenden Frequenzen kann dann dazu genutzt werden, die erforderliche Korrektur an den frequenzselektierenden Elementen zu bestimmen.

Das Unterbrechen der Laseroszillation erfolgt durch Einbringen eines mechanischen Hindernisses in den Strahlweg (hier der verlängerte Anker eines Relais). Die momentane Frequenz des Lasers wird mit einem Wellenlängenmessgerät überwacht. Das ganze Verfahren ist rechnergesteuert und läuft nach einem Frequenzsprung automatisch ab.

2.8.3 Die Durchstimmung der Laserfrequenz

Nach Gl. 2.22 können die Resonatormoden und damit auch die Laserfrequenz durch Änderung des Resonatorumfanges kontinuierlich verstimmt werden. Als Stellelement dient hierzu der piezoelektrisch verschiebbare Resonatorspiegel M7 (Abb. 1), (Kap. 3). Bis zu einer Ablage von etwa 1,8 GHz vom Transmissionsmaximum des Etalons kann diese Frequenzverstimmung auch ohne Mitführung des Etalonmaximums erfolgen. Wird diese Ablage überschritten, so springt die Laserfrequenz auf einen Resonatormode in der Nähe des Transmissionsmaximums zurück. Der Verstellbereich von 3,6 GHz ist größer als der Frequenzbereich von 2 GHz, in dem der Laser nach einer Unterbrechung anschwingt. Das liegt daran, daß die Laseroszillation durch die Modenkonzurrenz so lange auf einem Resonatormode erfolgt, bis eine Störung auftritt (Schmutzteilchen oder Luftbläschen im Jet). Dann erst kann die Laserfrequenz auf einen Resonatormode mit geringeren Verlusten im Transmissionsmaximum des Etalons springen. Bei Ablagen ab 1,8 GHz genügen dazu schon kleine Störungen. Diese treten so häufig auf, daß die Laserfrequenz praktisch sofort auf einen günstigeren Resonatormode springt.

Bei größeren Frequenzverstimnungen muß das Etalonmaximum daher mitgeführt werden. In Gl. 2.24 ist die Bedingung für ein Transmissionsmaximum ($\delta = m \cdot 2\pi$) nach Änderung des Winkels θ_i bei einer anderen Frequenz ν_i erfüllt. Bei nicht gekipptem Etalon (Einfallswinkel $\theta_i = 0^\circ$) sei die Frequenz des Transmissionsmaximums ν_0 . Dann ist die Frequenz desselben Transmissionsmaximums nach Kippung des Etalons auf einen kleinen Winkel θ_i nach [Knau]:

$$v_1 = \frac{v_0 \theta_i^2}{2n^2} \quad [2.26]$$

Von einem Kippwinkel θ_i ausgehend verschiebt sich die Frequenz der Maxima für kleine Änderungen des Kippwinkels nach:

$$\frac{\partial v_1}{\partial \theta_i} = \frac{v_0 \theta_i}{n^2} \quad [2.27]$$

Ein Etalon von 1,27 mm Dicke muß von $\theta_i = 0^\circ$ auf $\theta_i = 1,54^\circ$ gekippt werden, damit sich die Maxima um 1 FSR = 80,6 GHz verschieben.

Bei der Vielschrittmessung soll die Frequenzdurchstimmung möglichst einfach durchgeführt werden können. Die Schrittweite beim H_α -Experiment war zunächst auf 80,6 GHz festgelegt worden, d.h. zwischen zwei Differenzfrequenzmessungen wird die Frequenz des jeweils zurückliegenden Lasers um $\Delta\nu = 161,2$ GHz in Richtung auf die HeNe-Laserfrequenz verstellt. Das Ziel war, bei dieser Frequenzänderung den Kippwinkel des Etalons möglichst konstant zu halten, um eine Dejustierung des Ringresonators durch Änderung des Parallelversatzes zu vermeiden und um die Frequenzänderung allein durch Verstimmen des Lyot-Filters vornehmen zu können. Das ist möglich, wenn die Schrittweite $\Delta\nu = 161,2$ GHz ein Vielfaches des Etalon-Dispersionsgebietes ist. Beim hier gewählten Etalon (FSR = 80,6 GHz) muß das Lyotfilter gerade um zwei FSR verstimmt werden. Im folgenden soll untersucht werden, inwieweit durch Dickentoleranz, Dispersion und Kippung des Etalons sein Dispersionsgebiet vom gewünschten Wert abweichen kann und wie stark dadurch die Transmissionsmaxima in der Folge der Frequenzschritte $\Delta\nu$ von den Sollwerten abweichen können. Die Daten des Etalons (Hersteller: Halle) aus Suprasil I (Quarzschmelze Heraeus), die in den FSR (Gl. 2.25) eingehen, sind:

Dicke	$d = 1,2767 \pm 0,0005$ mm	(Herstellerangabe)
Brechungsindex	$n = 1,45709$ ($\lambda = 632,8$ nm)	(Anfang und Ende
	$n = 1,45637$ ($\lambda = 656,27$ nm)	der Frequenzleiter)

Das Dispersionsgebiet beträgt damit 80,578 GHz bei $\lambda = 632,8$ nm. Die Unsicherheit des FSR durch die Toleranz in der Dicke beträgt:

$$|\delta FSR| = \left| -\frac{FSR}{d} \delta d \right| = 32 \text{ MHz}$$

Die Änderung des FSR die durch die Dispersion zwischen 632,8 nm und 656,27 nm verursacht wird beträgt:

$$|\delta FSR| = \left| -\frac{FSR}{n} \delta n \right| = 40 \text{ MHz}$$

Das Dispersionsgebiet ist auch vom zu Beginn der Vielschrittmessung eingestellten Kippwinkel abhängig (Gl. 2.25). Kippt man das Etalon, so daß sich die Maxima um ein Dispersionsgebiet verschieben ($\theta_i = 1,54^\circ$), so ändert sich das Dispersionsgebiet um:

$$\delta FSR = 14 \text{ MHz}$$

Man erhält also einen maximalen Größtfehler des FSR von 86 MHz. Nach drei 161,2-GHz-Schritten (6·FSR des Etalons) hätte sich das Etalonmaximum um etwa einen Resonatormode von der mittleren Schrittweite entfernt. Durch die Unsicherheit der Etalon-Daten, durch Dispersion und Kippung kann man also den Kippwinkel in der Folge der Frequenzen nicht festhalten, sondern muß die wachsende Verschiebung durch Änderung des Kippwinkels rückgängig machen.

Alternativ dazu könnte man auch versuchen, die Größe des Dispersionsgebietes durch eine Änderung der Temperatur zu korrigieren. Die Änderung erfolgt dabei kombiniert sowohl aufgrund des Längenausdehnungskoeffizienten α als auch des Temperaturkoeffizienten des Brechungsindex:

$$\frac{\delta FSR}{\delta T} = -FSR \left(\frac{1}{d} \frac{\partial d}{\partial T} + \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \right)$$

Für das hier verwendete Quarzglas betragen die Materialkonstanten:

$$\alpha = \frac{1}{d} \frac{\partial d}{\partial T} = 5,1 \cdot 10^{-7} \frac{1}{K}$$

$$\frac{\partial n}{\partial T} = 9,6 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$$

Damit erhält man für das Quarzetalon:

$$\frac{\delta FSR}{\delta T} = -0,57 \frac{\text{MHz}}{K}$$

Um den größtmöglichen Fehler im FSR von 86 MHz ausgleichen zu können wäre eine Temperaturänderung von 150 K nötig. Das ist im Innern des Laserresonators kaum durchzuführen. Deshalb muß diese Möglichkeit verworfen werden.

Dagegen könnte man die während der Vielschrittmessung zunehmende Verschiebung der Etalonmaxima von den Sollfrequenzen durch Temperaturänderung ausgleichen. Die Frequenz des Transmissionsmaximums der Ordnung N ist:

$$\nu_N = FSR \cdot N \quad N = \frac{2nd}{\lambda} \quad (N \approx 5800 \quad \text{bei } \lambda = 640 \text{ nm})$$

Damit gilt für die Frequenzverschiebung dieses Maximums

$$\frac{\partial \nu_N}{\partial T} = \frac{\partial FSR}{\partial T} N = -3,34 \frac{\text{GHz}}{\text{K}}$$

Über die gesamte Messung hinweg wird ein Frequenzbereich von 16 930 GHz durchlaufen, also 210 FSR des Etalons. Die dabei maximal auftretende Frequenzverschiebung von $210 \cdot 86 \text{ MHz} = 16,8 \text{ GHz}$ könnte durch eine sukzessive Temperaturänderung von insgesamt 5,1 K korrigiert werden (0,05 K / 161,2 GHz-Schritt). Der Kippwinkel könnte so also konstant bleiben.

Am einfachsten jedoch wäre die Korrektur der Frequenzverschiebung durch Kippen des Etalons durchzuführen. Nach Gl. 2.26 hätte man von $\theta_i = 0,1^\circ$ ausgehend, am Ende der Vielschrittmessung einen Kippwinkel von $\theta_f = 0,8^\circ$ erreicht.

Durch Erfordernisse für ein anderes Experiment war der Umbau der Mikrowellenmeßapparatur notwendig. Damit war die Änderung der mittleren Schrittweite von 80,6 GHz auf 83,9 GHz verbunden. Die Ablage pro 161,2 GHz-Schritt beträgt nun 6,6 GHz. Das vorhandene Etalon müßte nun bei jeder Frequenzänderung des Lasers stärker gekippt werden. Ausgehend vom Kippwinkel $0,1^\circ$ hat man nach 12 Schritten $1,56^\circ$ erreicht und damit 1 FSR des Etalons durchlaufen. Danach wird es wieder auf $0,1^\circ$ zurückgestellt. Soll die Korrektur durch Temperaturänderung erreicht werden, so müßte man das Etalon bei jedem Schritt um 1,98 K abkühlen. Nach Durchlaufen eines FSR (12 Schritte) müßte seine Temperatur wieder um 24,1 K erhöht werden.

2.9 Die Justierung des Resonators

Zur Grundjustierung des Resonators wird zunächst der Pumplaserstrahl auf eine optisch gute Stelle im Jet eingestellt. Dies kontrolliert man an den zwei Reflexen des Pumpstrahls am Jet: Sie müssen rund und unverzerrt sein. Der Abstand des Pumpspiegels vom Jet sollte, wie in Kap. 2.5 erläutert, von dem Abstand ausgehend, bei dem die thermische Linse auftritt, um 0,5 mm **erhöht** werden.

Nun ist die Entfernung der konkaven Resonatorspiegel vom Fluoreszenzpunkt so einzustellen, daß man sich in der Mitte des Stabilitätsbereiches befindet. Zur Messung dieses Abstandes kann man sich die Abbildungseigenschaften der Spiegel für das inkohärente Fluoreszenzlicht zunutze machen. Nach der Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$$

wird der Fluoreszenzpunkt im Abstand g vom Spiegel (Brennweite f) im Abstand b scharf abgebildet.

Nach Abb. 5 sollte der Abstand der konkaven Spiegel etwa 52,2 mm betragen. Den Jet legt man an den Ort der Strahltaile w_0 , nach Abb. 6 also etwa in die Mitte zwischen beide Spiegel. Die Gegenstandsweiten sind also: $g_1 = g_2 = 26,1$ mm. Durch den Astigmatismus (Kap. 2.3) muß auch hier zwischen den Brennweiten f_{1P} , f_{2P} in der Einfallsebene und f_{1S} , f_{2S} in der dazu senkrechten Ebene unterschieden werden. Man erhält folgende Bildweiten:

$$\begin{array}{ll} b_{1P} = 51 \text{ cm} & b_{2P} = 45 \text{ cm} \\ b_{1S} = 70 \text{ cm} & b_{2S} = 88 \text{ cm} \end{array}$$

Es entsteht also kein rundes Bild des Fluoreszenz-Fleckes, sondern eine engste Einschnürung des reflektierten Lichtbündels in der S-Ebene (vertikale Linie) und eine zweite, weiter entfernte Einschnürung in der P-Ebene (horizontale Linie), (Abb. 18). Zur Messung der Bildweiten reflektiert man das Fluoreszenzlicht mit einem Planspiegel zwischen M1 und M7, bzw. zwischen M2 und M4 aus dem Resonator heraus auf einen Schirm.

Das Fluoreszenzlicht wird auch dazu benutzt, den Lichtweg im Resonator zu schließen. Als schwach konvergentes Lichtbündel kann es, von einem konkaven Spiegel ausgehend, über die ebenen Spiegel bis zum zweiten konkaven Spiegel geführt werden. Ist dies für beide Umlaufrichtungen getan, so beobachtet man für jede hinter dem Auskoppler zwei Fluoreszenzflecke. Der hellere kommt auf direktem Wege vom Jet, der dunklere hat den Resonator schon einmal mehr durchlaufen. Bringt man beide zur Deckung, so ist der Lichtweg geschlossen und die Laseroszillation beginnt. Nun werden alle genannten Parameter um kleine Beträge variiert bis die Laserleistung maximal ist.

Bei dieser Grundjustierung empfiehlt es sich, die optischen Elemente mit kleiner Apertur wie ADP-Kristall, Lyotfilter, Etalon und Faraday-Dreher zunächst wegzulassen und sie erst einzufügen, wenn der Abstand der konkaven Spiegel M1 und M2 voneinander, die Position des Jet und der Abstand des Pumpspiegels M3 vom Jet optimiert sind. Mit Ausnahme des Etalons sind alle Elemente unter dem Brewsterwinkel in den Resonator zu stellen. Bei richtiger Kippung muß also der P-Anteil im reflektierten Laserlicht verschwinden. Die Strahlversätze dieser Brewsterplatten werden durch Nachjustieren der jeweils nächsten Resonatorspiegel ausgeglichen werden (Abb. 19). Auch hier wird das Fluoreszenzlicht dazu benutzt, den Lichtweg im Resonator wieder zu schließen.

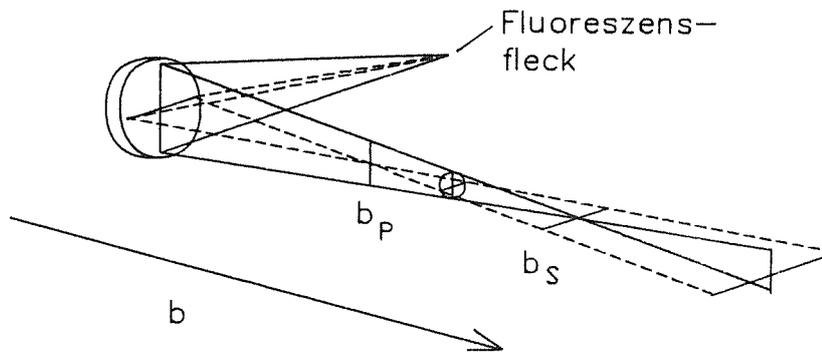


Abb.18: Die astigmatische Abbildung des Fluoreszenzpunktes durch einen konkaven Spiegel.

Sehr hilfreich bei der Justierung sind die Dye-Laser-Reflexe am Jet. Ein Reflex entsteht an der Vorderseite, ein zweiter an der Rückseite des Farbstoffstrahls. Aus dem Durchmesser der Reflexe kann man nach Gl. 2.8 auf den augenblicklichen Waistradius schließen. Bei einem Waistradius von $w_0 = 15 \mu\text{m}$ erhält man auf einem Schirm in 1 m Abstand einen Strahlfleck von 2,7 cm Durchmesser. An ihm kann während des Justierens auch die transversale Modenstruktur überwacht werden. Ein horizontaler Versatz der zwei Reflexe weist darauf hin, daß keine besonders planparallele Stelle im Jet benutzt wird. Dies läßt sich durch horizontales Bewegen des Jets korrigieren. Der vertikale Versatz ist vom Abstand des Fluoreszenzpunktes von der Düse abhängig. Er wird dadurch verursacht, daß sich die Jetdicke bei zunehmendem Abstand von der Düse verringert (siehe Kap. 2.6). Zur Einstellung des Brewsterwinkels zwischen der Normalen auf die Jet-Oberfläche und der Achse des Dye-Laser-Strahles beobachtet man den P-Licht-Anteil der Dye-Lase-Reflexe auf dem Schirm (Einfügen eines Polarisationsfilters in den Strahlweg vor dem Schirm). Bei richtiger Einstellung des Brewsterwinkels ist in der Mitte jedes Strahlfleckes auf dem Schirm eine vertikale dunkle Linie zu sehen. Nur bei diesen Strahlen im vor dem Waist konvergierenden und hinter dem Waist divergierenden Licht des Dye-Laser-Strahls stimmen Einfallswinkel und Brewsterwinkel überein.

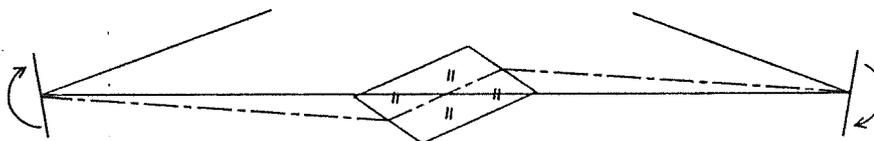


Abb.19: Die Änderung des Strahlweges im Resonator und die Änderung der Spiegelkippung bei Einfügen einer schrägen Planparallelplatte zwischen zwei Resonatorspiegeln.

2.10 Ergebnisse

In Abb. 20 ist die Dye-Laserleistung im Ein-Moden-Betrieb bei Verwendung des Farbstoffes DCM für verschiedene Pumplaserleistungen über der Wellenlänge aufgetragen. Dabei waren alle Elemente entsprechend Abb. 1 im Resonator.

Bei etwa 640 nm liegt das Maximum der Leistungskurven, so daß im Wellenlängenbereich des H_{α} - Experiments von 632,8 nm bis 656,3 nm auch bei relativ kleinen Pumplaserleistungen genügend Ausgangsleistung des Dye-Lasers zur Verfügung steht. Für dieses Experiment sind die Farbstofflaser unter Verwendung des Laserfarbstoffes DCM also sehr gut geeignet. Für die Messung der Differenzfrequenz zwischen dem jodstabilisierten HeNe-Laser, der Strahlung der Wellenlänge 612,0 nm aussendet, und dem HeNe-Laser, der auf einen Jodübergang bei 632,8 nm stabilisiert ist, reicht der benutzbare Wellenlängenbereich von 618 nm bis 680 nm dagegen nicht aus. Für dieses Experiment müßte der Laserbereich zu kürzeren Wellenlängen erweitert werden. Nach [Mara] erlaubt der verwendete Farbstoff DCM einen Laserbetrieb von 605 nm bis 725 nm. Bei unseren Farbstofflasern springt die Laserwellenlänge an den genannten Grenzen um etwa 28 nm zu einer Transmissionsstelle des Lyotfilters, deren Transmission kleiner als 100% ist. Diese liegt dann nahe beim Maximum der Verstärkungskurve, so daß hier die Verstärkung insgesamt höher ist als am Rand der Verstärkungskurve. Die Ursachen für den starken Abfall der Verstärkungskurve unter 630 nm und Möglichkeiten bei Verwendung von DCM den Laserbereich zu kürzeren Wellenlängen hin zu erweitern, werden im weiteren Text diskutiert. Eine andere Möglichkeit bietet die Verwendung des Farbstoffes Rhodamin B. Mit ihm können die Ringlaser mit den hier vorhandenen Elementen zur Frequenzdurchstimmung von 606 nm bis 655 nm betrieben werden [Knau]. Ein Problem von Rhodamin B ist sein schnelles Altern bezüglich der Ausgangsleistung des Dye-Lasers [Burg2].

Die Farbstoffkonzentration war für die Wellenlänge des Leistungsmaximums ($\lambda=640$ nm) optimiert. Sie betrug 0,45 g/l. Abb. 22 zeigt das gemessene Absorptionsspektrum der Farbstofflösung mit dieser Konzentration. Bei der Wellenlänge des Pumplasers sollte ein Laserfarbstoff möglichst stark absorbieren. Hier beträgt die Absorption bei 514,7 nm etwa 87%. Im Laserbereich sollte die Absorption des Farbstoffes gering sein. Bei der gewählten Konzentration beträgt die Reabsorption bei 620 nm etwa 0,5%, bei 610 nm schon 1%. Dies ist ein Grund dafür, daß die Leistungskurve (Abb. 20) unter 630 nm so schnell abfällt. Es ist zu erwarten, daß der benutzbare Wellenlängenbereich zu kleineren Wellenlängen hin verschoben werden kann, wenn die Farbstoffkonzentration und damit auch die Reabsorption verringert wird.

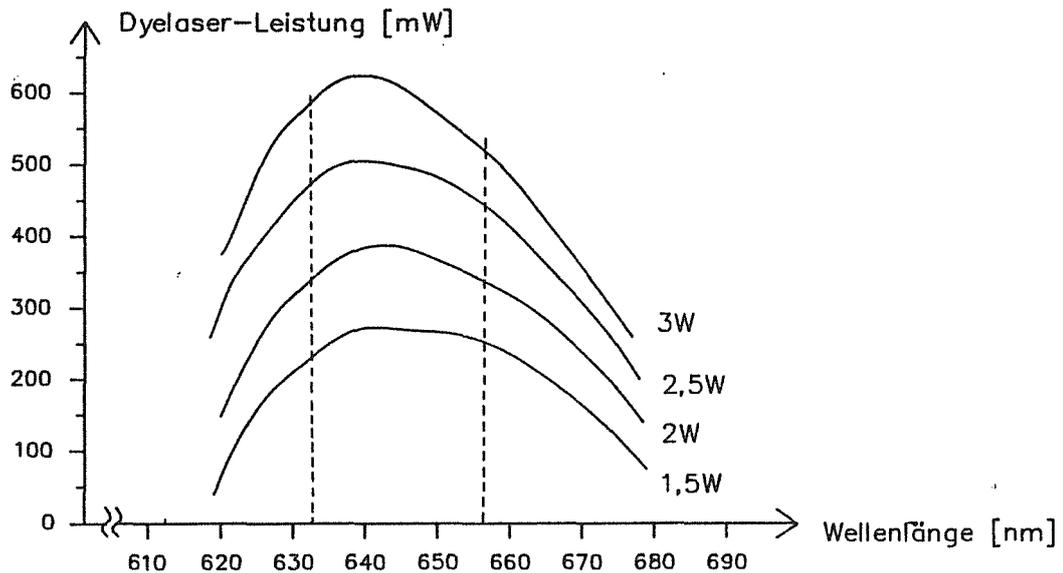


Abb.20: Die Dye-Laserleistung im Ein-Moden-Betrieb für verschiedene Pumplaserleistungen. Der Pumplaser arbeitete im sog. Ein-Linien-Betrieb bei 514,7 nm. Die Farbstofflösung bestand aus 0,45 g DCM gelöst in 400 ml Benzylalkohol und 600 ml Ethylenglycol. Bei der Messung befanden sich alle Elemente gemäß Abb. 1 im Resonator. Die Strömungsgeschwindigkeit des Jet betrug 11 m/s. Es wurde ein Auskoppelspiegel der Firma Spectra-Physiks (G3862-009) benutzt (Auskoppler Nr.1 in Abb.23).

Der Abstand des Fluoreszenzpunktes von der Düse betrug 4,3 mm (Jetdicke $\approx 0,2$ mm). Das Lösungsmittel bestand aus 60 Vol% Ethylenglykol (reinst, Merck Nr. 949) und 40 Vol% Benzylalkohol (p.A., Merck Nr. 9626). Da DCM in reinem Ethylenglykol nur schwer löslich ist, wird es in Benzylalkohol vorgelöst. Dabei ist darauf zu achten, daß es vollständig in Lösung geht, sonst kristallisiert der Farbstoff an den noch vorhandenen Kristallen wieder aus [Rad].

Die gemessenen Transmissionskurven der verwendeten Auskoppelspiegel (Typ G 3862-009 von Spectra-Physiks) sind in Abb. 23 aufgetragen. Zur Messung der Transmission wurden die durch die Auskoppelspiegel transmittierte Leistung ei-

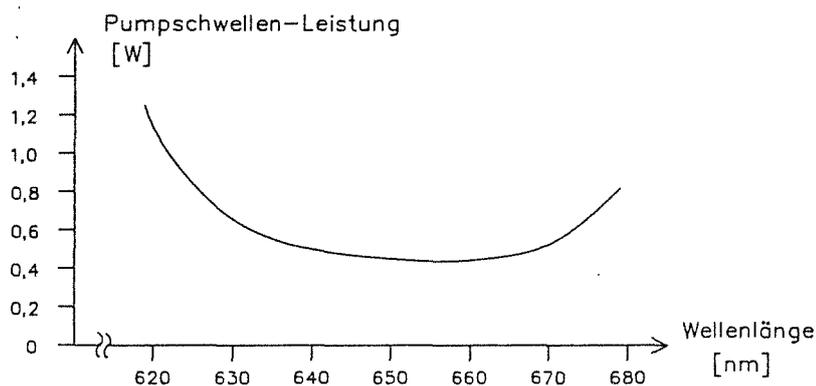


Abb.21: Die Pumpschwellenleistung. Das ist die Pumplaserleistung, bei der die Farbstofflaser-Oszillation gerade beginnt. Die Justierung des Resonators war für eine Pumplaserleistung von 1,5 W optimiert.

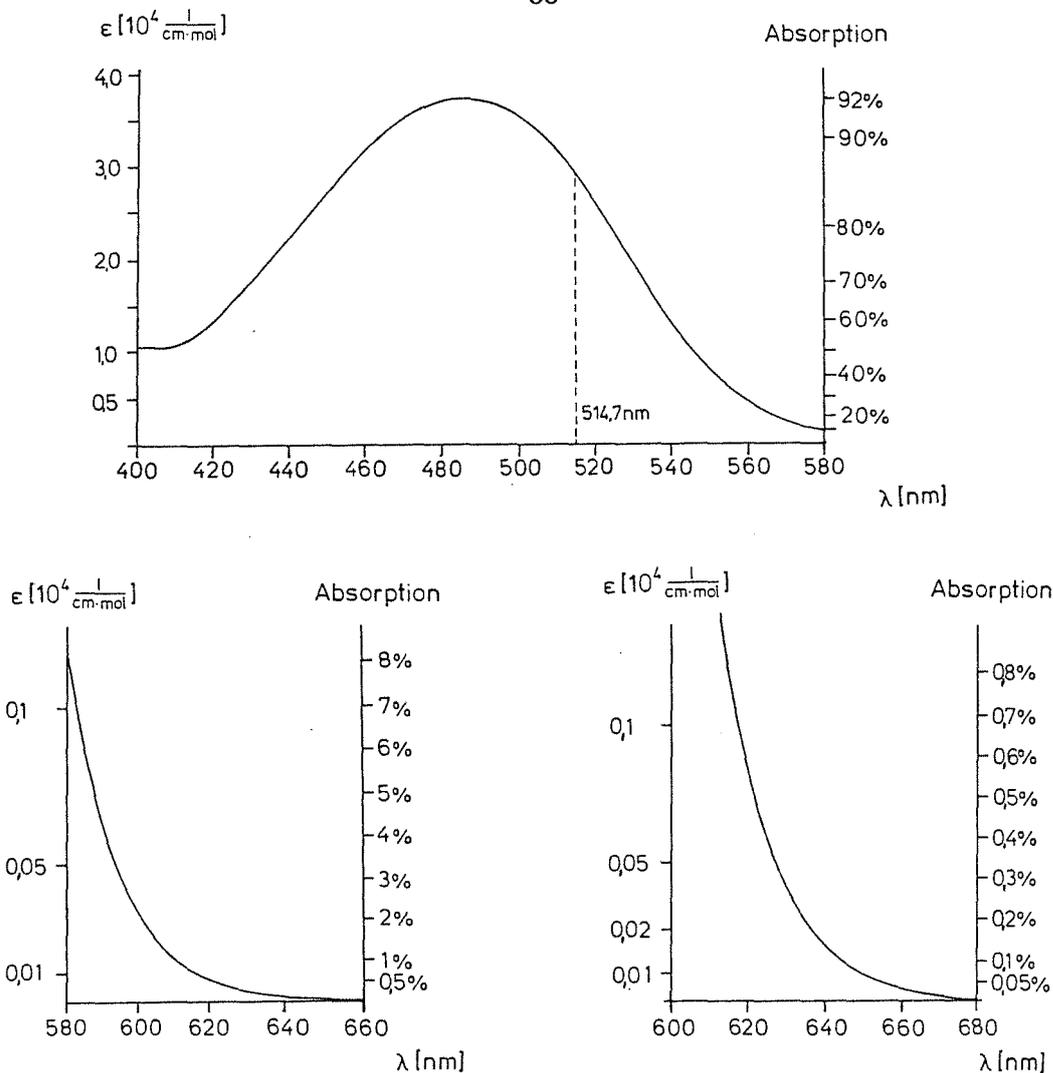


Abb.22: Das gemessene Absorptionsspektrum des Farbstoffes DCM.
 Rechte Ordinaten: Die Absorption der Farbstofflösung mit der Konzentration 0,45 g/l bei 0,2 mm Schichtdicke. Die Zusammensetzung des Lösungsmittels ist im Text angegeben.

Linke Ordinaten: Der in der Literatur übliche molare Extinktionskoeffizient ϵ [Brac].

$$\epsilon = \frac{1}{c \cdot d} \log \frac{I_0}{I}$$

c : Farbstoffkonzentration [$\frac{\text{mol}}{\text{l}}$]
 d : Lichtweg in der Lösung
 I_0 : Einfallende Intensität
 I : Transmittierte Intensität

Das Spektrum wurde mit einem Absorptionsspektrometer (Typ: Perkin Elmer Lambda 9 Spectrophotometer) aufgenommen. Im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 580 nm wurde eine Küvette mit 0,2 mm Schichtdicke benutzt. Im Wellenlängenbereich von 580 nm bis 680 nm betrug die Schichtdicke 10 mm. Für diesen Wellenlängenbereich wurde die Absorption auf eine Schichtdicke von 0,2 mm umgerechnet.

nes Farbstofflaser-Strahls gemessen. Dessen Leistung betrug 400 mW. Die Auskoppelspiegel wurden unter dem im Resonator vorhandenen Einfallswinkel von etwa 10° in den Strahl gestellt. Es war aber kein Unterschied zur Transmission bei

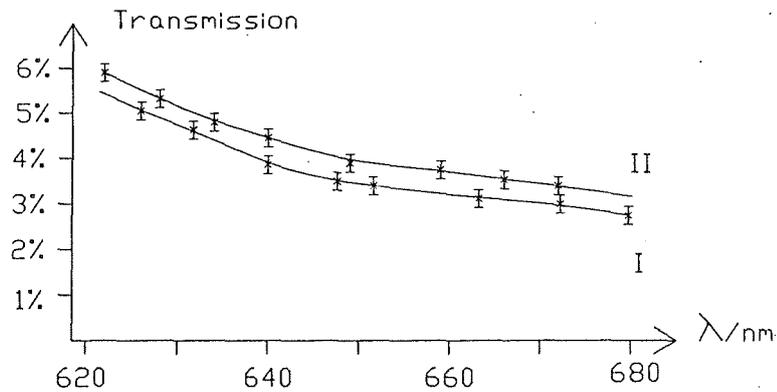


Abb.23: Die gemessenen Transmissionskurven $T(\lambda)$ der verwendeten Auskoppelspiegel G3862-009 von Spectra-Physics. Bei wiederholter Messung schwankten die Meßwerte innerhalb der Fehlerbalken.

senkrechtem Einfall festzustellen. Die relativ hohe Transmission der Auskoppelspiegel bei kurzen Wellenlängen ist eine weitere Ursache für den Abfall der Leistungskurve. Damit ein Farbstofflaser über einen möglichst großen Wellenlängenbereich arbeitet, sollte die Transmission des Auskoppelspiegels an den Enden der Farbstoff-Verstärkungskurve kleiner werden. Um den Laserbereich zu kleineren Wellenlängen zu erweitern, muß also auch ein Austausch der Auskoppelspiegel in Betracht gezogen werden.

Die maximale Ausgangsleistung bei 3 W Pumplaserleistung hat sich gegenüber früheren Ergebnissen von 300 mW [Knau] auf 620 mW erhöht. Diese erhebliche Leistungs-Steigerung wurde durch Verbesserungen der Resonatorgeometrie in 3 Punkten erreicht:

- 1.) Der Einfallswinkel von M5 wurde von zunächst 38° auf 24° reduziert, denn die verwendeten dielektrischen Spiegel reflektieren nur bei senkrechtem Einfall etwa 99,9% des Laserlichtes. Für P-polarisiertes Licht nimmt diese Reflexion bei Annäherung an den Brewsterwinkel der dielektrischen Schichten sehr schnell ab, während die Transmission zunimmt. M5 transmittiert bei einem Einfallswinkel von 38° bereits 1% des Lichtes, bei 24° jedoch nur noch wenig mehr als 0,1%. Diese Verringerung der Transmissionsverluste ergab eine Erhöhung der Ausgangsleistung um ca. 100 mW.
- 2.) der Resonatorumfang wurde von 80 cm auf 65 cm verringert. Damit verbunden war eine Erhöhung des Dylaser-Waistradius von $12 \mu\text{m}$ auf $14 \mu\text{m}$, also eine bessere Ausnutzung des vom Pumplaser invertierten Bereiches im Jet.
- 3.) Die Verringerung des resonatorinternen Astigmatismus durch Reduzierung der Einfallswinkel des Strahls an den konkaven Spiegeln M1 und M2 führte zu einer besseren Überlappung der Stabilitätsbereiche in der P-Ebene und der S-Ebene.

Zusammenfassend die durch die einzelnen resonatorinternen Elemente verursachten Abnahmen der Ausgangsleistung:

2 zusätzliche Spiegel zur Polarisationsdrehung:	7-8%
Faraday-Dreher:	20%
Lyotfilter:	4-5%
Etalon:	3-4%
ADP-Kristall:	8%

Das sind insgesamt 42-45%. Im Leistungsmaximum beträgt die Effizienz des Lasers mit allen Elementen immer noch etwa 20%, d.h. der Dye-Laser-Strahl hat 20% der Leistung des Pump-Laser-Strahls. Ohne resonatorinterne Elemente ergibt sich rechnerisch eine Effizienz von etwa 34%, was sich mit Literaturwerten in etwa deckt [Mara]. Tatsächlich wurde dieser hohe Wert bei 3 Watt Pump-Laserleistung nicht erreicht, da sich dabei durch die hohe resonatorinterne Leistung von etwa 20 W thermische Effekte im Jet bemerkbar machten.

3. Der neue piezoelektrische Spiegelversteller

Laserfrequenzschwankungen entstehen durch Veränderungen der optischen Länge U des Resonators: $U = \oint n \cdot dl$. Schwingt der Laser auf einem Resonatormode der Ordnung q (Resonatorumfang $U = q\lambda$), so ist die Laserfrequenz ν_L :

$$\nu_L = q \cdot \frac{c}{U} \quad [3.1]$$

Nach Ableiten erhält man die Frequenzänderung $d\nu_L$ für kleine Längenänderungen dU :

$$\begin{aligned} d\nu_L &= -\frac{qc}{U^2} \cdot dU \\ &= -\nu_L \cdot \frac{dU}{U} \end{aligned} \quad [3.2]$$

Zur Frequenzstabilisierung korrigiert man die Resonatorlängenänderung dU mit Hilfe eines Stellelementes. Wenn dieses einen genügend großen Stellweg hat, können damit auch kontrollierte Frequenzänderungen des Lasers vorgenommen werden ("Durchstimmen").

Als Stellelement kommen grundsätzlich zwei Möglichkeiten in Betracht: Einerseits kann man einen elektrooptischen Kristall in den Resonator einfügen. Bei Anlegen einer elektrischen Spannung ändert sich sein Brechungsindex und damit auch der optische Weg. Die andere Möglichkeit ist die piezoelektrische Bewegung eines Resonatorspiegels.

Beide Arten von Stellelementen haben Vor- und Nachteile: Elektrooptische Kristalle können sehr schnelle Korrekturen ausführen und bilden nur eine kleine kapazitive Last für vorgeschaltete Verstärker. Dagegen haben sie relativ kleine Stellwege und führen zu zusätzlichen Leistungsverlusten des Lasers. Ihre optischen Flächen sind sehr empfindlich und die Anschaffungskosten sind hoch. Die piezoelektrische Bewegung eines sowieso vorhandenen Resonatorspiegels führt nicht zu zusätzlichen Leistungsverlusten, und es können relativ große Stellwege realisiert werden. Im Vergleich zum elektrooptischen Kristall sind aber nur langsame Korrekturen möglich.

Die Schwankungen der Laserfrequenz lassen sich in zwei Klassen einteilen: Es gibt erstens langsame Schwankungen mit relativ großer Amplitude und zweitens schnelle Schwankungen mit kleiner Amplitude. Daher werden beide Stellelemente verwendet, wobei die Frequenzregelung in einen langsamen und einen schnellen Kanal aufgeteilt ist. Die langsamen Frequenzschwankungen bis etwa 5 kHz werden von einem piezoelektrischen Spiegelsteller korrigiert. Er wird auch zur Ver-

stimmung der Laserfrequenz benutzt. Die schnellen Frequenzschwankungen korrigiert ein ADP-Kristall.

Für die vorhandenen Dylaser wurden zwei neue piezoelektrische Spiegelversteller gebaut. In den folgenden Abschnitten soll deren Prinzip und Herstellung beschrieben werden.

3.1.1 statische Eigenschaften

Der piezoelektrische Effekt ist die Eigenschaft bestimmter Stoffe, sich in einem elektrischen Feld zu verformen. Er beruht darauf, daß diese Stoffe aus elektrischen Dipolen aufgebaut sind. Bei der Herstellung dieser Materialien werden die zunächst regellos angeordneten Dipole durch Erhitzen und Anlegen einer hohen elektrischen Spannung ausgerichtet (Polarisierung). Legt man ein elektrisches Feld E in Polarisierungsrichtung an, so dehnen sich die Dipole und damit der ganze Körper in Feldrichtung aus, senkrecht dazu verkürzt er sich. Als Piezomaterial wurde PXE-5 von Valvo gewählt, da es standartmäßig lieferbar ist und relativ gute Eigenschaften, wie hohe Empfindlichkeit und geringe Alterung, aufweist [Valv]. Es wurden Scheiben von 1 mm Dicke und mit einem Durchmesser von 25 mm verwendet, da diese Form es erlaubt, durch Zurechtsägen und Stapeln Piezoelemente für die verschiedensten Anforderungen herzustellen. Legt man an eine solche Scheibe der Dicke s_3 ein elektrisches Feld in Polarisierungsrichtung (X3-Richtung) an, so dehnt sich das Material in Richtung X3 nach:

$$\begin{aligned} \Delta s_3 &= d_{33} E s_3 \\ &= d_{33} U \end{aligned} \quad \text{PXE 5: } d_{33} = 390 \cdot 10^{-12} \frac{\text{m}}{\text{V}} \quad [3.3]$$

gleichzeitig verkürzt sich die Scheibe in X1- und X2-Richtung:

$$\begin{aligned} \Delta s_1 &= d_{31} E s_1 \\ &= d_{31} \frac{s_1}{s_3} U \end{aligned} \quad \text{PXE 5: } d_{31} = -190 \cdot 10^{-12} \frac{\text{m}}{\text{V}} \quad [3.4]$$

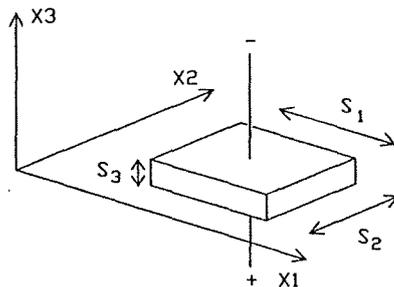


Abb.24: Die Bemaßung einer Piezo-Scheibe.

d_{ik} ist die piezoelektrische Ladungskonstante, wenn das elektrische Feld in Xi-Richtung angelegt wird und die Ausdehnung in Xk-Richtung beobachtet wird. Die longitudinale Dehnung $\frac{\Delta s_3}{s_3}$ (Dehnung in Feldrichtung) ist bei gleicher Feldstärke etwa doppelt so groß wie die transversale Dehnung $\frac{\Delta s_1}{s_1}$. Da die neuen Piezosteller bei gegebenem Maximal-Stellweg möglichst kurz sein sollten, um Korrekturen bis 5 kHz ausführen zu können, wurde der stärkere longitudinale Piezoeffekt für die Spiegelbewegung ausgenutzt.

Außer zur Frequenzstabilisierung soll der Piezosteller auch zur Frequenzdurchstimmung über einen Bereich von 3 bis 4 GHz verwendet werden können. Für eine Frequenzänderung von 3,5 GHz muß sich der Resonatorumfang nach Gl. 3.2 um $4,8 \mu\text{m}$ ändern ($U=65 \text{ cm}$, $\nu=4,7 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$). Ein Umlenkspiegel, der unter einem kleinen Einfallswinkel benutzt wird, muß nur um die Hälfte, also um $2,4 \mu\text{m}$ verschoben werden. Nach Gl. 3.3 ist die longitudinale Dehnung Δs_3 einer Scheibe bei gegebener Spannung U unabhängig von der Dicke. Bei der maximalen Spannung des antreibenden Hochspannungsverstärkers von $U_{\text{max}} = 1000 \text{ V}$ beträgt die Dickenänderung einer Scheibe $\Delta s_3 = 0,39 \mu\text{m}$. Um den gewünschten Stellweg von $2,4 \mu\text{m}$ zu erreichen wurden Piezoelemente gebaut, die aus sechs übereinandergestapelten Scheiben bestehen. Die fertiggestellten Spiegelversteller hatten in den Resonator eingebaut eine Empfindlichkeit von $4,2 \text{ GHz}/1000 \text{ V}$, dies entspricht einem Stellweg von $3 \mu\text{m}/1000 \text{ V}$. Dieser Stellweg ist höher als der berechnete Wert, da aus den vorhandenen Piezoscheiben nur solche mit hoher Empfindlichkeit für den Bau der Stellelemente ausgewählt wurden.

Um einen kurzen Piezosteller mit guten dynamischen Eigenschaften zu erhalten, wird man bestrebt sein, möglichst dünne Piezoplatten zu verwenden. Aus mehreren Gründen dürfen sie jedoch nicht zu dünn sein: Die maximale Feldstärke ist auf etwa $E_{\text{max}} \approx \frac{3000 \text{ V}}{1 \text{ mm}}$ begrenzt, da bei Überschreiten dieses Wertes besonders am Rand der Scheiben Überschläge auftreten können. Außerdem sollte die kapazitive Last für den Hochspannungsverstärker, dessen Ausgangsstrom auf ca. 10 mA begrenzt ist, den Wert von 10 nF nicht allzusehr überschreiten. Bei dieser Last hat seine Ausgangsspannung nur bis zu einer Frequenz von 100 Hz die volle Amplitude von $1000 \text{ V}_{\text{PP}}$ [Hoef2]. Ein zusätzliches Problem bei Stapeln aus sehr dünnen Piezoplatten stellt die saubere Kontaktierung der Elektroden dar. Diese Kontakte sind für Überschläge besonders anfällig.

Als guter Kompromiß erschien eine Plattendicke von $d_3 = 1 \text{ mm}$. Die fertiggestellten Stellelemente konnten bis 2000 V hochspannungsgeprüft werden und hatten eine Kapazität von etwa 12 nF.

3.1.2 dynamische Eigenschaften

Die Grenzfrequenz, bis zu der der piezoelektrische Spiegelsteller Korrekturen ausführen kann, wird durch die Phasenverschiebung zwischen dem angelegten Korrektursignal und der Reaktion des Spiegels bestimmt. Erreicht die Summe der Phasenverschiebungen des Spiegelstellers und des antreibenden Regelverstärkers den Wert von 180° , so geht die Gegenkopplung des Regelkreises in Mitkopplung über. Die Phasenverschiebung des Spiegelstellers hat ihre Ursache in dessen mechanischen Eigenschwingungen. Durchläuft die Frequenz des angelegten Signals eine solche Resonanzstelle, so tritt eine starke Amplitudenüberhöhung der Spiegelbewegung auf. Außerdem hat man einen für erzwungene Schwingungen charakteristischen Phasenverlauf von 0° nach 180° . Bei diesen Resonanzstellen muß die Kreisverstärkung der Regelung einschließlich der Resonanzüberhöhung kleiner 1 sein. Im vorliegenden Fall müssen die Resonanzen oberhalb der Übernahmefrequenz des schnellen Kanals von 5 kHz liegen. Bei diesen Resonanzfrequenzen muß die Kreisverstärkung des schnellen Kanals höher sein als die des langsamen Kanals.

Die Eigenfrequenzen des Piezostellers ergeben sich auf folgende Weise: Eine Grundschwingung ist die Längenschwingung des einseitig festen Stabes, bestehend aus Piezomaterial und Resonatorspiegel. Bei einem 6 mm hohen Stapel aus Piezoscheiben und einem 3 mm dicken Spiegel liegt ihre Frequenz im Bereich von 50 bis 60 kHz. Die tieferen und damit auch kritischeren Resonanzen sind aber die der Halteplatte und der Justierfassung. Diese Resonanzen werden durch das Piezoelement angeregt und übertragen sich auf die Spiegelbewegung, da der Spiegel von der Halteplatte mitbewegt wird. Da die Abmessungen dieser Teile größer sind gegenüber dem zunächst betrachteten Stab aus Piezo und Spiegel, sind ihre Resonanzfrequenzen auch niedriger.

Um die Anregung der Halterungsschwingungen zu vermeiden, kann folgendes Prinzip angewandt werden [Jits]: Der Spiegelsteller wird symmetrisch zur Halteplatte aufgebaut, d.h. dem Spiegelsteller wird ein möglichst identischer Aufbau aus Piezoelement und Spiegelkörper gegenübergestellt (Abb. 25). Polt man beide Piezoelemente so, daß sie simultan expandieren und kontrahieren, so bleibt die Halteplatte in Ruhe und bei vollkommener Symmetrie werden keine Schwingungen der Justierfassung angeregt.

Eine Grundschwingung, die trotz des symmetrischen Aufbaus angeregt wird, ist die Radialschwingung der Halteplatte. Die Radialbewegungen entstehen durch die Dickenänderungen der Platte, die mit den Piezobewegungen verbunden sind (Abb. 26). Wären die Piezoelemente nicht vollkommen symmetrisch oder ihre Empfindlichkeit etwas unterschiedlich, so könnten auch noch Transversalschwingungen dieser Platte auftreten, wenn auch mit kleinerer Amplitude als im asym-

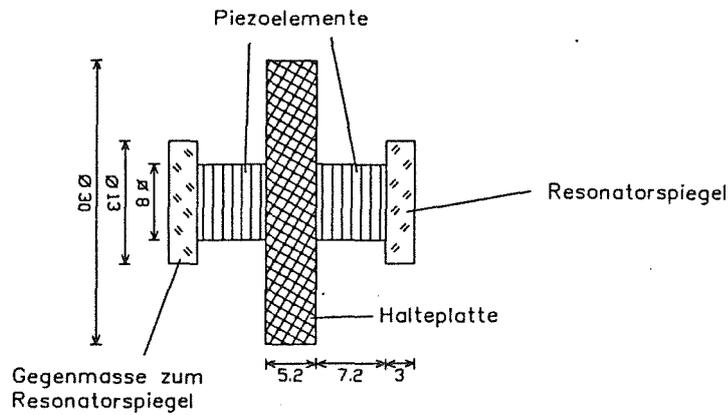


Abb.25: Symmetrisch aufgebauter Spiegelversteller. Alle Maße sind in Millimeter angegeben.

metrischen Fall. Aus diesen Gründen sollte die Halteplatte sollte so ausgewählt werden, daß ihre niedrigsten Resonanzfrequenzen im Bereich oder oberhalb der Resonanzfrequenz des Piezostabes liegen.

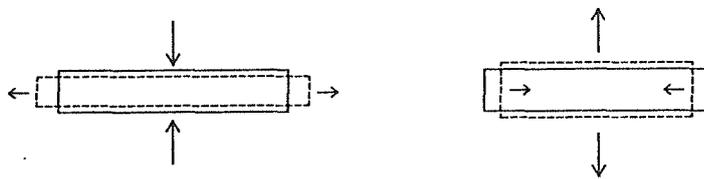


Abb.26: Die Anregung der Radialschwingung.

Nach [Meis] ist die Grundfrequenz der Radialschwingung einer runden Platte:

$$v_r \approx 0,62 \frac{c}{2R} \quad c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

R: Plattenradius
c: Schallgeschwindigkeit
E: Elastizitätsmodul
ρ: Massendichte

Als transversale Grundschwingung der freien Platte wurde die Schwingungsform angenommen, bei der sich in der Mitte, am Ort des anregenden Piezos, ein Schwingungsbauch befindet und bei der ein kreisförmiger Schwingungsknoten existiert. Die Frequenz dieser Schwingung ist [Volt]:

$$v_t = c \sqrt{0,19 \cdot \frac{d^2}{R^4}} \quad d: \text{ Dicke der Platte}$$

Es existiert zwar eine transversale Plattenschwingung mit noch niedrigerer Frequenz, diese hat aber nur einen radialen Schwingungsknoten und wird durch die in der Plattenmitte sitzenden Piezoelemente nicht angeregt.

Um möglichst hohe Plattenresonanzen zu erhalten, sollte ein Material mit hoher Schallgeschwindigkeit verwendet werden. Es wurde Al₂O₃-Keramik ausgewählt, da sie sehr preisgünstig ist und schon eine mit Saphir vergleichbare Schallgeschwindigkeit hat. In Tabelle 1 sind zum Vergleich einige andere Stoffe mit hohen

Schallgeschwindigkeiten aufgeführt, sowie die Stoffe, aus denen die Stellelemente aufgebaut sind und deren Schallgeschwindigkeiten in der weiteren Diskussion noch benötigt werden.

Quarzglas	5750 m/s	Diamant	17540 m/s
Zerodur	6400 m/s	Saphir	10790 m/s
Silber	2700 m/s	Al ₂ O ₃	9090 m/s
Kupfer	3710 m/s	PXE-5	2540 m/s

Tabelle 1: Die Schallgeschwindigkeiten verschiedener Stoffe mit hohen Schallgeschwindigkeiten und der Materialien des Spiegelstellers.

Zur Prüfung ihrer Verwendbarkeit wurden bei Al₂O₃-Platten mit verschiedenen Maßen die Resonanzfrequenzen gemessen. Diese bestimmt man zum Beispiel, indem man eine Piezoscheibe (Durchmesser ≈ 5 mm, Dicke = 1 mm) mit Wachs auf der Plattenmitte befestigt. Durch Anlegen einer Wechsellspannung an die Piezoscheibe können nun die Plattenresonanzen erregt werden. Durchläuft die anregende Frequenz eine Resonanz, so entsteht durch die Amplitudenüberhöhung der Plattenschwingung eine starke Rückwirkung auf die Piezoscheibe. Diese kann als charakteristische Impedanzänderung festgestellt werden. Für die schließlich verwendete Platte ist in Abb. 27 die mit einer Stromzange gemessene Stromamplitude über der Frequenz aufgetragen. Sie zeigt unterhalb der Resonanzen zunächst die für eine rein kapazitive Impedanz typische lineare Zunahme. Die Resonanzen sind leicht an den Abweichungen von diesem Verlauf zu erkennen. Bei 86 kHz tritt die erste transversale Plattenschwingung auf. Die Resonanz bei 125 kHz ist eine Eigenschwingung der antreibenden Piezo-Scheibe. Bei 193 kHz wird die radiale Grundschiwingung erregt. Die Resonanzen um 157 kHz wurden nicht identifiziert, es kann sich dabei z.B. um weitere Transversalschwingungen handeln. In Tabelle 2 sind die gemessenen und die berechneten Frequenzen der transversalen und der radialen Grundschiwingungen der untersuchten Platten aufgetragen. Die ge-

Durchmesser [mm]	Dicke [mm]	Frequenz der radialen Grundschiwingung [kHz]		Frequenz der transversalen Grundschiwingung [kHz]	
		berechnet	gemessen	berechnet	gemessen
30	5,2	188	193	92	86
40	6	141	167	59	57
40,5	4	139	155	39	44,5
51	5,5	110	116	34	32

Tabelle 2: Die Resonanzfrequenzen der transversalen und der radialen Grundschiwingungen der untersuchten Al₂O₃-Platten.

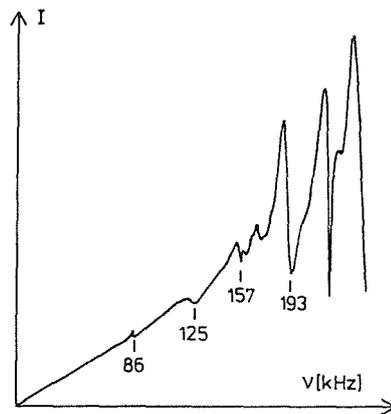


Abb.27: Diagramm der Resonanzen einer Al_2O_3 -Platte. Durchmesser: 30 mm, Dicke: 5,2 mm.

messenen Werte stimmen mit den berechneten zum großen Teil gut überein, es gibt aber auch Unstimmigkeiten bis zu 18%. Dies kann durch Abweichungen der tatsächlichen Schallgeschwindigkeit vom angenommenen Wert und durch Abweichungen der Plattenform vom idealen flachen Zylinder hervorgerufen werden.

Die radiale Resonanzfrequenz ist unkritisch, da sie bei allen Platten über 100 kHz liegt. Bei den Platten mit großem Durchmesser liegt die transversale Grundschwingung dagegen unter 50 kHz. Dabei muß beachtet werden, daß sich diese Frequenz noch verringert, wenn die zusätzlichen Massen der Piezoelemente auf der Plattenmitte befestigt werden.

Als Halteplatte für das Stellelement wurde die Platte mit dem Durchmesser $2R=30$ mm und der Dicke $d=3,2$ mm gewählt. Ihre niedrigste Transversalresonanz liegt bei 84 kHz. Nach Aufkleben der Piezosteller erniedrigte sie sich auf etwa 56 kHz und lag damit im Bereich der Stabresonanz der Piezoelemente.

Diese Stabresonanz soll nun betrachtet werden. Die Grundschwingung des symmetrisch aufgebauten Spiegelstellers, der im Gegentakt angetrieben wird, entspricht der eines Stabes, der in der Mitte fest ist (Schwingungsknoten) und dessen Enden lose sind (Schwingungsbauch). Die Frequenz ν_0 dieser $\lambda/2$ -Schwingung ergibt sich aus der Bedingung, daß die Zeit für einen Durchlauf einer Welle durch den Stab gleich der halben Schwingungsperiode $1/2\nu_0$ sein soll:

$$\frac{1}{2\nu_0} = t = \frac{L}{c} \Rightarrow \nu_0 = \frac{c}{2L} \quad \begin{array}{l} L: \text{Stablänge} \\ c: \text{Schallgeschwindigkeit} \\ \text{längs des Stabes} \end{array} \quad [3.7]$$

Bei einem Stab, der wie der Piezosteller aus Materialien mit unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten aufgebaut ist, sind die Einzelaufzeiten zu addieren. Er hat die Grundfrequenz:

$$\frac{1}{2\nu_0} = \sum t_i = \sum \frac{L_i}{c_i} \quad [3.8]$$

t_i ist die Laufzeit der Welle durch das Material der Länge L_i mit der Schallgeschwindigkeit c_i . Es ist zu bemerken, daß der symmetrisch aufgebaute Spiegelsteller trotz der doppelten Stablänge die gleiche Grundfrequenz besitzt wie ein asymmetrischer Spiegelsteller der aus nur einem Piezoelement für den Antrieb des Resonatorspiegels besteht. Ein solcher Spiegelsteller führt eine $\lambda/4$ -Schwingung aus, mit einem festen Ende (Schwingungsknoten) an der Halteplatte und einem losen Ende (Schwingungsbauch). Die Schwingungsperiode ist daher die gleiche wie beim doppelt so langen symmetrischen Spiegelsteller, der aber eine $\lambda/2$ -Schwingung ausführt.

Der Piezostab besteht aus folgenden Materialien (siehe Kap. 3.1.3): 7,6 mm Al_2O_3 -Keramik, 12 mm Piezokeramik, 0,6 mm Kupfer, 1,2 mm Leitkleber. Beim Spiegelsteller I (PZT I) ist der Quarzspiegel und die gegenüberliegende Zerodurscheibe je 6 mm dick, beim Spiegelsteller II (PZT II) wurde dieses Maß auf 3 mm reduziert. Berechnet man mit Hilfe von Tabelle 1 die Laufzeit durch den Stab, so erhält man 57 kHz für die Stabresonanz des PZT I und 58 kHz für die Resonanz des PZT II. Dabei wurde die unbekannte Schallgeschwindigkeit des Leitklebers gleich der von Silber gesetzt.

Die Messung der tatsächlichen Resonanzfrequenzen der Piezosteller kann wieder über die Impedanzmessung erfolgen. Mit dieser Methode erhält man aber keine Information über die Amplitude und Phase der tatsächlichen Spiegelbewegung. Diese kann aber auf folgende Weise gemessen werden: Der Spiegelsteller wird in den Laserresonator eingebaut. Legt man nun eine sinusförmige Wechselspannung an, so führt die Auslenkung des Spiegels zu entsprechenden Frequenzänderungen des Lasers. Diese Frequenzänderungen werden an der Flanke der Transmissionskurve eines Interferometers in Intensitätsänderungen umgewandelt und können nun auf einem Oszilloskop dargestellt werden. Das Interferometer war hier ein konfokales Fabry-Perot-Interferometer mit einem freien Spektralbereich von 10 GHz. Da die Laserfrequenz bei dieser Messung nicht stabilisiert wurde, blieb sie zunächst nicht lange auf der Flanke des Interferometers.

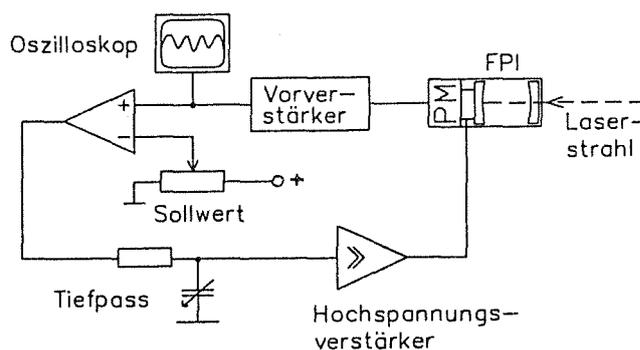


Abb.28: Schema der Stabilisierung des Fabry-Perot-Interferometers (FPI) auf die Laserfrequenz. PM: Photomultiplier.

Daher wurde die Flanke mit einem Regelkreis auf die Laserfrequenz langsam nachgestellt. Dies geschah über die Abstandsänderung der zwei Interferometer-
spiegel, von denen einer piezoelektrisch verstellbar ist. Damit die Regelung nicht auch den zu messenden Frequenzschwankungen folgt, muß ihre Kreisverstärkung für die interessierenden Frequenzen ab etwa 1 kHz deutlich kleiner als 1 sein. Das Prinzip der Regelung kann Abb. 28 entnommen werden. Die vom Photomultiplier detektierte Intensität wird durch den Differenzverstärker mit einem Sollwert verglichen. Eine Abweichung wird verstärkt und auf den Piezospiegel des Interferometers gegeben. Der Tiefpass sorgt für den gewünschten Abfall der Kreisverstärkung bei hohen Frequenzen. Das Interferometer sollte so geregelt werden, daß die Laserfrequenz auf halber Höhe der Transmissionskurve ist. Hier ist der Punkt größter Flankensteilheit, und kleine Frequenzänderungen werden linear in Intensitätsänderungen umgewandelt.

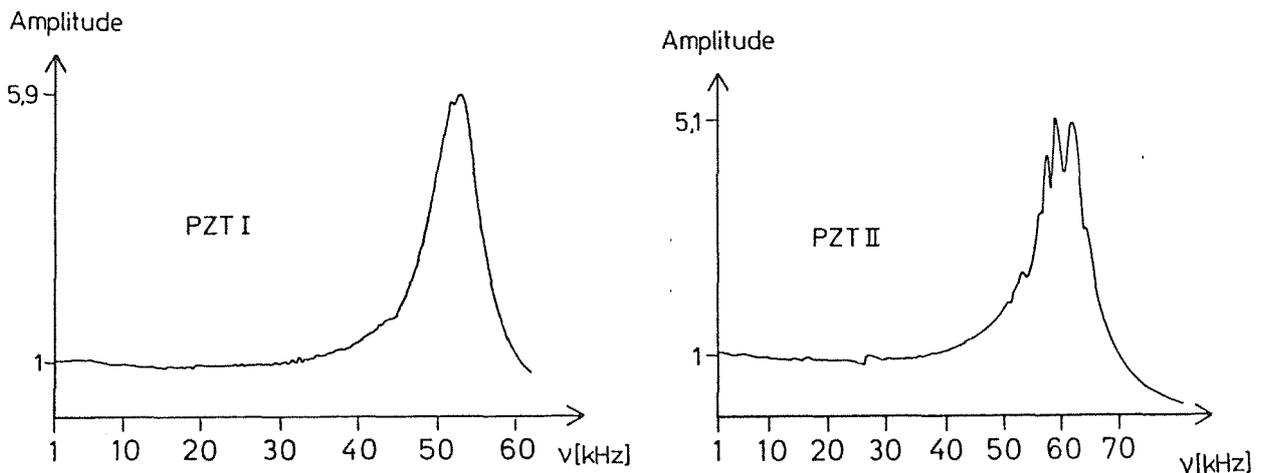


Abb.29: Amplitudengang des Spiegelstellers PZT I (links) und des PZT II (rechts) bei symmetrischem Antrieb.

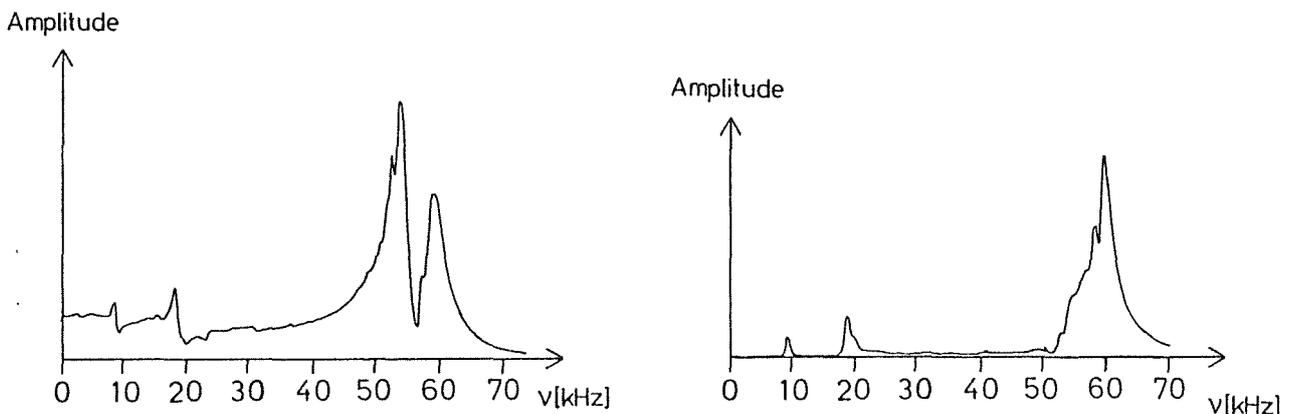


Abb.30: Amplitudengang des Resonatorspiegels (PZT II) wenn nur das Piezoelement auf der Spiegelseite angetrieben ist (links) und wenn nur das gegenüberliegende Piezoelement angetrieben ist (rechts).

Die gemessenen Amplitudengänge sind in der Abb. 29 wiedergegeben. Die Resonanzfrequenz des PZT I liegt bei 52 kHz. Die des PZT II ist nicht eindeutig festzulegen und liegt zwischen 53 und 58 kHz. Diese Werte sind etwas niedriger als die berechneten. Die Ursache können vom angenommenen Wert abweichende Schallgeschwindigkeiten z.B. der gesinterten Materialien (Al_2O_3 und Piezokeramik) und des Leitklebers sein. Das Verhältnis der Amplitude in Resonanz zur Amplitude außerhalb der Resonanz bei niedrigen Frequenzen ist die Resonanzüberhöhung. Sie beträgt beim PZT I 5,9 und beim PZT II 5,1. Bis zu dieser Längsresonanz sind die Frequenzgänge relativ glatt, und es sind insbesondere auch keine Halterungsresonanzen zu sehen. Dies ändert sich, wenn die Spiegelsteller einseitig angetrieben werden. Zur Aufnahme der Kurve in Abb. 30 wurde beim PZT II nur das Piezoelement auf der Spiegelseite angetrieben. Man erkennt nun deutlich die Resonanzen der Justierfassung bei 9,4 kHz und 19,1 kHz. Auch die Transversalschwingung der Al_2O_3 -Halteplatte bei 58 kHz wird nun stark angeregt. Wird das dem Spiegel gegenüberliegende Piezoelement angetrieben, so entsteht nur als Folge einer Resonanz eine Mitnahme-Bewegung des Resonatorspiegels.

Wie zu Anfang erwähnt, soll der Spiegelsteller Korrekturen mit einer Frequenz bis zu 5 kHz ausführen. Oberhalb dieser Frequenz sorgt dann z.B. ein Tiefpass für den Abfall der Kreisverstärkung dieses langsamen Kanals. Bei der Resonanzfrequenz des Spiegelstellers muß diese Kreisverstärkung dann trotz der Amplitudenüberhöhung kleiner sein als die des schnellen Kanals.

Bei Verwendung eines Tiefpasses fällt die Verstärkung des langsamen Kanals ab 5 kHz proportional zu $\frac{1}{v}$ gegenüber dem schnellen Kanal ab. D.h. bei 50 kHz und einer Amplitudenüberhöhung von 7 (PZT I) beträgt die Verstärkung des langsamen Kanals noch 70% derjenigen des schnellen Kanals. Um dieses Verhältnis zu verbessern, kann man die Resonanzüberhöhung durch Anbringen von Dämpfungsmaterial an die Piezoelemente verringern. Die Dämpfung einer Resonanz hat aber immer auch eine Verbreiterung zur Folge. Das bedeutet, daß schon bei kleineren Frequenzen eine Phasendrehung auftritt. Zur Beurteilung, wie kritisch diese verfrühte Phasendrehung ist, soll hier das Verhältnis der Frequenz, bei der die Phasendrehung $\phi = 45^\circ$ beträgt, zur Resonanzfrequenz ($\phi = 90^\circ$) dienen. Löst man die Differenzialgleichung des harmonischen Oszillators, der eine erzwungene Schwingung ausführt, so erhält man:

$$\frac{v(\phi = 45^\circ)}{v_{\text{Res}}} = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{2R}\right)^2} - \frac{1}{2R} \quad \text{R: Amplitudenüberhöhung in Resonanz} \quad [3.9]$$

In Abb. 31 ist $v(\phi = 45^\circ)$ für $v_{\text{Res}} = 50$ kHz in Abhängigkeit von der Resonanzüberhöhung R aufgetragen. Selbst für $R = 2$ liegt $v(\phi = 45^\circ)$ noch über 40 kHz. Bei 5 kHz ist die Phasendrehung in diesem Fall nur $\phi = 3^\circ$. Die vorverlegte Phasendrehung

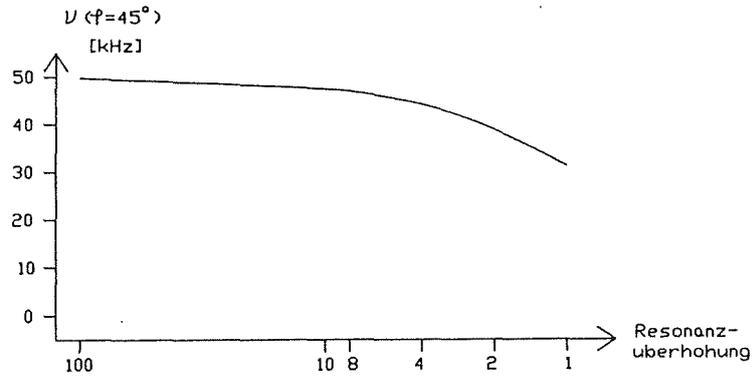


Abb.31: Die Frequenz, bei der die Phasendrehung beim harmonischen Oszillator $\phi = 45^\circ$ beträgt, als Funktion der Resonanzüberhöhung R für den speziellen Fall einer Resonanz bei $\nu_{\text{Res}} = 50 \text{ kHz}$. Zur Berechnung wurde Gl. 3.9 benutzt.

aufgrund der Dämpfung der Stabresonanz ist also selbst bei starker Dämpfung unkritisch.

Als Dämpfungsmaterial wird üblicherweise in Epoxydharz eingegossenes Wolf-rampulver verwendet, das man an die Seiten der Piezoelemente anklebt [Jits]. Es wurde aber festgestellt, daß dieses elektrisch nicht hinreichend isoliert. Das Ankleben an die hier gebauten Piezoelemente würde die isolierenden Abstände zwischen den einzelnen Elektroden stark herabsetzen. Als Alternative wurden die

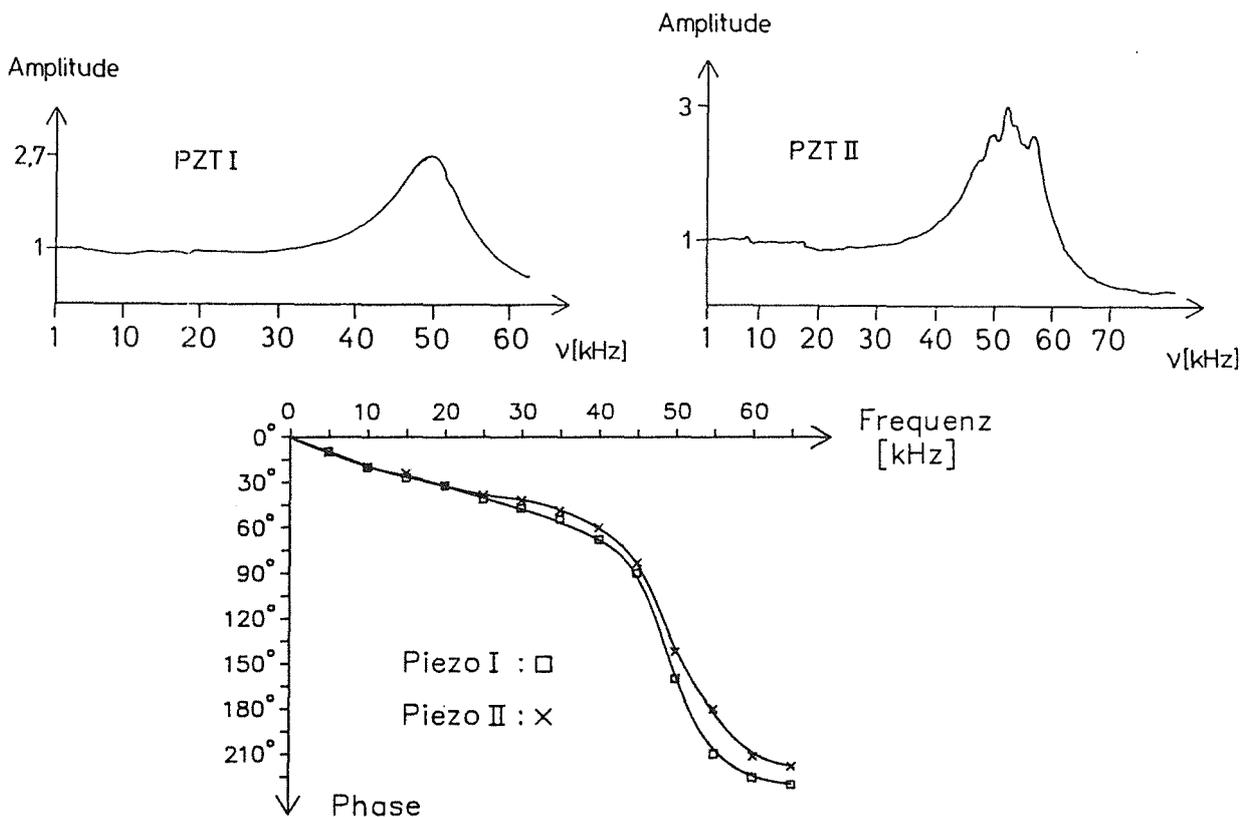


Abb.32: Amplituden- und Phasengang der zur Resonanzdämpfung in Epoxydharz eingegossenen Spiegelversteller.

Piezoelemente in reinem, elektrisch isolierendem 2-Komponenten-Epoxydharz eingegossen (Eccogel 1265 von Emerson & Cuming).

In Abb. 32 sind die Amplituden- und Phasengänge der fertigen Spiegelsteller zu sehen. Die Amplitudenüberhöhung wurde bis auf 2,7 (PZT I) bzw. 3 (PZT II) reduziert. Bei 5 kHz beträgt die Phasendrehung für beide Stellelemente etwa 12°.

3.1.3 Die Herstellung der Spiegelversteller

Beim Bau der Piezostellelemente muß mit einiger Sorgfalt vorgegangen werden, um brauchbare Ergebnisse zu erhalten. Unter den vom Hersteller gelieferten Piezoscheiben werden zunächst diejenigen mit hoher Empfindlichkeit ausgewählt. Besonders ist darauf zu achten, daß die Empfindlichkeit der Scheiben für das Piezoelement auf der Spiegelseite der der Gegenseite entspricht, damit eine möglichst gute Symmetrie der Bewegungen gewährleistet ist. Aus den zunächst runden Scheiben (Durchmesser=25 mm) werden mit einer Diamantdrahtsäge je 4 Plättchen a $8 \times 8 \text{ mm}^2$ ausgesägt. Dieses Maß erschien ausreichend, um einen Spiegel mit dem Durchmesser von 13 mm anzutreiben. Mit einem silberhaltigen 2-Komponenten-Leitkleber (Silberleitkleber 3021 von Epoxy-Produkte/Fürth) werden 6 dieser Plättchen zu einem Würfel zusammengeklebt. Die Orientierung der Polarisierungsrichtung der Platten erfolgt so, daß jeweils Elektroden gleicher Polung aufeinander liegen.

Die elektrische Kontaktierung vereinfacht sich, wenn man sie für positive und negative Pole an gegenüberliegenden Seiten des Würfels vornimmt. Dazu werden die Klebefugen mit der Diamantdrahtsäge (Drahtdurchmesser=0,3 mm) etwa 0,5 mm tief eingesägt (Abb. 33). In die Fugen der zu kontaktierenden Elektroden klebt man nun eine flexible, aus 7 Einzeldrähten mit je 50 μm Durchmesser bestehende Kupferlitze mit Leitkleber ein. Nach dem Entfernen der Kleberreste wird der Würfel zur Verbesserung der Hochspannungsfestigkeit mit Plastikisolationlack (Plastik 70 von Kontakt Chemie, Rastatt) lackiert. Es hat sich bewährt, an die Enden der Würfel 0,65 mm dicke Al_2O_3 -Plättchen anzukleben. Dadurch können auch gleich die Elektroden an den Stirnseiten der Würfel durch Einsägen und Einkleben der Kupferlitze kontaktiert werden. Ohne diese Plättchen könnte dies erst nach Ankleben des Spiegels und der Halteplatte geschehen. Würde das Piezoelement dann die erforderlichen Hochspannungstests nicht bestehen, könnte der teure Resonatorspiegel nur schwer wieder entfernt werden.

Nachdem die Anschlußdrähte in der beschriebenen Weise angebracht waren, stellte sich heraus, daß die Kontakte von sehr unterschiedlicher Qualität waren. Die Messung des Kontaktwiderstandes R_K zwischen Draht und Leitkleber ergab Werte von $R_K = 0,02 \Omega - 0,9 \Omega$ ($I = 200 \text{ mA}$). Gemeinsam war allen Kontakten, daß

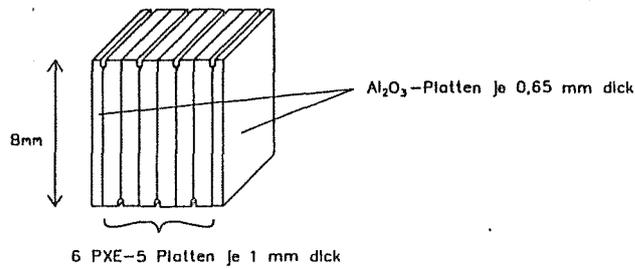


Abb.33: Ein Piezoelement, dessen Fugen für die Kontaktierung eingesägt sind.

ab einem bestimmten Strom die elektrische Leitfähigkeit vollkommen verschwand. Von 6 Kontakten fielen 3 schon bei einem Strom von wenig mehr als 200 mA aus. Die anderen 3 fielen zwischen 300 mA und 1 A aus. Eine genauere Untersuchung des Leitklebers ergab, daß beim Abbinden die homogene Mischung von Epoxydharz und Silberpulver nicht erhalten bleibt. Beim Abbinden des Leitklebers entsteht an der Oberfläche eine nichtleitende Schicht, die erst durchstoßen werden muß, bevor ein elektrischer Kontakt hergestellt werden kann. Außerdem scheinen sich die Silberkörnchen zu kleinen Klumpen zusammenzuschließen. Diese haben untereinander lediglich punktförmige Kontakte, die nur einen begrenzten Strom tragen können.

Diese Probleme vermeidet man, wenn zwischen die Piezoplättchen zusätzlich eine 50 µm dicke Kupferfolie eingeklebt wird (Abb. 34). Die Kerben sägt man nun so ein, daß die Kupferfolie nicht entfernt, sondern nur freigelegt wird. Dies ist relativ einfach, da sich der diamantbelegte Draht beim Sägen nicht in die mit weichen Materialien gefüllte Fuge zentriert. Er arbeitet sich bevorzugt in die spröde Piezokeramik hinein. Auf diese Kupferfläche wird die Litze mit einem bei 93°C sehr niedrig schmelzenden, eutektischen Lot (44% In, 42% Sn, 14% Cd) aufgelötet. Diese niedrige Temperatur und eine kurze Lötzeit sind wichtig um eine teilweise thermische Depolarisation des Piezomaterials zu vermeiden [Valv]. Die dadurch hergestellten Kontakte zwischen Draht und Kupferfolie hatten bis zu einer Belastung mit 1 A Kontaktwiderstände von 5-10 mΩ.

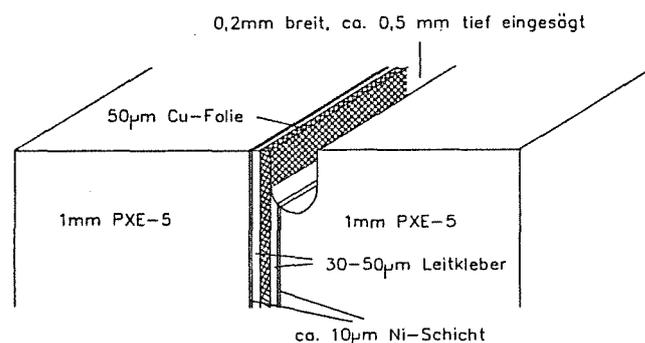


Abb.34: Die Anordnung der einzelnen Schichten in einer Fuge zwischen zwei Piezoplatten. Die Kupfer-Folie ist durch Einsägen freigelegt.

Die fertigen Piezowürfel wurden bei 2000 V hochspannungsgeprüft. Die Prüfspannung sollte nicht soweit erhöht werden, bis Überschläge auftreten, da diese den Würfel zerstören können. Die plötzliche Entladung führt zu so starken Schockwellen, daß Risse im Keramikmaterial auftreten können, die dann die Hochspannungsfestigkeit stark reduzieren. Bei sauber verarbeiteten Würfeln traten diese Überschläge erst bei Spannungen von etwa 3000 V auf.

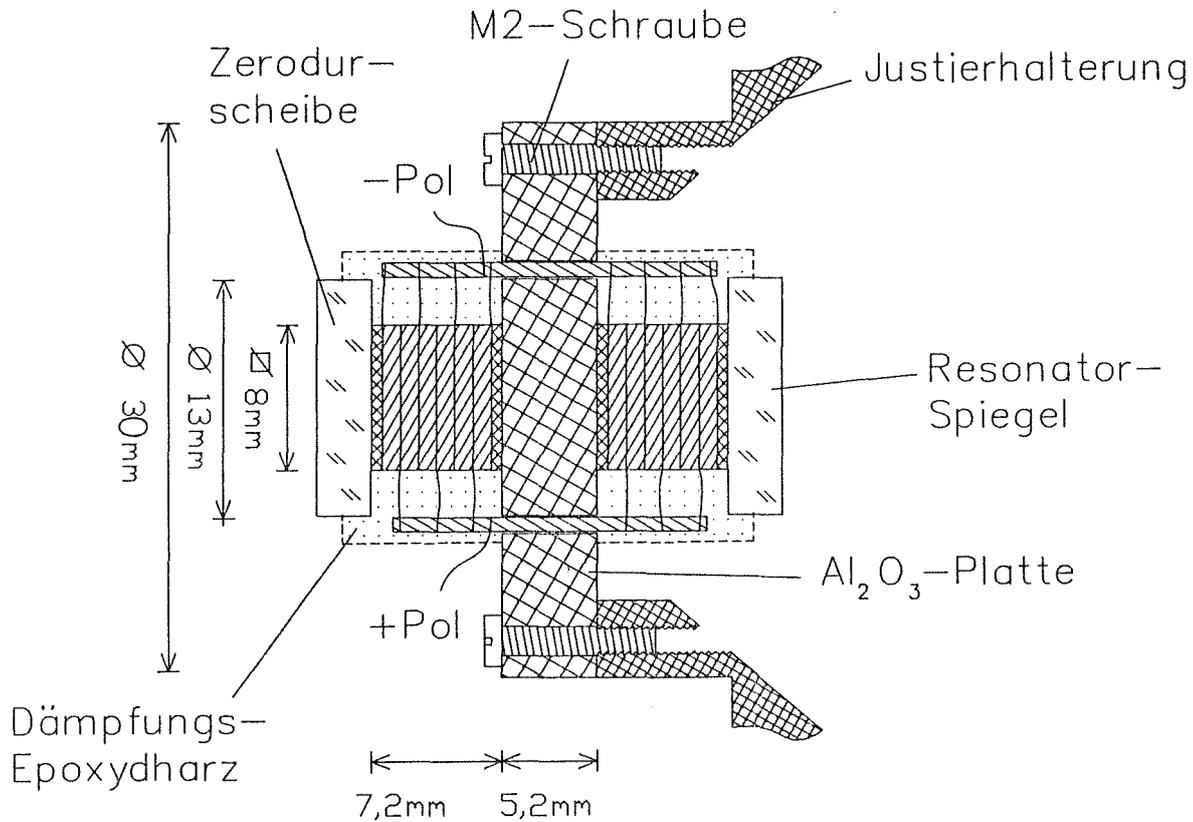


Abb.35: Das fertige Stellelement. Die Massen von Resonatorspiegel und Gegenmasse betragen beim PZT I je 2,09 g, beim PZT II je 1,00 g. Der Stellweg ist ca. 3 $\mu\text{m}/1000 \text{ V}$.

4. Die Frequenzstabilisierung des Lasers

Um die geforderte Genauigkeit bei der Differenzfrequenzmessung des Balmer- α -Übergangs zum jodstabilisierten HeNe-Laser zu erreichen, werden Farbstofflaser mit hochstabilisierter Frequenz benötigt. Die Linienbreite sollte im Bereich von wenigen kHz liegen. Die Frequenz eines unregulierten Farbstofflasers weist Schwankungen bis zu 10 MHz auf. Dies wird durch Änderungen des Resonatorumfangs hervorgerufen, der vielen äußeren und inneren Störeinflüssen ausgesetzt ist. Es gibt langsame, vor allem thermisch bedingte Schwankungen und schnelle Schwankungen durch Schall, Schwingungen der Spiegelhalter und Dickenänderungen des Jet. Dieser vor allem ist die Ursache für die Störungen mit sehr hohen Frequenzen bis in den MHz-Bereich. Solche hohen Frequenzen sind bedingt durch die hohe Strömungsgeschwindigkeit des Strahls und die damit verbundene kurze Durchquerungszeit einer Störung durch den nur einige μm großen, optisch aktiven Bereich des Jet. Die Laserfrequenz wird daher auf eine Transmissionsstelle eines Referenz-Interferometers stabilisiert. Aufgrund dessen einfacheren Aufbaus aus nur zwei sich gegenüberstehenden Spiegeln, und vor allem weil der Jet entfällt, läßt sich ein solcher optischer Resonator insbesondere mit wesentlich besserer Kurzzeit-Stabilität bauen als der Resonator eines Farbstofflasers. Die verwendeten Interferometer sind zur Abschirmung gegen Luftdruckschwankungen luftdicht gekapselt. Der störende Einfluß von Temperaturschwankungen wird durch die Verwendung von Zerodur als Abstandsmaterial niedrig gehalten. Die Kurzzeitstabilität dieser Interferometer ist sehr hoch. Die Langzeitstabilität bleibt jedoch vor allem durch die thermische Drift und das Kriech- und Hysterese-Verhalten des Piezospiegelstellers noch relativ gering. Die Referenzinterferometer werden daher ihrerseits auf einen HeNe-Laser geregelt, dessen Frequenz wiederum auf einen Absorptionsübergang des molekularen Jods stabilisiert ist. Auf diese Weise wird die hohe Langzeitstabilität einer molekularen Resonanz mit der guten passiven Kurzzeitstabilität des Interferometers kombiniert.

In diesem Kapitel wird zunächst die Stabilisierung der Farbstofflaser auf die Referenzinterferometer beschrieben. In den Abschnitten 4.1 bis 4.6 wird dazu die Erzeugung des Korrektursignals ausführlich diskutiert. Auf den elektronischen Aufbau des Regelverstärkers wird in Abschnitt 4.7 eingegangen. Schließlich folgt eine Beschreibung der Stabilisierung der Referenz-Interferometer (Abschnitt 4.8) und des vollständigen optischen Aufbaus der Farbstofflaser-Stabilisierung (Abschnitt 4.9).

4.1 Das Prinzip zur Erzeugung des Korrektursignals

Zur Messung der Abweichungen der Laserfrequenz von einer Sollfrequenz werden bevorzugt zwei Methoden benutzt. Eine Möglichkeit zur Frequenzdiskriminierung bietet die Flanke einer Transmissionsstelle des Interferometers ("Flankendiskriminierung"). Frequenzschwankungen werden dabei in Intensitätsschwankungen umgesetzt. Die Abweichung der momentan transmittierten Intensität von einer Sollintensität bildet das Korrektursignal.

Bei uns wird eine andere Methode angewandt. Dabei wird die Laserfrequenz auf den Scheitel einer Transmissionsstelle des Interferometers stabilisiert. Ein Teil des Laserlichtes wird dazu harmonisch mit einer Frequenz ν_{wob} winkelmoduliert. Im Frequenzspektrum des Laserlichtes werden dadurch Seitenfrequenzen im Abstand $n\nu_{\text{wob}}$ ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$) von der Laserfrequenz ν_c (Träger, entspricht $n=0$) erzeugt. Beim Durchgang durch das Interferometer erfährt jede Komponente gemäß ihrer Lage zur Transmissionskurve eine Amplituden- und Phasenänderung. Hinter dem Interferometer detektiert ein Photomultiplier die transmittierte Lichtintensität. Deren Fourierspektrum enthält verschiedene Mischprodukte, insbesondere auch eine Komponente der Frequenz ν_{wob} . Deren Amplitude und Phase relativ zur Modulationsschwingung kann man die Information über Größe und Richtung einer Ablage der Laserfrequenz vom Resonanzmaximum entnehmen. Eine quantitative Darstellung dieses Sachverhaltes erfolgt weiter unten.

Da eine harmonische Winkelmodulation auch als harmonische Frequenzmodulation dargestellt werden kann [Ste](S.109), bietet sich auch folgende anschauliche Darstellung der Bestimmung einer Ablage vom Scheitel an: Das Laserlicht hinter dem Modulator wird dazu als mit der Periode $t_{\text{wob}} = 1/\nu_{\text{wob}}$ frequenzmoduliert betrachtet. Es fährt gemäß Abb. 36 die Umgebung des Transmissionsmaximum des Interferometers ab. Stimmt die mittlere Laserfrequenz mit dem Maximum überein, ergibt sich ein zeitlicher Verlauf der transmittierten Intensität, dessen Periode die halbe Modulationsperiode ist (Abb. 36, links). Zerlegt man dieses Signal in seine Fourierkomponenten, so erhält man Komponenten mit der Frequenz $2\nu_{\text{wob}}$ und Vielfache davon, aber keine Komponente mit der Frequenz ν_{wob} . Dagegen erhält man eine ν_{wob} -Komponente bei einer Ablage, also wenn die mittlere Laserfrequenz nicht mit der Interferometer-Resonanz übereinstimmt (Abb. 36, rechts). Ablagen in entgegengesetzte Richtungen ergeben um 180° phasenverschobene ν_{wob} -Signale. Phasenempfindliche Gleichrichtung dieser Komponente führt zu einem Gleichnungssignal, das im Abgleich Null ist und dessen Vorzeichen Auskunft über die Richtung der Ablage gibt.

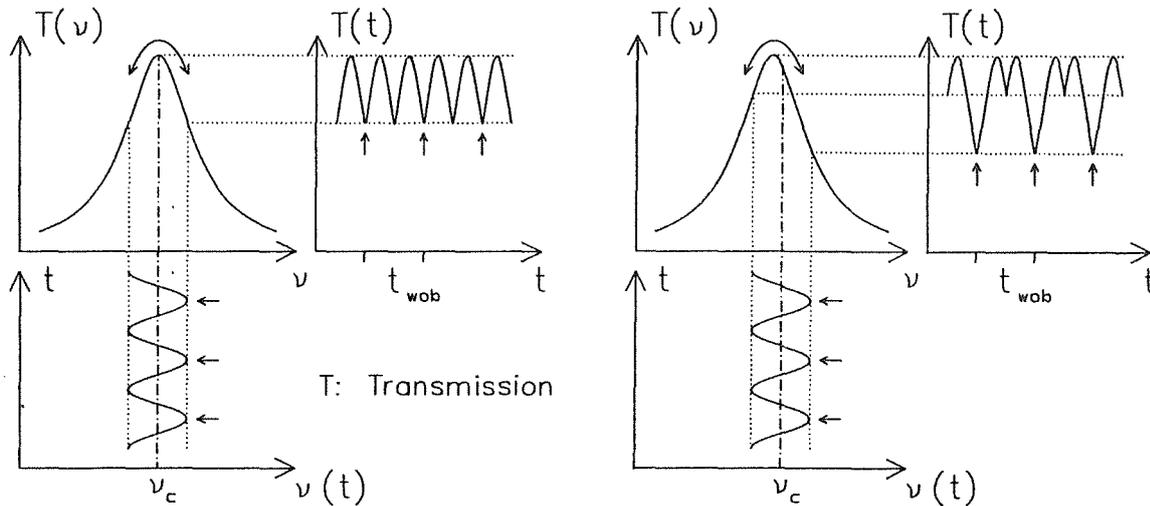


Abb.36: Schematische Darstellung des Abfahrens eines Transmissionsmaximums eines Interferometers durch das frequenzmodulierte Laserlicht.

Stimmt die mittlere Laserfrequenz mit dem Maximum überein, so ist in der transmittierten Intensität keine ν_{wob} -Komponente enthalten (links). Bei einer Ablage entsteht eine solche ν_{wob} -Komponente (rechts).

Diese Darstellung ist für die meisten Zwecke jedoch eine zu grobe Vereinfachung, denn das Interferometer ist ein Resonator, der zu einer erzwungenen Schwingung mit der Frequenz des einfallenden Lichtes angeregt wird. Auf eine Frequenzänderung des Laserlichtes reagiert ein Resonator jedoch nicht sofort, sondern erst nach einer gewissen Einschwingzeit τ . Zur Abschätzung dieser Zeitdauer τ betrachtet man den analogen Fall eines schwach gedämpften harmonischen Oszillators, der von einer äußeren Oszillation zu einer Schwingung der Amplitude A_0 angeregt wird. Lange nach einem Frequenzsprung dieser erregenden Oszillation habe sich die Schwingungsamplitude des harmonischen Oszillators von A_0 nach A_1 geändert. Die Einschwingzeit τ ist dann die Zeitdauer nach dem Frequenzsprung bis sich die Schwingungsamplitude des harmonischen Oszillators auf den e-ten Teil von $(A_1 - A_0)$ dem Endwert A_1 angenähert hat. Für τ gilt bei schwacher Dämpfung:

$$\tau = \sqrt{\frac{3}{4}} \frac{1}{\pi\Gamma} \quad \Gamma : \text{ halbe Halbwertsbreite der Resonanz} \quad [4.1]$$

Ein Resonator reagiert also umso langsamer auf Frequenzänderungen der erregenden Schwingung, je kleiner die halbe Halbwertsbreite Γ der Resonanz ist. In [Hoef2]/(S.23) ist zur Veranschaulichung der Trägheit des Resonators der zeitliche Intensitätsverlauf am Ausgang eines Interferometers für verschiedene Frequenzsprünge des einfallenden Lichtes dargestellt. Die vollen Halbwertsbreiten unserer Interferometer betragen $2\Gamma_1 = 2,2$ MHz ($\tau_1 = 250$ ns) und $2\Gamma_2 = 3$ MHz ($\tau_2 = 180$ ns). Die Modulationsfrequenz ν_{wob} ist 3,3 MHz, d.h. die Periodendauer $t_{wob} = 1/\nu_{wob} = 300$ ns ist von der Größenordnung der Einschwingzeit der verwen-

deten Interferometer. Daher kann die gerade angestellte Betrachtung nur zu einer ersten Orientierung dienen. Für die folgende detailliertere Betrachtung wird das phasenmodulierte Licht in seine Fourierkomponenten zerlegt. Die Frequenzen der Komponenten sind dann unter der Voraussetzung stabiler Laserfrequenz zeitlich konstant. Das Interferometer kann also bezüglich jeder der Fourierkomponenten einschwingen.

4.2 Die Phasenmodulation des Laserlichtes

Zur Phasenmodulation werden hier Kristalle aus doppelbrechendem ADP ($NH_4H_2PO_4$, Ammonium-Dihydrogen-Phosphat) mit einem sog. 45° y-Schnitt benutzt. Aufgrund der elektrooptischen Eigenschaften dieser Verbindung ändert sich der Brechungsindex für einen außerordentlichen Strahl bei Anlegen eines elektrischen Feldes. Der optische Weg durch einen Kristall kann damit elektrisch variiert werden. Ein durchgehender Lichtstrahl erfährt bei Erhöhung der Brechzahl eine Phasenretardierung, bei Erniedrigung der Brechzahl eine Avancierung der Phase gegenüber dem feldfreien Fall. Das Prinzip und der Aufbau solcher Modulatoren ist in [Kam] und [Knau] ausführlich dargestellt. Wir verwenden Modulatoren der Firma Gsänger (Modell LM0202). Ihr Aufbau wird am Ende dieses Abschnittes betrachtet. Die Änderung des Brechungsindex bei diesem Modulator ist für einen außerordentlichen Strahl [Knau](S.57):

$$\Delta n = -\frac{1}{2} r_{41} n'^3 E \quad [4.2]$$

$$\begin{aligned} r_{41} &= 24,5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{V}}{\text{m}} && : \text{lineare elektrooptische Tensorkomponente} \\ n' &= 1,505 && : \text{Brechungsindex in Strahlrichtung für } E=0 \\ E &&& : \text{angelegtes elektrisches Feld} \end{aligned}$$

Die Phasenverzögerung, die durch die Differenz der optischen Wege mit und ohne elektrisches Feld verursacht wird, ist:

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{2\pi}{\lambda} [d \cdot n' - d \cdot (n' + \Delta n)] \\ &= \frac{\pi}{\lambda} r_{41} n'^3 \frac{d}{a} \cdot U \end{aligned} \quad [4.3]$$

$d = 56 \text{ mm}$: für die Modulation wirksamer Weg
 durch 2 der 4 ADP-Kristalle
 $a = 3 \text{ mm}$: Elektrodenabstand
 λ : Wellenlänge des Lichtes

Die Phase des unmodulierten Laserstrahls sei $\delta(t) = (2\pi\nu_c t + \alpha)$, und an den Modulator sei eine Spannung $U(t) = U_0 \cos(2\pi\nu_{\text{wob}} t + \epsilon)$ angelegt. Es werden dabei beliebige Phasenlagen α und ϵ zum Zeitnullpunkt zugelassen, um bei $t=0$ alle möglichen Fälle der relativen Phasenlage erfassen zu können. Die modulierte Phase des Laserlichtes ist:

$$\begin{aligned} \delta'(t) &= 2\pi\nu_c t + \alpha + \frac{\pi}{\lambda} r_{41} n'^3 \frac{d}{a} U_0 \cos(2\pi\nu_{\text{wob}} t + \epsilon) \\ &= 2\pi\nu_c t + \alpha + \eta \cos(2\pi\nu_{\text{wob}} t + \epsilon) \end{aligned} \quad [4.4]$$

η ist dabei der Winkelhub, auch Modulationsindex genannt. Beim vorhandenen Modulatortyp gilt bei $\lambda = 640 \text{ nm}$: $\eta = 7,58 \cdot 10^{-3} U_0 / \text{Volt}$. Um bei diesem Modulator z.B. einen Modulationsindex von $\eta = 1$ zu erhalten, ist eine Spannungsamplitude von $U_0 = 130 \text{ V}$ nötig.

Bei den vorhandenen Modulatoren ist die Polung nicht ohne weiteres festzulegen; ob also z.B. eine angelegte positive Spannung zu einer Brechzahlerhöhung oder Erniedrigung führt, bleibt zunächst offen. Dies entspricht einer Unsicherheit der Phase von 180° . Wie im Kap. 4.5. deutlich wird, führt eine Umpolung des Modulators zu einem Vorzeichenwechsel des Korrektursignals. Dies kann aber durch Änderung der Gleichrichterphase um 180° korrigiert werden. Die Polung ist jedenfalls dann richtig, wenn im Regelkreis Gegenkopplung und nicht Mitkopplung auftritt.

Für die folgenden Überlegungen ist es zweckmäßig, das winkelmodulierte Licht in seine Fourierkomponenten zu zerlegen. Mit der obigen Phase $\delta'(t)$ ist die elektrische Feldstärke des modulierten Laserlichtes:

$$\begin{aligned} E(t) &= \text{Re} \left\{ E_0 e^{i(2\pi\nu_c t + \alpha + \eta \cos(2\pi\nu_{\text{wob}} t + \epsilon))} \right\} \\ &= \frac{E_0}{2} e^{i(2\pi\nu_c t + \alpha + \eta \cos(2\pi\nu_{\text{wob}} t + \epsilon))} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad [4.5]$$

'c.c.' ist der konjugiert komplexe, jeweils davorstehende Ausdruck.

Nach [Ste](S.140) gilt folgende Fourierdarstellung:

$$e^{i\eta \sin(2\pi\nu_{\text{wob}} t + \epsilon)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\eta) e^{in(2\pi\nu_{\text{wob}} t + \epsilon)} \quad [4.6]$$

$J_n(\eta)$ ist die Besselsche Funktion (Zylinderfunktion) erster Gattung und n-ter Ordnung. Zur Fourierdarstellung der hier als cosinusförmig angenommenen Winkelmodulation kommt man durch Addition der Phase $\frac{\pi}{2}$ zum Argument des Sinus auf der linken bzw. der Exponentialfunktion auf der rechten Seite der Gleichung:

$$e^{i\eta \cos(2\pi\nu_{\text{wob}}t+\epsilon)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\eta) e^{in(2\pi\nu_{\text{wob}}t+\epsilon+\frac{\pi}{2})} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (i)^n J_n(\eta) e^{in(2\pi\nu_{\text{wob}}t+\epsilon)} \quad [4.7]$$

Mit dieser Fourierreihe kann Gl. 4.5. wie folgt umgeformt werden:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (i)^n J_n(\eta) e^{i(2\pi(\nu_c + n\nu_{\text{wob}})t + \alpha + n\epsilon)} + \text{c.c.} \quad [4.8]$$

$$= E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\eta) \cos(2\pi(\nu_c + n\nu_{\text{wob}})t + \alpha + n\epsilon + n\frac{\pi}{2})$$

Dies ist die Fourierzerlegung einer winkelmodulierten Oszillation $E(t)$. Das Spektrum (Abb. 37 links) enthält zunächst eine Komponente mit der Frequenz des unmodulierten Lichtes ν_c , entsprechend $n=0$ und außerdem Komponenten mit den Frequenzen $\nu_c + n\nu_{\text{wob}}$ ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$). Ihre Amplituden sind $J_n(\eta)$ (Abb. 37 rechts). Nach [Bro] (S.493) ist:

$$J_n(\eta) = \sum_{m=0}^{+\infty} \frac{(-1)^m}{m!(n+m)!} \left(\frac{\eta}{2}\right)^{n+2m} \quad J_{-n}(\eta) = (-1)^n J_n(\eta) \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Für $\eta \ll 1$ können die höheren Potenzen von η vernachlässigt werden. Für den ersten Summanden ($m=0$) der Reihe gilt: $J_n(\eta) \sim \left(\frac{\eta}{2}\right)^n$. Daher treten für $\eta \leq 1$ neben dem Träger ($n=0$) hauptsächlich die Frequenzen 1. Ordnung ($n = \pm 1$) auf.

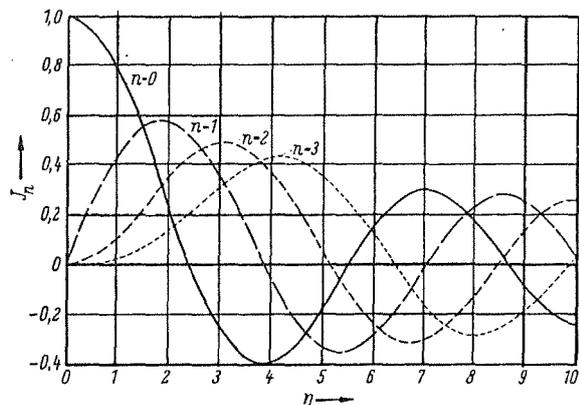
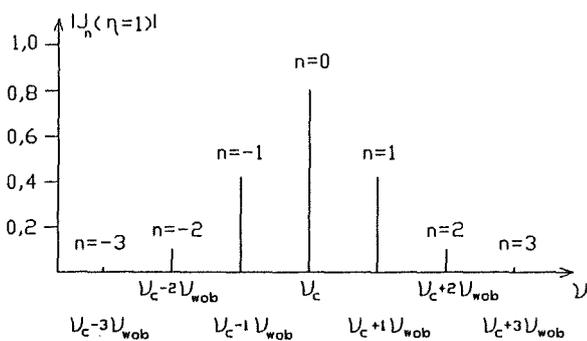


Abb.37:

Links: Das Fourierspektrum des winkelmodulierten Laserlichtes der Frequenz ν_c für $\eta = 1$.

Rechts: Die Besselfunktionen $J_n(\eta)$ für $n = 0, 1, 2, 3$ [Ste].

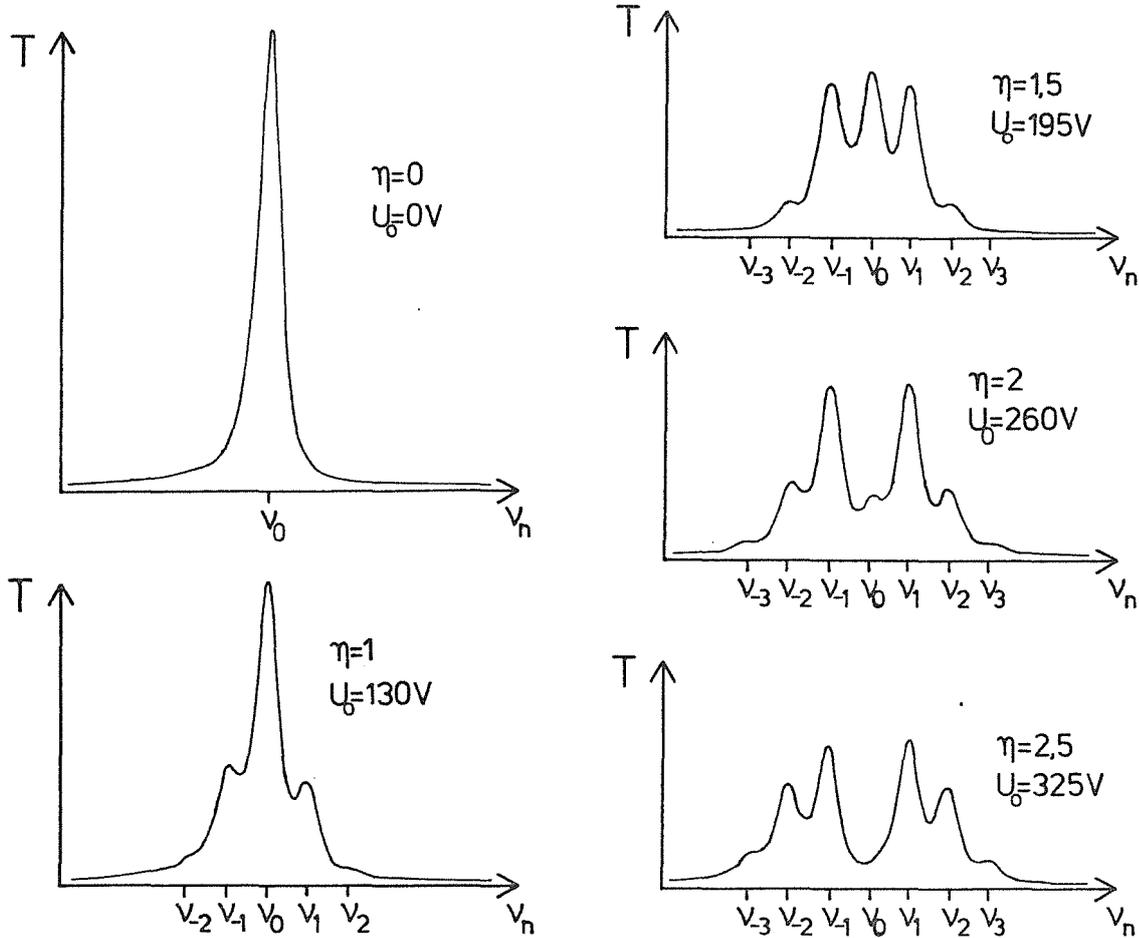


Abb.38: Die gemessenen Spektren des winkelmodulierten Laserlichtes für verschiedene Werte des Modulationsindex η . U_0 ist die Amplitude der Wechselspannung, die an den elektrooptischen Phasenmodulator angelegt wird. Die Frequenzen ν_n sind: $\nu_n = \nu_c + n \cdot 3,3\text{MHz}$.

In Abb. 38 sind die gemessenen Fourierspektren des winkelmodulierten Lichtes für verschiedene η dargestellt. Zur Aufnahme der Spektren war die Frequenz eines Dye-Lasers auf den Scheitel des 3-MHz-Interferometers stabilisiert. Der Laserstrahl durchlief nacheinander einen Phasenmodulator und das zweite Interferometer mit einer Halbwertsbreite von 2,2 MHz. Durch piezoelektrisches Verstellen von einem der Spiegel des Interferometers längs dessen Achse wurde die Transmissionsstelle des Resonators über die im phasenmodulierten Licht enthaltenen Frequenzkomponenten hinweggefahren. In den Diagrammen ist die dabei vom Interferometer transmittierte Intensität über der Frequenz aufgetragen. Da die Frequenzauflösung des Resonators durch dessen Halbwertsbreite begrenzt ist, überlagern die Fourierkomponenten teilweise einander. Die Maxima der Kurven entsprechen den Intensitäten der Fourierkomponenten. Um die gemessenen Intensitätsverhältnisse mit den theoretischen vergleichen zu können, muß man die Amplituden aus Abb. 37 links quadrieren. Es zeigt sich hinreichend gute Übereinstimmung.

Aufgrund der Beziehung $J_{-n}(\eta) = (-1)^n J_n(\eta)$ wird in der Literatur oft die Aussage gemacht, die unteren Seitenfrequenzen ($n < 0$) hätten Amplituden mit alternieren-

den Vorzeichen [Ste] (S.141) oder wären abwechselnd in Phase und in Gegenphase mit dem Träger [Hoef2] (S.30). Solche Aussagen sind jedoch unsinnig, da man nicht von einer bestimmten Phase zwischen Oszillationen mit unterschiedlichen Frequenzen sprechen kann. Die Phasen $\delta_n(t) = (\nu_c \pm n\nu_{\text{wob}})t + \alpha + n\epsilon + n\frac{\pi}{2}$ der Frequenzkomponenten entwickeln sich zeitlich ganz unterschiedlich (Abb. 39).

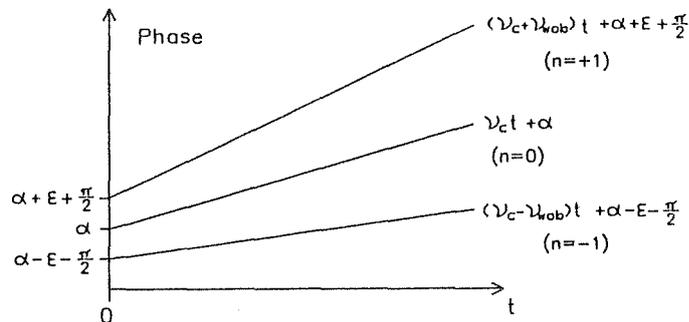


Abb.39: Die zeitliche Entwicklung der Phasen δ_n für $n = 0, \pm 1$.

Die verwendeten Modulatoren bestehen aus vier hintereinanderliegenden ADP-Kristallen [Fran]. Diese Anordnung ist speziell auf die Erfordernisse bei einer Verwendung zur Amplitudenmodulation zugeschnitten, denn dazu wird die Orientierung der Kristallachsen relativ zur Polarisationsrichtung des Strahls so gewählt, daß dieser in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl aufgespalten wird.

Die vier ADP-Kristalle sind paarweise so angeordnet, daß die durch die Doppelbrechung verursachten Strahlversetzungen zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl kompensiert sind [Clay], [Ley]. Nach Austritt aus dem Modulator sind sie wieder kollinear und auch nicht gegen den einfallenden Strahl versetzt. Das zweite Kristallpaar ist relativ zum ersten um 90° um die Längsachse gedreht. Ein als ordentlicher Strahl durch die ersten zwei Kristalle gehender Strahl durchläuft deshalb den 3. und 4. Kristall als außerordentlicher Strahl und umgekehrt. So wird die durch Wärmeausdehnung der Kristalle verursachte Änderung der relativen Phasenverschiebung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl beim Durchgang durch das erste Kristallpaar durch das zweite Kristallpaar rückgängig gemacht.

Dieser Aufbau aus vier einzelnen Kristallen ist für die Anwendung des Modulators zur reinen Phasenmodulation von Nachteil, da zwei der Kristalle zur Modulation unwirksam sind (nur der außerordentliche Strahl wird phasenmoduliert), aber vor allem, da Fehler oder eine Temperaturabhängigkeit der relativen Lage der Kristallachsen zu einer Amplitudenmodulation führen. Im Fourierspektrum der Intensität des transmittierten Lichtes ist dann, auch wenn keine Frequenzablage vorhanden ist, neben Komponenten mit Vielfachen der Modulationsfrequenz auch eine Komponente mit der Frequenz ν_{wob} enthalten (Abb. 42). Diese hätte ein

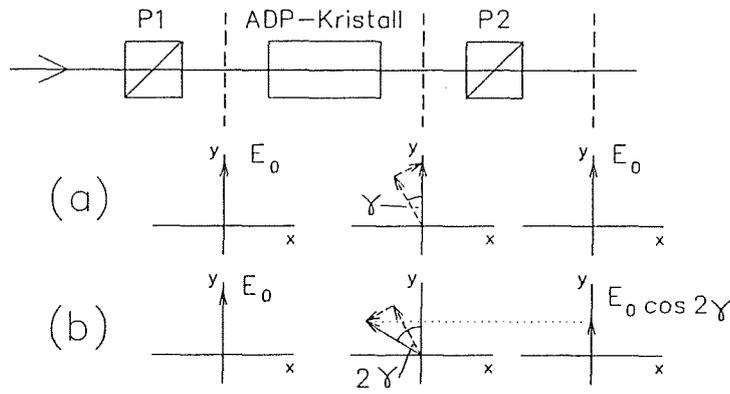


Abb.40: Die Entstehung einer Amplitudenmodulation, wenn der Laserstrahl die dargestellte Anordnung bestehend aus zwei Polarisatoren und einem ADP-Kristall durchläuft. Die Polarisatoren sind für Licht das in y-Richtung polarisiert ist durchlässig. Der Kristall ist um den Winkel γ gegenüber der Position verdreht, bei der der Strahl als rein ordentlicher, bzw. außerordentlicher Strahl den Kristall durchläuft.

a: Die Phasenverschiebung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl hinter dem Kristall ist ein geradzahliges Vielfaches von π . Die Amplitude hinter P2 ist gleich wie die anfängliche Amplitude E_0 .

b: Die Phasenverschiebung ist ein ungeradzahliges Vielfaches von π . Die Amplitude hinter P2 ist kleiner als die anfängliche Amplitude E_0 .

Korrektursignal der Regelung und dadurch eine Ablage der Laserfrequenz vom Resonanzmaximum des Interferometers zur Folge. Die Laserfrequenz weicht also von der Soll-Lage ab. Die Amplitudenmodulation muß daher zum Verschwinden gebracht oder zumindest minimiert werden.

In Abb. 40 wird die Entstehung der Amplitudenmodulation bei falschem Drehwinkel eines ADP-Kristalls deutlich: Durch das Polarisationsprisma P1 wird das Laserlicht zunächst linear polarisiert. Der Kristall sei nun um die Längsachse um den Winkel γ gegenüber der Position verdreht, bei der der Laserstrahl als rein ordentlicher bzw. außerordentlicher Strahl durch den Kristall läuft. Beim Eintritt in den Kristall wird das Licht also in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl aufgespalten. Beide sind senkrecht zueinander polarisiert. Der außerordentliche Strahl wird durch die an den Kristall angelegte Wechselspannung phasenmoduliert. Dadurch variiert die relative Phase beider Komponenten hinter dem Kristall. Überlagern sich die Komponenten mit der relativen Phase $\delta = n \cdot 2\pi$ (n: ganze Zahl), so bleibt die vor dem Kristall vorhandene Polarisationsrichtung erhalten (Abb. 40/a). Beträgt die relative Phase $\delta = (2n + 1) \cdot \pi$, so ist die Polarisation um den Winkel 2γ zur Polarisation vor dem Kristall gedreht (Abb. 40/b). Für andere Phasenlagen überlagern sich die Komponenten zu elliptisch polarisiertem Licht. Die Amplitude hinter P2 variiert zwischen E_0 für $\delta = n \cdot 2\pi$ und $E_0 \cos 2\gamma$ für $\delta = (2n + 1) \cdot \pi$. Für $\gamma = 45^\circ$ erhält man den Fall 100%-iger Amplitudenmodulation. Die Amplitude variiert dann von E_0 bis 0. Der Verlauf der Intensität als Funktion der relativen Phase ist in Abb. 41 für kleines γ dargestellt.

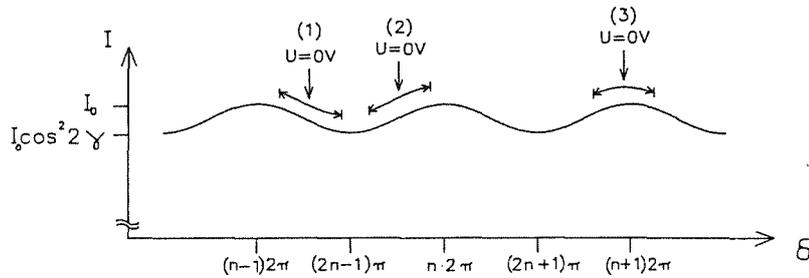


Abb.41: Die Intensität des Laserstrahls hinter P2 in Abhängigkeit von der relativen Phasenlage δ zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl hinter dem ADP-Kristall.

Der Phasenhub η bestimmt, welcher Bereich der relativen Phasenlagen über eine Periode der modulierenden Spannung überstrichen wird, ob also die volle mögliche Modulationsamplitude auftritt. Die relative Phasenlage, wenn keine Spannung am Modulator anliegt, ist nicht von vorneherein festzulegen; sie hängt von der Weglänge durch den Kristall ab. Die überstrichenen Phasenbereiche bei $\eta = 1$ sind für 3 verschiedene Fälle in Abb. 41 eingezeichnet. Der zeitliche Intensitätsverlauf hat die Periode $1/\nu_{\text{wob}}$. Er kann daher in eine Fourierreihe zerlegt werden. Die Fourierkomponente der Frequenz ν_{wob} ist dabei in Phase (bzw. Gegenphase) zur anliegenden Modulationsspannung.

In Abb. 42 sind mit einem HF-Spektrumanalysator aufgenommene Spektren der Lichtintensität hinter P2 dargestellt. Bei der Aufnahme des Spektrums Abb. 42 links war der Modulator so gedreht, daß die Intensitätsmodulation minimal war. Bei der Aufnahme des Spektrums Abb. 42 rechts war der Modulator um $\gamma = 4^\circ$ gegenüber dieser Position verdreht. Die bei minimierter Intensitätsmodulation verbleibende ν_{wob} -Komponente entspricht derjenigen ν_{wob} -Komponente, die bei einer Ablage der Laserfrequenz von etwa 2 kHz vom Transmissionsmaximum des Referenz-Interferometers entsteht. Diese Abschätzung wurde folgendermaßen durchgeführt: Bei der Intensitätsmodulation ist das Verhältnis der maximalen Amplitude der erzeugten ν_{wob} -Komponente zur einfallenden Intensität I_0 :

$$\frac{I_0 - I_0 \cos^2 2\gamma}{I_0} = 1 - \cos^2 2\gamma \quad [4.9]$$

Bei um $\gamma = 4^\circ$ verdrehtem Modulator beträgt das Verhältnis 0,02. Bei minimierter Intensitätsmodulation ist die Amplitude der ν_{wob} -Komponente um etwa 30 dB (Faktor 32) kleiner, die verbleibende Intensitätsmodulation beträgt also $6 \cdot 10^{-4}$. Diese Intensitätsmodulation wurde mit derjenigen verglichen, die bei einer Ablage der Laserfrequenz vom Transmissionsmaximum des Referenz-Interferometers (Halbwertsbreite 2,2 MHz, Modulationsindex $\eta = 1$) entsteht (Gl. 4.24)

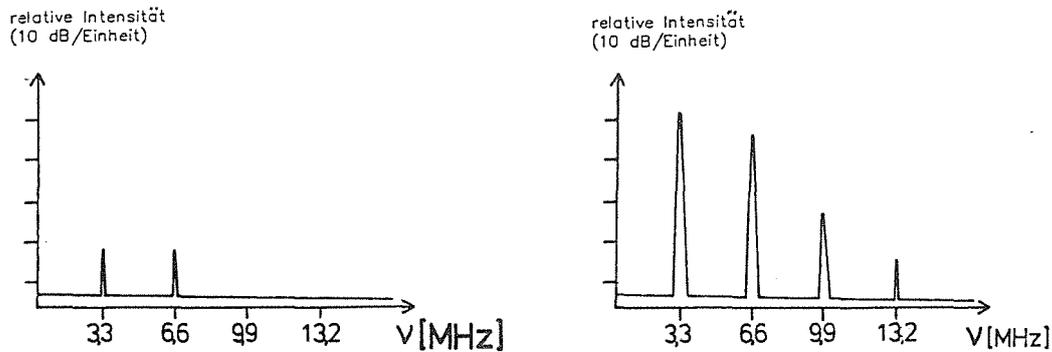


Abb.42:

Links: Mit einem HF-Spektrumanalysator aufgenommenes Frequenzspektrum der Laserintensität vor dem Referenz-Interferometer bei minimierter Amplitudenmodulation.

Rechts: Der Modulator ist um 4° gegenüber dem Fall minimierter Amplitudenmodulation gedreht.

Die Ablage von 2 kHz von der Soll-Frequenz liegt in der Größenordnung der mit dieser Regelung erreichbaren Stabilität der Laserfrequenz [Hoef2] und ist daher zunächst nicht zu vernachlässigen, sondern muß genauer betrachtet werden (vgl. dazu auch S.76): Bei der Anwendung der Laser zur Messung von Frequenzabständen nach dem Vielschrittverfahren ist eine Ablage jedoch dann nicht von Belang, wenn sie zeitlich konstant ist und die Wiedereinstellgenauigkeit der Laserfrequenz nicht verschlechtert wird. Dagegen würde sich eine zeitlich veränderliche Amplitudenmodulation, z.B. durch eine Temperaturabhängigkeit der relativen Lage der Kristallachsen, negativ auf die Frequenzstabilität auswirken. Die bisher verwendeten Modulatoren sollten daher durch einen einzigen Kristall ersetzt werden. Dadurch wären die Probleme vermieden, die durch Aneinanderreihung mehrerer Kristalle auftreten.

4.3 Die Transmission des phasenmodulierten Lichtes durch das Referenz-Interferometer

Beim Durchgang durch das Interferometer erfährt jede Fourierkomponente des einfallenden Feldes $E(t)$ eine Amplituden- und Phasenänderung. Diese werden durch die Übertragungsfunktion $A(\nu)$ des Interferometers beschrieben. Die transmittierte Feldstärke $E_T(t)$ ergibt sich aus der einfallenden Feldstärke $E(t)$ durch Multiplikation mit der Übertragungsfunktion $A(\nu)$:

$$A(\nu) = \frac{1 - R}{1 - R e^{i\delta}} \quad [4.10]$$

[Bor], S.325. R ist der Reflektionskoeffizient der Spiegel bezüglich der Intensität der Lichtwelle. δ ist die Phasendifferenz, die zwei aufeinanderfolgende Strahlen bei der Vielstrahlinterferenz haben. Diese Phasendifferenz entspricht dem zweifachen Durchlauf der Länge des Interferometers; sie beträgt:

$$\delta = 2\pi \frac{2d}{\lambda} = 2\pi \frac{2d}{c} \nu = 2\pi \frac{\nu}{D} \quad \begin{array}{l} \text{d: Abstand der Spiegel voneinander} \\ \text{c: Lichtgeschwindigkeit im Medium} \\ \text{zwischen den Spiegeln} \end{array} \quad [4.11]$$

$D = \frac{c}{2d}$ ist dabei der freie Spektralbereich oder das "Dispersionsgebiet" des Interferometers. Die Resonanzbedingung ist $\delta_R = m \cdot 2\pi = 2\pi \frac{\nu_R}{D}$. Bei der Frequenz ν_R ist die transmittierte Feldstärke in Amplitude und Phase gleich der einfallenden Feldstärke, wenn man von ganzzahligen Vielfachen von 2π absieht. Eine solche Resonanzstelle sei nun der Sollwert der Laserfrequenz ν_c . Bei einer Frequenzablage Δ_n der Fourierkomponente $\nu_n = \nu_R + \Delta_n$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) des phasenmodulierten Lichtes von dieser Resonanzstelle ist die Phase δ_n :

$$\delta_n = \frac{2\pi}{D} (\nu_R + \Delta_n) = \delta_R + 2\pi \frac{\Delta_n}{D} = m \cdot 2\pi + \delta_n' \quad [4.12]$$

$\delta_n' = 2\pi \frac{\Delta_n}{D}$ ist die Phasenablage von der Resonanzbedingung. Da gilt: $e^{i(m \cdot 2\pi + \delta_n')} = e^{i\delta_n'}$, kann man in der Übertragungsfunktion $A(\nu)$ anstelle δ_n auch die Phasenablage δ_n' einsetzen, also von Vielfachen von 2π absehen.

Im fast oder genau eingeregelteten Zustand ist die Frequenzablage Δ_n des Trägers ($n=0$) und der nächsten Seitenfrequenzen von der Resonanz klein im Vergleich zum Dispersionsgebiet D ; dann gilt:

$$e^{i 2\pi \frac{\Delta_n}{D}} \approx 1 + i 2\pi \frac{\Delta_n}{D} \quad \Delta_n \ll D \quad [4.13]$$

Nach Einsetzen in Gleichung [4.9] und Erweitern mit $\frac{D}{R}$ erhält man in dieser Näherung:

$$A(\Delta_n) = \frac{\frac{1 - R}{R} D}{\frac{1 - R}{R} D - i 2\pi \Delta_n} \quad [4.14]$$

Wenn man $\frac{1 - R}{R} D = 2\pi \Gamma$ setzt, ist Γ genauso wie auch in Kap. 4.1 die halbe Halbwertsbreite des Interferometers bezüglich der Intensität.

$$A(\Delta_n) = \frac{\Gamma}{\Gamma - i\Delta_n} = \frac{\Gamma(\Gamma + i\Delta_n)}{\Gamma^2 + \Delta_n^2} \quad [4.15]$$

Der Betrag der komplexen Funktion $A(\Delta_n)$ beschreibt die Amplitudenänderung nach der Transmission des Feldes, der Winkel ϕ des Ortsvektors zu $A(\Delta_n)$ die Phasenänderung:

$$|A(\Delta_n)| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta_n}{\Gamma}\right)^2}} \quad \phi = \arctan\left(\frac{\Delta_n}{\Gamma}\right) \quad [4.16]$$

Die Transmission der Intensität ist proportional zu $|A(\Delta_n)|^2$. Sie folgt einem Lorentzprofil. In Abb. 43 sind die gemessenen Transmissionskurven der Interferometer mit den vollen Halbwertsbreiten von $2\Gamma = 2,2$ MHz und $2\Gamma = 3,0$ MHz dargestellt. Zusätzlich sind die Lagen der Frequenzkomponenten des phasenmodulierten Lichtes eingezeichnet, wobei die Modulationsfrequenz 3,3 MHz beträgt. Die Laserfrequenz ist im Scheitel der Transmissionsstelle liegend angenommen, die beiden nächsten Seitenfrequenzen haben den Abstand $\pm v_{\text{wob}}$. Abb. 44 zeigt den gerechneten Phasenverlauf $\phi(\Delta_n)$.

Die vom Interferometer transmittierte Feldstärke $E_T(t)$ des phasenmodulierten Lichtes [4.8] ist dann:

$$E_T(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (i)^n J_n(\eta) A(\Delta_n) e^{i(2\pi(v_c + nv_{\text{wob}})t + \alpha + n\epsilon)} + \text{c.c.} \quad [4.17]$$

Die Hauptbeiträge sind die Summanden mit $n=0$ (Träger v_c) und $n=\pm 1$ (die nächsten Seitenfrequenzen $v_c \pm v_{\text{wob}}$).

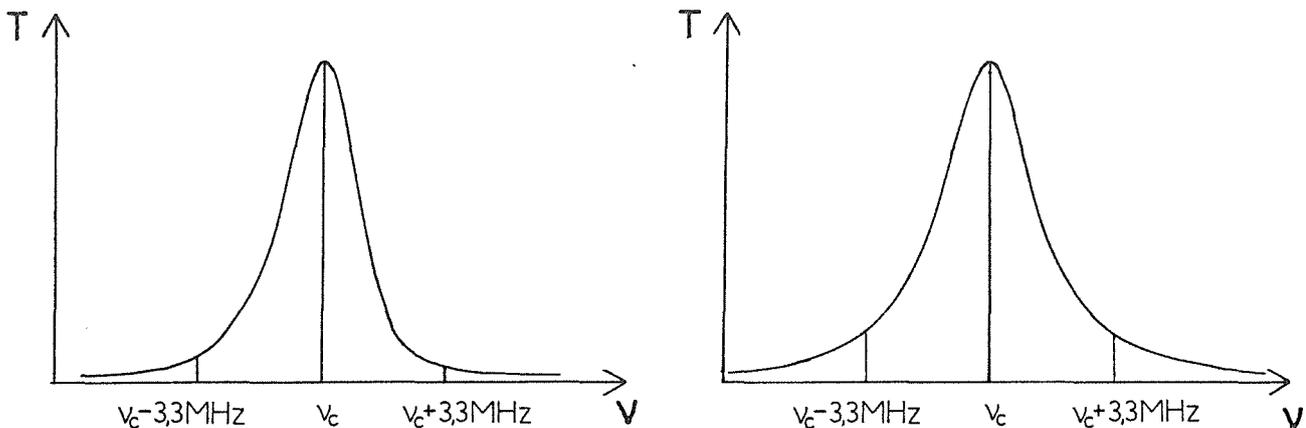


Abb.43: Die gemessene Transmission der verwendeten Referenz-Interferometer mit den vollen Halbwertsbreiten von 2,2 MHz (links) und 3 MHz (rechts). Zusätzlich ist die Lage von ν_c und $\nu_c \pm \nu_{\text{wob}}$ für $\nu_{\text{wob}} = 3,3$ MHz im eingeregelteten Zustand eingezeichnet.

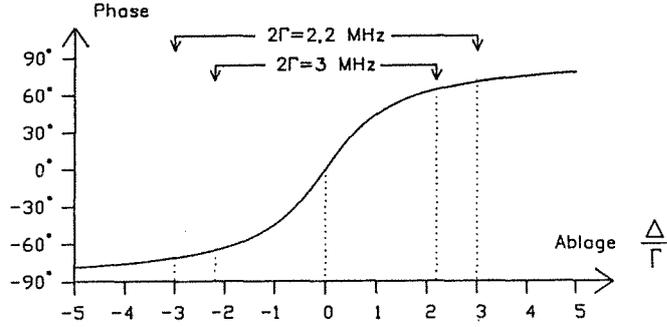


Abb.44: Der gerechnete Phasenverlauf des vom Interferometer transmittierten Lichtes. Die Lage der Frequenzkomponenten ν_c und $\nu_c \pm \nu_{\text{wob}}$ ist für beide Interferometer eingezeichnet.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß die in diesem Abschnitt behandelte Reaktion eines optischen Resonators auf eine periodische Erregung ganz analog ist zur erzwungenen Schwingung z.B. eines mechanischen Resonators. Die Besonderheit besteht hier lediglich darin, daß der Resonator einer Erregung ausgesetzt wird, die ein Frequenzgemisch (Gl. 4.8) darstellt.

4.4 Die Detektion des transmittierten phasenmodulierten Lichtes

Hinter dem Interferometer detektiert ein Photomultiplier die Intensität des transmittierten Lichtes. Die Intensität $I_T(t)$ zur (reellen) Feldstärke $E_T(t)$ (Gl. 4.17) ist:

$$I_T(t) = c \epsilon_0 E_T^2(t) \quad [4.18]$$

Durch die Quadrierung der Feldstärke 'mischen' deren Fourierkomponenten, d.h. die Fourierzerlegung der Intensität enthält die Summenfrequenzen und die Differenzfrequenzen der Fourierkomponenten der Feldstärke:

$$\begin{aligned}
 I(t) = & \frac{c\epsilon_0 E_0^2}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} i^{n+m} J_n(\eta) J_m(\eta) A(\Delta_n) A(\Delta_m) e^{i(2\pi(2\nu_c + (n+m)\nu_{\text{wob}})t + 2\alpha + (n+m)\epsilon)} + \\
 & + \frac{c\epsilon_0 E_0^2}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} i^{n-m} J_n(\eta) J_m(\eta) A(\Delta_n) \bar{A}(\Delta_m) e^{i(2\pi(n-m)\nu_{\text{wob}}t + (n-m)\epsilon)} + \quad [4.19] \\
 & + \text{c.c.}
 \end{aligned}$$

Dabei ist $\bar{A}(\Delta_m)$ der konjugiert komplexe Wert von $A(\Delta_m)$. Den Summenfrequenzen im ersten Term kann der Photomultiplier nicht folgen, denn ihre Frequenzen lie-

gen im Bereich der doppelten Lichtfrequenz $2\nu_c \pm n\nu_{\text{wob}}$. Der zweite Term enthält die Differenzfrequenzen $(n-m)\nu_{\text{wob}}$, darunter auch einen Anteil mit zeitlich konstanter Intensität: $(n-m)=0$. Diese Komponenten sind im Photomultiplierstrom zu beobachten. Abb. 45 zeigt das mit einem HF-Spektrumanalysator aufgenommene Spektrum des Photomultiplierstromes bei einer Frequenzablage von $\Delta_0 \approx 1,5$ MHz der Laserfrequenz vom Resonanzmaximum des Interferometers mit einer Halbwertsbreite von 3 MHz, der Modulationsindex η war dabei auf ca. 1 eingestellt.

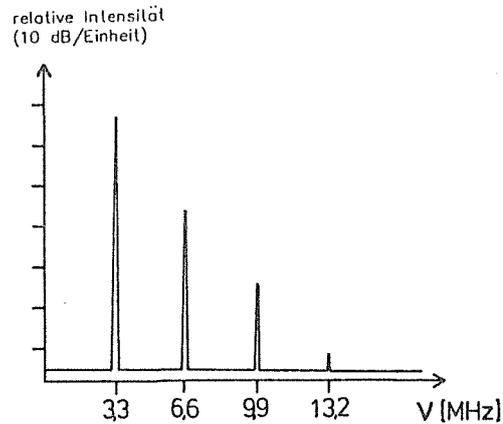


Abb.45: Mit einem HF-Spektrumanalysator aufgenommenes Spektrum der im Photomultiplierstrom enthaltenen Frequenzen. Ablage $\Delta_0 \approx 1,5$ MHz, $2\Gamma = 3$ MHz, $\eta \approx 1$.

Mit wachsender Differenz $|n - m|$ nimmt die Amplitude der zugehörigen Oszillation der Frequenz $|n - m| \nu_{\text{wob}}$ schnell ab, da zu den Oszillationen mit "hohen" Frequenzen weit vom Träger abliegende Komponenten beitragen und diese beim Durchgang durch das Interferometer stark gedämpft werden. Zu der für die Erzeugung des Korrektursignals verwendeten Fourierkomponente der Frequenz ν_{wob} tragen daher hauptsächlich die zwei Oszillationen bei, die durch Mischen des Trägers ($n=0$) mit je einer der benachbarten Frequenzen ($n = \pm 1$) entstehen. Ist $\nu_{\text{wob}} = 3,3$ MHz, so ist bei unseren Interferometern mit den vollen Halbwertsbreiten von 2,2 MHz und 3 MHz der Beitrag der Komponentenpaare $(n,m) = (1,2)$ bzw. $(-1,-2)$ schon zu vernachlässigen. Dies zeigt folgende Überschlagsrechnung: Es sei $\eta = 1$. Nimmt man weiter an, daß sich die Laserfrequenz in einem Transmissionsmaximum des Interferometers mit der vollen Halbwertsbreite von 3 MHz befindet, so ist das Amplitudenverhältnis der ν_{wob} -Oszillation aus den Komponenten $(n,m) = (1,2)$ und der ν_{wob} -Oszillation aus den Komponenten $(n,m) = (0,1)$:

$$\frac{|A(1 \cdot 3,3\text{MHz})| \cdot J_1(\eta = 1) \cdot |A(2 \cdot 3,3\text{MHz})| \cdot J_2(\eta = 1)}{|A(0 \cdot 3,3\text{MHz})| \cdot J_0(\eta = 1) \cdot |A(1 \cdot 3,3\text{MHz})| \cdot J_1(\eta = 1)} = \frac{0,41 \cdot 0,43 \cdot 0,22 \cdot 0,1}{1 \cdot 0,8 \cdot 0,41 \cdot 0,43} = \frac{1}{36}$$

Für das Interferometer mit der vollen Halbwertsbreite von 2,2 MHz ist das entsprechende Verhältnis 1/50. Demnach kann man bei der Berechnung des ν_{wob} -Signals das vom Interferometer transmittierte Feld als nur aus dem Träger ν_c und

den beiden Seitenfrequenzen $\nu_c \pm \nu_{\text{wob}}$ bestehend betrachten. Gl. 4.17 vereinfacht sich daher zu folgender Form:

$$E_T(t) = \frac{E_0}{2} \left\{ J_0(\eta) A(\Delta_0) e^{i(2\pi\nu_c t + \alpha)} \right. \\ \left. - iJ_{-1}(\eta) A(\Delta_{-1}) e^{i(2\pi(\nu_c - \nu_{\text{wob}})t + \alpha - \epsilon)} \right. \\ \left. + iJ_{+1}(\eta) A(\Delta_1) e^{i(2\pi(\nu_c + \nu_{\text{wob}})t + \alpha + \epsilon)} \right\} + \text{c.c.} \quad [4.20]$$

Durch Einsetzen in Gl. 4.18 erhält man die im Spektrum der Intensität enthaltene ν_{wob} -Komponente:

$$I_{\nu_{\text{wob}}} = c\epsilon_0 \frac{E_0^2}{2} \left\{ iJ_{-1}(\eta) J_0(\eta) \bar{A}(\Delta_{-1}) A(\Delta_0) e^{i(2\pi\nu_{\text{wob}}t + \epsilon)} \right. \\ \left. + iJ_0(\eta) J_{+1}(\eta) \bar{A}(\Delta_0) A(\Delta_1) e^{i(2\pi\nu_{\text{wob}}t + \epsilon)} \right\} + \text{c.c.} \quad [4.21]$$

Die zwei Summanden in der Klammer ergeben mit dem jeweils zugehörigen konjugiert komplexen Term zwei (reelle) Oszillationen. Die erste entsteht durch Mischen der Trägerfrequenz ν_c mit der Frequenz $\nu_c - \nu_{\text{wob}}$, die zweite entsteht durch Mischen der Trägerfrequenz ν_c mit der Frequenz $\nu_c + \nu_{\text{wob}}$. Nun wird die Übertragungsfunktion (Gl. 4.15) explizit eingesetzt. Unter Verwendung von $\Delta_n = \Delta_0 + n\nu_{\text{wob}}$ hat sie folgende Form:

$$A(\Delta_n) = \frac{\Gamma(\Gamma + i(\Delta_0 + n\nu_{\text{wob}}))}{\Gamma^2 + (\Delta_0 + n\nu_{\text{wob}})^2} \quad [4.22]$$

Gl. 4.21 wird nun:

$$I_{\nu_{\text{wob}}} = c\epsilon_0 E_0^2 J_0(\eta) J_{+1}(\eta) \Gamma^2 \frac{-\Gamma\nu_{\text{wob}} + i(\Gamma^2 + \Delta_0^2 + \Delta_0\nu_{\text{wob}})}{(\Gamma^2 + \Delta_0^2)(\Gamma^2 + (\Delta_0 + \nu_c)^2)} e^{i(2\pi\nu_{\text{wob}}t + \epsilon)} \\ + c\epsilon_0 E_0^2 J_0(\eta) J_{-1}(\eta) \Gamma^2 \frac{-\Gamma\nu_{\text{wob}} + i(\Gamma^2 - \Delta_0^2 + \Delta_0\nu_{\text{wob}})}{(\Gamma^2 + \Delta_0^2)(\Gamma^2 + (\Delta_0 - \nu_c)^2)} e^{i(2\pi\nu_{\text{wob}}t + \epsilon)} \\ + \text{c.c.} \quad [4.23]$$

Unter Verwendung von $J_{-1}(\eta) = -J_{+1}(\eta)$ erhält man die resultierende Summe der beiden Einzelkomponenten und damit die im Detektorstrom beobachtbare ν_{wob} -Komponente als:

$$I_{v_{\text{wob}}} = -2c\epsilon_0 E_0^2 J_0(\eta) J_{+1}(\eta) \Gamma^2 v_{\text{wob}} \Delta_0 \times$$

$$\times \frac{i(\Gamma^2 + \Delta_0^2 - v_{\text{wob}}^2) - 2\Gamma v_{\text{wob}}}{(\Delta_0^2 + v_{\text{wob}}^2)(\Gamma^2 + (\Delta_0 + v_{\text{wob}})^2)(\Gamma^2 + (\Delta_0 - v_{\text{wob}})^2)} e^{i(2\pi v_{\text{wob}} t + \epsilon)} + \text{c.c.} \quad [4.24]$$

Diese v_{wob} -Oszillation und deren zwei Komponenten (Gl. 4.23) können in folgender Form geschrieben werden:

$$\bar{z} e^{i(2\pi v_{\text{wob}} t + \epsilon)} + z e^{-i(2\pi v_{\text{wob}} t + \epsilon)} =$$

$$= 2 \operatorname{Re}(z) \cos(2\pi v_{\text{wob}} t + \epsilon) + 2 \operatorname{Im}(z) \sin(2\pi v_{\text{wob}} t + \epsilon) \quad [4.25]$$

Dies ist eine relativ zur modulierenden Spannung $U(t) = U_0 \cos(2\pi v_{\text{wob}} t + \epsilon)$ phasenverschobene Schwingung. Zur Darstellung von Amplitude und Phase der Oszillationen eignet sich die Ortskurve $z(\Delta_0)$. In Abb. 46 und Abb. 47 sind jeweils die Ortskurven der beiden Einzelkomponenten und der resultierenden Komponente für die vorhandenen Referenz-Interferometer aufgetragen. $z_{-1}(\Delta_0)$ bezeichnet den Zeiger der v_{wob} -Oszillation, die durch Überlagerung der Frequenz v_c mit der Frequenz $v_c - v_{\text{wob}}$ entsteht. $z_{+1}(\Delta_0)$ bezeichnet den Zeiger der v_{wob} -Oszillation, die durch Überlagerung der Frequenz v_c mit der Frequenz $v_c + v_{\text{wob}}$ entsteht. $z_R(\Delta_0)$ ist die resultierende Summe der beiden. In dieser Darstellung entspricht die Modulationsspannung einem Zeiger, dessen Spitze bei $e^{i(2\pi v_{\text{wob}} t + \epsilon)}$ liegt. Die Oszillationen der Einzelkomponenten und des detektierten Signals entsprechen Zeigern, deren Spitzen auf $z \cdot e^{i(2\pi v_{\text{wob}} t + \epsilon)}$ liegen. Die Multiplikation mit z bewirkt eine Drehstreckung des Zeigers der modulierenden Spannung. In den Abbildungen ist ein Zeitpunkt t_0 herausgegriffen, zu dem der Zeiger der modulierenden Spannung gerade auf der Abszisse liegt. Im Anhang ist das Fortran-Programm wiedergegeben, das zur Berechnung der Ortskurve z_R (Gl. 4.24) verwendet wurde.

Bei verschwindender Ablage ($\Delta_0 = 0$) haben die Zeiger $z_{-1}(\Delta_0)$ und $z_{+1}(\Delta_0)$ gleiche Länge und sind genau entgegengerichtet: $z_R(\Delta_0) = z_{-1}(\Delta_0) + z_{+1}(\Delta_0) = 0$. Im Detektorstrom ist keine v_{wob} -Komponente enthalten. Verändert sich die Laserfrequenz, so daß eine Ablage vorhanden ist, entsteht durch zwei Ursachen eine resultierende Komponente $z_R(\Delta_0)$: Erstens drehen sich die Zeiger $z_{-1}(\Delta_0)$ und $z_{+1}(\Delta_0)$ in entgegengesetzte Richtungen und zweitens ändern die Zeiger $z_{-1}(\Delta_0)$ und $z_{+1}(\Delta_0)$ ihre Länge, wobei eine Komponente länger, die andere Komponente kürzer wird. Die Rechnung ergibt für beide hier betrachteten Interferometer, daß der Beitrag zum resultierenden v_{wob} -Signal (z_R) durch die Drehung der Komponenten etwa doppelt so groß ist, wie der Beitrag durch ihre Amplitudenänderung.

Bei kleinen Ablagen Δ_0 wird die Drehung von $z_{-1}(\Delta_0)$ und $z_{+1}(\Delta_0)$ hauptsächlich durch die starke Phasenverschiebung der Trägerfrequenz v_c im Resonanzmaximum des Resonators hervorgerufen. Die mehr als eine Halbwertsbreite abliegen-

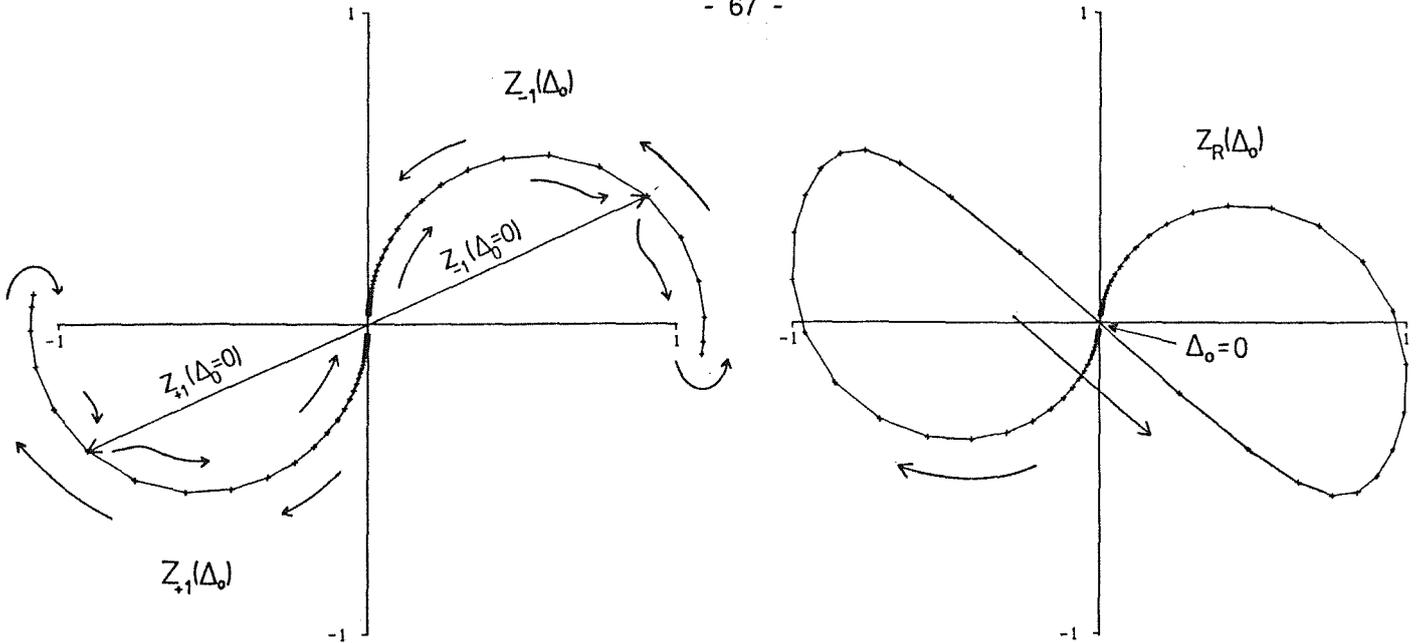


Abb.46:

Links: Die Ortskurven der Einzelkomponenten $z_{-1}(\Delta_0)$ und $z_{+1}(\Delta_0)$. Die Modulationsfrequenz ν_{wob} ist 3,3 MHz. Die Halbwertsbreite 2Γ ist 3,3 MHz. Eingezeichnet sind die Zeiger $z_{-1}(\Delta_0 = 0)$ und $z_{+1}(\Delta_0 = 0)$. Der Abstand der Frequenzmarken beträgt $0,2\Gamma$, das sind 300 kHz bei $2\Gamma = 3$ MHz. Bei den Wendepunkten, bei denen sich die Drehung der Zeiger umkehrt, sind die Ablagen von Träger und jeweiliger Seitenfrequenz gleich, es gilt also $\Delta_0 = -\nu_{\text{wob}}/2$ für $z_{+1}(\Delta_0)$ und $\Delta_0 = \nu_{\text{wob}}/2$ für $z_{-1}(\Delta_0)$.

Rechts: Die Ortskurve von $z_R(\Delta_0)$ der resultierenden Oszillation (Parameter wie links).

den Frequenzen $\nu_c \pm \nu_{\text{wob}}$ ändern ihre Phase im Vergleich dazu nicht sehr (Abb. 44). Von diesen Frequenzen werden dagegen die Amplitudenänderungen hervorgerufen, da sie sich auf den Flanken der Transmissionsstelle des Interferometers befinden. Die Amplitude der Trägerfrequenz im Transmissionsmaximum ändert sich in 1. Näherung nicht.

Bei den bisher durchgeführten Betrachtungen wurde angenommen, daß die Übertragungsfunktion $A(\Delta_0)$ symmetrisch zur Resonanzstelle ist. In der Realität ist die Übertragungsfunktion eines Interferometers bedingt durch Unvollkommenheiten in der Form der Spiegel oder durch Justierfehler nie vollkommen symmetrisch zur Resonanzstelle. Die Ursache hierfür wird in Kap.[4.8.1] noch genauer untersucht. Gerade die Symmetrie der Resonanzstelle ist aber Voraussetzung dafür, daß bei Ablage $\Delta_0 = 0$ die Komponenten $\nu_c \pm \nu_{\text{wob}}$ bei der Transmission symmetrisch verändert werden, so daß die Zeiger $z_{+1}(\Delta_0)$ und $z_{-1}(\Delta_0)$ in genau entgegengesetzter Richtung stehen. Da die Beträge von $z_{-1}(\Delta_0)$ und $z_{+1}(\Delta_0)$ bei Abgleich ($\Delta_0 = 0$) einzeln von der Größe der maximalen Amplitude von $z_R(\Delta_0)$ sind, genügt schon eine relativ kleine Asymmetrie der Zeiger $z_{+1}(\Delta_0)$ und $z_{-1}(\Delta_0)$, damit ein merkliches resultierendes ν_{wob} -Signal entsteht. Eine Asymmetrie der Übertragungsfunktion beeinflusst vor allem die Amplituden der Seitenfrequenzen, da sich

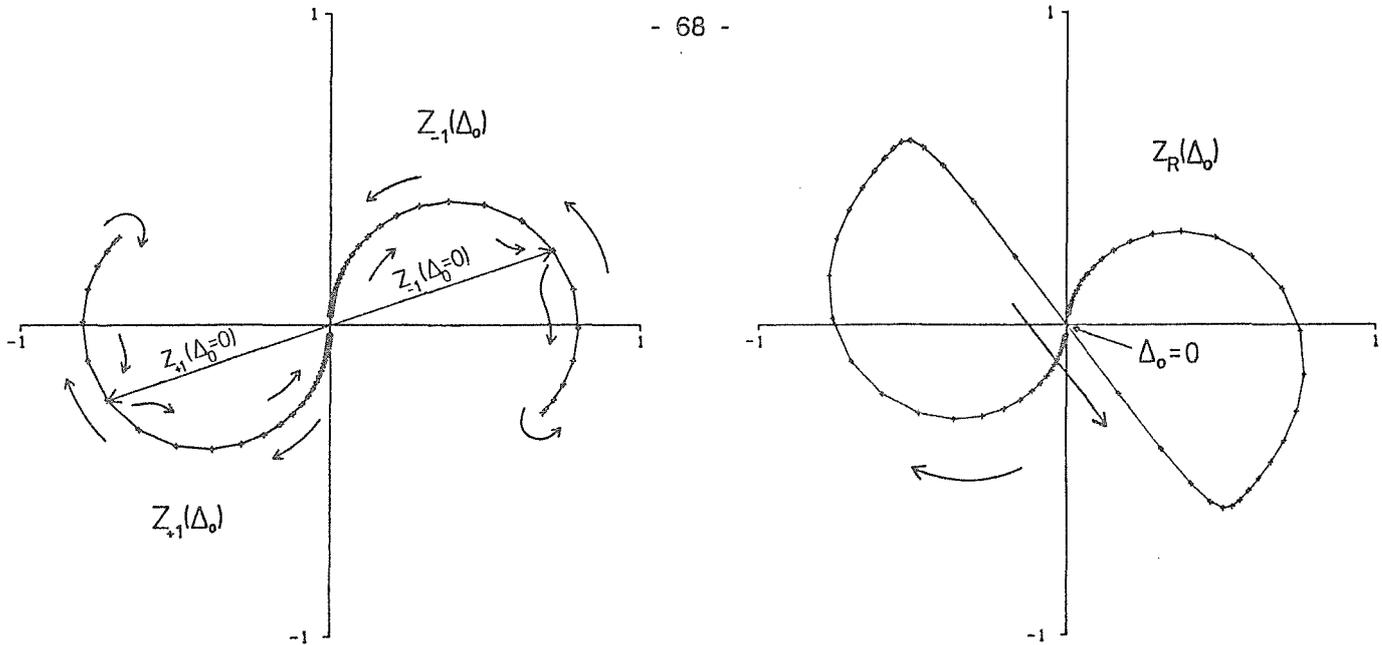


Abb.47:

Links: Die Ortskurven der Einzelkomponenten $z_{-1}(\Delta_0)$ und $z_{+1}(\Delta_0)$. Die Modulationsfrequenz ν_{wob} ist 3,3 MHz. Die Halbwertsbreite 2Γ ist 2,2 MHz. Eingezeichnet sind die Zeiger $z_{-1}(\Delta_0 = 0)$ und $z_{+1}(\Delta_0 = 0)$. Der Abstand der Frequenzmarken beträgt $0,2 \Gamma$, das sind 220 kHz bei $2\Gamma = 2,2$ MHz.

Rechts: Die Ortskurve von $z_R(\Delta_0)$ der resultierenden Oszillation (gleiche Parameter wie links).

die Phase an deren Ablage von der Resonanz kaum ändert. Für $\Delta_0 = 0$ ergibt sich daher ein Zeiger $z_R(\Delta_0)$, der in Richtung von $z_{-1}(\Delta_0)$ oder $z_{+1}(\Delta_0)$ steht. Die Ortskurve von $z_R(\Delta_0)$ geht dann nicht mehr durch den Koordinatenursprung, sondern ist in Richtung $z_{-1}(\Delta_0)$ oder $z_{+1}(\Delta_0)$ verschoben (Abb. 48). Es ist dann für jede beliebige Ablage eine ν_{wob} -Komponente im Spektrum der Intensität enthalten, d.h. es gibt keinen Nullabgleichs-Punkt. Die Auswirkungen auf das Korrektursignal werden im nächsten Abschnitt diskutiert, da diese stark von der phasenempfindlichen Gleichrichtung abhängen.

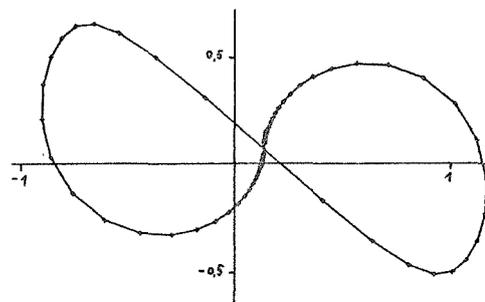


Abb.48: Die Verschiebung der Ortskurve $z_R(\Delta_0)$ relativ zum Koordinatenursprung bei asymmetrischer Übertragungsfunktion des Interferometers.

Einen weiteren Fehl-Beitrag zum 3,3-MHz-Signal bei $\Delta_0 = 0$ liefert die trotz guter Justierung verbleibende Amplitudenmodulation durch den Modulator (Kap. 4.2).

Sie ist in Phase (bzw. Gegenphase) zur Modulationsspannung, die Ortskurve wird daher parallel zur Abzisse verschoben.

In Abb. 49 ist für beide Interferometer die gemessene Amplitude der im Photomultiplierstrom enthaltenen 3,3-MHz-Komponente als Funktion der Ablage Δ_0 aufgetragen. Beim 3-MHz-Interferometer wurden zusätzlich die 6,6-MHz- und die 9,9-MHz-Komponente aufgenommen. Man erkennt, daß die 3,3-MHz-Komponente bei $\Delta_0=0$ nicht vollständig verschwindet. Die verbleibende Amplitude entspricht derjenigen, die bei einer Ablage in der Größenordnung von 50 kHz ($2\Gamma=3$ MHz) bzw. 100 kHz ($2\Gamma=2,2$ MHz) zusätzlich entsteht. Die 6,6-MHz-Komponente durchläuft bei $\Delta_0=0$ ein Maximum der Amplitude. Dagegen hat die Amplitude der 9,9-MHz-Komponente bei $\Delta_0=0$ wie die 3,3-MHz-Komponente ein Minimum.

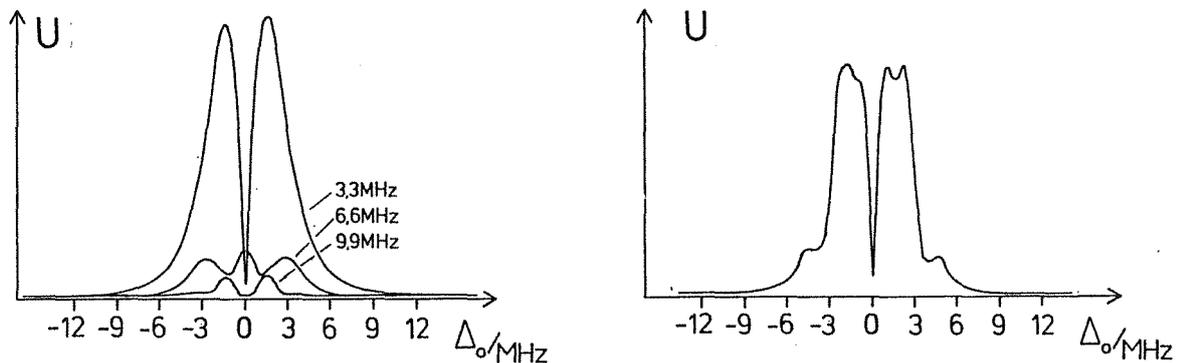


Abb.49:

Links: Die mit einem HF-Spektrumanalysator (Bandbreite 30 kHz) aufgenommenen Amplituden der Frequenzen 3,3 MHz, 6,6 MHz und 9,9 MHz in Abhängigkeit von der Ablage Δ_0 beim Interferometer mit der Halbwertsbreite $2\Gamma = 3$ MHz. $\eta = 1$. U ist linear aufgetragen.

Rechts: Die Amplitude der Frequenz 3,3 MHz beim Interferometer mit der Halbwertsbreite $2\Gamma = 2,2$ MHz.

Um zu zeigen, daß der Verlauf der Ortskurven $z_R(\Delta_0)$ stark davon abhängt, wie groß die Modulationsfrequenz im Vergleich zur Halbwertsbreite des Interferometers ist, seien hier abschließend die Ortskurven von $z_R(\Delta_0)$ für zwei extreme Verhältnisse von v_{wob}/Γ dargestellt (Abb. 50). Bei im Vergleich zur Halbwertsbreite Γ sehr nahe an der Trägerfrequenz liegenden Seitenfrequenzen werden diese beim Durchgang durch das Interferometer nahezu gleich verändert, und es entsteht das resultierende v_{wob} -Signal mit kleiner maximaler Amplitude.

Bei im Vergleich zur Halbwertsbreite 2Γ weit abliegenden Seitenfrequenzen $\nu_c \pm \nu_{\text{wob}}$ entsteht der wesentliche Beitrag zum resultierenden v_{wob} -Signal im wesentlichen durch die starke Phasendrehung der sich in der Umgebung der Resonanz befindenden Komponente. Die weit abliegenden Komponenten werden durch eine Ablage kaum beeinflusst.

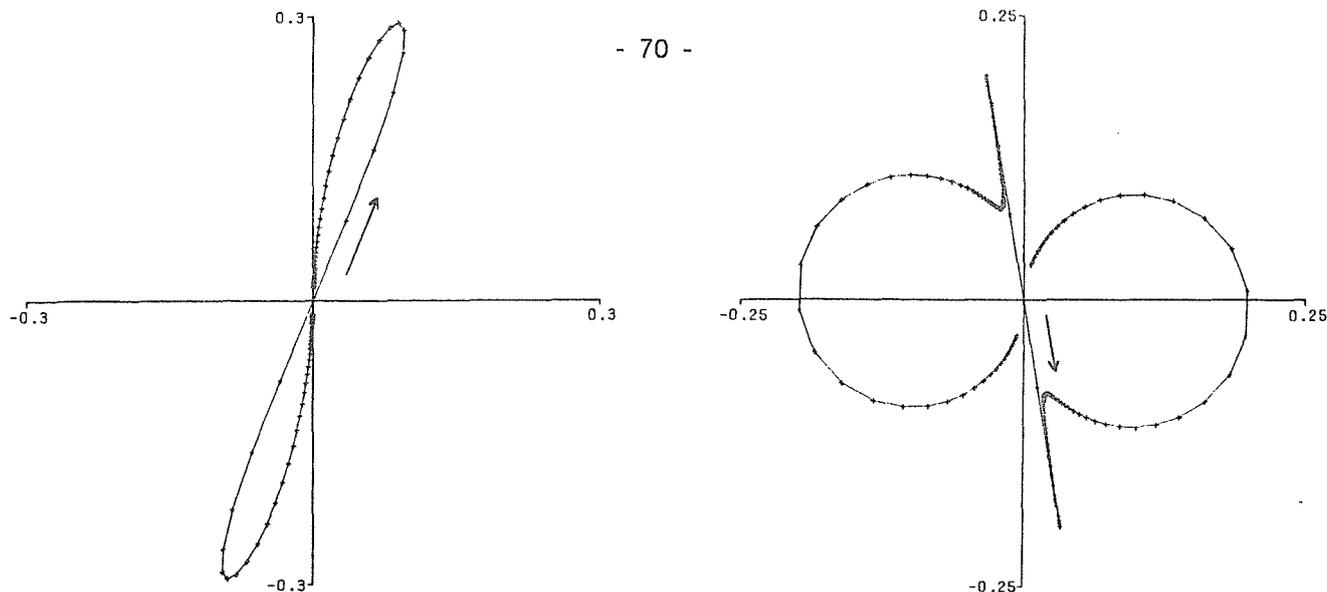


Abb.50:

Links: Die Ortskurve $z_R(\Delta_0)$ bei $v_{wob}/\Gamma = 0,2$. Der Abstand der Frequenzmarken ist $0,1 \Gamma$.

Rechts: Die Ortskurve $z_R(\Delta_0)$ bei $v_{wob}/\Gamma = 12$. Der Abstand der Frequenzmarken ist $0,2\Gamma$.

Diese ganze Betrachtung zur Erzeugung des Korrektursignals gilt analog auch für Anordnungen, bei denen das Interferometer in Reflexion statt wie hier in Transmission benutzt wird, [Kal], [Drev], [Hou]; die Modulationsfrequenz wird hier in der Regel so gewählt, daß sie ein Vielfaches der Halbwertsbreite ausmacht. Die entsprechenden Seitenfrequenzen werden dann fast voll reflektiert, und deren Phase ist nur ganz schwach von der Ablage abhängig. Die Reflexion des Trägers ist null bei verschwindender Ablage. Bei nicht verschwindender Ablage sind Amplitude und Phase der reflektierten Trägerwelle stark von der Größe der Ablage abhängig.

4.5 Die phasenempfindliche Gleichrichtung

Die im Detektorstrom enthaltene Oszillation mit der Frequenz v_{wob} enthält die Information über die Größe einer Ablage in der Amplitude und über die Richtung der Ablage in der Phase. Durch phasenempfindliche Gleichrichtung erhält man daraus ein Gleichspannungssignal, dessen Betrag die Größe der Ablage und dessen Vorzeichen die Richtung wiedergibt und daher zu einer Korrektur einer Ablage nach Größe und Richtung geeignet ist. Das phasenempfindliche Gleichrichten entspricht dem Multiplizieren mit einer symmetrischen Rechteckfunktion der Frequenz v_{wob} und anschließendem Mitteln, z.B. mit einem Tiefpaß. In Abb. 51 wird deutlich, wie die Information der Phase in das Vorzeichen des Produkts ein-

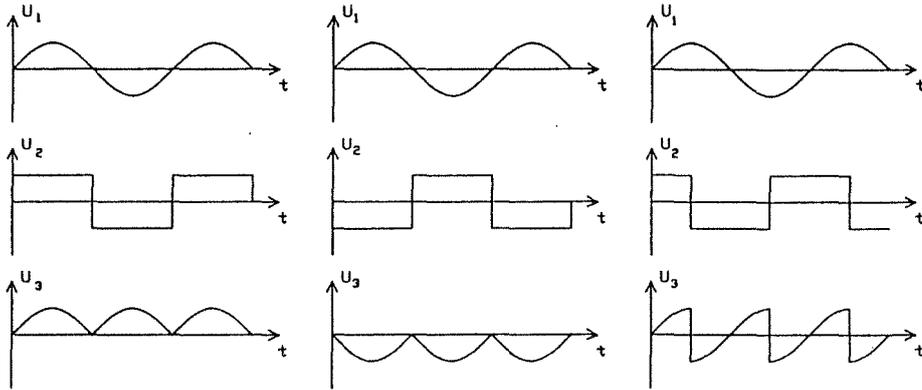


Abb.51: Die phasenempfindliche Gleichrichtung der v_{wob} -Komponente (U_1) durch Multiplikation mit einem Rechtecksignal (U_2) bei relativen Phasenlagen von 0° (links), 180° (Mitte) und 90° (rechts).

geht. Sind das v_{wob} -Signal und die gleichrichtende Rechteckfunktion in Phase, so ist das Produkt positiv, sind sie in Gegenphase, so ist es negativ. Bei Verschieben der relativen Phase nimmt der Betrag des gemittelten Produkts ab, bis bei 90° kein Regelsignal mehr zustandekommt.

Im folgenden soll die Frage diskutiert werden, wie der richtige Phasenwinkel zwischen dem Signal und der Gleichrichter-Funktion eingestellt werden muß. Da die Phase des Detektor-Signals von der Ablage abhängt, ist die Modulationsspannung die Bezugsszillation zur Einstellung der Phase β der Rechteckfunktion. Im Zeigerdiagramm wird die Phase der Rechteckfunktion als Zeiger im Winkel β zum Zeiger der Modulationsspannung dargestellt (Abb. 52) Die phasenempfindliche Gleichrichtung entspricht nun der Projektion des Zeigers des detektierten v_{wob} -Signals auf diesen Gleichrichter-Zeiger.

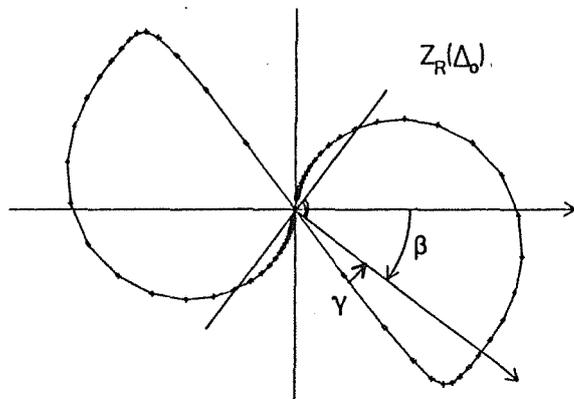


Abb.52: Die phasenempfindliche Gleichrichtung der v_{wob} -Komponente als Projektion des Ortsvektors $z_R(\Delta_0)$ auf den Gleichrichter-Zeiger mit der Phasenretardierung β relativ zur Modulationsspannung (β sei im eingezeichneten Fall negativ). γ ist die Phase der Gleichrichter-Funktion relativ zum detektierten 3,3-MHz-Signal bei einer bestimmten Ablage Δ_0 . Überschreitet die Ortskurve die Senkrechte auf den Gleichrichterzeiger ($\gamma = 90^\circ$), so wechselt das Regelsignal das Vorzeichen.

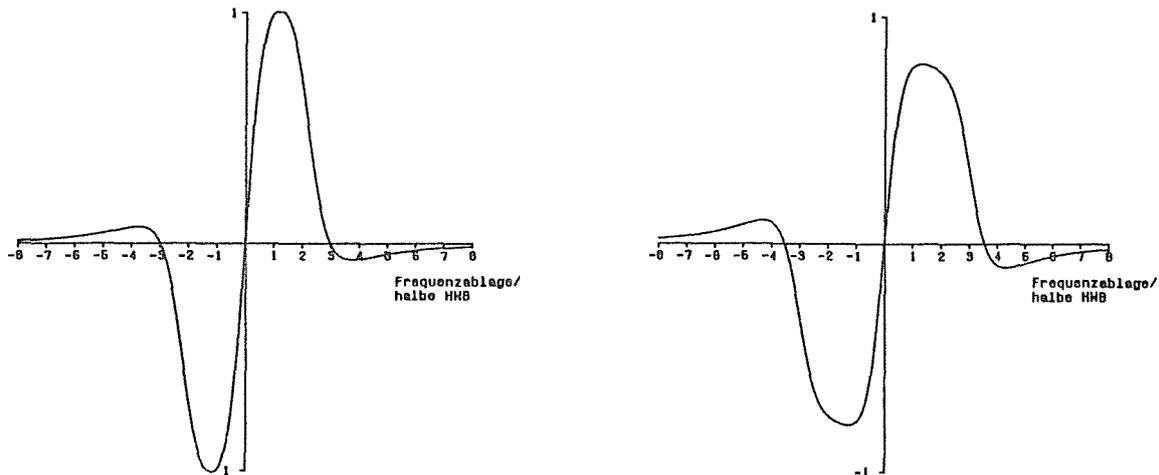


Abb.53: Die berechnete Korrekturspannung, die durch phasenempfindliche Gleichrichtung der v_{wob} -Komponente im Detektorstrom entsteht.

Links: Volle Halbwertsbreite = $2\Gamma = 3$ MHz, $\beta_o = -41^\circ$

Rechts: Volle Halbwertsbreite = $2\Gamma = 2,2$ MHz, $\beta_o = -53^\circ$

Um eine hohe Regelsteilheit zu erhalten, ist es nötig, daß für kleine Ablagen von $\Delta_o = 0$ ein möglichst großes Korrektursignal erzeugt wird. Das ist dann der Fall, wenn die gleichrichtende Rechteckfunktion mit der detektierten Oszillation genau in Phase (oder in Gegenphase) ist. Für das Interferometer mit der Halbwertsbreite von 3 MHz beträgt dann $\beta_o = -41^\circ$, beim 2,2-MHz-Interferometer beträgt $\beta_o = -53^\circ$. Die berechneten Gleichrichtersignale bei diesen Winkeln sind in Abb. 53 aufgetragen.

Die Regelsteilheit ist jedoch nicht das einzige Kriterium, nach dem eine Regelung zu beurteilen ist. Eine für die Handhabung der Regelung ebenfalls sehr wichtige Größe ist der Fangbereich. Das ist dasjenige Frequenzintervall, in dem das Regelsignal das richtige Vorzeichen hat, so daß die Laserfrequenz in Richtung auf die Soll-Lage korrigiert wird. Beim Aktivieren der Regelung muß sich die Laserfrequenz innerhalb des Fangbereiches befinden, sonst wird die Soll-Lage nicht erreicht.

Ist die Gleichrichter-Phase β für die Regelsteilheit in der Umgebung des Abgleichpunktes optimiert ($\beta = \beta_o$), so treten bei den diskutierten Interferometern bei Ablagen von 3Γ bzw. $3,5\Gamma$ **Vorzeichenwechsel** der Regelsignale auf. Die **Gegenkopplung** der Regelung geht hier in **Mitkopplung** über. Befindet sich die Laserfrequenz bei Aktivierung der Regelung außerhalb dieser Fangbereiche, wird sie vom Transmissionsmaximum weggetrieben und zwar bis in die Mitte zwischen zwei Transmissionsmaxima des Interferometers, denn hier befindet sich ein weiterer Nulldurchgang des Regelsignals mit richtigem Vorzeichen der Steigung. Diesen Regelpunkt erhält man nicht aus den hier durchgeführten Rechnungen, da die Übertragungsfunktion des Interferometers nur in der Umgebung einer Reso-

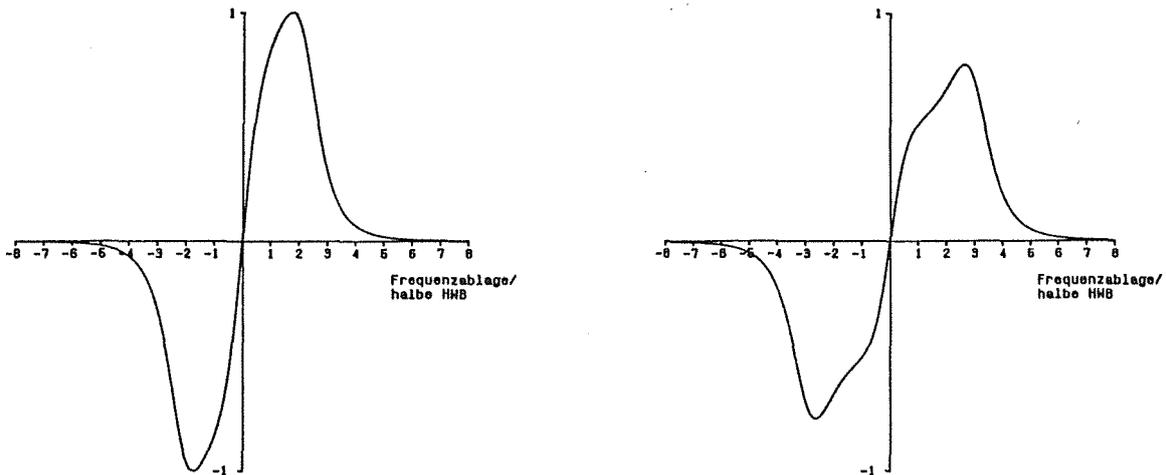


Abb.54: Die berechnete Korrekturspannung, die durch phasenempfindliche Gleichrichtung der v_{wob} -Komponente im Detektorstrom entsteht. Die Gleichrichter-Zeiger wurden so gedreht, daß gerade kein Vorzeichenwechsel der Korrekturspannung mehr auftritt ($\beta = \beta_G$).

Links: Volle Halbwertsbreite = $2\Gamma = 3 \text{ MHz}$, $\beta = 0^\circ$

Rechts: Volle Halbwertsbreite = $2\Gamma = 2,2 \text{ MHz}$, $\beta = 0^\circ$

nanzstelle durch ein Lorentzprofil (Gl. 4.16) angenähert werden kann. Dieses zeigt jedoch keine sich periodisch wiederholenden Resonanzmaxima.

Die Ursache für den Vorzeichenwechsel des Regelsignals wird an der Ortskurve (Abb. 52) deutlich: Die Projektion des Zeigers des detektierten v_{wob} -Signals auf die Rechteckfunktion ist proportional zum Cosinus des eingeschlossenen Phasenwinkels γ . Bei $\gamma = \pm 90^\circ$ findet der Vorzeichenwechsel statt. Durch geeignete Wahl der Gleichrichter-Phase β kann erreicht werden, daß γ den Betrag von 90° nicht überschreitet. Der Grenzwinkel β_G bei dem gerade kein Vorzeichenwechsel des Regelsignals mehr auftritt ist unabhängig vom Verhältnis Modulationsfrequenz/Halbwertsbreite: $\beta_G = 0^\circ$. In Abb. 54 sind die gerechneten Regelsignale aufgetragen, wenn gleichrichtende Rechteckfunktion und Modulationsspannung in Phase sind ($\beta = \beta_G = 0^\circ$). Durch diese Phaseneinstellung verliert man bei kleinen Ablagen an Regelsteilheit, dies kann jedoch durch Erhöhen der Kreisverstärkung der Regelung ausgeglichen werden. Dafür hat man nun theoretisch einen Fangbereich, der von der Resonanzstelle in beide Richtungen ein halbes Dispersionsgebiet umfaßt.

In den Abb. 55 und 56 ist die gemessene phasenempfindlich gleichgerichtete v_{wob} -Komponente für verschiedene Phasenwinkel β und für beide benutzten Interferometer aufgetragen. Da sich im Signalweg des detektierten Signals verschiedene verzögernde Komponenten befinden, die eine Phasenverschiebung der v_{wob} -Komponente relativ zur Modulationsspannung verursachen, wurde der Winkel β um etwa diese Phasenverschiebung korrigiert. Im einzelnen tragen zur Phasenverschiebung bei:

Der Photomultiplier (RCA 4048) hat eine Elektronendurchflußzeit, die von der Spannung zwischen Kathode und Anode abhängt. Bei einer Spannung von 500 V beträgt sie 30 ns (Datenblatt). Das entspricht bei $\nu = 3,3$ MHz einer Phasenretardierung von 35° .

Der dem Photomultiplier nachgeschaltete Verstärker hat eine gemessene Phasenverzögerung von etwa 20° .

Die Laufzeit durch das 1 m lange Koaxialkabel zum phasenempfindlichen Gleichrichter ist mit 5 ns unerheblich klein. (Phasenverschiebung 6°).

Zur Aufnahme der Kurven wurde folgender Versuchsaufbau benutzt: Ein frequenzstabilisierter Laserstrahl durchlief nacheinander einen Phasenmodulator und ein Referenz-Interferometer. Durch piezoelektrisches Verschieben eines Resonatorspiegels des Interferometers wurde die Ablage Δ_0 der Laserfrequenz variiert. Das transmittierte Licht wurde von einem Photomultiplier detektiert und dessen Signal nach Verstärkung phasenempfindlich gleichgerichtet.

Bei Verwendung des 2,2-MHz-Interferometers fällt auf, daß das Korrektursignal bei Ablagen zwischen 4 MHz und 6 MHz Nebenmaxima hat (Abb. 56). Diese fehlen in den berechneten Kurven (Abb. 53 und 54), da in der Rechnung die im phasenmodulierten Licht enthaltenen Fourierkomponenten $\nu_c \pm 2\nu_{\text{wob}}$ vernachlässigt wurden. Bei Ablagen zwischen 4 MHz und 6 MHz werden die Fourierkomponenten $\nu_c \pm \nu_{\text{wob}}$ und $\nu_c \pm 2\nu_{\text{wob}}$ beim Durchgang durch das Interferometer nur wenig gedämpft, so daß deren 3,3-MHz-Mischoszillationen zum phasenempfindlich gleichgerichteten Signal einen merklichen Beitrag liefern. Der Beitrag dieser Komponenten ist auch im Gleichrichter-Signal bei Verwendung des 3-MHz-Interferometers enthalten. Durch dessen größere Halbwertsbreite entstehen bei einem Modulationsindex von $\eta = 1$ aber keine auffälligen Nebenmaxima. Verringert man η , so verschwinden die Nebenmaxima auch bei Verwendung des 2,2-MHz-Interferometers. Zur Illustration dessen ist in Abb. 56 (rechts unten) das Korrektursignal für $\beta = 52^\circ$ jedoch $\eta = 0,5$ aufgetragen.

Die Meßkurven zeigen, daß die Einstellung der Phase des Gleichrichtersignals relativ unkritisch ist. Bei Verwendung des 3-MHz-Interferometers tritt von $\beta = -15^\circ$ bis $\beta = 70^\circ$ kein Vorzeichenwechsel des Regelsignals auf, und erst ab einem Winkel von etwa 63° wird die Regelsteilheit bei Abgleich sehr klein. Beim 2,2-MHz-Interferometer tritt von β etwas größer als 0° bis $\beta = 52^\circ$ kein Vorzeichenwechsel auf. Ab $\beta = 45^\circ$ wird die Regelsteilheit klein.

Aus der Kurve mit dem Winkel $\beta = 70^\circ$ für das 3-MHz-Interferometer (Abb. 55) und $\beta = 52^\circ$ für das 2,2-MHz-Interferometer (Abb. 56) kann man den Versatz der Ortskurve des detektierten ν_{wob} -Signals vom Ursprung ablesen. Für kleine Ablagen Δ_0 ändert sich das Regelsignal nicht, d.h. der Gleichrichter-Zeiger steht senkrecht

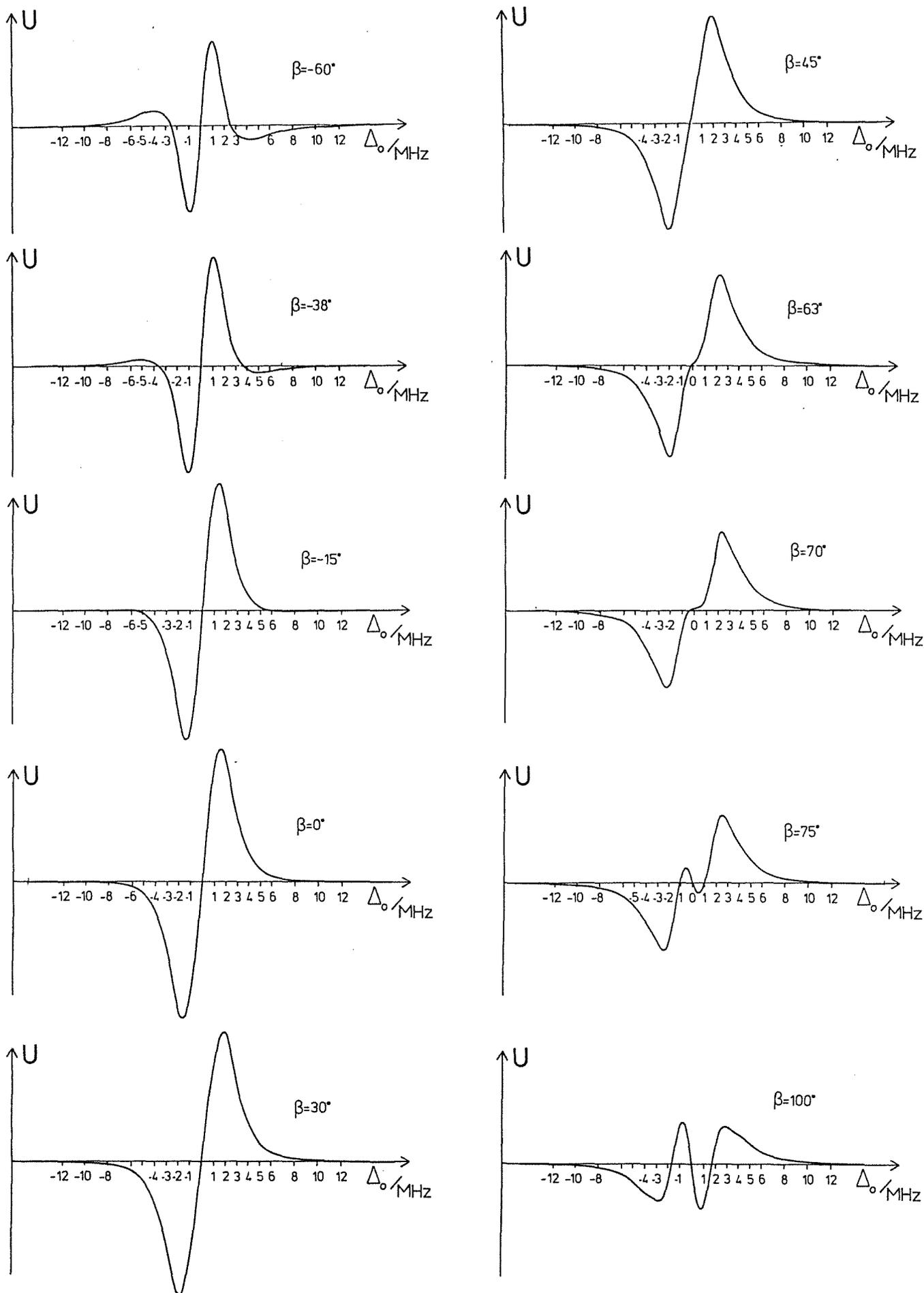


Abb.55: Die gemessene Korrekturspannung für verschiedene Gleichrichterphasen β bei Verwendung des Interferometers mit der Halbwertsbreite von 3 MHz. Modulationsindex $\eta = 1$.

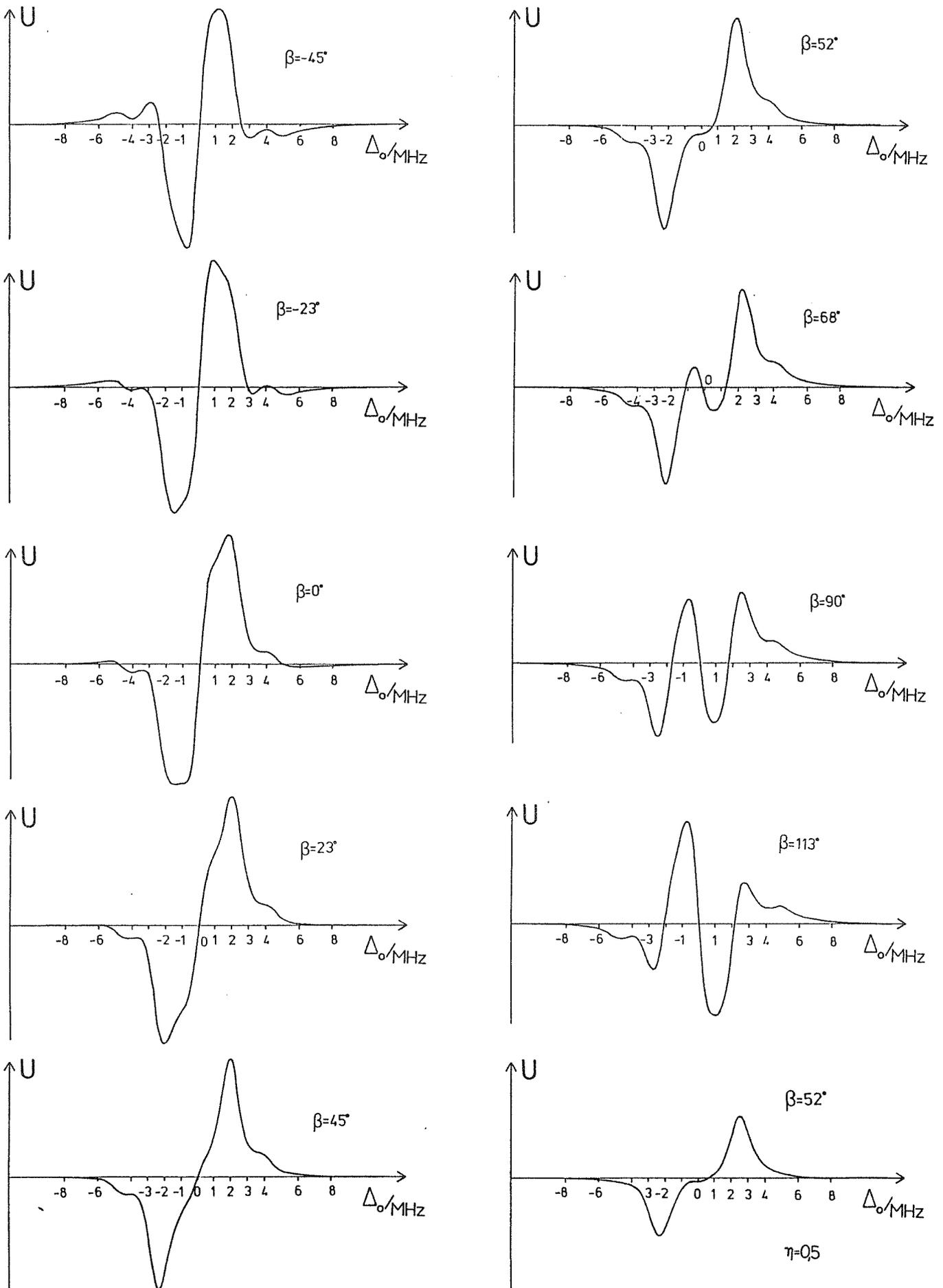


Abb.56: Die gemessene Korrekturspannung für verschiedene Gleichrichterphasen β bei Verwendung des Interferometers mit der Halbwertsbreite von 2,2 MHz. Modulationsindex $\eta = 1$. Rechts unten : Modulationsindex $\eta = 0,5$, $\beta = 52^\circ$.

auf der Ortskurve $z_R(\Delta_0)$. Die hier gemessene Nullabweichung entspricht dem Versatz der Ortskurve. Beim 2,2-MHz-Interferometer ist diese Nullabweichung besonders auffällig. Wie sich schon in der Abb. 43 andeutet, ist dessen Transmissionskurve etwas stärker asymmetrisch.

Die Frage ist nun, wie sich dieser Versatz der Ortskurve auf die Stabilität der Laserfrequenz auswirkt. In Abb. 57 ist ein Ausschnitt der Ortskurve nahe dem Ursprung dargestellt. Man erkennt, daß der Regelpunkt durch den Versatz davon abhängt, wie die Einstellung der Gleichrichterphase gewählt ist. Im allgemeinen fällt der Regelpunkt nicht mit der Soll-Lage $\Delta_0 = 0$ zusammen. Wie schon erwähnt, ist eine konstante Ablage nicht von Belang. Sollte sich der Phasenwinkel β jedoch zeitlich verändern, so wandert auch der Regelpunkt. β muß daher so eingestellt werden, daß sich Schwankungen von β minimal auf die Lage des Regelpunktes auswirken. Dies ist dann der Fall, wenn der Gleichrichter-Zeiger parallel zur Ortskurve verläuft. Da bei dieser Einstellung aber ein Vorzeichenwechsel des Regelsignals stattfindet (Abb. 53), wählt man den Winkel $\beta = 0^\circ$, bei dem gerade kein Vorzeichenwechsel mehr auftritt.

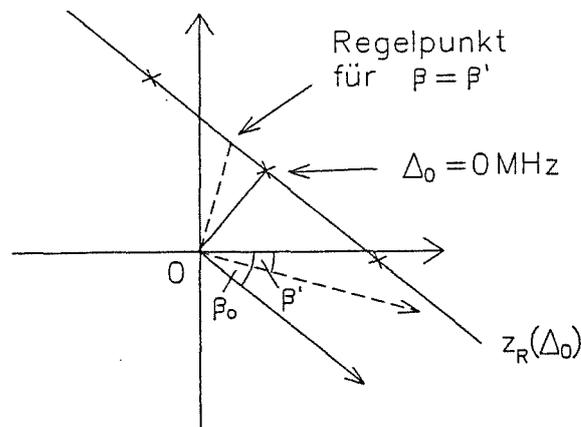


Abb.57: Ein Ausschnitt der Ortskurve $z_R(\Delta_0)$ am Ursprung.

4.6 Der Regelverstärker

4.6.1 Allgemeines zu Regelkreisen

Das vom phasenempfindlichen Gleichrichter erzeugte Korrektursignal wird zunächst elektrisch verstärkt und dann auf zwei Stellglieder gegeben, durch die die Laserfrequenz in Richtung Soll-Lage verstellt wird. Ein solches rückgekoppeltes System ist ein Regelkreis. Die Theorie der Regelkreise ist in der Literatur ausführlich behandelt [Föll], [Pres]. Hier soll eine anschauliche Darstellung erfolgen, die erlaubt, Aussagen über das statische und das dynamische Verhalten eines gegebenen Regelkreises machen zu können.

In Abb. 58 ist das vereinfachte Schema eines Regelkreises dargestellt. Eine zu regelnde Größe wird von einer Meßeinrichtung in eine elektrische Größe umgewandelt. Durch Differenzbildung wird dieses Signal mit einem Sollwert verglichen. Die Differenz wird verstärkt und auf ein Stellglied gegeben, das für eine entsprechende Korrektur der Regelgröße sorgt.

Bei der Laserfrequenz-Regelung ist die Laserfrequenz die zu regelnde Größe. Das Referenz-Interferometer entspricht der Meßeinrichtung. Die Differenzbildung entfällt, da die 3,3-MHz-Komponente im Photomultiplierstrom schon die Laserfrequenzabweichung vom Sollwert, einem Transmissionsmaximum, anzeigt. Stellglieder sind der piezoelektrische Spiegelsteller und der ADP-Kristall.

Betrachten wir zunächst das statische Verhalten eines Regelkreises. Eine zu einer Anfangsabweichung A der Laserfrequenz addierte Korrektur K ergebe eine Restabweichung R . Im stationären Fall muß genau diese Restabweichung nach Verstärkung g zu der Korrektur K führen. Man kann also folgende Gleichungen bilden:

$$\begin{aligned} \text{Restabweichung } R &= \text{Anfangsabweichung } A + \text{Korrektur } K \\ \text{Korrektur } K &= \text{Verstärkung } g \cdot \text{Restabweichung } R \end{aligned}$$

g ist die Kreisverstärkung des Regelkreises. Damit im Regelkreis Gegenkopplung auftritt, also die Anfangsabweichung durch die Korrektur verringert wird, muß g negativ sein. Löst man dieses Gleichungssystem nach dem Verhältnis von Restabweichung zu Anfangsabweichung auf, so erhält man:

$$\frac{R}{A} = \frac{1}{1 - g} = \text{„D“} \quad [4.26]$$

D ist die sog. Dämpfung. Es ist erstrebenswert, den Betrag von g möglichst hoch zu wählen, da dann die verbleibende Restabweichung klein ist.

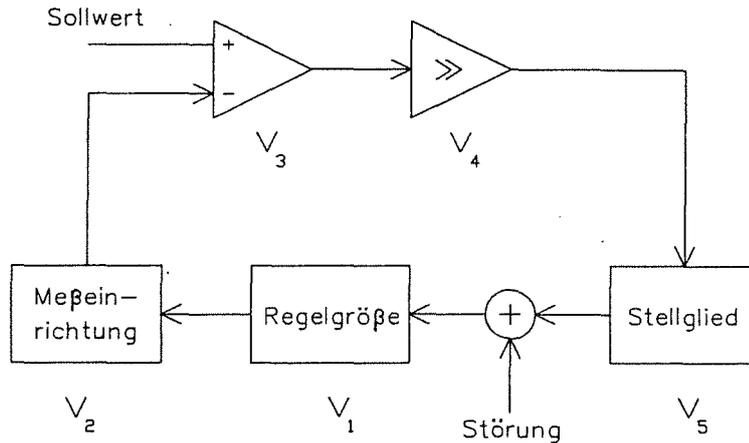


Abb.58: Allgemeines Schema eines Regelkreises.

Zieht man die dynamischen Eigenschaften eines Regelkreises hinzu, so ergibt sich aber eine obere Grenze für g . Die Elemente des Regelkreises reagieren verzögert auf eine Änderung ihrer Eingangsgröße. Daraus folgt eine frequenzabhängige Phasenverschiebung des Korrektursignals relativ zu einer sinusförmig verlaufenden Abweichung der Regelgröße vom Sollwert. Bei steigender Frequenz nimmt diese Phasenverschiebung zu, bis sie bei einer "kritischen" Frequenz ν_{kr} 180° beträgt. Bei dieser Frequenz führt das Korrektursignal nicht mehr zu einer Verringerung der Anfangsabweichung (Gegenkopplung), sondern zu einer Erhöhung (Mitkopplung). Die Kreisverstärkung g muß bei dieser Frequenz kleiner als 1 sein, sonst beginnt das Regelsystem mit der Frequenz ν_{kr} zu schwingen.

Das dynamische Verhalten eines Übertragungselementes im Regelsystem wird durch dessen Frequenzgang $F(\nu)$, auch Übertragungsfunktion genannt, charakterisiert. Damit bezeichnet man das Verhältnis von der Ausgangsgröße des Übertragungselementes x_a zu seiner Eingangsgröße x_e . Sei x_e eine Sinusschwingung, so ist x_a eine phasenverschobene Sinusschwingung mit veränderter Amplitude. In komplexer Schreibweise gilt also:

$$\begin{aligned}
 x_e &= x_{e0} e^{i2\pi\nu t} \\
 x_a &= x_{a0} e^{i(2\pi\nu t + \alpha)} \\
 F(\nu) &= \frac{x_{a0} e^{i(2\pi\nu t + \alpha)}}{x_{e0} e^{i2\pi\nu t}} = \frac{x_{a0}}{x_{e0}} \cdot e^{i\alpha} \quad [4.27]
 \end{aligned}$$

Bei Hintereinanderschaltung von Einzelementen erhält man die Gesamtübertragungsfunktion durch Multiplikation der Einzelübertragungsfunktionen. Gl. 4.26 gilt auch dann, wenn statt der Kreisverstärkung $g = F(0)$ der Frequenzgang des aufgeschnittenen Regelkreises eingesetzt wird.

$$\frac{1}{1 - F(\nu)} = D(\nu) \quad [4.28]$$

Durch Auftragen der Ortskurve des Frequenzganges in der komplexen Ebene kann man sich ein Bild über das Verhalten des geschlossenen Regelkreises verschaffen. Die Eingangsamplitude x_{e0} des Übertragungselementes wird als Vektor mit dem Betrag 1 auf der reellen Achse eingezeichnet. In Abb. 59 ist für die als Beispiel eingezeichnete Ortskurve des Frequenzganges $F(\nu)$ eines offenen Regelkreises auch die entsprechende Ortskurve der Dämpfung $D(\nu)$ des geschlossenen Regelkreises wiedergegeben. Von entscheidender Bedeutung für die Beurteilung eines Frequenzganges ist, bei welchen Frequenzen keine Verringerung der Anfangsabweichung stattfindet und damit der Betrag der Dämpfung $|D(\nu)|$ größer als 1 ist. Auf der Ortskurve der Dämpfung $D(\nu)$ sind das alle Punkte außerhalb des Einheitskreises um den Ursprung. Auf der Ortskurve des Frequenzganges $F(\nu)$ sind das alle Punkte innerhalb des Einheitskreises um den Punkt $z=1$. Im Punkt $z=1$ ist $|D(\nu)| = \infty$. Wird dieser von der Kurve des Frequenzganges durchlaufen, so treten im geschlossenen Kreis selbsterregte Schwingungen auf, die Regelung ist nicht stabil.

Statt der Darstellung in der komplexen Ebene kann der Frequenzgang eines Übertragungselementes auch im sog. Bode-Diagramm dargestellt werden. Häufig trägt man dazu die Amplitude logarithmisch und die Phase linear gegen eine logarithmische Frequenzachse auf. Bei Hintereinanderschaltung mehrerer Elemente erhält man den resultierenden Frequenzgang durch punktweise Addition der Einzelphasen bzw. der (logarithmischen) Einzelamplituden. Dadurch kann man den Frequenzgang des offenen Regelkreises auch leicht graphisch ermitteln. Abb. 60 zeigt das Bodediagramm eines Tiefpasses. Der tatsächliche Amplituden- und Phasenverlauf wird zur vereinfachten Darstellung oft durch die Asymptoten für $\nu \rightarrow 0$ und $\nu \rightarrow \infty$ dargestellt. Bei dieser Näherung ist der Betrag der Übertragungsfunktion bis zur Grenzfrequenz ν_g gleich 1, danach fällt er um 6dB pro Oktave ab. Die Phase springt bei der Grenzfrequenz von 0° nach 90° .

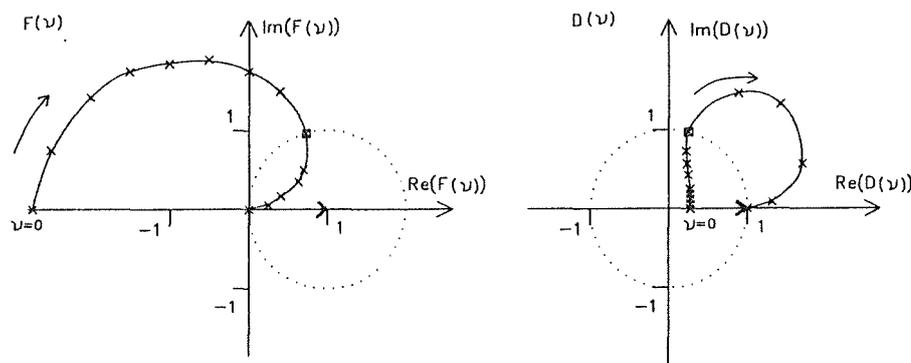


Abb.59:

Links: Möglicher Verlauf der Ortskurve eines offenen Regelkreises, wobei die geschlossene Regelung stabil ist.

Rechts: Die dazugehörige Ortskurve der Dämpfung $D(\nu)$.

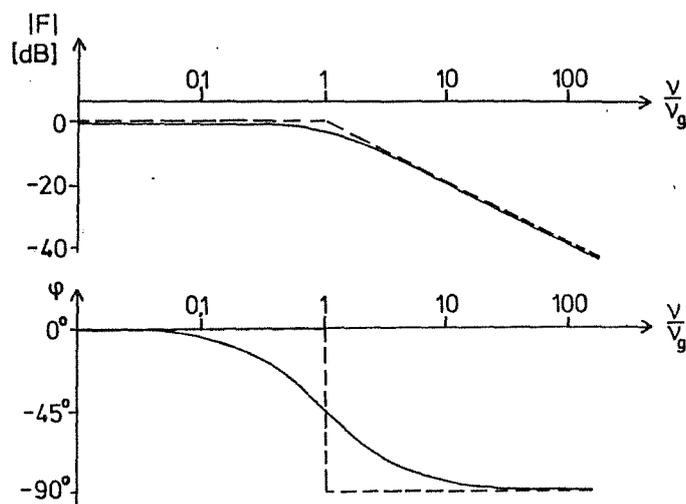


Abb.60: Bodediagramm eines Tiefpasses. Eingetragen ist der exakte Verlauf von Amplitude und Phase (durchgezogene Linie) und der durch die Asymptoten angenäherte Verlauf (gestrichelte Linie).

Da bei einem stabilen Regelkreis die Kreisverstärkung bei der kritischen Frequenz v_{kr} kleiner als 1 sein muß, und da die Verstärkung bei niedrigen Frequenzen möglichst hoch sein sollte, muß für einen Abfall der Verstärkung zu höheren Frequenzen hin gesorgt werden. Dies kann mit frequenzabhängigen Filtern im Verstärker realisiert werden. Ein Tiefpass, der oberhalb der Grenzfrequenz ein Integratorverhalten aufweist, hat z.B. eine Verstärkung, die proportional zu $\frac{1}{v}$ abfällt. Die Verstärkung sinkt dann wie in Abb. 60 um 6 dB pro Oktave oder 20 dB pro Dekade. Mit einem solchen Abfall der Verstärkung ist jedoch immer auch eine Phasendrehung verbunden. Ein Tiefpass führt für $v > v_g$ zu einer zusätzlichen Phasendrehung von 90° , so daß bei Einbau in den Regelkreis die kritische Phasendrehung von 180° schon bei einer niedrigeren Frequenz $v_{kr}' < v_{kr}$ erreicht ist. Ein Abfall der Verstärkung proportional zu $\frac{1}{v^2}$, der sich aus zwei hintereinandergeschalteten Integratoren ergibt, führt zu einer Phasendrehung von 180° , so daß Mitkopplung auftritt.

Der Abfall der Verstärkung mit steigender Frequenz darf nur so steil sein, daß die Phasenverschiebung unter 180° bleibt. Wie stark eine Störung einer bestimmten Frequenz v also abgeschwächt werden kann, hängt daher entscheidend davon ab, wie hoch die Grenzfrequenz v_{kr} ist. Man wird bestrebt sein, v_{kr} durch die Wahl schneller Elemente im Regelkreis möglichst hoch zu machen.

Bei der hier verwendeten Regelung soll die Grenzfrequenz etwa 1,2 MHz betragen. Das diese Frequenz limitierende Element stellt das Referenz-Interferometer dar, das erst nach einer gewissen Einschwingzeit auf eine Frequenzänderung des Lasers reagiert (siehe Kap. 4.1). Abb. 61 zeigt eine Übersicht der Frequenzregelung. Die Elemente des elektrischen Signalweges sollen im Folgenden beschrieben werden.

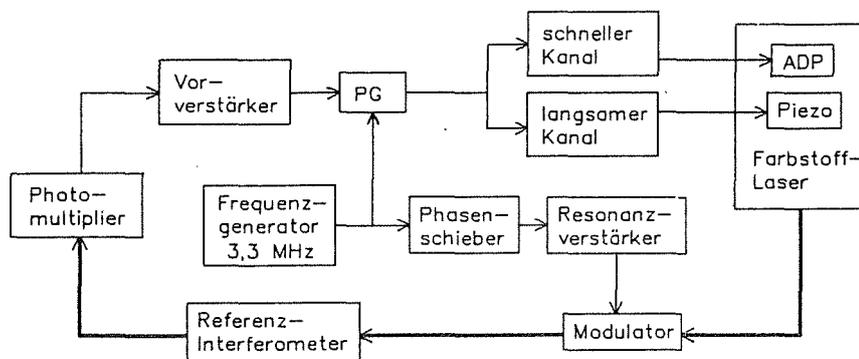
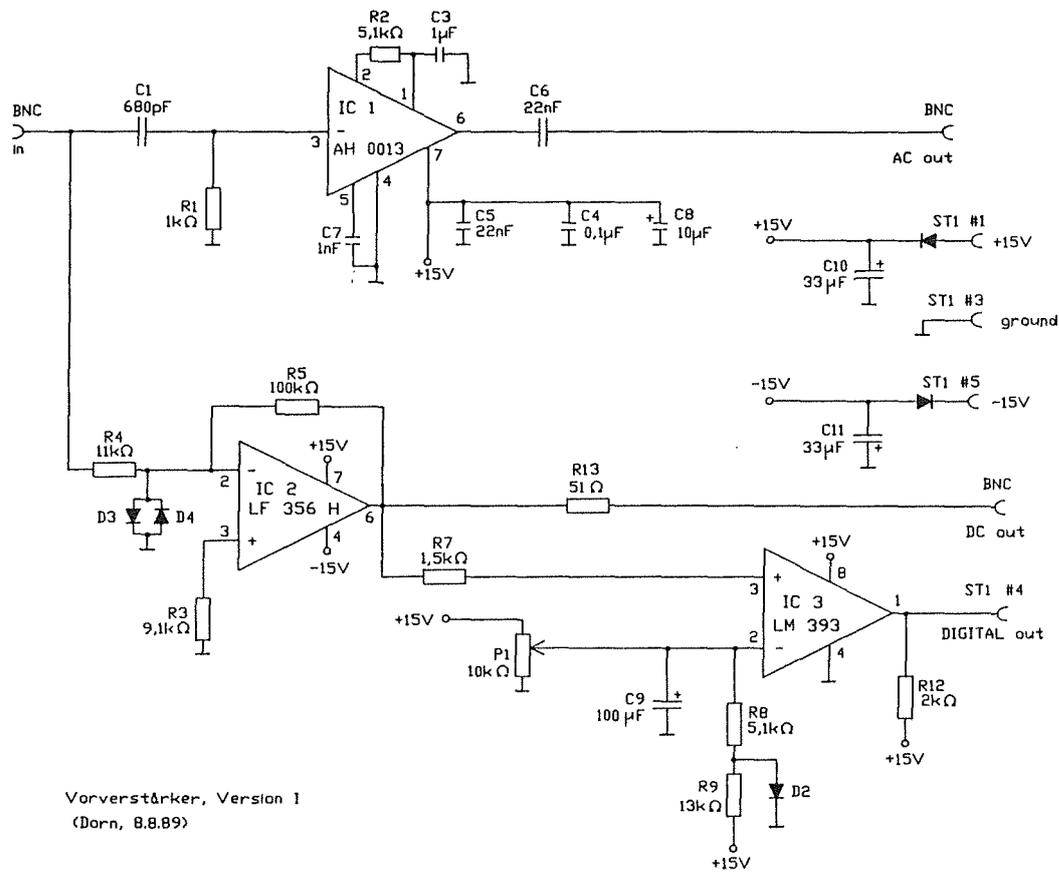


Abb.61: Der vollständige Regelkreis der Laserfrequenzstabilisierung. PG: phasenempfindlicher Gleichrichter.

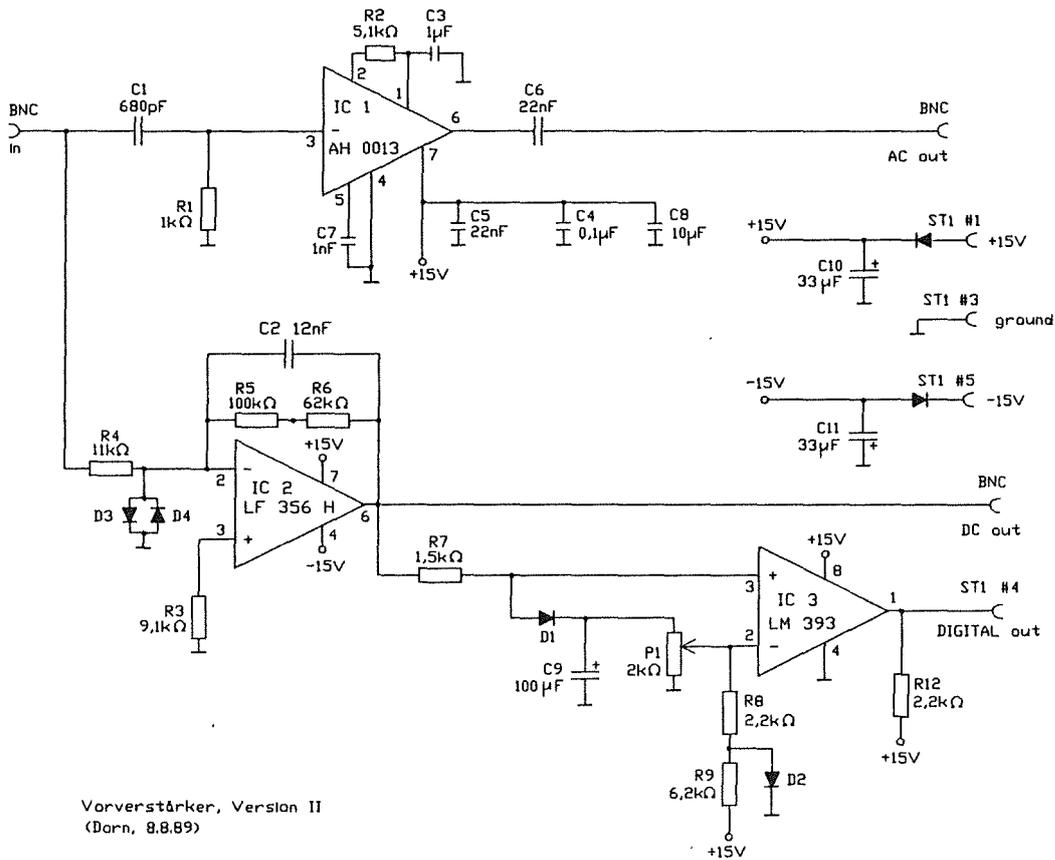
4.6.2 Der Photomultiplier und der Vorverstärker

Die vom Referenzinterferometer transmittierte Intensität wird von einem Photomultiplier (Typ 4840 von RCA) detektiert. Ein Photomultiplier liefert einen zur Lichtintensität proportionalen Strom. Ein nachgeschalteter Vorverstärker hat die Aufgabe, die im Strom enthaltene, zur Erzeugung des Regelsignals verwendete 3,3-MHz-Komponente in ein zur Weiterverarbeitung geeignetes Spannungssignal umzuwandeln. Dazu wird die an einem Lastwiderstand R_L zwischen der Anode des Photomultipliers und Masse abfallende Spannung verstärkt.

In den Schaltplänen der Vorverstärkerplatten (Abb. 62) bildet jeweils der Signalweg mit dem Verstärkerbaustein AH0013 den Vorverstärker für das 3,3-MHz-Signal. C1 bildet mit R1 einen Hochpass mit der Grenzfrequenz $\nu_g = 230$ kHz. Für Frequenzen $\nu > \nu_g$ ist R1 der relevante Lastwiderstand R_L . Die an ihm abfallende Spannung wird mit dem rauscharmen Verstärker AH0013 etwa 30-fach verstärkt. Für Frequenzen unter 230 kHz bildet R4 den Lastwiderstand R_L des Photomultipliers, da der Eingang 2 des Verstärkers LF356H bei dieser rückgekoppelten Schaltung als virtuelle Masse auf Erdpotential liegt. Dieser Kanal dient zur Beobachtung der Intensität bei periodischer Änderung des Spiegelabstandes des Interferometers. Hier ist noch ein Komparator (LM393) angeschaltet, dessen Ausgangsspannung von +15 V auf 0 V wechselt, wenn die vom Referenz-Interferometer transmittierte Intensität eine mit dem Potentiometer P2 eingestellte Schwelle unterschreitet. Dieses Signal dient zum Abschalten ("Einfrieren") der Regelung bei einem Frequenzsprung des Lasers [Knau]. Die Geschwindigkeit dieses Intensitätsdetektors wird durch die Zeitkonstante $\tau \approx 4 \mu\text{s}$ des Hochpasses aus C1 und R1 begrenzt. Sollte ein schnellerer Intensitätsdetektor erforderlich sein, so sollte dieser die Laserintensität schon vor dem Referenz-Interferometer detektieren, da auch dieses, wie aus Kapitel 4.2 bekannt, verzögert reagiert. (Die



Vorverstärker, Version I
(Dorn, 8.8.89)



Vorverstärker, Version II
(Dorn, 8.8.89)

Abb.62: Die Schaltpläne der Vorverstärker. Version I und Version II sind im Hochfrequenzteil, der das 3,3-MHz-Signal verstärkt, identisch. Photographien der Platinen befinden sich im Anhang.

Zeitkonstanten sind $\tau = 180$ ns für das Interferometer mit der Halbwertsbreite von $\text{HWB} = 3$ MHz und $\tau = 250$ ns für das Interferometer mit $\text{HWB} = 2,2$ MHz).

Bei der Auslegung des Frequenzganges des Vorverstärkers muß folgendes berücksichtigt werden: Wie aus Kapitel 4.4 bekannt, variiert die Amplitude der 3,3-MHz-Komponente mit der Ablage der Laserfrequenz vom Transmissionsmaximum des Interferometers. Die Amplitude der 3,3-MHz-Komponente ist also mit der Frequenz der Laserfrequenzschwankungen moduliert. Eine Amplitudenmodulation der Frequenz ν_m erzeugt im Fourierspektrum des Photomultiplierstromes 2 Seitenfrequenzen $3,3 \text{ MHz} + \nu_m$ und $3,3 \text{ MHz} - \nu_m$ [Ste] (S.113). Um die modulierte Oszillation zu übertragen, ist eine Bandbreite notwendig, die diese Seitenfrequenzen überdeckt. Da die Laserfrequenzregelung Korrekturen bis etwa 1,2 MHz durchführen soll, muß der Vorverstärker Frequenzen von 2,1 bis 4,5 MHz übertragen.

In Abb. 63 ist das Ersatzschaltbild des Vorverstärker-Einganges wiedergegeben. C_S ist die Streukapazität der Anode des Photomultipliers und deren Zuleitungen. C_E ist die Eingangskapazität des Verstärkerbausteins. Um bei gegebenem Photomultiplierstrom einen hohen Spannungsabfall an R_L und damit ein gutes Signal/Rauschverhältnis zu erhalten, sollte R_L einerseits möglichst hoch sein. Andererseits darf R_L nicht zu hoch sein, damit der Vorverstärker die erforderliche Bandbreite hat. Für den verwendeten Widerstand $R_L = 1 \text{ k}\Omega$ beträgt die Grenzfrequenz $\nu_g = (2\pi R_L(C_S + C_E))^{-1}$, bei der die Verstärkung um 3 dB abgesunken ist 8 MHz. Etwa dieser Wert ergibt sich auch aus dem gemessenen Frequenzgang (Abb. 64). Zur Aufnahme der Kurve wurde als Stromquelle ein Sinusspannungsgenerator in Reihe mit einem $30 \text{ k}\Omega$ Widerstand an den Eingang des Vorverstärkers geschaltet. Die Streukapazität des Photomultipliers wurde durch die Kapazität eines Tastkopfes $C_{sp} = 14 \text{ pF}$ simuliert. Da ein bestimmter Strom am Eingang des Vorverstärkers zu einer bestimmten Spannung am Ausgang führt, ist die Verstärkung in V/mA angegeben.

Es ist zu beachten, daß sich diese Verstärkung halbiert, wenn der nachfolgende phasenempfindliche Gleichrichter angeschlossen wird, da der Ausgangswider-

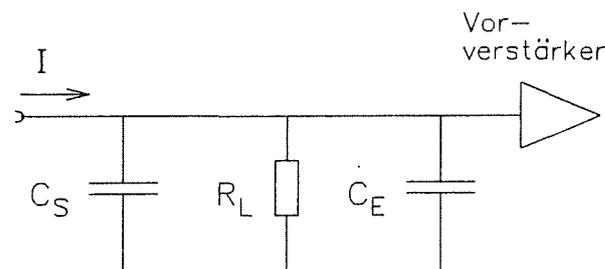


Abb.63: Ersatzschaltbild des Vorverstärkereinganges. C_S ist die Streukapazität der Photomultiplieranode, C_E ist die Eingangskapazität des Verstärkers, R_L ist der Lastwiderstand.

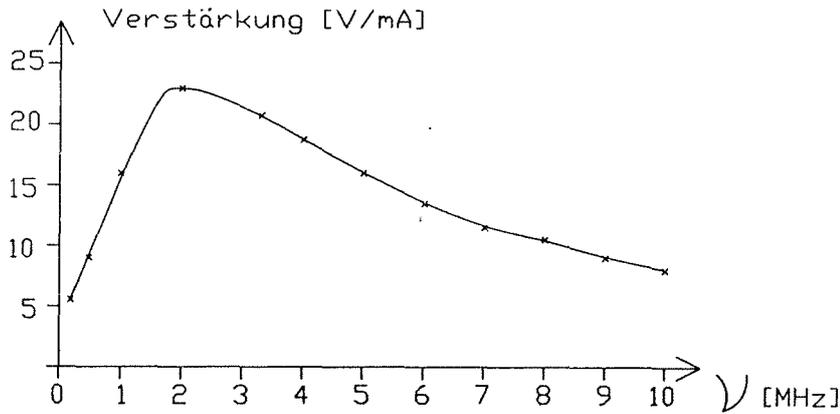


Abb.64: Die gemessene Verstärkung des Vorverstärkers. Der Photomultiplier der eine Stromquelle darstellt wurde durch einen Sinusspannungsgenerator mit nachgeschaltetem 30 k Ω -Widerstand simuliert.

stand des Verstärkers AH0013 von 50 Ω mit dem Abschlußwiderstand $R_2 = 50 \Omega$ (Abb. 66) am Eingang des phasenempfindlichen Gleichrichters einen 1:1 Spannungsteiler bildet.

An dieser Stelle soll auf die 6,6-MHz-Komponente im Photomultiplierstrom eingegangen werden. Nach Abb. 49 ist ihre Amplitude im Abgleich etwa 3-4 mal höher als die verbleibende 3,3-MHz-Komponente. Diese 6,6-MHz-Komponente kann zu einer Ablage der Laserfrequenz führen: Bei der phasenempfindlichen Gleichrichtung dieser Komponente entsteht im idealen Fall keine Gleichspannung. Eine solche entsteht aber dann, wenn das Tastverhältnis der gleichrichtenden Rechteckfunktion nicht genau 1:1 ist [Hoef2] oder wenn die Verstärkung des phasenempfindlichen Gleichrichters für negative Halbwellen nicht genau gleich ist wie für positive Halbwellen. Eine weitere Gefahr besteht darin, daß bei nichtlinearer Verstärkung der 3,3-MHz- und der 6,6-MHz-Oszillation Mischprodukte dieser Frequenzen entstehen, also auch eine 3,3-MHz-Komponente, die bei der phasenempfindlichen Gleichrichtung zu einer Gleichspannung führt. Daher sollte die 6,6-MHz-Komponente schon vor dem 1. Verstärker stark abgeschwächt werden. Dies kann z.B. mit einem LC-Saugkreis geschehen, der aus einem Kondensator und einer Spule, die in Serie geschaltet sind, besteht und der parallel zu R_L geschaltet ist. Für Wechselstrom der Frequenz 6,6 MHz sollte seine Impedanz Z_{LC} klein gegen R_L sein, so daß ein großer Teil des Stromes durch den Saugkreis fließt und an R_L nur eine kleine Spannung abfällt. Über den Bereich der zu übertragenden Bandbreite von 2,1 bis 4,5 MHz sollte Z_{LC} dagegen groß gegen R_L sein. Stellt man die Impedanzen der Spule $Z_L = i 2\pi\nu L$ und des Kondensators $Z_C = \frac{1}{i 2\pi\nu C}$ als Zeiger in der komplexen Ebene dar, so sind die Zeiger genau entgegengerichtet und in Resonanz gleich lang. Die Summe ist 0. Beim realen Saugkreis nimmt die Impedanz durch die Ohmschen Widerstände der Elemente und durch Abstrahlungsverluste nur ein Minimum an. Beim vorliegenden Fall sollte die Impedanz eines

Schwingkreises mit der Resonanzfrequenz von 6,6 MHz bei 4,5 MHz schon größer als $R_L = 1 \text{ k}\Omega$ sein. Bei 4,5 MHz ist Z_L um den Faktor $4,5 \text{ MHz}/6,6 \text{ MHz} \approx 0,68$ kleiner, Z_C dagegen um den Faktor $6,6 \text{ MHz}/4,5 \text{ MHz} \approx 1,47$ größer als in Resonanz. Für die Summe und damit die Impedanz des Saugkreises gilt also: $Z_{LC}(4,5 \text{ MHz}) \approx 0,78 \cdot Z_C(6,6 \text{ MHz}) = -0,78 \cdot Z_L(6,6 \text{ MHz})$. Um für den Saugkreis bei 4,5 MHz eine hohe Impedanz zu erhalten, müssen also die Einzelimpedanzen der Elemente in Resonanz möglichst hoch sein. Soll $Z_{LC}(4,5 \text{ MHz})$ z.B. $4 \text{ k}\Omega$ betragen, so ist eine Spule mit der Induktivität von $L = 120 \mu\text{H}$ und ein Kondensator mit der Kapazität von $C = 4,7 \text{ pF}$ zu verwenden.

Ein Problem eines solchen Saugkreises stellt die kleine Kapazität dar, da schon die erforderliche Spule eine Eigenkapazität in der Größenordnung von einigen pF hat, und da Streukapazitäten zu anderen Bauteilen und zu Gehäusewänden die Resonanzfrequenz stark verschieben können. Ein weiteres Problem besteht darin, eine akzeptable Güte des Schwingkreises zu erzielen. Bei einem Vorversuch mit einem Saugkreis, bestehend aus einer Spule der Induktivität $L \approx 130 \mu\text{H}$ (Material des Schalenkerns von Siemens: K1. Durchmesser des Schalenkerns: 11 mm. $A_L = 40 \text{ nH}$) und einer Kapazität $C = 2,5 \text{ pF}$, konnte die Amplitude der 6,6-MHz-Komponente nur etwa um den Faktor 4 abgeschwächt werden. Da dies noch verbessert werden soll, wurde dieser Saugkreis zunächst weggelassen.

4.6.3 Der phasenempfindliche Gleichrichter

Zur Erzeugung des Korrektursignals wird aus dem Ausgangssignal des Vorverstärkers die 3,3-MHz-Komponente durch Multiplikation mit einer symmetrischen Rechteckfunktion der Frequenz 3,3 MHz phasenempfindlich gleichgerichtet. Diese Aufgabe erfüllt der analoge Vierquadrantenmultiplizierer MC 1596 von Motorola [Mot1], [Mot2]. Abb. 65 zeigt den Aufbau dieses integrierten Bausteins.

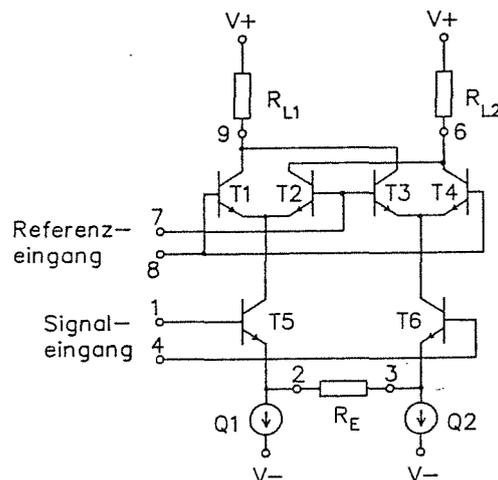


Abb.65: Schematischer Aufbau des Analogmultiplizierers MC 1596 von Motorola.

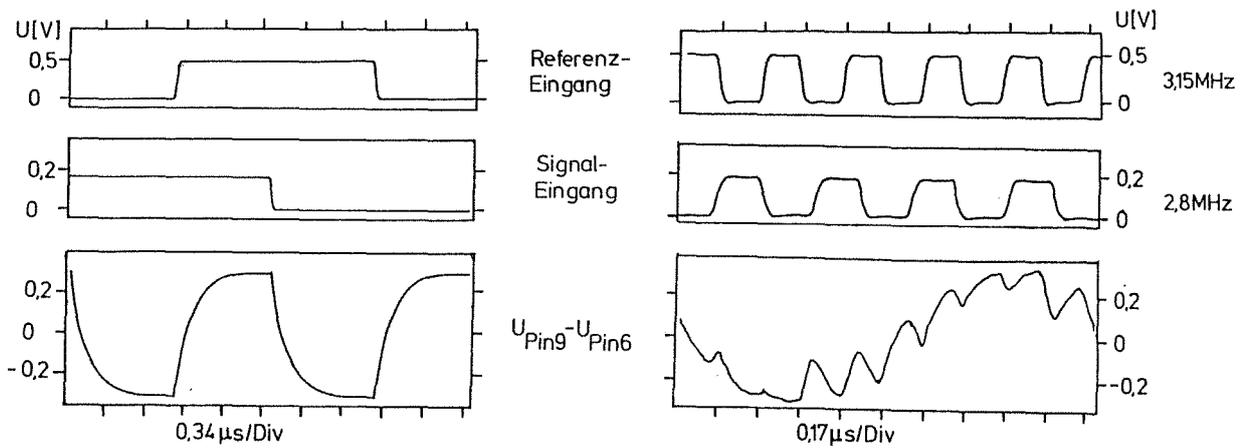


Abb.67:

Links: Die Multiplikation zweier Rechtecksignale der Frequenz 300 kHz und der relativen Phase 90° . Die Entkoppelkondensatoren $C_k = 10 \text{ nF}$ (Abb. 66) waren dabei wegen der niedrigen Frequenz durch solche mit $C'_k = 100 \text{ nF}$ ersetzt.

Rechts: Die Multiplikation zweier Rechtecksignale der Frequenzen 3,15 kHz (Referenz-Eingang) und 2,8 kHz (Signal-Eingang). $C_k = 10 \text{ nF}$.

Mit dem Potentiometer P6 wird die Differenzspannung zwischen Pin 6 und Pin 9 auf 0 V eingestellt, wenn an den Eingängen keine Signale anliegen. Das Potentiometer P4 dient zur Einstellung der sog. Träger-Unterdrückung. Dazu wird die Rechteckspannung an den Referenz-Eingang angelegt, der Signaleingang bleibt frei. Dann wird P4 so eingestellt, daß die 3,3-MHz-Komponente in der Ausgangsspannung minimal wird. Der Baustein AD 584 bildet mit R8 eine Konstantstromquelle ($I \approx 0,6 \text{ mA}$).

In Abb. 67 links ist die Multiplikation zweier Rechteckspannungen mit der Frequenz $\nu = 300 \text{ kHz}$ abgebildet. Aus dem asymptotischen Anstieg des Ausgangssignals läßt sich die Zeitkonstante τ des Multiplizierers zu $\tau = 0,13 \mu\text{s}$ ermitteln. Daraus ergibt sich die Grenzfrequenz, bei der die Verstärkung um 3dB abgefallen ist zu $\nu_g = \frac{1}{2\pi\tau} = 1,25 \text{ MHz}$. Da die relative Phase beider Signale 90° beträgt, ist das zeitlich gemittelte Ausgangssignal gleich null.

In Abb. 67 rechts ist die Multiplikation zweier Rechtecksignale mit den Frequenzen 3,15 MHz und 2,8 MHz abgebildet. Die hohen Frequenzanteile des Produktes, also die Summenfrequenzen liegen weit oberhalb der Grenzfrequenz ν_g und haben daher nur kleine Amplituden. Die Differenzfrequenz beider Rechteckspannungen $\nu = 350 \text{ kHz}$ liegt unterhalb ν_g und hat daher annähernd die volle Amplitude. Bei der phasenempfindlichen Gleichrichtung ist die Übertragung der Differenzfrequenz aber ausreichend, da man sich für die relative Phase beider Eingangsspannungen interessiert und diese mit der Differenzfrequenz wechselt. In Abb. 67 rechts wechselt die Amplitude des Ausgangssignals bei einer relativen Phasenänderung der Rechteckspannungen um 180° ihr Vorzeichen.

Für die Auslegung der dem phasenempfindlichen Gleichrichter nachgeschalteten Verstärker ist entscheidend, welche Spannungsamplitude am Ausgang des Gleichrichters bei einer bestimmten Frequenzablage des Lasers vom Interferometermaximum anliegt. Die maximale Spitze-Spitze-Spannung am Signaleingang des Gleichrichters sollte den Wert von etwa 0,5 V nicht überschreiten, denn für höhere Spannungen treten Verzerrungen auf. Die maximale Amplitude der 3,3-MHz-Komponente in der Vorverstärkerspannung ist bei einer Ablage von etwa der halben Halbwertsbreite des Referenz-Interferometers erreicht. Stellt man nun die Photomultiplier-Spannung so ein, daß dieses 3,3-MHz-Signal am Eingang des Gleichrichters eine Spitze-Spitze-Spannung von 0,5 V hat, so mißt man am Ausgang ein Regelsignal von etwa 0,8 V. Bei dieser Messung war der Phasenwinkel β der Gleichrichter-Spannung relativ zur Modulationsspannung $\beta \simeq 0^\circ$ so eingestellt, daß kein Vorzeichenwechsel des Korrektursignals außer bei Ablage gleich Null auftrat. Für das Interferometer mit $\Gamma = 1,5$ MHz ergibt sich also ein Ausgangssignal von ca. 0,5 V/MHz Ablage. Für das Interferometer mit $\Gamma = 1,1$ MHz ergibt sich ca. 0,7 V/MHz Ablage.

4.6.4 Die Verstärkung des Korrektursignals

Wie aus Kapitel 3 bekannt, werden zur Korrektur der Laserfrequenz zwei unterschiedliche Stellelemente im Resonator benutzt. Langsame Korrekturen bis ca. 6 kHz werden mit dem piezoelektrischen Spiegelsteller durchgeführt. Schnellere Korrekturen werden mit dem elektrooptischen ADP-Kristall durchgeführt. Daher wird das Ausgangssignal des phasenempfindlichen Gleichrichters in schnelle und langsame Korrekturspannungen aufgeteilt, und diese werden getrennt weiterverarbeitet. Die Funktion der einzelnen Verstärkerstufen des schnellen Kanals und des langsamen Kanals ist ausführlich in [Hoef2] und [Knau] beschrieben. Hier sind die genauen Schaltpläne abgebildet (Abb. 68 bis Abb. 70), außerdem soll ein Überblick über den Frequenzgang des Regelverstärkers gegeben werden.

Im langsamen Kanal wird die Spannungsdifferenz der Ausgänge des phasenempfindlichen Gleichrichters zunächst mit einem Differenzverstärker verstärkt (Abb. 68) [Rei]. Mit P_2 wird die Verstärkung eingestellt, und mit P_1 wird die Gleichtaktunterdrückung abgeglichen. Im Abgleich haben P_1 und P_2 denselben Wert und die Verstärkung beträgt dann $A = 1 + \frac{R_{18}}{P_2}$. Sie sei auf 32-fach eingestellt.

Nun folgt ein Tiefpass mit der Grenzfrequenz $\nu_g = 2,9$ kHz (Abb. 69). Die Verstärkung des nachfolgenden bipolaren Koeffizientengliedes kann extern mit dem Potentiometer P_1 von -10 bis +10 variiert werden. Damit erfolgt die Anpassung

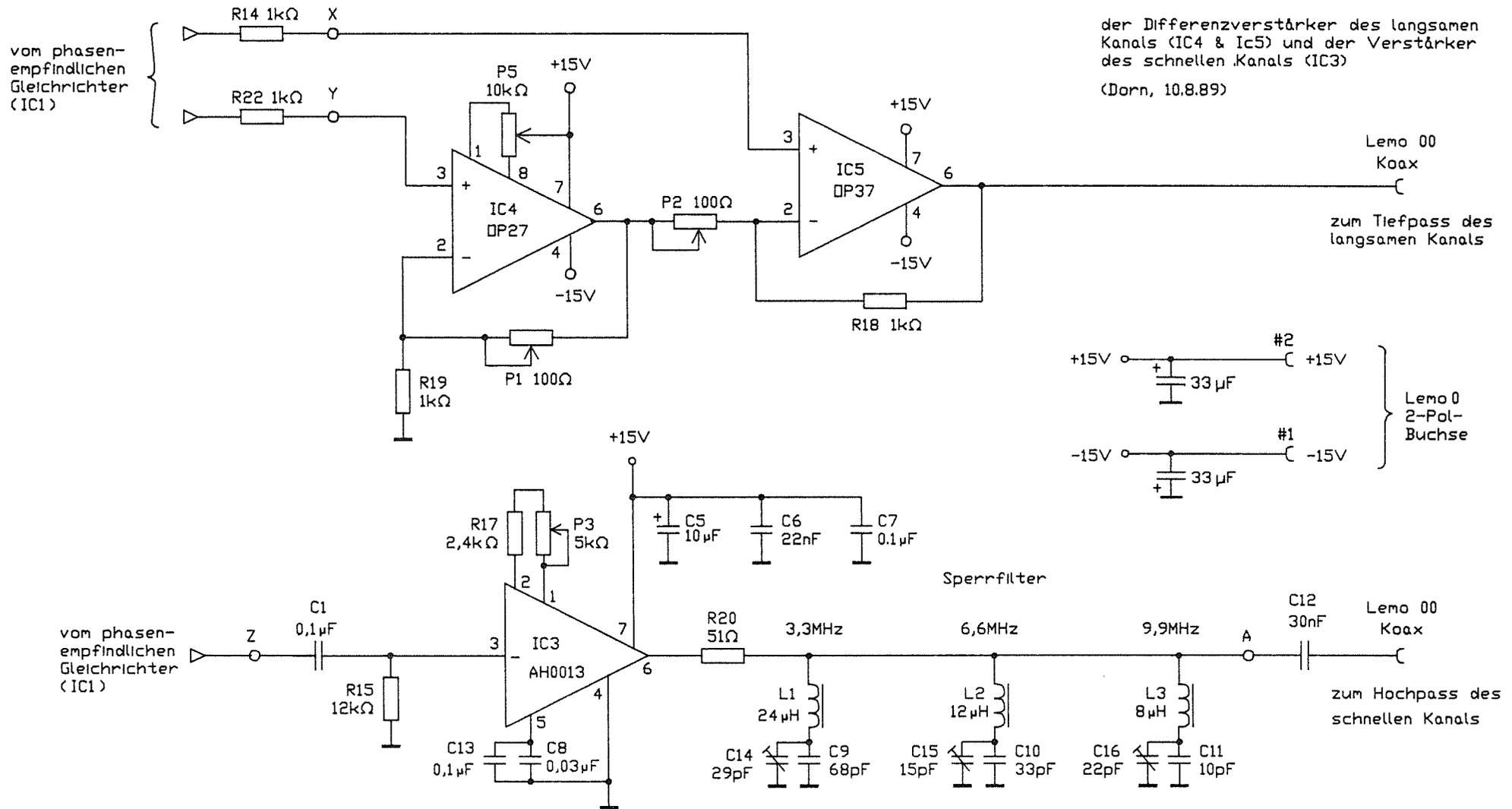


Abb.68: Der Differenzverstärker des langsamen Kanals und der Verstärker des schnellen Kanals. Diese Schaltungen befinden sich auf der Platine des phasenempfindlichen Gleichrichters. Photographien der Platinen befinden sich im Anhang.

Verstärker für den langsamen Kanal.
(Dorn 10.8.B9)

*Anmerkung:

Bei aktivierter Regelung ist die Schalterstellung wie ein-gezeichnet.
Zum Ausschalten der Regelung (*Einfrieren*) werden die Schalter S2, S2', S3 und S3' geöffnet. Dies geschieht durch Änderung der Spannung jeweils an Pin 5 bzw. Pin 6 von +15 V nach 0 V.
Durch Schließen von S4 wird die Verstärkung des 3dB-Gliedes auf 1 reduziert.
Durch Schließen von S5 wird die Verstärkung des Integrators auf 1 reduziert.
S4 und S5 werden alternativ über Handschalter oder vom Rechner gesteuert.

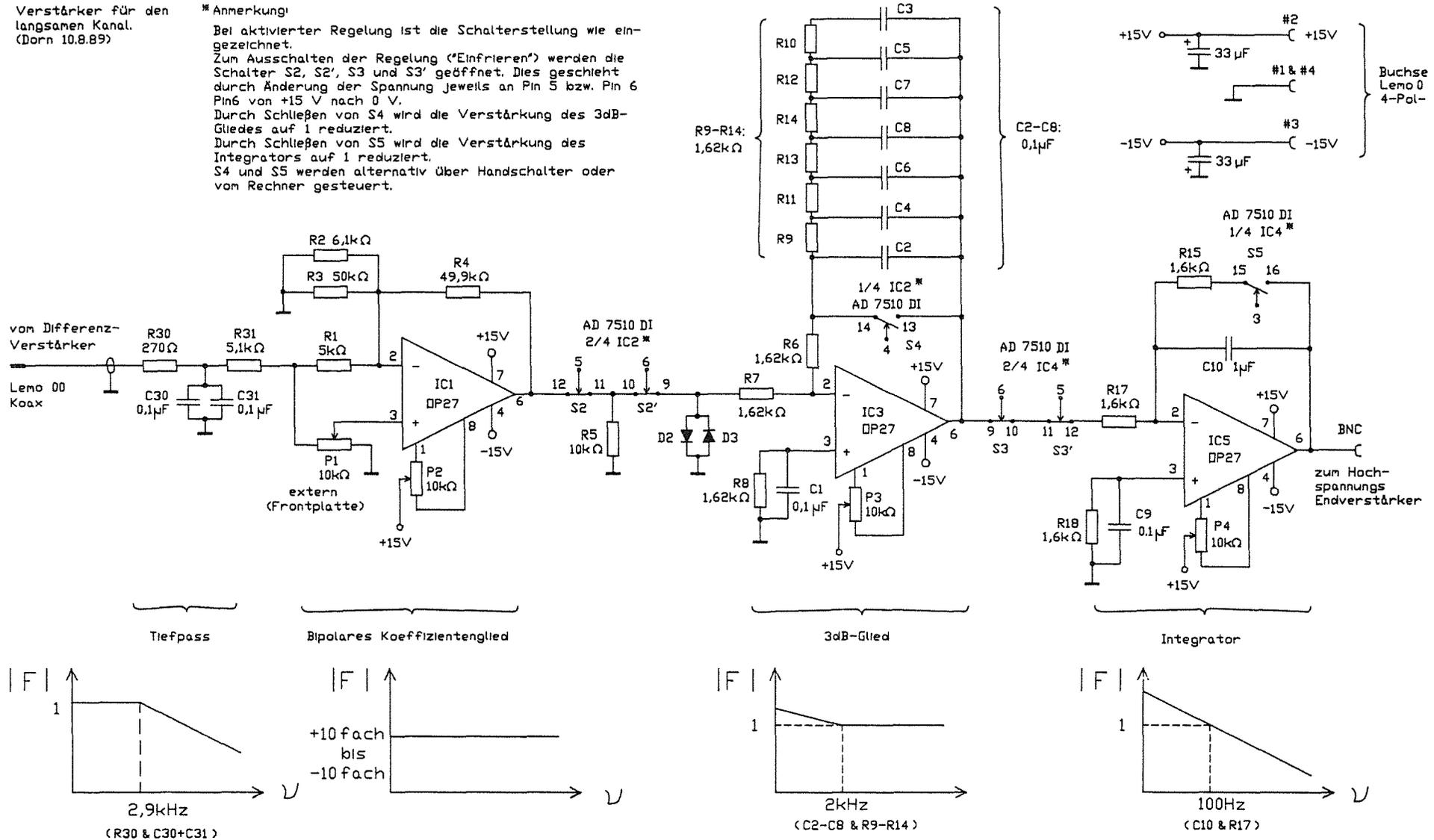


Abb.69: Tiefpass, bipolares Koeffizientenglied, 3dB-Glied und Integrator des langsamen Kanals. Die Offset-Spannungen der Operationsverstärker IC1, IC3 und IC5 werden durch die Potentiometer P1, P2 und P3 abgeglichen. Photographien der Platinen befinden sich im Anhang.

sowohl des Vorzeichens als auch des Betrags der Verstärkung des langsamen Kanals an die Verstärkung des schnellen Kanals.

Das 3-dB-Glied und der Integrator sorgen für einen Abfall der Verstärkung zu hohen Frequenzen hin. Der Integrator alleine führt zu einer Phasendrehung von 90° . Damit die Regelung stabil arbeitet muß die Phasendrehung kleiner als 180° sein. Daher kann man zusätzlich das 3-dB-Glied einfügen, seine zusätzliche Phasendrehung beträgt 45° , die Verstärkung fällt bis 2 kHz um 3 dB pro Oktave ab und beträgt für höhere Frequenzen 1.

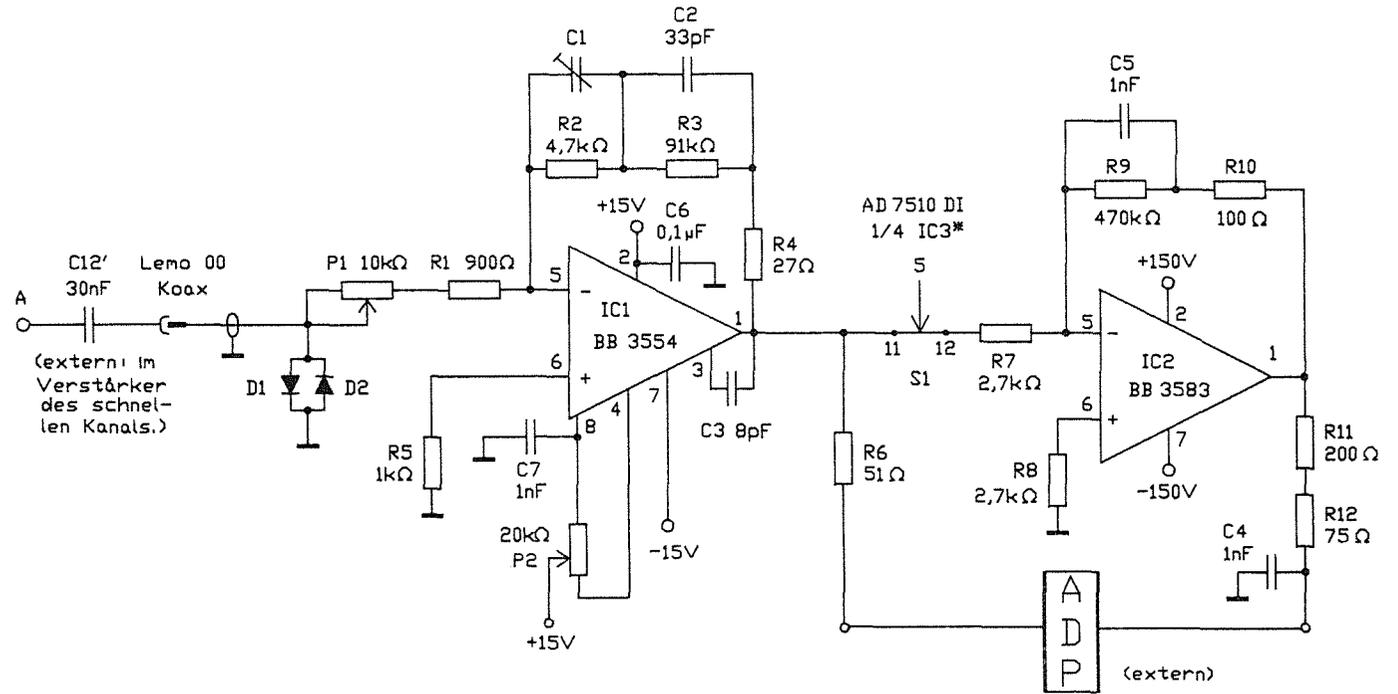
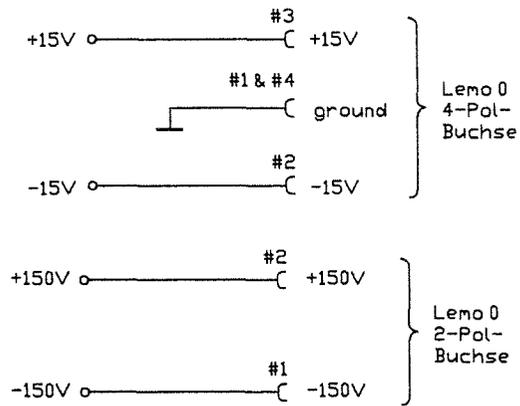
Die Ausgangsspannung des Integrators wird von einem Hochspannungsverstärker 100-fach verstärkt (Schaltplan im Anhang) und auf das Piezostellelement gegeben.

Insgesamt erhält man einen Verlauf der Kreisverstärkung des langsamen Kanals wie in Abb. 71 eingezeichnet. Dabei wurde angenommen, daß der phasempfindliche Gleichrichter eine Ausgangsspannung von 0,5 V/MHz Ablage liefert und daß die Empfindlichkeit des Piezostellelementes 3 MHz/V beträgt. Bis zur Frequenz von 2 kHz fällt die Verstärkung um 9 dB/Oktave ab, dann folgt zwischen 2 kHz und 2,9 kHz ein 6 dB/Oktave Abfall. Oberhalb 2,9 kHz führen der Integrator und der Tiefpass zu einem Verstärkungsabfall von 12 dB/Oktave.

Der schnelle Kanal verstärkt nur das an Pin 6 des phasenempfindlichen Gleichrichters anliegende Korrektursignal, er hat dadurch nur etwa die halbe Signalamplitude zur Verfügung. In Abb. 68 ist der Schaltplan des ersten Verstärkers dargestellt. Der Hochpass aus C_1 und R_{15} mit der Grenzfrequenz $\nu_g = 130$ Hz und der interne Hochpass des AH0013 mit $\nu_g = 1200$ Hz sorgen für eine Spannungsentkopplung. Die Verstärkung des AH0013 kann mit P_3 von 14- bis 45-fach eingestellt werden, sie betrage hier 11-fach. Die Sperrfilter dämpfen die noch vorhandenen Frequenzen ν_{wob} , $2\nu_{wob}$ und $3\nu_{wob}$.

Der Schaltplan der nachfolgenden Verstärker ist in Abb. 70 dargestellt. Die Grenzfrequenz des Hochpasses aus P_1 , R_1 und C_{12} ist variabel. Sie sei auf $\nu_g = 5,9$ kHz eingestellt. Der Endverstärker aus IC1 und IC2 ist ein Integrator, dessen Verstärkung von 340 Hz bis etwa 1,2 MHz um 6 dB pro Oktave abfällt [Hoef2]. Die obere Grenzfrequenz ist durch C_1 an den Frequenzgang des phasenempfindlichen Gleichrichters angepasst, der ab $\nu_g = 1,2$ MHz als Integrator wirkt. Der angeschlossene ADP-Kristall hat eine Empfindlichkeit von $70 \frac{\text{kHz}}{\text{V}}$ [Knau].

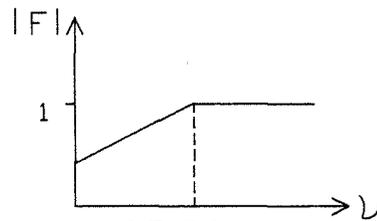
Mit der Annahme, daß der phasenempfindliche Gleichrichter am Ausgang Pin 6 ein Korrektursignal von 0,25 V/MHz Ablage abgibt, ergibt sich der in Abb. 71 eingezeichnete Verlauf der Kreisverstärkung des schnellen Kanals. Bis 1,2 kHz steigt die Kreisverstärkung an und bleibt dann bis 5,9 kHz konstant. Dies ist die Übernahmefrequenz des schnellen Kanals, dessen Verstärkung zu höheren Frequenzen hin um 6 dB/Oktave abfällt, während diejenige des langsamen Kanals um 12 dB/Oktave abfällt. Dadurch wird die Verstärkung des langsamen Kanals bei



*** Anmerkung:**

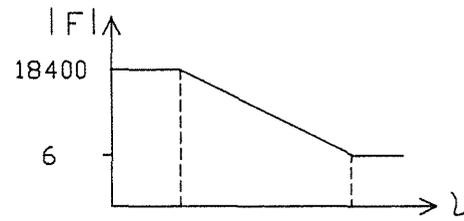
Bei aktivierter Regelung ist die Schalterstellung so wie eingezeichnet. Zum Ausschalten der Regelung ("Einfrieren") wird der Schalter S1 geöffnet. Dies geschieht durch Änderung der Spannung an Pin 5 von +15V nach 0 V.

Hochpass



0,5-5,9 kHz
(C12', P1 und R1, Standard-Einstellung 5,9 kHz)

Endverstärker BB 3554 & BB 3583



340 Hz 1-3 MHz
(C5 und R9) (C1 und R2, Standard-Einstellung 1,2 MHz)

Hochpass und Endverstärker des schnellen Kanals.
(Dorn 14.8.89)

Abb.70: Hochpass und Endverstärker des schnellen Kanals. Photographien der Platinen befinden sich im Anhang.

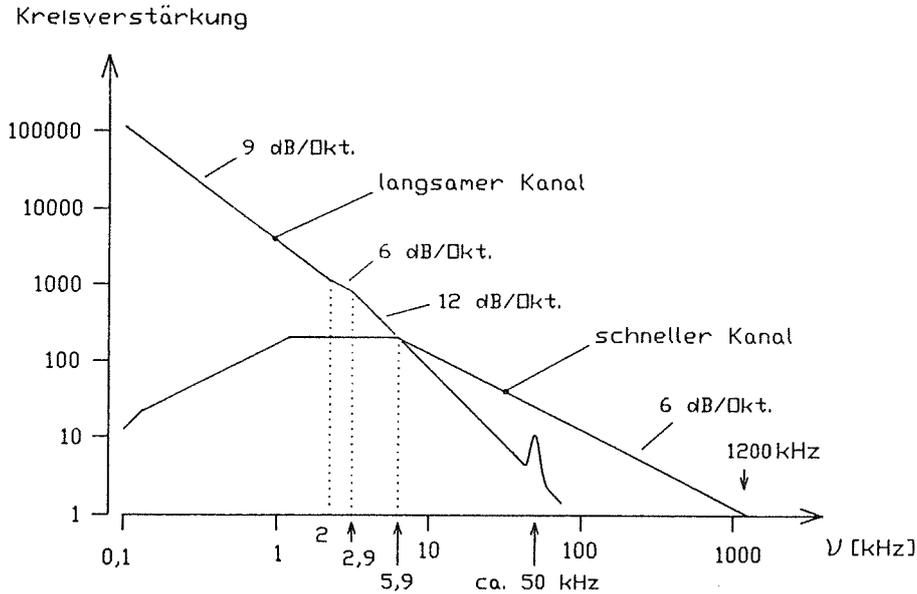


Abb.71 Die Kreisverstärkung der Regelung wenn die Frequenz bei der die Kreisverstärkung gleich 1 ist ("Unity-Gain Frequenz") bei 1,2 MHz liegt.

der 50-kHz-Resonanz des piezoelektrischen Spiegelverstellers so weit abgesenkt, daß die Kreisverstärkung einschließlich der Resonanzüberhöhung genügend weit unter derjenigen des schnellen Kanals ist.

Bei diesen Darstellungen des Betrags der Übertragungsfunktion in den Abbildungen 69 bis 71 wurde der tatsächliche Kurvenverlauf jeweils durch den asymptotischen Verlauf für $\nu \rightarrow 0$ und $\nu \rightarrow \infty$ angenähert. Dadurch erhält man oberhalb der Grenzfrequenz des Tiefpasses im langsamen Kanal von $\nu_g = 2,9$ kHz, also schon unterhalb der Übernahmefrequenz des schnellen Kanals bei 5,9 kHz, scheinbar einen Abfall der Verstärkung um 12 dB/Oktave und damit eine Phasendrehung von 180° , was Mitkopplung bedeuten würde. Tatsächlich beträgt die Phasendrehung eines Tiefpasses mit $\nu_g = 2,9$ kHz bei 5,9 kHz erst etwa 64° (Abb. 60). Es tritt also noch keine Mitkopplung auf.

In der Praxis stellt man die Verstärkung des langsamen Kanals relativ zum schnellen Kanal auf den maximal möglichen Wert ein. Dazu erhöht man die Verstärkung des bipolaren Koeffizientengliedes bis knapp unterhalb des Schwingeinsatzes der Regelung bei 12 kHz. Dieser Schwingeinsatz tritt dann auf, wenn die Übernahmefrequenz, die beim Erhöhen der Verstärkung des langsamen Kanals steigt, den Wert erreicht, bei dem die Phasendrehung des langsamen Kanals insgesamt 180° beträgt. Bei 12 kHz beträgt die Phasendrehung des Tiefpasses ($\nu_g = 2,9$ kHz) 76° , zusammen mit der Phasendrehung des Integrators von 90° ergibt sich 166° . Man kann also schließen, daß die anderen Elemente des langsamen Kanals die zu 180° Phase fehlende Phasendrehung von 14° verursachen.

Nachdem die Frequenzgänge des langsamen Kanals und des schnellen Kanals aneinander angeglichen sind, erhöht man die Gesamtverstärkung des Regelkreises bis knapp unter den Schwingeinsatz des schnellen Kanals. Dies geschieht durch Erhöhen der Photomultiplierspannung.

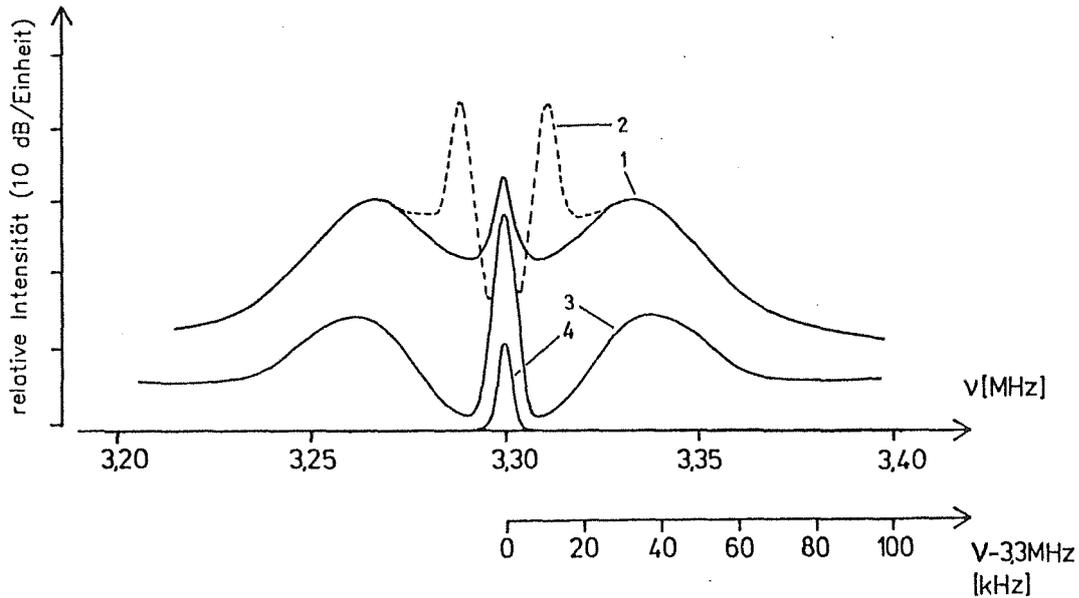


Abb.72: Spektren des Laserfrequenzrauschens. Kurve 1: Die Laserfrequenz ist nur schwach durch den langsamen Kanal geregelt. Kurve 2: Die Verstärkung des bipolaren Koeffizientengliedes wurde erhöht, bis der Schwingeinsatz bei 12 kHz eintrat. Kurve 3: Das Spektrum des Laserfrequenzrauschens nachdem der schnelle Kanal zugeschaltet wurde. Kurve 4: Das vom phasenempfindlichen Gleichrichter kommende 3,3-MHz-Signal bei ausgeschalteter Regelung (Null-Linie).

In Abb. 72 sind Spektren des Laserfrequenzrauschens abgebildet. Wie aus Kapitel 4.7.2 bekannt, werden die Schwankungen der Laserfrequenz dem 3,3-MHz-Signal durch Amplitudenmodulation aufgeprägt. Die Fourierkomponenten des Laserfrequenzrauschens sind dadurch als Seitenfrequenzen zu der Mittenfrequenz von 3,3 MHz im Photomultiplierstrom enthalten. Zur Aufnahme der Kurven wurde das Ausgangssignal des Vorverstärkers auf einen HF-Spektrumanalysator gegeben.

Bei der Aufnahme der Kurve 1 war die Laserfrequenz nur schwach durch den langsamen Kanal geregelt. Das Rauschspektrum entspricht etwa demjenigen ohne Regelung. Die Kreisverstärkung ist bei 12 kHz unter 1, so daß kein Schwingeinsatz auftritt. Man erkennt bei 35-40 kHz eine Überhöhung des Laserfrequenzrauschens. Durch Erhöhen der Verstärkung des bipolaren Koeffizientengliedes erreicht man schließlich den Schwingeinsatz bei 12 kHz (Kurve 2). Schaltet man den schnellen Kanal zu, so wird er unterdrückt (Kurve 3). Kurve 4 zeigt das vom Spektrumanalysator aufgenommene Spektrum, wenn die Regelung ausgeschaltet ist. Die hier noch vorhandene 3,3-MHz-Komponente wird von der gleichrichtenden Rechteckspannung erzeugt, die schwach über die Verbindungsleitung vom phasenempfindlichen Gleichrichter zum Spektrumanalysator gelangt.

Bei den Spektren des Laserfrequenzrauschens fällt die starke 3,3-MHz-Komponente auf. Dies ist die schon in Kapitel 4.5 diskutierte, auch im Abgleich vorhandene

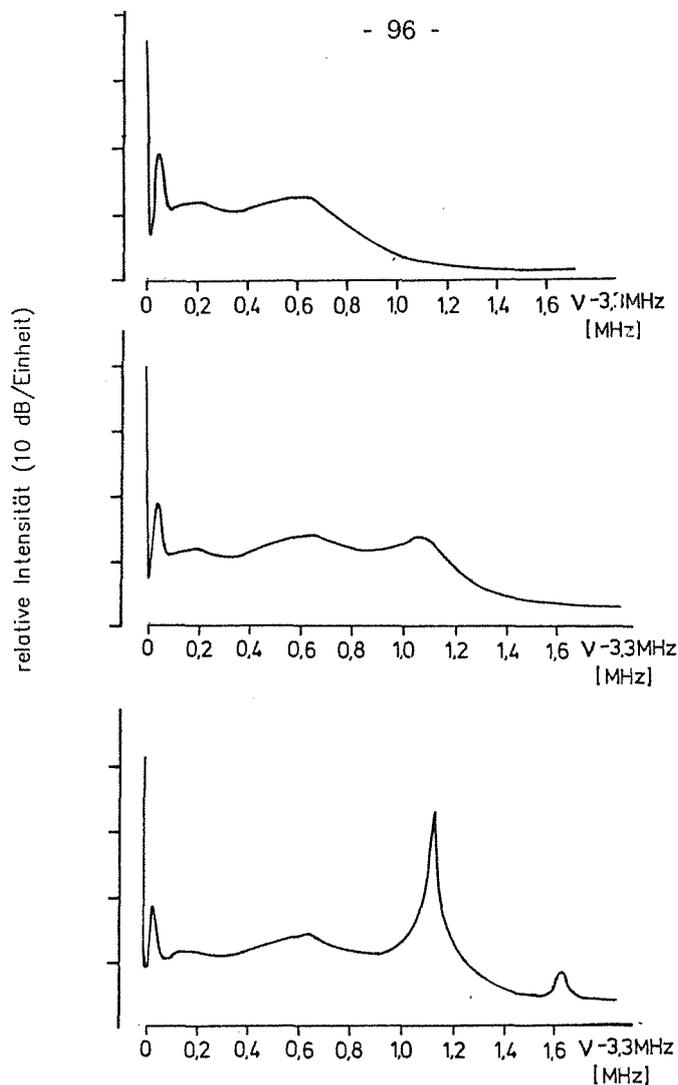


Abb.73: Spektren des Laserfrequenzrauschens. Da die Rauschspektren symmetrisch zur Frequenz 3,3 MHz liegen, sind hier im Unterschied zu Abb. 72 nur Frequenzen größer als 3,3 MHz wiedergegeben. Photomultiplierspannung wurde in der Abfolge der Meßkurven erhöht, bis der Schwingeinsatz bei 1,15 MHz auftrat.

dene, 3,3-MHz-Oszillation, die z.B. durch eine Asymmetrie der Übertragungsfunktion des Interferometers zustande kommt. Man sieht außerdem, daß die Verringerung des Frequenzrauschens durch die Regelung bei niedrigen Frequenzen höher ist als bei den hohen Frequenzen. Dies hat seine Ursache in der Zunahme der Kreisverstärkung zu niedrigen Frequenzen hin. Bei 10 kHz ist das Rauschen etwa um 22 dB (Faktor 12,6) vermindert. Dabei war die Kreisverstärkung noch nicht auf dem maximal möglichen Wert, da die Photomultiplierspannung bei der Aufnahme der drei Spektren gleich war, um die Rauschamplituden der Spektren miteinander vergleichen zu können.

In der Abb. 73 wurde in der Abfolge der Spektren die Photomultiplierspannung erhöht, bis der Schwingeinsatz des schnellen Kanals bei 1,15 MHz erreicht war. In den Diagrammen ist jeweils nur das Spektrum auf der rechten Seite der 3,3-MHz-Mittelfrequenz wiedergegeben ($\nu \geq 3,3$ MHz).

Unterhalb von ca. 800 kHz sind die hinter dem Photomultiplier gemessenen Rauschamplituden bei allen drei Spektren etwa gleich. Da die Verstärkung des

Photomultipliers aber erhöht wurde, bedeutet dies, daß die Amplituden des tatsächlichen Laserfrequenzrauschens in gleichem Maße abgenommen haben. Dies wird durch die Gleichung 4.28 (S. 79) bestätigt, nach der die Rauschamplituden bei hoher Verstärkung ($|F| \gg 1$) umgekehrt proportional zur Kreisverstärkung sind.

Abschließend sei hier diskutiert, wie bei gleichbleibender "unity-gain"-Frequenz die Kreisverstärkung bei niedrigen Frequenzen noch erhöht werden kann. Man könnte dazu zwischen den Frequenzen 5,9 kHz und 1,2 MHz, wo die Verstärkung nur um 6 dB/Oktave abfällt, über einen beschränkten Frequenzbereich einen zusätzlichen Verstärkungsabfall um 6 dB/Oktave einfügen. Der gerechnete Amplituden- und Phasenverlauf, wenn die Verstärkung z.B. über eine Dekade hinweg um 6 dB/Oktave abfällt, ist in Abb. 74 dargestellt. Die maximale Phasendrehung beträgt 55° . Zusammen mit der Phasendrehung des Integrators von 90° hat man also eine maximale Phasendrehung von 145° . Die Phasenreserve zu 180° beträgt damit noch 35° .

Allgemein ist die maximale Phasendrehung eines Verstärkungsabfalls um 6 dB/Oktave von einer Frequenz ν_a bis zu einer Frequenz ν_e bei der Frequenz $\nu_{\max} = \sqrt{\nu_a \nu_e}$ erreicht. Sie beträgt:

$$\phi_{\max} = \arctan \frac{1}{2} \left| \sqrt{\frac{\nu_a}{\nu_e}} - \sqrt{\frac{\nu_e}{\nu_a}} \right| \quad [4.29]$$

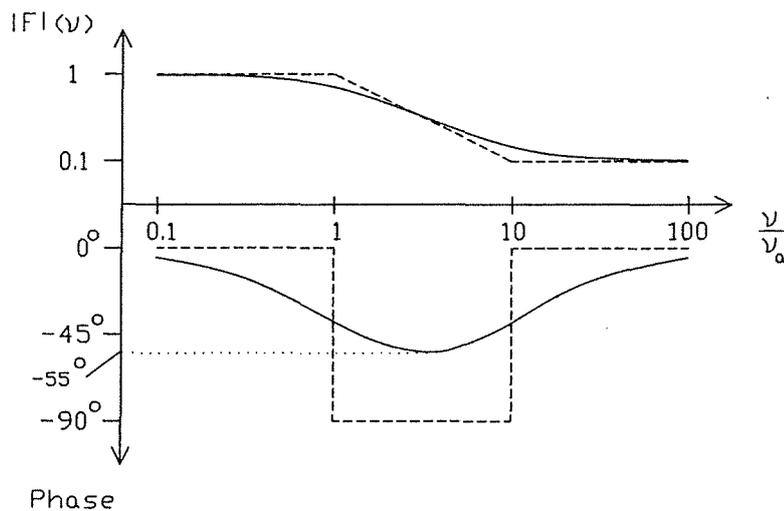


Abb.74: Das gerechnete (durchgezogene Kurven) und das genäherte Bodediagramm (gestrichelte Kurven), wenn die Verstärkung über eine Dekade hinweg um 6 dB/Oktave abfällt.

4.7 Die Stabilisierung des Referenzinterferometers

Durch die Regelung der Dye-Laserfrequenzen auf Transmissionsmaxima der Referenzinterferometer wird eine hohe Kurzzeitstabilität erreicht. Zur Erlangung der Langzeitstabilität werden die Interferometer ihrerseits auf einen in [Burg] und [Hoff] näher beschriebenen jodstabilisierten HeNe-Laser geregelt.

Im Laserresonator dieses HeNe-Lasers befindet sich eine Küvette mit molekularem Jod¹²⁹. Dieses hat im Absorptionsbereich des HeNe-Lasers zahlreiche Absorptionslinien. Ist die HeNe-Laserfrequenz im Maximum einer solchen Resonanz, so wird diese durch die hohe resonatorinterne Feldstärke teilweise gesättigt, und es entsteht ein sogenannter inverser Lamb-dip, d.h. das Absorptionsvermögen nimmt im Maximum einer jeden Absorptionslinie ab. Dieser inverse Lamb-dip folgt wie die Transmission einer Interferometerresonanz einem Lorentzprofil. Man kann daher, analog zur Stabilisierung der Dye-Laserfrequenz auf ein Resonanzmaximum des Referenzinterferometers, die HeNe-Laserfrequenz auf den Scheitel des inversen Lamb-dip stabilisieren. Dazu wird die Frequenz des Lasers durch periodische Längenänderung des Laserresonators mit der Frequenz $\nu_{wob} = 470$ Hz moduliert.

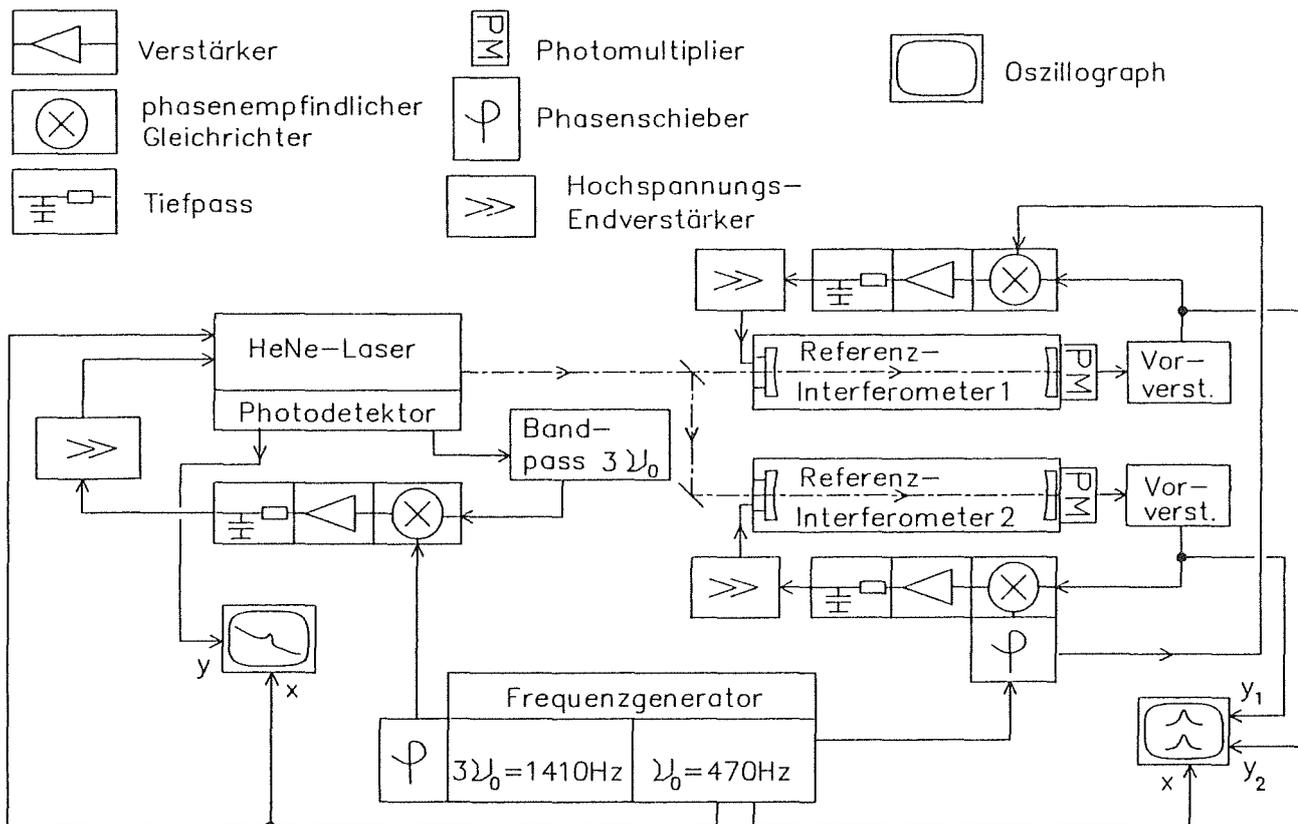


Abb.75: Blockschaltbild der HeNe-Laser Regelung und der Referenz-Interferometer Regelungen.

Wie in den Kapiteln 4.1-4.4 gezeigt wurde, enthält die Laserintensität dann gemäß der Ablage der mittleren Laserfrequenz von einer Absorptionsstelle Komponenten der Modulationsfrequenz und ihrer Vielfachen. Für die Erzeugung des Korrektursignals benutzt man in diesem Fall die $3v_{wob}$ -Komponente, deren Amplitude wie die v_{wob} -Komponente bei Frequenzablage 0 einen Nulldurchgang hat, aber im Gegensatz zu dieser wesentlich unempfindlicher gegen Asymmetrien in der Untergrundintensität ist [Burg].

Die Frequenzmodulation des jodstabilisierten HeNe-Lasers nutzt man gleichzeitig aus, um die Referenz-Interferometer zu stabilisieren. Wie die Dye-Laserfrequenz, so fährt auch die HeNe-Laserfrequenz die Transmissionskurve des Interferometers ab. Abweichungen des Resonanzmaximums von der jodstabilisierten mittleren HeNe-Laserfrequenz werden durch piezoelektrische Abstandsänderung der Resonatorspiegel des Interferometers korrigiert. Wegen des fehlenden Untergrundes wird hier die stärkere v_{wob} -Komponente in der transmittierten Intensität zur Erzeugung des Korrektursignals benutzt.

In Abb. 75 ist das Blockschaltbild der Regelelektronik für die Frequenzregelung des HeNe-Lasers und der Referenz-Interferometer dargestellt.

4.8 Der optische Aufbau des Farbstofflasersystems

Abb. 76 zeigt den vollständigen optischen Aufbau eines der zwei stabilisierten Farbstofflasersysteme.

Der aus dem Laserresonator ausgekoppelte Strahl durchläuft zunächst eine optische Diode bestehend aus den Polarisationsprismen P1 und P2 und dem Faraday-Dreher (FD1). Sie verhindert, daß von weiter hinten im Strahlweg stehenden Elementen reflektiertes Laserlicht zurück in den Resonator gelangt, denn dies würde den stabilen Ein-Moden-Betrieb des Lasers stören. Die durch die optische Diode erfolgte Drehung der Polarisation um 45° wird durch den nachfolgend durchlaufenen Fresnel-Dreher rückgängig gemacht, so daß der Strahl wieder waagrecht (in Abb. 76 in der Zeichenebene) polarisiert ist. Der Strahlteiler T1 führt einen Teil des Laserlichtes zur Lichtmischung. Der durchgehende Teil wird für die Frequenzstabilisierung benutzt. Hier folgt das Polarisationsprisma P3. Dieses sorgt für eine vollkommen lineare Polarisation des beim Durchgang durch die Glaskörper des Fresnel-drehers und des Strahlteilers etwas depolarisierten Strahles. Wie schon aus Abschnitt 4.2 bekannt, ist eine lineare Polarisation und die richtige Orientierung des Modulators Voraussetzung dafür, daß das Licht

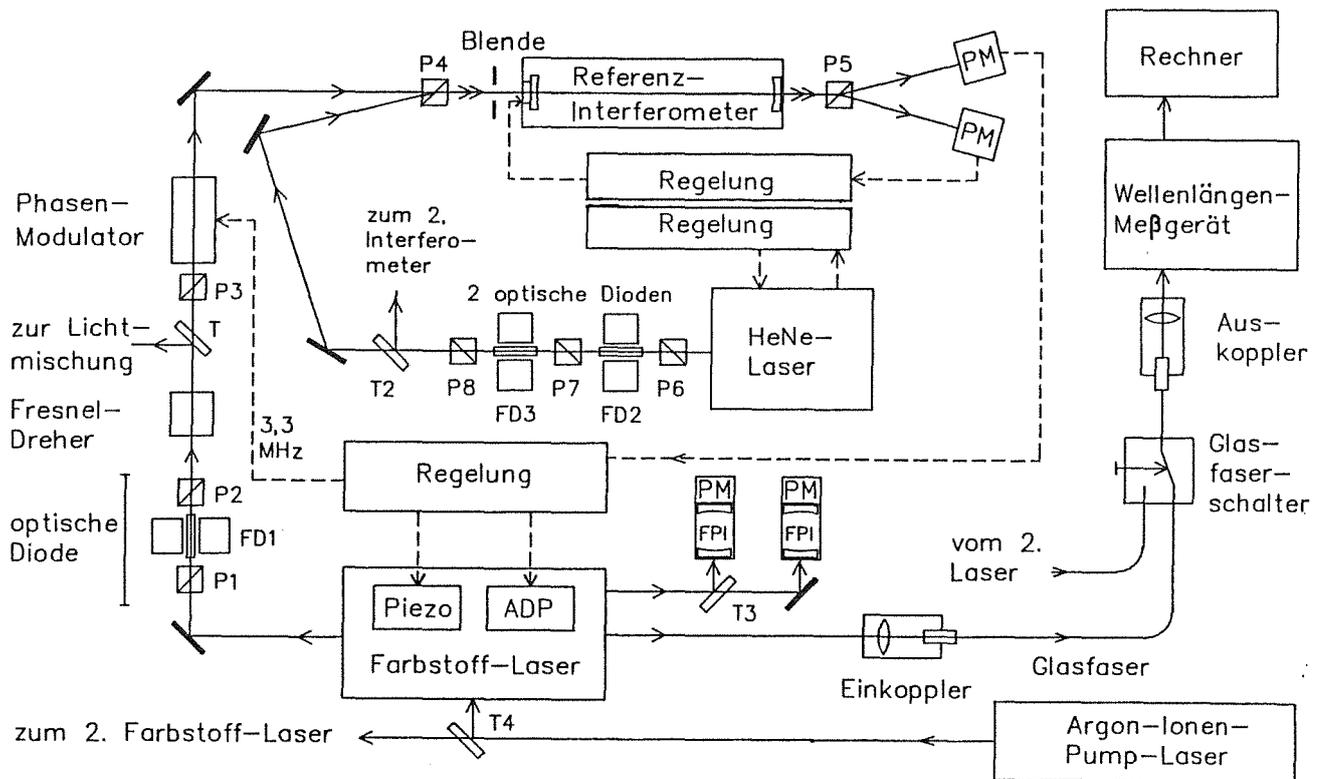


Abb.76: Der optische Aufbau eines der beiden Farbstofflasersysteme. P1-P8: Polarisationsprismen. FD1-FD3: Faraday-Dreher, die die Polarisation um 45° drehen. PM: Photomultiplier. T1-T4: Strahlteiler.

beim Durchgang durch den Modulator linear polarisiert bleibt und hinter dem Polarisationsprisma P4 keine Amplitudenmodulation des Laserlichtes auftritt. Auf die nun folgende kollineare Überlagerung von Dye-Laserstrahl und HeNe-Laserstrahl und der Einkoppelung in das Referenzinterferometer wird näher in den Kapiteln 4.9.1 und 4.9.2 eingegangen werden.

Der Strahl des HeNe-Lasers durchläuft vor der Einkoppelung in die Referenzinterferometer zur optischen Isolierung zunächst 2 hintereinandergeschaltete optische Dioden, bestehend aus den Polarisationsprismen P6-P8 sowie den Faraday-Drehern FD2 und FD3.

Die in den Laser-Resonatoren verwendeten dielektrischen Spiegel transmittieren einen kleinen, vom Einfallswinkel abhängigen Teil der resonatorinternen Leistung. Bei den Farbstoff-Lasern werden diese zusätzlich ausgekoppelten Strahlen zur Frequenzmessung und zur Kontrolle des Ein-Moden-Betriebes der Laser benutzt. Der vom Spiegel M5 (Abb.1) transmittierte Strahl hat etwa 3% der Leistung des vom Auskoppler M4 transmittierten Strahles. Er wird in eine Glasfaser eingekoppelt und dann über einen Glasfaserschalter zu dem in [Steil] und [Schr] näher beschriebenen Wellenlängenmeßgerät geführt. Der Glasfaserschalter erlaubt die abwechselnde Einkoppelung der beiden Dye-Laserstrahlen ins Wellenlängenmeßgerät. Dieses besteht aus einem Gitterspektrographen und drei ebenen Fabry-Pe-

rot Interferometern mit freien Spektralbereichen von 1,5 GHz, 20,5 GHz und 340 GHz. Ihr Interferenzmuster wird von einem Rechner ausgewertet. Dieser gibt die Position der Transmissionsmaxima innerhalb der Dispersionsgebiete der Interferometer an. Auf diese Weise läßt sich der relative Frequenzabstand der Laser mit einer Genauigkeit von etwa 15 MHz bestimmen.

Der vom Spiegel M6 transmittierte Strahl wird in zwei als Spektrumanalysatoren betriebene konfokale Fabry-Perot-Interferometer mit Spektralbereichen von 2 GHz und 10 GHz eingekoppelt. Diese dienen zur Kontrolle des Einmodenbetriebes des Lasers.

4.8.1 Die Einkoppelung in das konfokale Referenz-Interferometer

Die Resonanzfrequenzen ν_q eines Interferometers, das aus zwei sich gegenüberliegenden Spiegeln besteht, sind nach [Sieg] näherungsweise $\nu_q \approx q \frac{c}{2L}$, ($q = 1, 2, \dots$). Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit im Medium zwischen den Spiegeln. Dabei sind aber ebene Wellen und ebene Spiegel vorausgesetzt. Behandelt man das Licht im Resonator als Gauß'sche Strahlen und berücksichtigt man die Krümmung der Spiegel, so erhält man nach genauer Berechnung der Phasenentwicklung bei der Propagation des Strahls die genaueren Resonanzfrequenzen ν_{qmn} zu:

$$\nu_{qmn} = \left(q + (m + n + 1) \frac{\arccos \sqrt{g_1 g_2}}{\pi} \right) \frac{c}{2L} \quad [4.30]$$

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$$

c : Lichtgeschwindigkeit

L : Abstand der Spiegel voneinander

R_1, R_2 : Spiegelradien

[Sieg] (S.333). Die Resonanzfrequenzen ν_{qmn} sind also außer von der axialen Modenzahl q auch von den transversalen Modenzahlen m und n , sowie von den Krümmungsradien R_1 und R_2 der Spiegel abhängig. Für ebene Spiegel ($R_1 = R_2 = \infty$) erhält man wieder die Form $\nu_q \approx q \frac{c}{2L}$. Bei den hier verwendeten konfokalen Interferometern ist $R_1 = R_2 = L$, und daher sind die g -Parameter $g_1 = g_2 = 0$. Die Resonanzfrequenzen sind nun:

$$\nu_{qmn} = \left(q + \frac{(m + n + 1)}{2} \right) \frac{c}{2L} \quad [4.31]$$

Bei gerader Summe $m+n$ sind also die Transversalmoden eines bestimmten axialen Modes q um ganzzahlige Vielfache des axialen Modenabstandes $\frac{c}{2}L$ zu höheren Frequenzen verschoben und fallen mit axialen Moden höherer Ordnung zusammen. Die Transversalmoden mit ungerader Summe $n+m$ liegen genau zwischen diesen Moden. Sie sind um $(m+n)\frac{c}{4L}$ verschoben.

Ein kleiner Fehler im Abstand der Resonatorspiegel voneinander oder eine Abweichung der Spiegeloberflächen von der idealen Kugelform bewirkt nun, daß die g -Parameter nicht mehr exakt Null sind. Setzt man $\sqrt{g_1 g_2} = \alpha$ so gilt für kleine α :

$$\arccos \alpha = \frac{\pi}{2} - \alpha$$

[4.32]

$$v_{qmn} = \left(q + \frac{(m+n+1)}{2} - \frac{\alpha}{\pi} (m+n+1) \right) \frac{c}{2L}$$

Nun fallen die höheren Transversalmoden nicht mehr exakt mit axialen Moden ($m=n=0$) zusammen, sondern sind gemäß der Summe $m+n$ etwas verschoben. Ist diese Verschiebung klein gegen die Halbwertsbreite des Interferometers, so überlagern die Resonanzen der einzelnen Moden einander, und es ergibt sich eine resultierende Resonanzkurve, die etwas asymmetrisch und deren Maximum etwas verschoben ist.

Durchläuft ein Laserstrahl das Interferometer, so werden je nach dessen Strahlparametern und relativer Lage zur Interferometerachse im allgemeinen viele Transversalmoden höherer Ordnung angeregt. Die damit verbundene Asymmetrie und Verschiebung der Transmissionskurve bewirkt auch eine Verschiebung des Stabilisierungspunktes der Laserfrequenz. Diese Verschiebung hätte keinen Einfluß auf die Stabilität der Laserfrequenz, wenn sie zeitlich konstant wäre. Der Dye-Laserstrahl kann aber kleine, zufällige Strahlwanderungen bezüglich der Interferometerachse vollführen. Als Folge werden die Transversalmoden im Lauf der Zeit verschieden stark angeregt; die Frequenz des Stabilisierungspunktes bleibt dann nicht konstant. Dies kann verbessert werden, wenn der Laserstrahl mit der Achse des Interferometers genau zur Deckung gebracht wird. Für diese Lage wird die Zahl der angeregten Transversalmoden minimal. Die Frequenz des Transmissionsmaximums nimmt einen Extremwert an und ändert sich daher für kleine Strahlwanderungen nicht mehr. Eine zusätzliche Anpassung der Strahlparameter des Laserstrahls an den Grundmode ($q,0,0$) des Interferometers (Modenanpassung) bringt keine weiteren Vorteile, da bei Strahlwanderungen auch wieder höhere Transversalmoden angeregt werden, so daß die Position der Resonanz auch hier nicht konstant ist, sondern nur einen Extremwert annimmt.

Sind Interferometerachse und Laserstrahl kollinear, so fällt jede zweite Resonanzstelle weg, da Moden (q,m,n) mit $m+n=$ ungerade höchstens noch schwach angeregt werden. Die richtige Justierung des Interferometers läßt sich also leicht kontrollieren: Man verändert die Länge des Interferometers periodisch über einige Dispersionsgebiete und betrachtet auf einem Oszilloskop die transmittierte Intensität als Funktion der Resonatorlänge. Bei genügend guter Justierung beobachtet man, daß jede zweite Resonanzstelle schwächer wird, während die anderen an Intensität gewinnen. Bei den verwendeten Interferometern hatten die Resonanzen der Moden mit $m+n=$ ungerade bei optimaler Justierung noch etwa 5% der Intensität der Moden mit $m+n=$ gerade.

Eine weitere Verringerung der Empfindlichkeit der Stabilisierungsfrequenz gegen Parallelversätze des Laserstrahles bewirkt eine Irisblende direkt vor dem Interferometer. Sie wird auf die Interferometerachse zentriert und ihre Öffnung wird dem Durchmesser des Gauß'schen Grundmodes $(q,0,0)$ angepaßt. Dadurch gelangt nur der Bereich des einfallenden Laserstrahls in den Resonator, der am Ort der Blende genau auf der Achse liegt. Parallelbewegungen des Strahls weg von der Achse führen nur noch zu Asymmetrien in der transversalen Intensitätsverteilung des durchgelassenen Strahls. Der Strahlradius des Gauß'schen Grundmodes des Resonators am Ort der Blende läßt sich mit Hilfe von Gl. 2.8 aus dem Strahlradius w_0 der Strahltaile berechnen. w_0 liegt beim konfokalen Interferometer in der Mitte zwischen den zwei Spiegeln und beträgt nach [Sieg]:

$$w_0 = \sqrt{\frac{L\lambda}{2\pi}}$$

Bei den hier verwendeten Referenz-Interferometern mit $L=25$ cm beträgt der Strahlradius am Ort der etwa 15 cm von der Strahltaile entfernten Irisblende $w(z=15 \text{ cm})=0,25$ mm bei $\lambda=633$ nm.

4.8.2 Die kollineare Überlagerung verschiedener Laserstrahlen mittels Polarisationsprismen

Bei der angewandten Methode zur Stabilisierung der Dye-Laserfrequenz ist es notwendig, daß der Dye-Laserstrahl und der HeNe-Laserstrahl gleichzeitig in ein Referenz-Interferometer eingekoppelt werden. Beide sollen kollinear auf der optischen Achse des Interferometers liegen, damit eventuelle Strahlwanderungen die Frequenzstabilität weitgehend unbeeinflußt lassen.

Damit die Einzelstrahlen hinter dem Interferometer wieder voneinander getrennt und separaten Photomultipliern zugeführt werden können, werden sie vor ihrer Überlagerung orthogonal zueinander polarisiert. Die Trennung kann dann durch

sogenannte Polarisationsstrahlteiler erfolgen. Das sind solche Polarisationsprismen, die einen unpolarisierten Strahl in zwei vollständig linear und zueinander orthogonal polarisierte Strahlen trennen. Wenn man den Lichtweg umkehrt, kann man mit einem solchen Polarisationsprisma aber auch zwei Einzelstrahlen kollinear überlagern und gleichzeitig orthogonal zueinander polarisieren. Zu diesem Zweck wurden verschiedene Typen von Polarisationsprismen getestet. Diese sollen in diesem Kapitel kurz vorgestellt werden. Zur kollinearen Überlagerung kann man auch einen gewöhnlichen Strahlteiler benutzen. Dieser hat aber den Nachteil, daß nur 50% der Laserleistung in das Interferometer eingekoppelt wird. Außerdem ist vor dem Strahlteiler für jeden Laserstrahl ein Polarisationsprisma zur linearen Polarisation notwendig.

Polarisationsprismen werden aus doppelbrechenden, einachsigen Kalkspat-Einkristallen hergestellt. Die Schnittebene durch einen Kristall, die die optische Achse und einen einfallenden Lichtstrahl enthält, wird Hauptschnitt des Strahls genannt. Bei Eintritt in den Kristall wird der Strahl in einen senkrecht zu dieser Ebene polarisierten ordentlichen und einen in dieser Ebene polarisierten außerordentlichen Strahl aufgespalten. Der Brechungsindex n_o für einen ordentlichen Strahl ist unabhängig vom Winkel θ des Strahls zur optischen Achse $n_o = 1,658$ bei $\lambda = 580 \text{ nm}$. Der Brechungsindex n' des außerordentlichen Strahls ist von θ abhängig: [Born](S.680):

$$\frac{1}{n'^2} = \frac{1}{n_o^2} \cos^2 \theta + \frac{1}{n_a^2} \sin^2 \theta \quad \left. \begin{array}{l} n_o = 1,658 \\ n_a = 1,486 \end{array} \right\} \text{ bei } \lambda = 580 \text{ nm} \quad [4.33]$$

Dies ist die Gleichung des sog. Indexellipsoides. Es gilt $n'(\theta = 0^\circ) = n_o$ und $n'(\theta = 90^\circ) = n_a$.

Zunächst sollte ein sog. Wollastonprisma zur Strahlzusammenführung verwendet werden. Es ist aus zwei miteinander verkitteten Kalkspatprismen aufgebaut, deren optische Achsen wie in Abb. 77 liegen. Ein von links einfallender Lichtstrahl

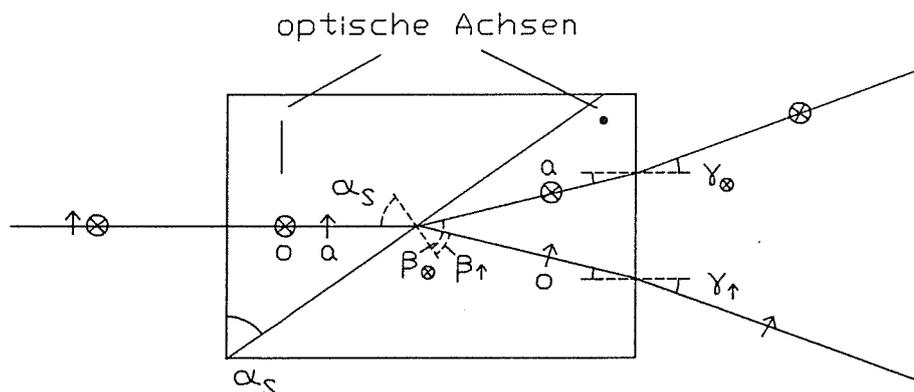


Abb.77: Das Wollaston-Prisma.

wird beim Eintritt in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl aufgespalten. Zunächst sind beide kollinear. An der diagonalen Schnittkante werden sie getrennt. Der außerordentliche Strahl wird nun ordentlicher Strahl, und der Brechungsindex ändert sich entsprechend. Da $n_a < n_o$, wird der Strahl zum Ausfallslot hin gebrochen. Entsprechend wird der ordentliche Strahl, dessen Polarisation im ersten Prisma senkrecht zum Hauptschnitt lag, im zweiten zum außerordentlichen Strahl und daher vom Lot weg gebrochen. Beim Austritt aus dem zweiten Prisma wird die Divergenz der zwei Strahlen noch erhöht. Die die in Abb. 77 aufgeführten Brechungswinkel β und γ hängen nach den folgenden Gleichungen vom Schnittwinkel α_s ab. Für in Abb. 77 senkrecht zur Zeichenebene polarisiertes Licht gilt:

$$\sin \beta_{\otimes} = \frac{n_o}{n_a} \sin \alpha_s \quad \sin \gamma_{\otimes} = n_a \sin(\beta_{\otimes} - \alpha_s)$$

Für in Abb. 77 in der Zeichenebene polarisiertes Licht gilt:

$$\sin \beta_{\uparrow} = \frac{n_a}{n_o} \sin \alpha_s \quad \sin \gamma_{\uparrow} = n_o \sin(\beta_{\uparrow} - \alpha_s)$$

Der Divergenzwinkel $\gamma_{\uparrow} + \gamma_{\otimes}$ beträgt bei den hier verwendeten Wollaston-Prismen 20° ($\alpha_s = 45^\circ$).

Die Umkehrung dieses Lichtweges gilt nur für entsprechend polarisiertes Licht. Eine falsch polarisierte Komponente verläuft im Kristall anders und trägt nicht zum benutzten Strahl bei, so daß die kollinear überlagerten Laserstrahlen exakt orthogonal polarisiert sind.

Ein Nachteil des Wollastonprismas ist seine Dispersion. Benutzt man das Wollaston-Prisma zur Strahlzusammenführung des Dye-Laserstrahls und des HeNe-Laserstrahls vor der Einkopplung in das Referenz-Interferometer, so führt eine Verstimmung der Wellenlänge des Dye-Lasers zu einer Veränderung des Austrittswinkels aus dem Prisma, so daß der Strahl von der Interferometerachse abweicht. War der Dye-Laserstrahl zunächst so auf die Interferometerachse justiert, daß die Resonanzen der Transversalmoden mit ungerader Summe $n+m$ noch etwa 5% der Intensität hatten wie die Resonanzen der Transversalmoden mit gerader Summe $n+m$, so war eine Verstimmung der Wellenlänge des Lasers um 10 nm ausreichend, damit die Intensität aller Resonanzen wieder annähernd gleich war.

Als Alternative zum Wollaston-Prisma wurde daher ein Rochon-Prisma gewählt (Abb. 78).

Im ersten Kristall ist ein von links kommender Strahl, unabhängig von seiner Polarisation, ordentlicher Strahl, da die optische Achse in Strahlrichtung zeigt. Im zweiten Prisma wird die senkrecht zur Zeichenebene polarisierte Komponente zu

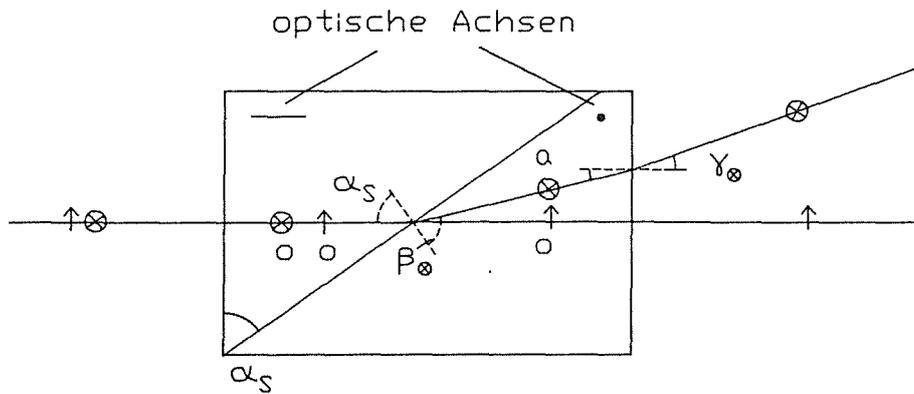


Abb.78: Das Rochon-Prisma.

einem außerordentlichen Strahl und wird vom Lot auf die diagonale Schnittfläche weggebrochen. Die in der Zeichenebene polarisierte ordentliche Komponente verläuft ohne Brechung durch den Kristall und ist daher auch keiner Dispersion unterworfen. Der Brechungswinkel β_0 und der Austrittswinkel γ_0 hängt nach folgenden Gleichungen vom Schnittwinkel α_S ab:

$$\sin \beta_0 = \frac{n_o}{n_a} \sin \alpha_S \quad \sin \gamma_0 = n_a \sin(\beta_0 - \alpha_S)$$

Bei den hier verwendeten Rochon-Prismen beträgt der Divergenzwinkel $\gamma_0 = 10^\circ$ und der Schnittwinkel $\alpha_S = 44^\circ$.

Eine weitere Möglichkeit zur Strahlzusammenführung ist die Verwendung eines Glan-Air-Prismas mit seitlichem optischen Fenster. Es besteht aus zwei Prismen, die nicht verkittet sind, sondern zwischen denen ein schmaler Luftspalt ist (Abb. 79). Der Schnittwinkel α_S sei hier zu $39,6^\circ$ angenommen. Bei diesem Schnittwinkel

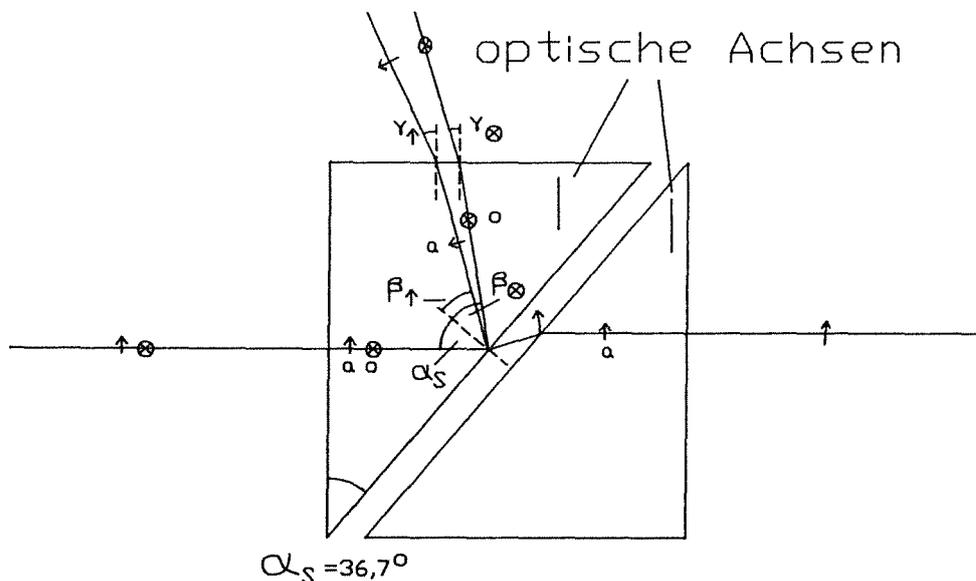


Abb.79 Das Glan-Air-Prisma.

ist der Winkelbereich, innerhalb dessen ein auf das Prisma einfallender Strahl polarisiert wird, symmetrisch für die in Gl. 4.33 angegebenen Brechungsindizes n_o und n_a , also für Licht der Wellenlänge $\lambda = 580$ nm. Der Winkelbereich beträgt relativ zum Einfallslot zu beiden Seiten hin 4° .

Bei einem von links kommenden ordentlichen Strahl ist der Grenzwinkel der Totalreflexion überschritten, er wird vollständig reflektiert. Für den außerordentlichen Strahl ist der Grenzwinkel noch nicht überschritten, er wird nur zum Teil reflektiert. Der Rest passiert den Luftspalt und tritt unter einem kleinen Parallelversatz in das zweite Prisma ein. Für diesen Strahl tritt bis auf eine zu vernachlässigende Änderung des Parallelversatzes keine Dispersion auf.

Die Reflexion des außerordentlichen Strahles an der schrägen Prismenfläche erfolgt nicht einfach nach dem Reflexionsgesetz, sondern es findet aufgrund der Änderung des Brechungsindex n' gleichzeitig eine Brechung statt. Diese kombinierte Reflexion und Brechung läßt sich besonders anschaulich darstellen, wenn die reflektierten Wellenfronten nach dem Huygens'schen Prinzip konstruiert werden (Abb. 80). Eine einfallende ebene Welle treffe zu einer bestimmten Zeit die Grenzfläche im Punkt A. A ist nun der Ausgangspunkt für zwei Elementarwellen: Die des ordentlichen Strahles ist kugelförmig, da dessen Ausbreitungsgeschwindigkeit unabhängig von der Ausbreitungsrichtung ist. Die des außerordentlichen Strahles ist ein Rotationsellipsoid, da dessen Ausbreitungsgeschwindigkeit vom Winkel θ des Strahls zur optischen Achse abhängt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des außerordentlichen Strahls erhält man durch Multiplikation der Gl. 4.33 mit dem Quadrat der Vakuumlichtgeschwindigkeit.

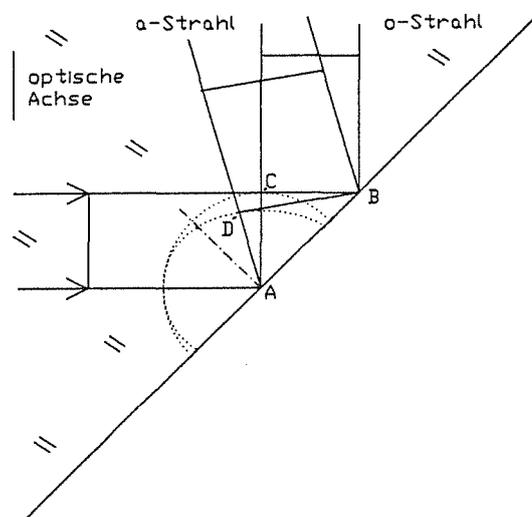


Abb.80: Die Erklärung der Brechung des außerordentlichen Strahles bei der Reflexion an der schrägen Prismenfläche des Glan-Air-Polarisators mittels des Huygens'schen Prinzips.

Zum Zeitpunkt, an dem die einfallende Welle Punkt B erreicht hat, haben sich die Elementarwellen wie in Abb. 80 eingezeichnet ausgebreitet. Zeichnet man die Tangenten an die Elementarwellen durch Punkt B ein, so erhält man die Richtungen der reflektierten Strahlen durch Verbinden von Punkt A mit den Berührungspunkten C bzw. D. Es ergibt sich, daß der ordentliche Strahl dem Reflexionsgesetz gehorcht: Einfallswinkel = Ausfallswinkel. Der außerordentliche Strahl dagegen wird zum Einfallslot hingebrochen. Vor der Reflexion verläuft der Strahl als a-Strahl senkrecht zur optischen Achse, der Brechungsindex ist $n' = n_a$. Nach der Reflexion verläuft er unter einem Winkel θ von ca. 16° zur optischen Achse, nach Gl. 4.33 weicht der Brechungsindex n' nun nur etwa 1% statt vorher 10,4% von n_o ab: $n' \simeq n_o$. Den Reflektionswinkel β_{\uparrow} und den Austrittswinkel aus dem Prisma γ_{\uparrow} (Abb. 79) erhält man nun zu:

$$\sin \beta_{\uparrow} = \frac{n_a}{n_o} \sin \alpha_S \quad \sin \gamma_{\uparrow} = n_o \sin(90^\circ - \alpha_S - \beta_{\uparrow})$$

Die entsprechenden Winkel β_{\otimes} und γ_{\otimes} für den total reflektierten ordentlichen Strahl sind:

$$\beta_{\otimes} = \alpha_S \quad \sin \gamma_{\otimes} = n_o \sin(90^\circ - \alpha_S - \beta_{\otimes})$$

Für $\alpha_S = 39,6^\circ$ wird der außerordentliche Strahl bei der Reflexion um $\beta_{\otimes} - \beta_{\uparrow} = 4,8^\circ$ zum Einfallslot hingebrochen. Außerhalb des Kristalls beträgt die Divergenz der zwei senkrecht zueinander polarisierten, reflektierten Strahlen $\gamma_{\uparrow} - \gamma_{\otimes} = 8,4^\circ$.

Da das Glan-Air-Prisma auch an anderen Stellen im Strahlweg zur Polarisation eingesetzt wird, sei hier noch auf die auftretenden Leistungsverluste für den gerade durchgehenden außerordentlichen Strahl eingegangen. Da der Einfallswinkel α des außerordentlichen Strahles auf die schräge Prismenkante dem Grenzwinkel

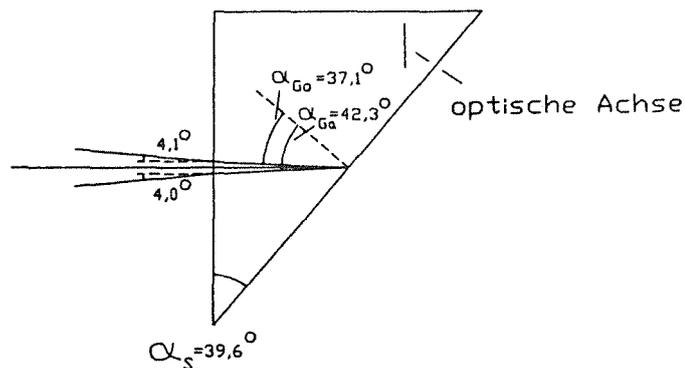


Abb.81: Der Bereich des Einfallswinkels, innerhalb dessen der transmittierte außerordentliche Strahl polarisiert ist.

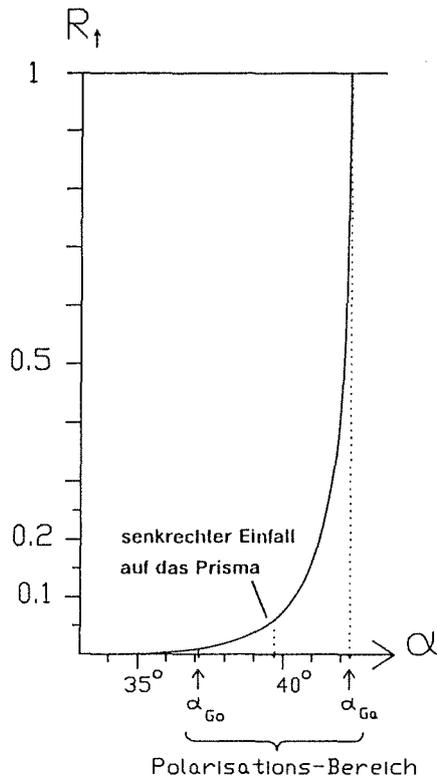


Abb.82: Der Reflektionsverlust des außerordentlichen Strahls an einer schrägen Prismenfläche in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α .

der Totalreflexion nahe kommt, sind die Reflexionsverluste stark von α abhängig und können bei falscher Stellung des Prismas sehr hoch werden. Der Grenzwinkel der Totalreflexion für den zunächst außerordentlichen Strahl α_{Ga} beträgt: $\sin \alpha_{Ga} = \frac{1}{n_a} \Rightarrow \alpha_{Ga} = 42,3^\circ$. Der entsprechende Winkel für den ordentlichen Strahl α_{Go} beträgt: $\sin \alpha_{Go} = \frac{1}{n_o} \Rightarrow \alpha_{Go} = 37,1^\circ$. In diesem Winkelbereich von $5,2^\circ$ Weite ist das durchgehende Licht polarisiert. Außerhalb des Prismas ist dieser 'erlaubte' Bereich $\gamma_{Go} + \gamma_{Ga}$ auf $8,1^\circ$ erweitert (Abb. 81). Der Reflektionskoeffizient der Intensität ist nach [Born] für in der Einfallsebene polarisiertes Licht:

$$R_r = \frac{\tan^2(\alpha - \beta_r)}{\tan^2(\alpha + \beta_r)}$$

R_r ist in Abb. 82 für den hier relevanten Winkelbereich aufgetragen. Im polarisierenden Arbeitsbereich liegt α zwischen dem reflektionsfreien Brewster-Winkel und dem Grenzwinkel der Totalreflexion. Für steigende Winkel α wächst der Reflektionsverlust schnell an. Beim Eintritt in das zweite Prisma tritt noch einmal derselbe Verlust auf. Bei senkrechtem Lichteinfall auf das Polarisationsprisma, also bei $\alpha = 39,6^\circ$, erhält man Verluste von je 6%. Zusammen mit den Verlusten beim Eintritt und beim Austritt aus dem Prisma von je 4% gehen insgesamt ca. 20% der Intensität verloren.

5. Untersuchungen zur Frequenzstabilität des geregelten Farbstofflasers

Um festzustellen, wie sich die vorgenommenen Verbesserungen auf die Frequenzstabilität der Laser auswirken, wurde ein Experiment durchgeführt, bei dem die Differenzfrequenz zwischen einem stabilisierten Farbstofflaser und einem jodstabilisierten HeNe-Laser gemessen wurde.

Zur Überlagerung der beiden Laserstrahlen wurde ein Teil der Ausgangsleistung des Farbstofflasers mit einem Strahlteiler abgekoppelt. Der Strahlteiler befindet sich hinter der optischen Diode, aber noch vor dem Phasenmodulator (vgl. Abb. 76, S. 100; hier: Strahlteiler T1); der ausgekoppelte Laserstrahl weist daher keine Phasenmodulation auf. Die Leistung des Teilstrahls wurde mittels eines Abschwächers auf 1-2 mW eingestellt und mit einem HeNe-Laserstrahl, dessen Leistung $15 \mu\text{W}$ betrug, kollinear überlagert. Die Strahlen waren dabei parallel zueinander polarisiert. Die überlagerten Strahlen wurden mittels einer Sammellinse (Brennweite 20 cm) auf eine schnelle Pin-Photodiode (Hewlett Packard 5082-4220) fokussiert, die in Sperrichtung betrieben wurde. In dieser Diode entsteht durch die Einwirkung des Laserlichts ein Photostrom, der neben einem Gleichstromanteil die hier interessierende hochfrequente Wechselstromkomponente mit der Differenzfrequenz der beiden Laser enthält. Das Wechselstromsignal der Photodiode wurde mit zwei Verstärkern (Miteq AU 1054) verstärkt, über ein Frequenzfilter (Boonton Radio 230A) geleitet und mittels eines Frequenzzählers (EIP Model 545) aufgenommen. Mit dieser Anordnung konnten Differenzfrequenzen bis zu 1 GHz gemessen werden.

Da der Farbstofflaser auf eine Transmissionsstelle eines Referenzinterferometers geregelt wird, und da dieses Referenzinterferometer wiederum auf den jodstabilisierten HeNe-Laser stabilisiert wird (siehe Abb. 83), können nur diskrete Differenzfrequenzen zwischen geregeltem Farbstofflaser und HeNe-Laser eingestellt werden:

$$\nu_{\text{Farbstofflaser}} - \nu_{\text{HeNe-Laser}} = n \cdot \text{FSR}; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

FSR: freier Spektralbereich des Referenzinterferometers $\simeq 0,6$ GHz.

Für das Experiment kommen nur Differenzfrequenzen ± 1 FSR in Betracht; 0 scheidet aus, weil hier der Frequenzzähler kein Signal registriert.

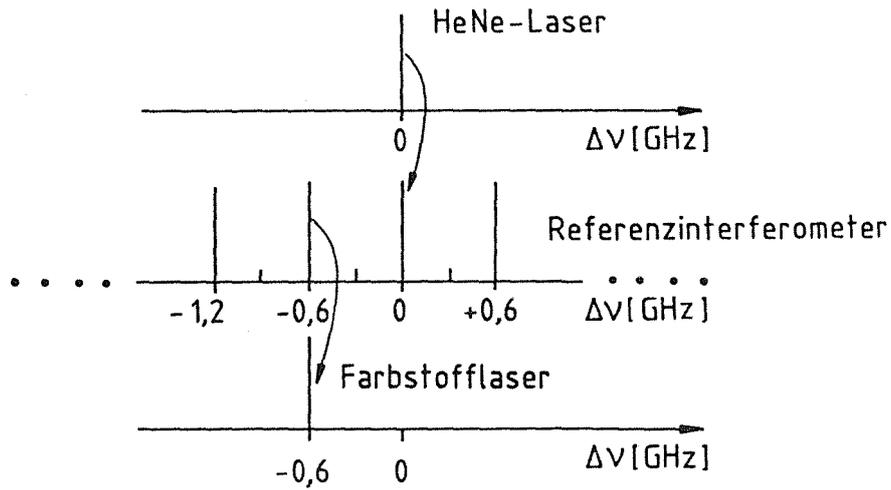


Abb.83: Relative Frequenzlagen des iodstabilisierten HeNe-Lasers, der Transmissionsstellen des Referenzinterferometers und des Farbstofflasers.

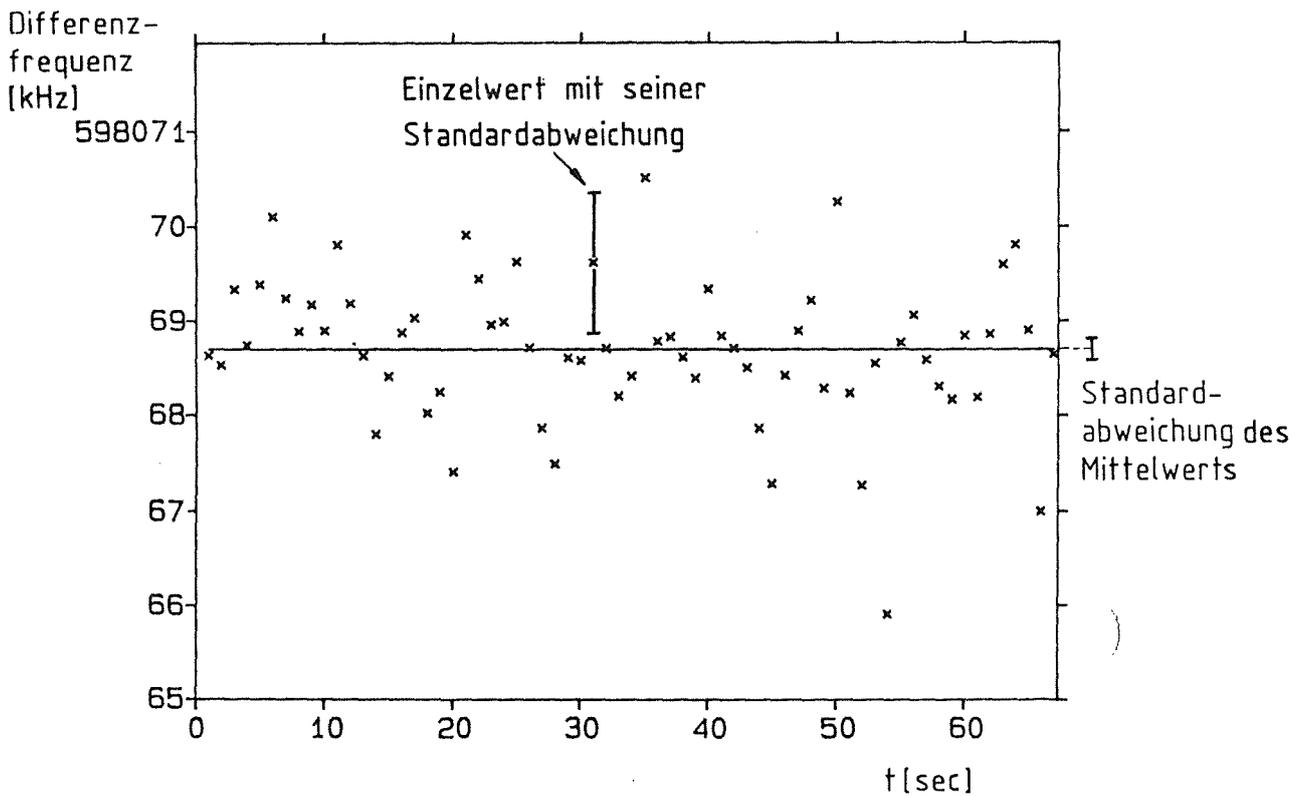


Abb.84: Differenzfrequenz zwischen HeNe-Laser und geregelterm Farbstofflaser bei 1 sec Integrationszeit als Funktion der Zeit.

Die Differenzfrequenz wurde bei Meßzeiten von 10 msec, 100 msec und 1 sec gemessen. Als Beispiel ist in Abb. 84 die Differenzfrequenz bei 1 sec Integrationszeit als Funktion der Zeit aufgetragen. Für alle Messungen wurden die Standardabweichungen bestimmt. Außerdem wurde die Standardabweichung für eine Meßzeit von 10 sec bestimmt, indem bei den Meßwerten mit 1 sec Integrationszeit jeweils 10 aufeinanderfolgende Meßwerte addiert und der Mittelwert davon gebildet wurde. Die Ergebnisse für die Standardabweichungen sind in Abb. 85 dargestellt.

Bei der Beurteilung der Meßergebnisse ist zu beachten, daß die Frequenz des verwendeten HeNe-Lasers zeitlich nicht konstant, sondern frequenzmoduliert ist, denn zur Stabilisierung des HeNe-Lasers ist es notwendig, daß die Frequenz um einen bestimmten Mittelwert oszilliert. Die Oszillationsfrequenz beträgt nominell 462,962 Hz, der Frequenzhub ca. 4 MHz. Bei den Meßzeiten 10 und 100 msec wurde festgestellt, daß die Werte für die Standardabweichungen proportional zum Frequenzhub des HeNe-Lasers variieren. Es wird daher angenommen, daß bei diesen Meßzeiten die Standardabweichungen praktisch nur durch die Frequenzmodulation des HeNe-Lasers bestimmt sind. Auch bei der Meßzeit 1 sec ist noch ein beträchtlicher Einfluß der Frequenzmodulation auf den Wert der Standardabweichung vorhanden. Hier ist die Standardabweichung der Mittelwerte jeweils 10 aufeinanderfolgender Meßwerte nicht nur um einen Faktor $\sqrt{10} = 3,16$ (wie es bei einer statistischen Verteilung der Fall wäre) sondern um einen Faktor 5,3 kleiner als die Standardabweichung eines Einzelwertes.

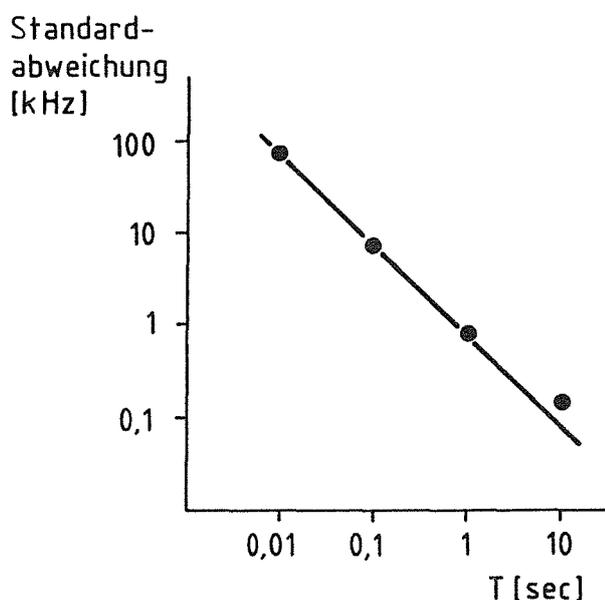


Abb.85: Ermittelte Standardabweichungen der Einzelwerte als Funktion der Meßzeit T.

Bei den ermittelten Standardabweichungen (Abb. 85) ergibt sich durch den Einfluß der Frequenzmodulation des HeNe-Lasers zwischen 10 msec und 1 sec Meßzeit ein Verlauf proportional zu $1/T$. Extrapoliert man die $1/T$ -Kurve zur Meßzeit 10 sec, so kann man den Effekt der Frequenzmodulation des HeNe-Lasers dort abschätzen. Der bei der Meßzeit 10 sec beobachtete Wert der Standardabweichung liegt um ca. einen Faktor 2 über diesem extrapolierten Wert, d.h. hier machen sich bereits die Frequenzschwankungen des geregelten Farbstofflasers bemerkbar. Aus der Ablage der gemessenen Standardabweichung zum extrapolierten Wert der $1/T$ -Kurve erhält man als Ergebnis für die Frequenzstabilität des Farbstofflasers einen Wert von ungefähr 100 Hz bei einer Meßzeit von 10 sec, bzw. einen Wert von etwa 300 Hz bei einer Meßzeit von 1 sec.

6. Ausblick

Als Ergebnis dieser Arbeit stehen nun zwei über den Wellenlängenbereich des H_{α} -Experimentes durchstimmbare und frequenzstabilisierte Farbstofflaser mit hohem Wirkungsgrad zur Verfügung.

Die in ersten Experimenten ermittelte Kurzzeitstabilität von 300 Hz bei einer Meßzeit von 1 sec ist befriedigend. Es ist dennoch wünschenswert, die hier angewandte Methode zur Bestimmung der Stabilität zu verbessern im Hinblick auf die störende Frequenzmodulation des HeNe-Lasers. Ein bedeutender Fortschritt kann dabei durch eine Synchronisation der Schwingquarze im Frequenzzähler und in der HeNe-Regelung erzielt werden.

Zur Durchführung des H_{α} -Experiments muß jedoch gewährleistet sein, daß die Frequenz eines Farbstofflasers auch über eine längere Zeit ausreichend stabil ist. Es sind deshalb noch weitere systematische Untersuchungen zur Langzeitstabilität eines geregelten Farbstofflasers erforderlich. Es sollen dabei insbesondere die in dieser Arbeit diskutierten möglichen Ursachen für eine Verschiebung des Regelpunktes untersucht werden:

- Die verbleibende Amplitudenmodulation des phasenmodulierten Lichtes (Kap. 4.2).
- Die Abhängigkeit des Regelpunktes von der Phase der Gleichrichterspannung (Kap 4.5).
- Die 6,6-MHz-Komponente im Photomultiplierstrom, deren Amplitude im Abgleich etwa 3-4 mal höher ist als diejenige der verbleibenden 3,3-MHz-Komponente.
- Der Einfluß zufälliger Wanderungen des Laserstrahls relativ zur Achse des Referenz-Interferometers (Kap. 4.8.1).

Die weiteren Schritte auf dem Weg zur Durchführung der Messung der Differenzfrequenz zwischen dem "orangenen" HeNe-Laser ($\lambda = 612$ nm) und dem "roten" HeNe-Laser ($\lambda = 633$ nm) sowie des H_{α} -Experimentes sind:

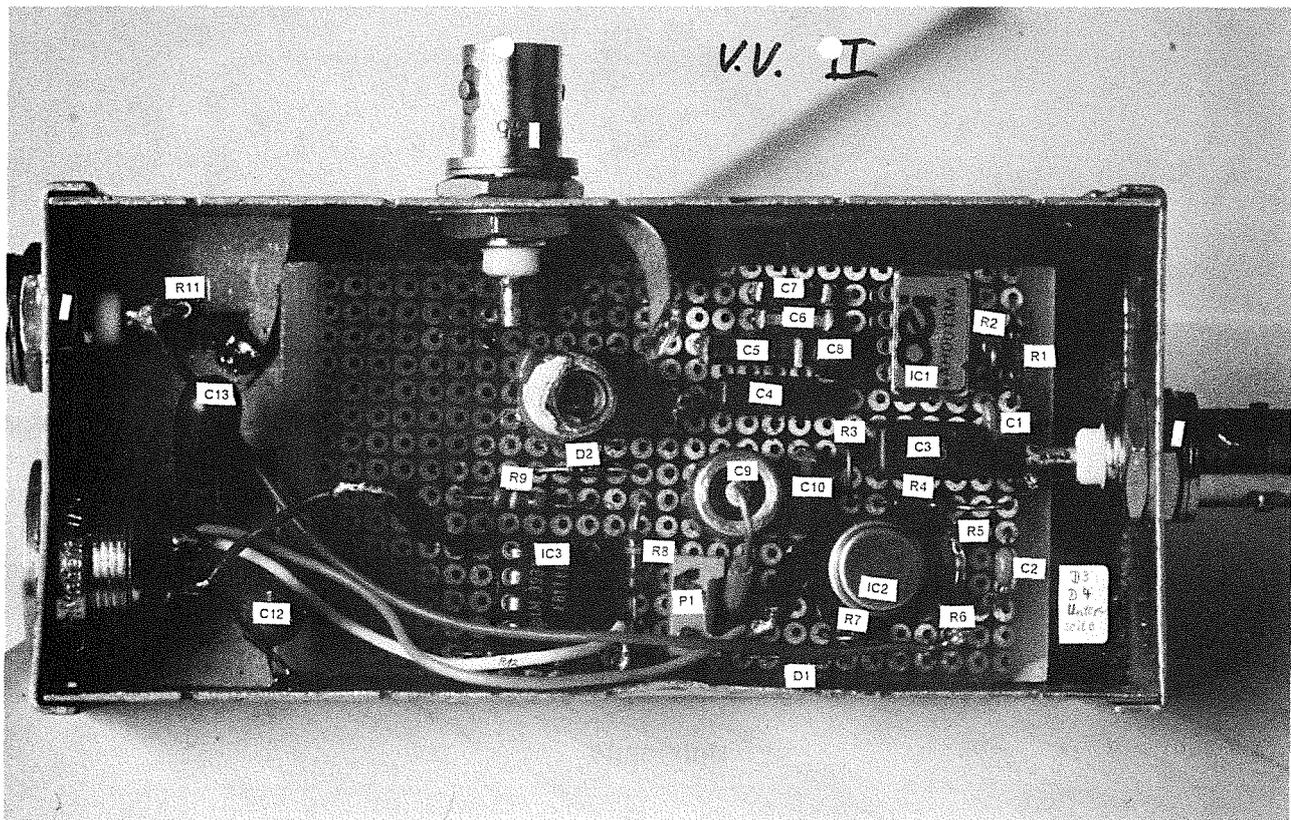
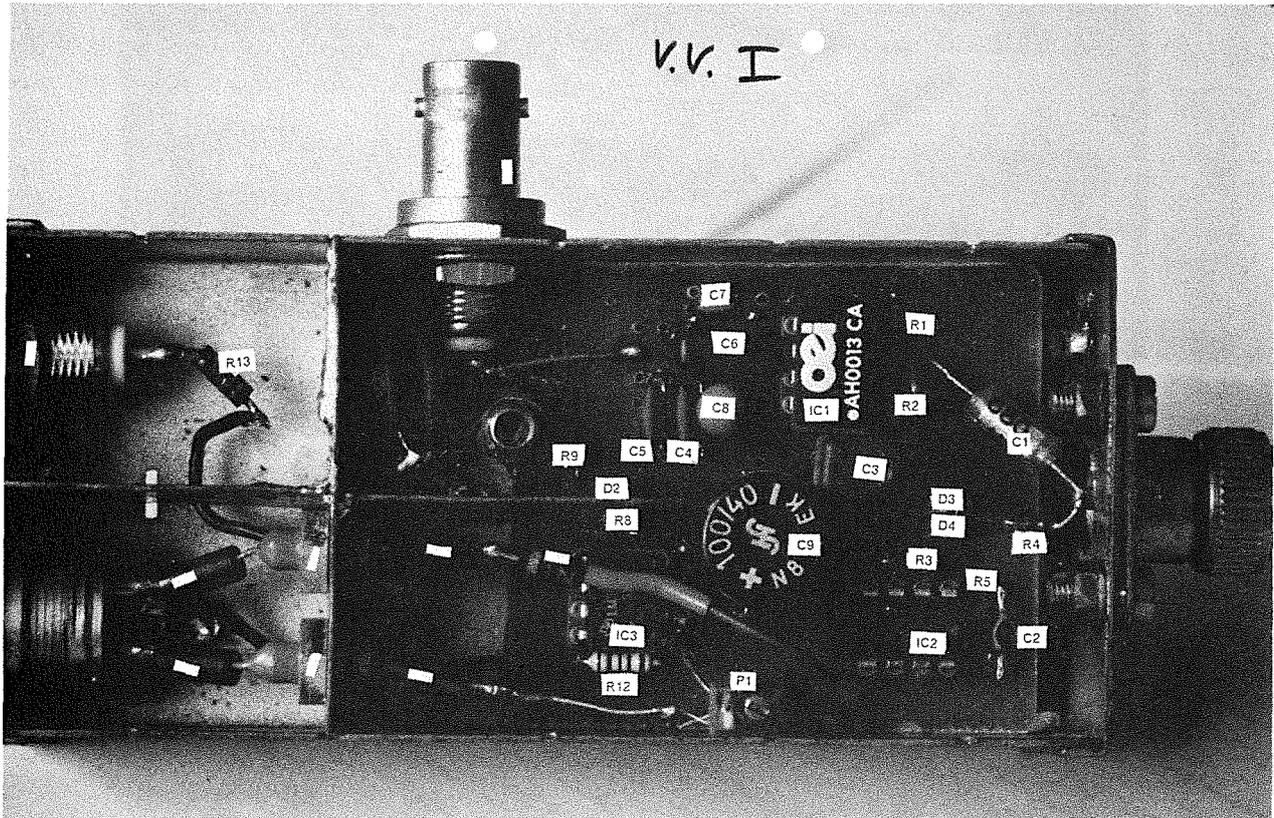
Der Anschluß beider Laser an einen Experiment-Rechner, so daß sie kontrolliert und gesteuert werden können. Die Zwischenschritte der Vielschritt-Messungen sollen dadurch weitgehend automatisch durchgeführt werden können.

Die Inbetriebnahme des in [Eich] beschriebenen Mikrowellen-Meßsystems zur Bestimmung von Differenzfrequenzen zweier Laser im Bereich von 80 GHz.

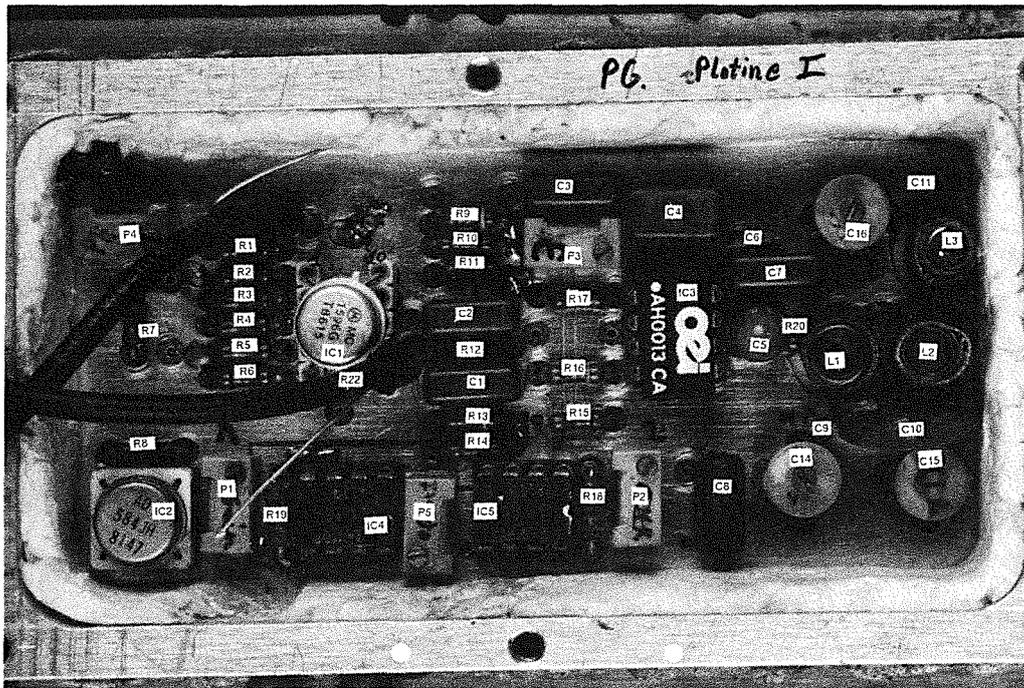
Zur Durchführung des H_{α} -Experimentes muß außerdem noch die Apparatur zur Erzeugung eines Atomstrahles aus metastabilen Wasserstoffatomen im 2s-Zustand [Jel] in Betrieb genommen werden.

7. Anhang

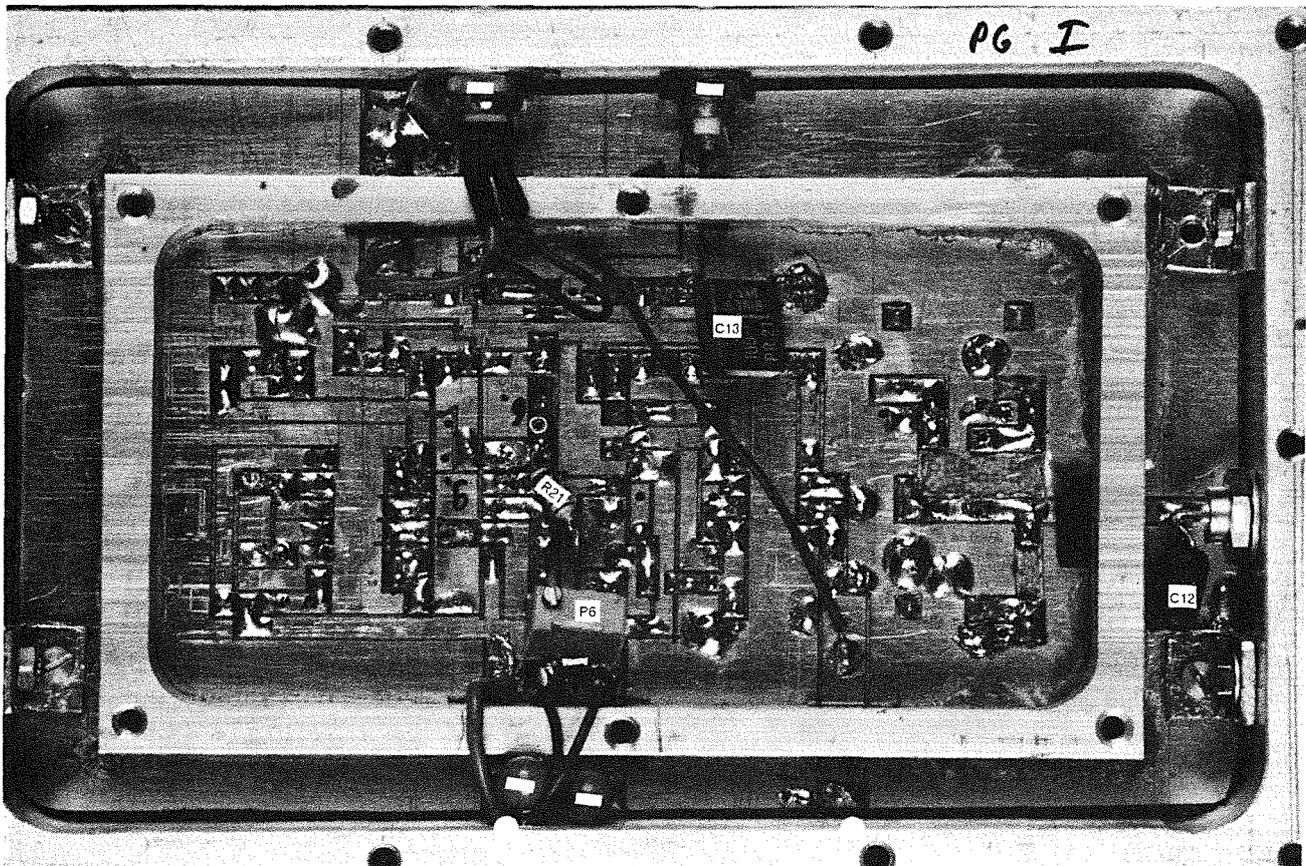
Die Platinen der Vorverstärker (Versionen I und II)	S. 117
Die Platine des phasenempfindlichen Gleichrichters I	S. 118
Die Platine des phasenempfindlichen Gleichrichters II	S. 119
Die Platine des langsamen Kanals I	S. 120
Die Platine des langsamen Kanals II	S. 121
Die Platine des schnellen Kanals I	S. 122
Die Platine des schnellen Kanals II	S. 123
Die Schaltung des Hochspannungsverstärkers	S. 124
Die Platine des Hochspannungsverstärkers	S. 125
Die Schaltung des 3,333-MHz-Generators	S. 126
Die Platine des 3,333-MHz-Generators	S. 127
Die 2 Platinen des Phasen-Reglers (Version I)	S. 128
Die Schaltung des Phasen-Reglers (Version I)	S. 129
Die Platine und die Schaltung des Phasen-Reglers (Version II)	S. 130
Die Platine und die Schaltung des Phasen-Reglers (Version III)	S. 131
Die Verdrahtung des Modulator-Resonanzverstärkers I	S. 132
Die Verdrahtung des Modulator-Resonanzverstärkers II	S. 133
Die Schaltung der Modulator-Resonanzverstärker	S. 134
Fortran-Programm zur Berechnung von GI 4.24 (S.65)	S. 135



Die Platinen der Vorverstärker. Oben: Vorverstärker Version I. Unten: Vorverstärker Version II.

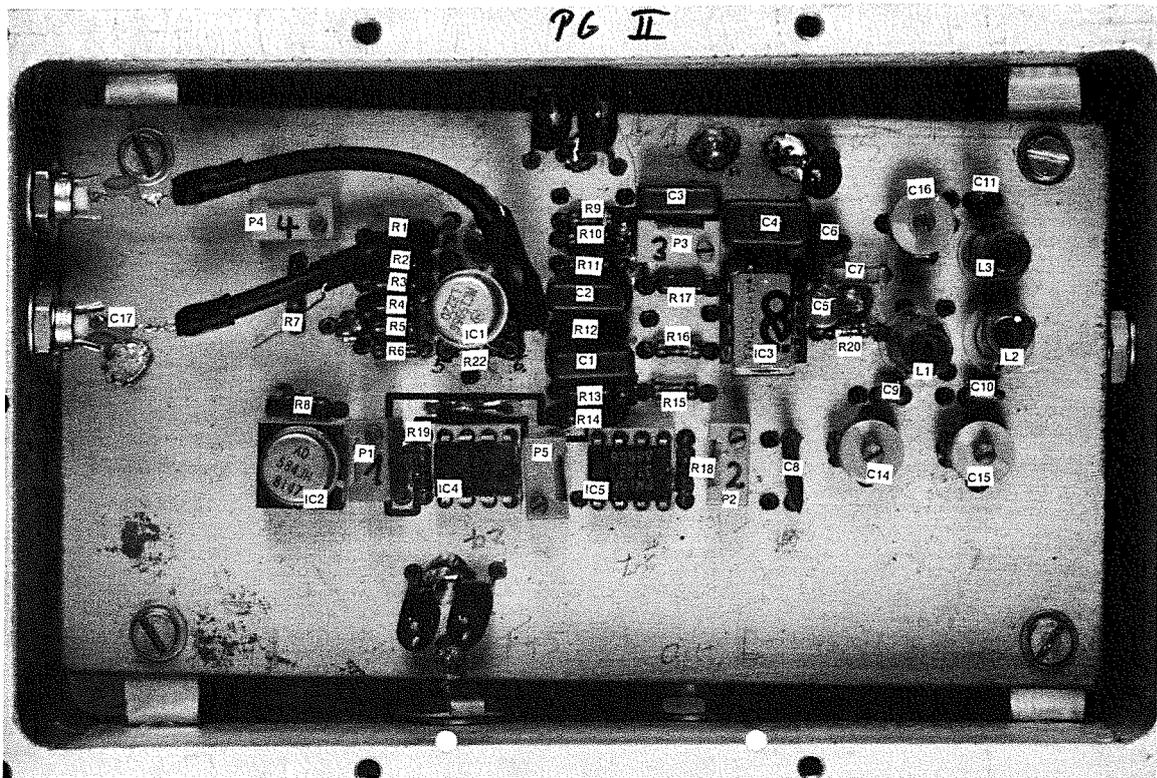


Oberseite

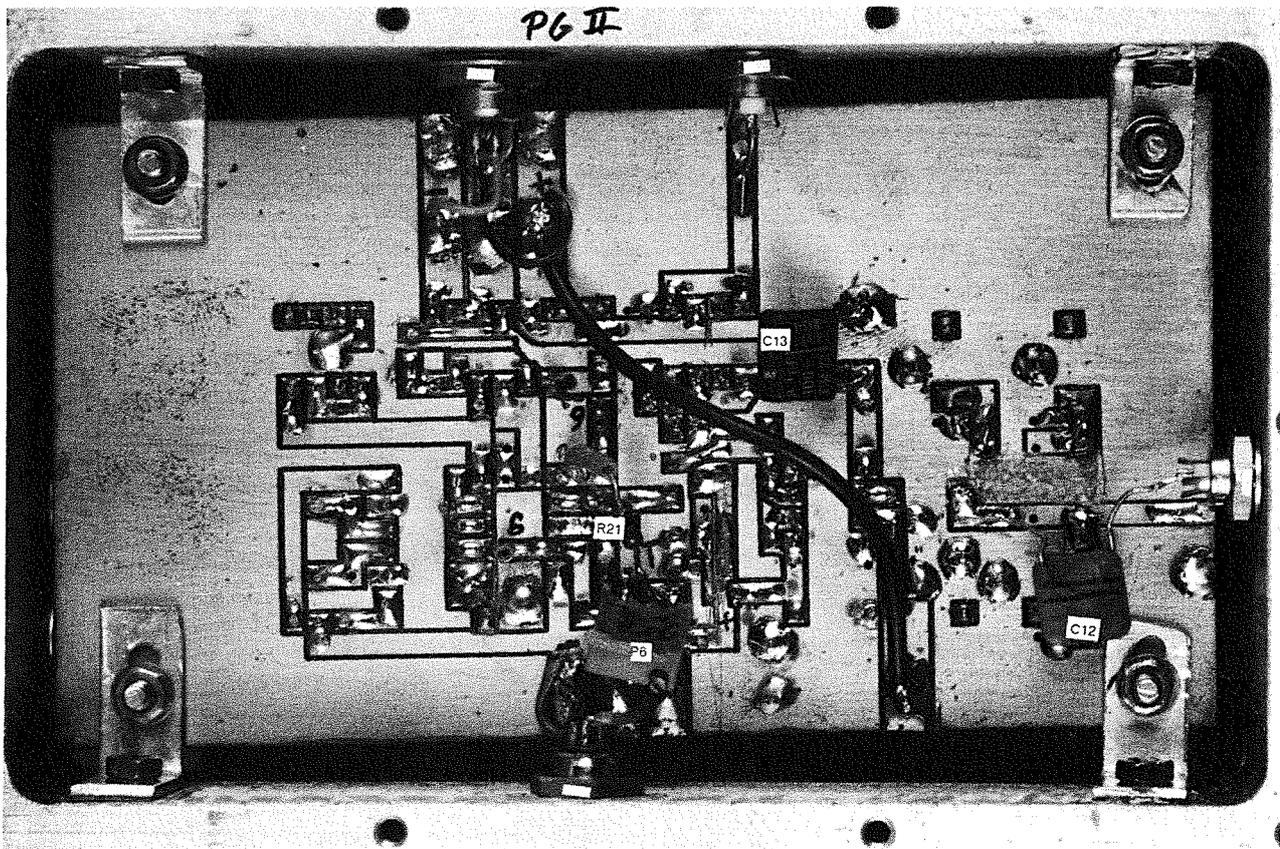


Unterseite

Die Platine mit dem phasenempfindlichen Gleichrichter, dem Differenzverstärker des langsamen Kanals und dem Verstärker des schnellen Kanals (Regelung I).

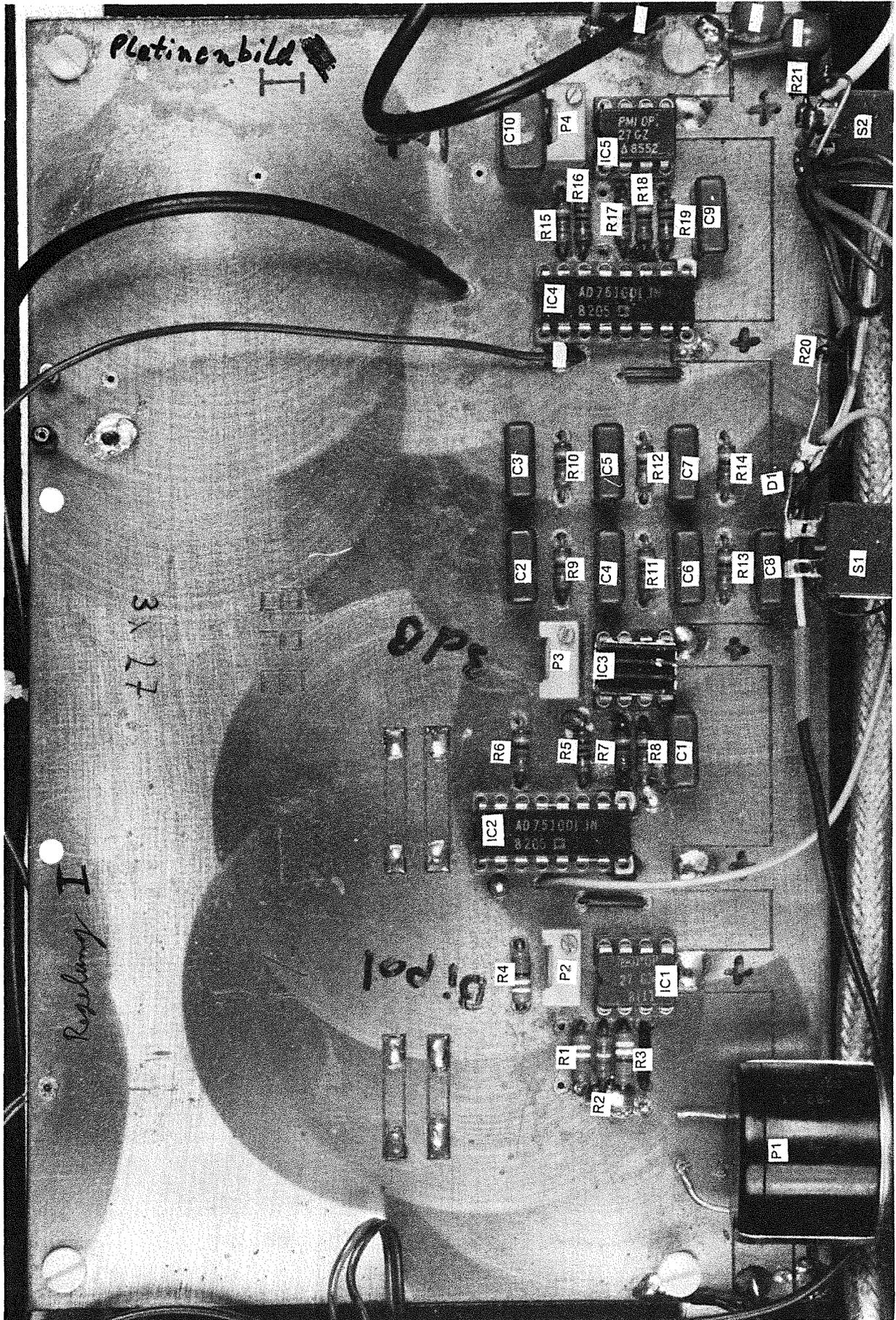


Oberseite

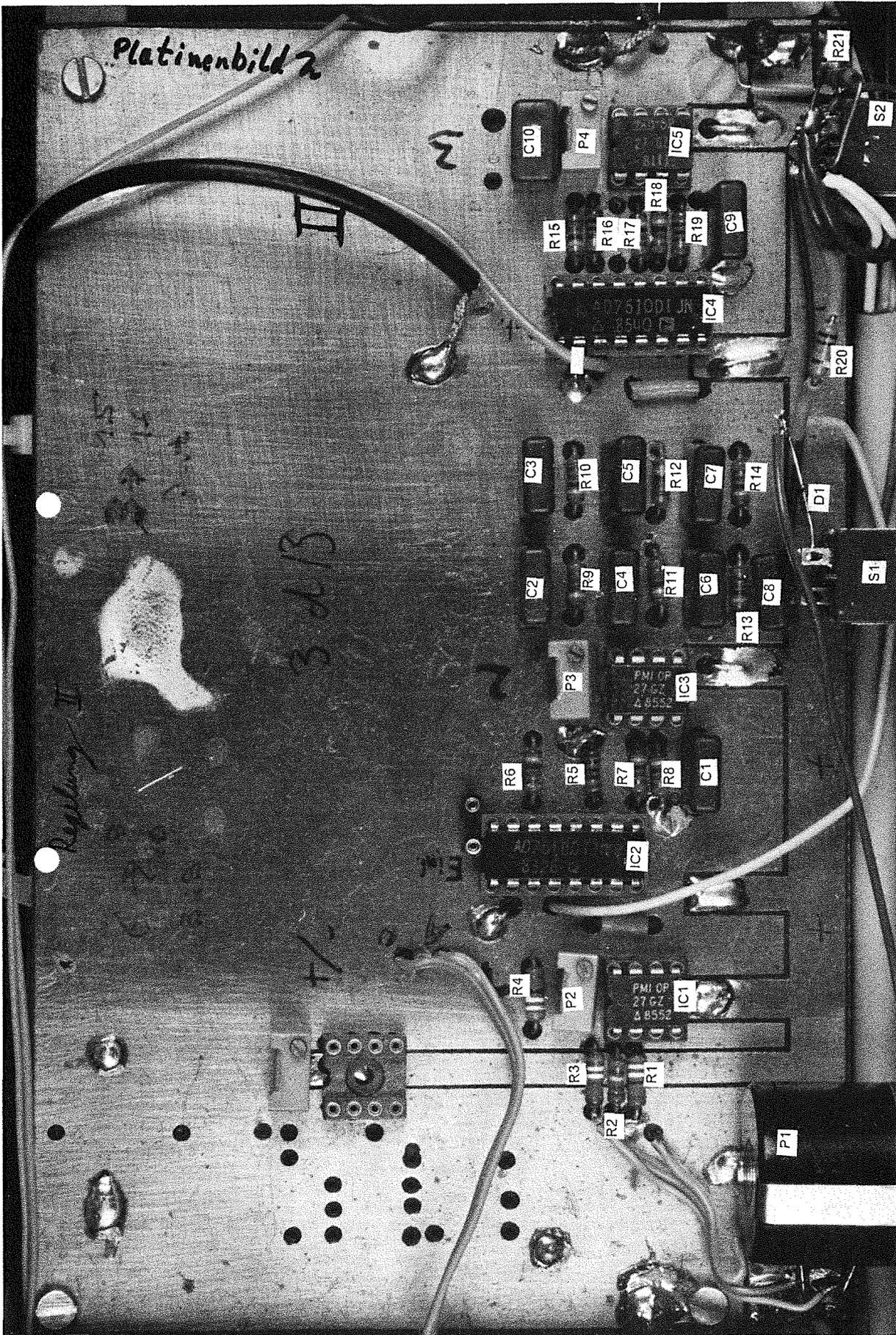


Unterseite

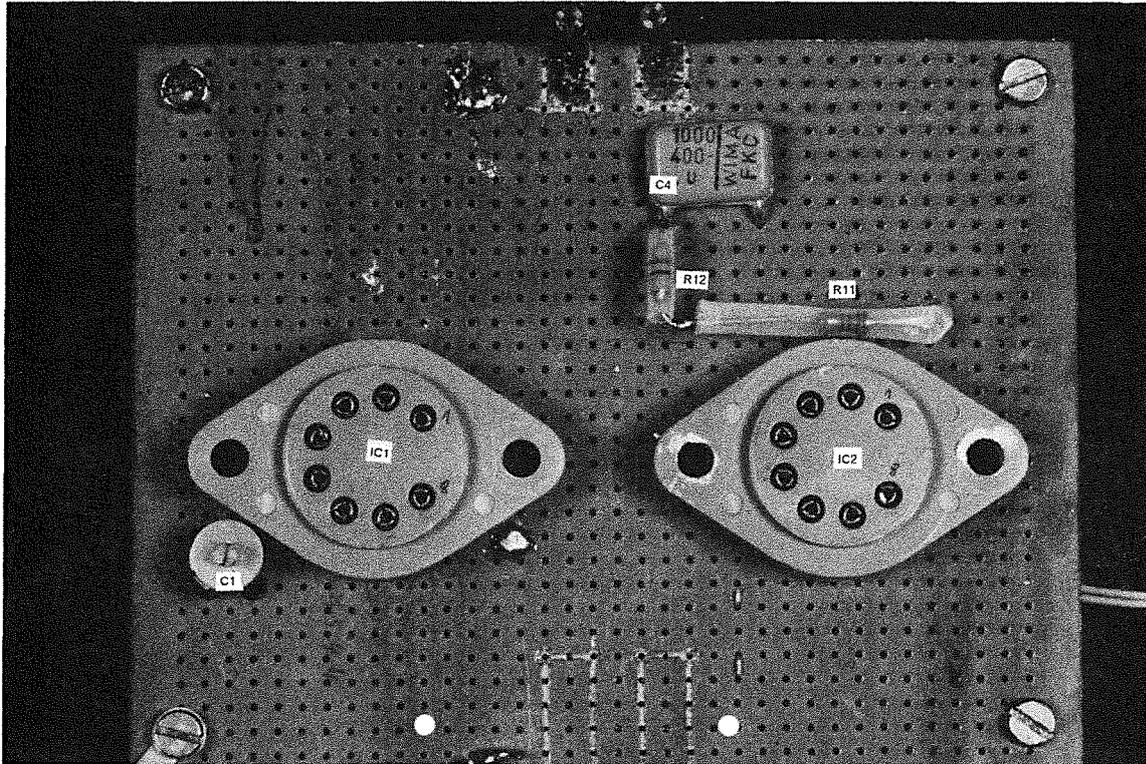
Die Platine mit dem phasenempfindlichen Gleichrichter, dem Differenzverstärker des langsamen Kanals und dem Verstärker des schnellen Kanals (Regelung II).



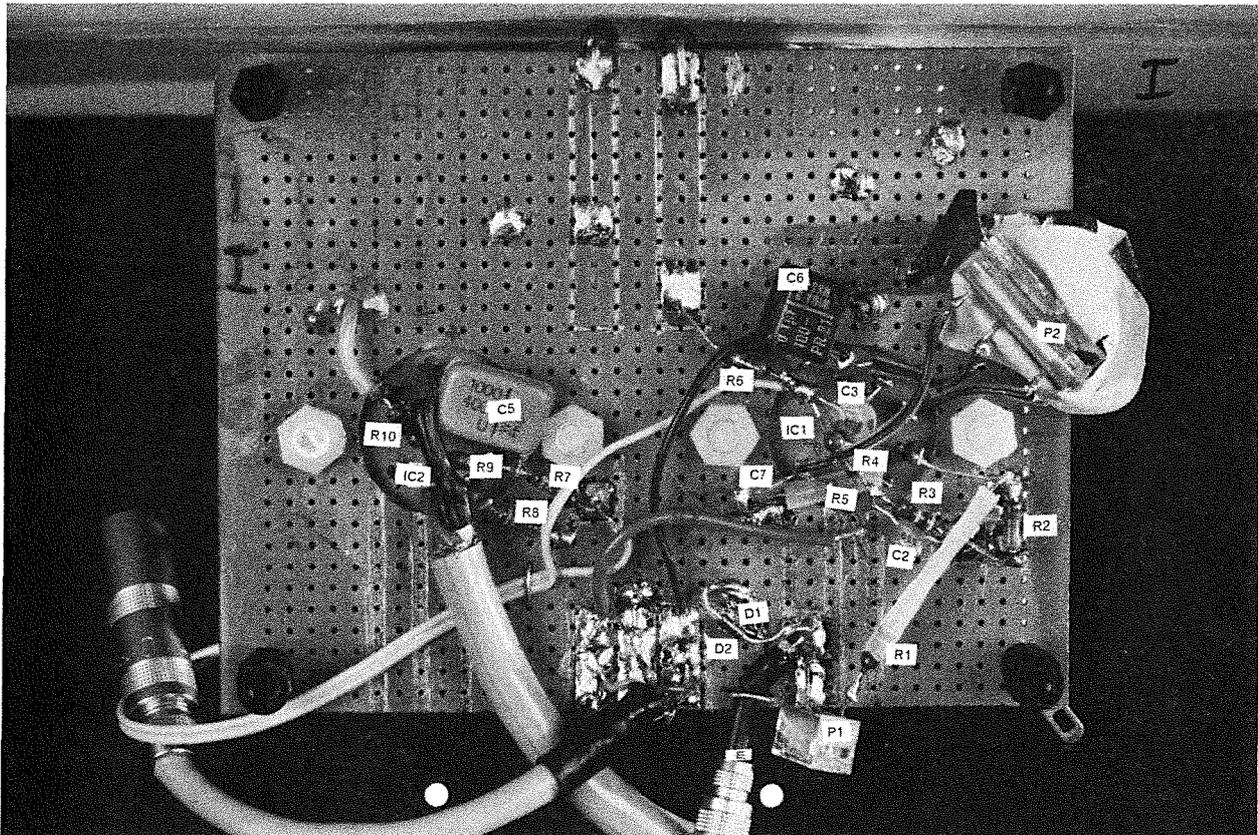
Die Platine mit dem Tiefpass, dem bipolaren Koeffizientenglied, dem 3dB-Glied und dem Integrator des langsamen Kanals (Regelung I).



Die Platine mit dem Tiefpass, dem bipolaren Koeffizientenglied dem 3dB-Glied und dem Integrator des langsamen Kanals (Regelung II).

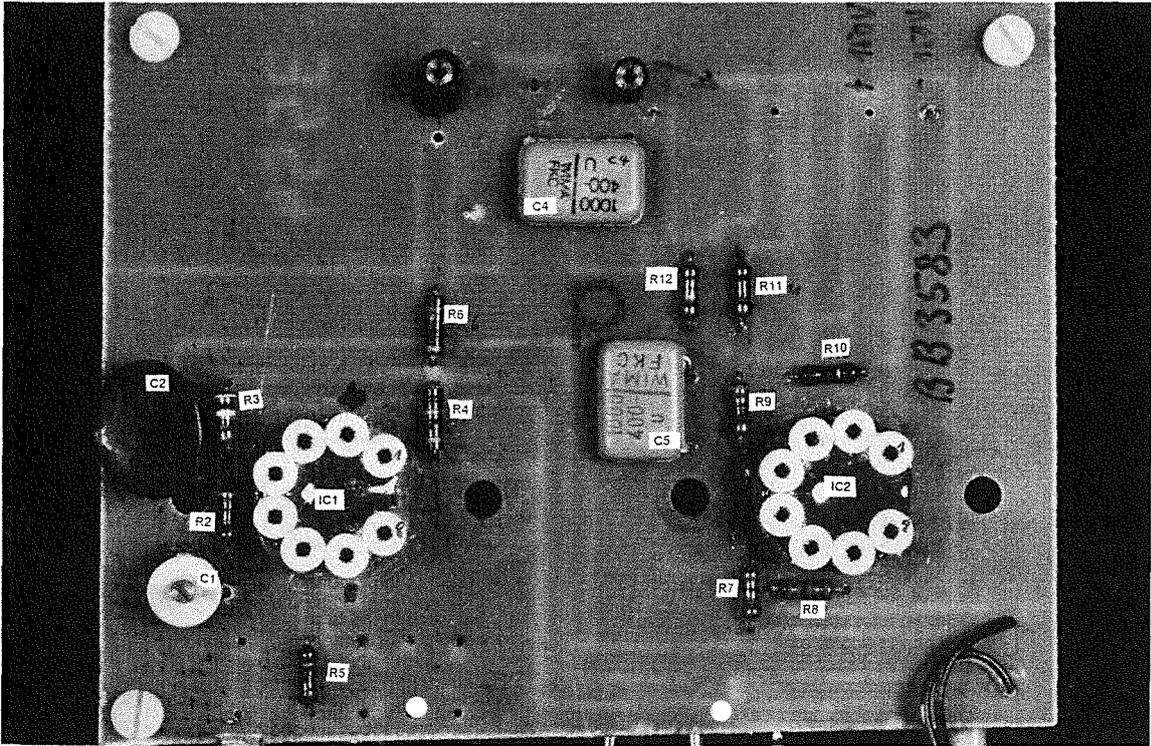


Oberseite

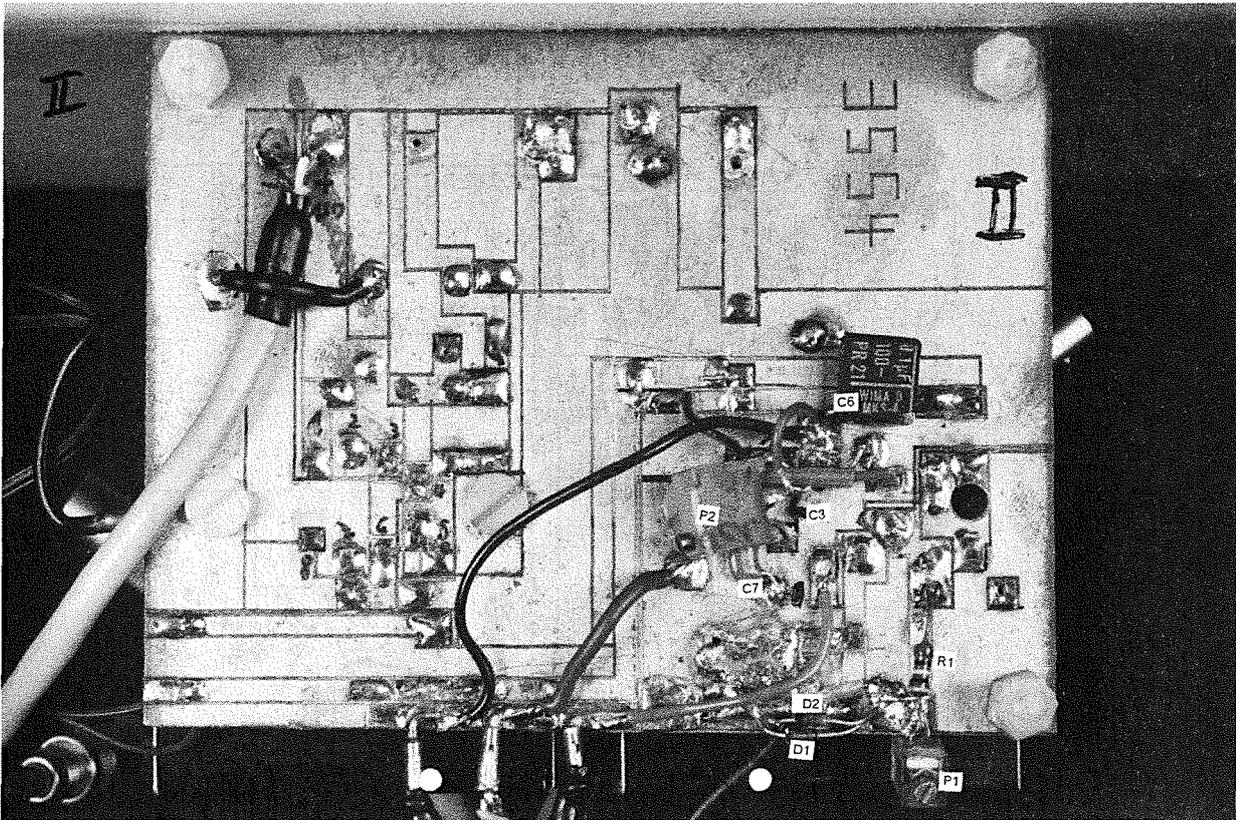


Unterseite

Die Platine mit dem Hochpass und dem Endverstärker des schnellen Kanals (Regelung I).



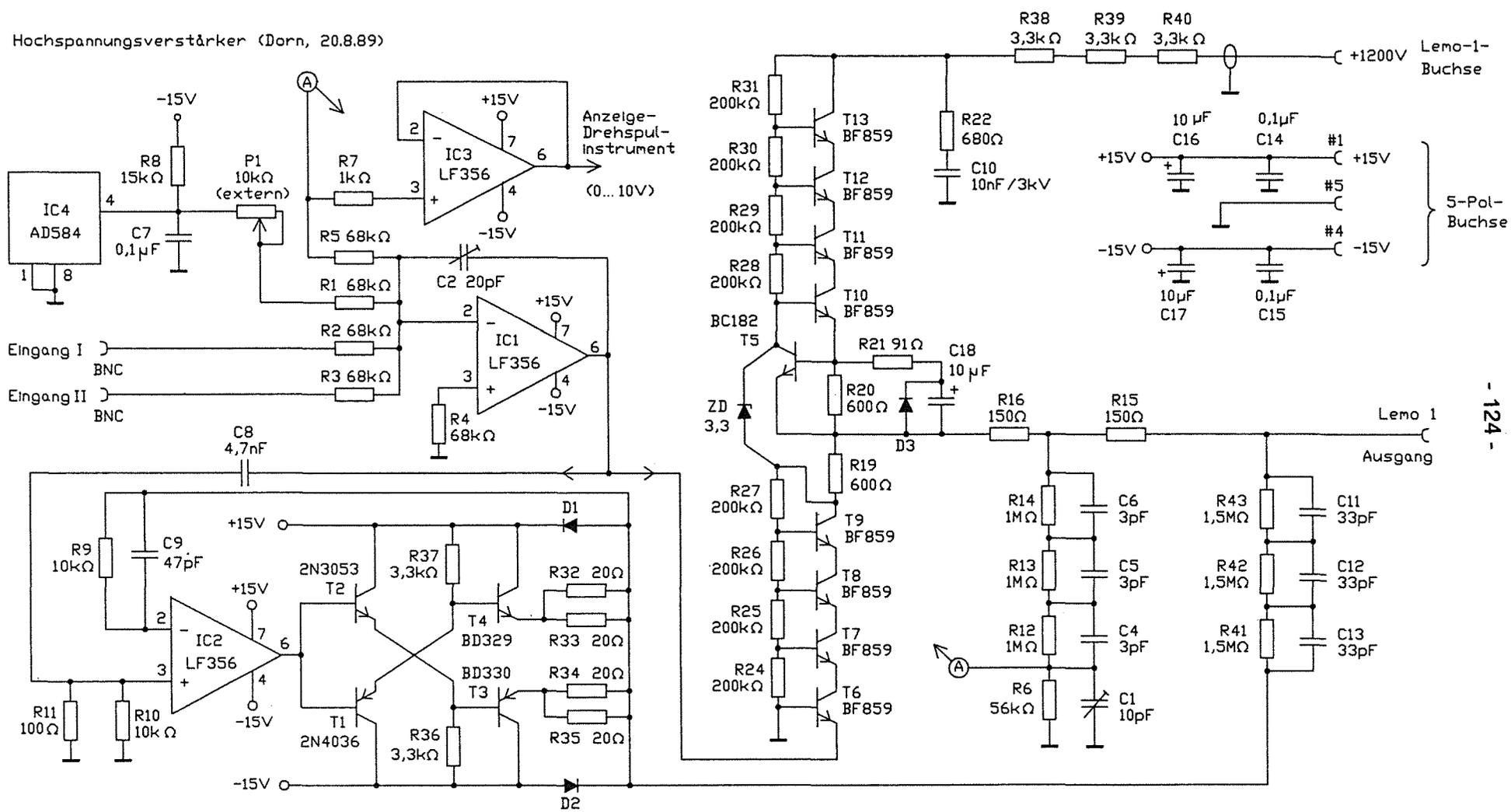
Oberseite

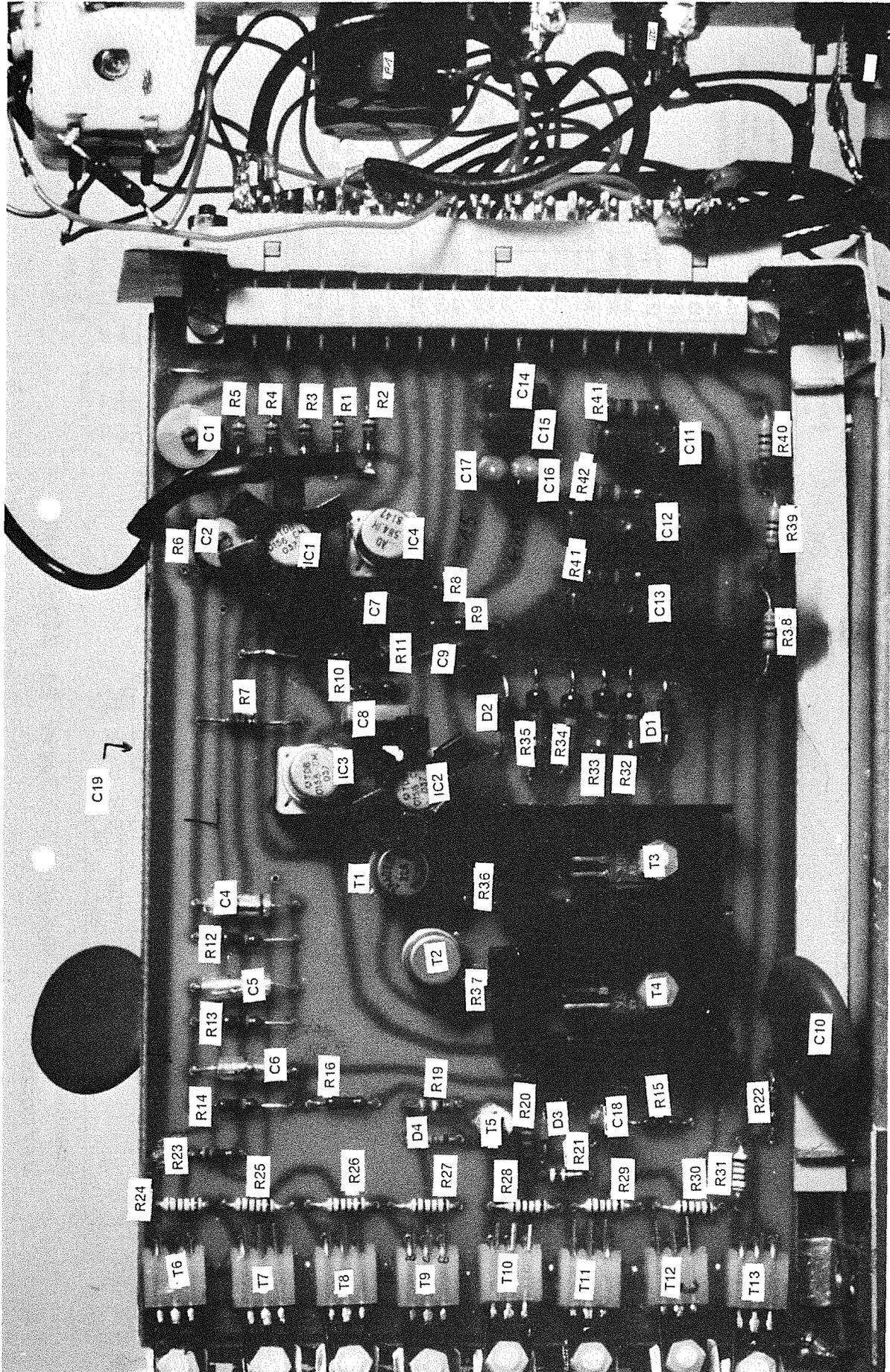


Unterseite

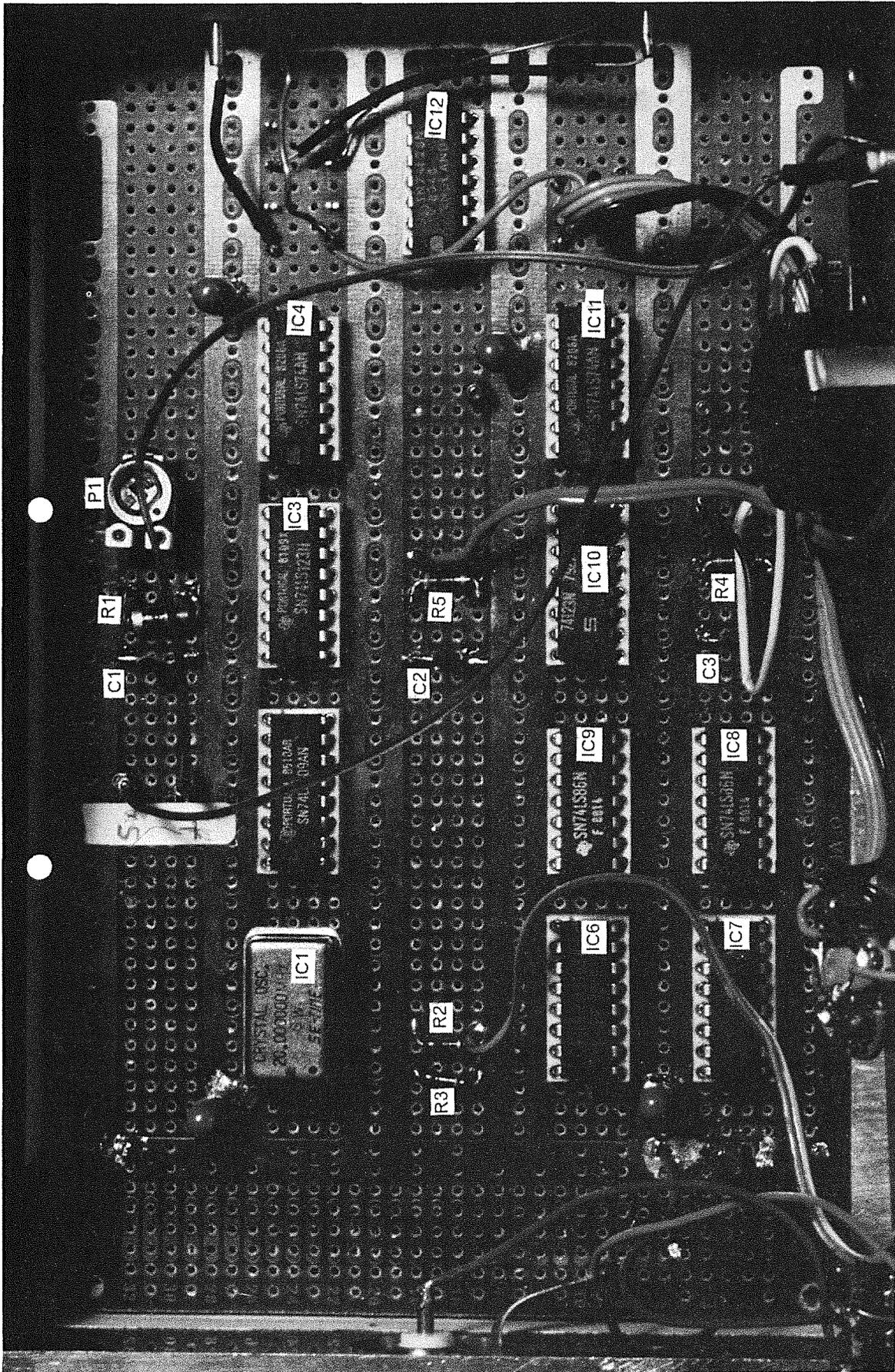
Die Platine mit dem Hochpass und dem Endverstärker des schnellen Kanals (Regelung II).

Hochspannungsverstärker (Dorn, 20.8.89)

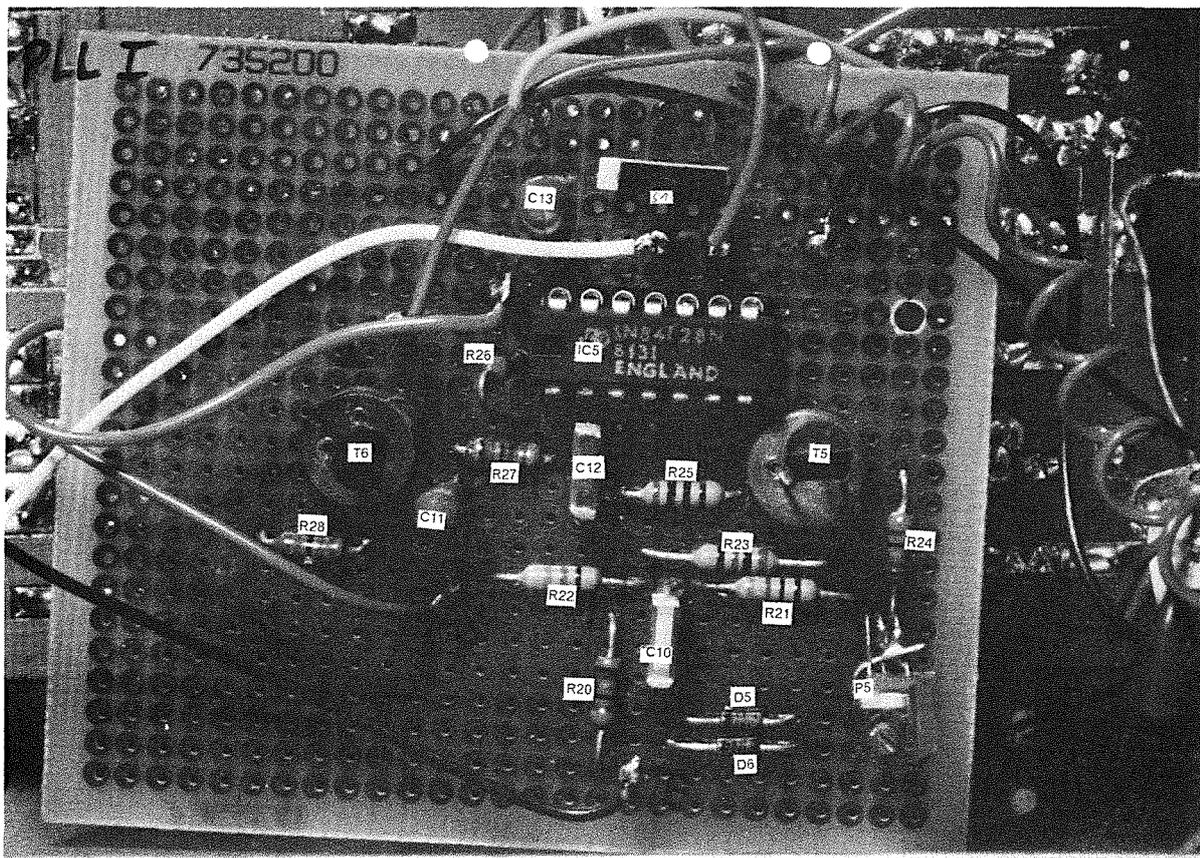
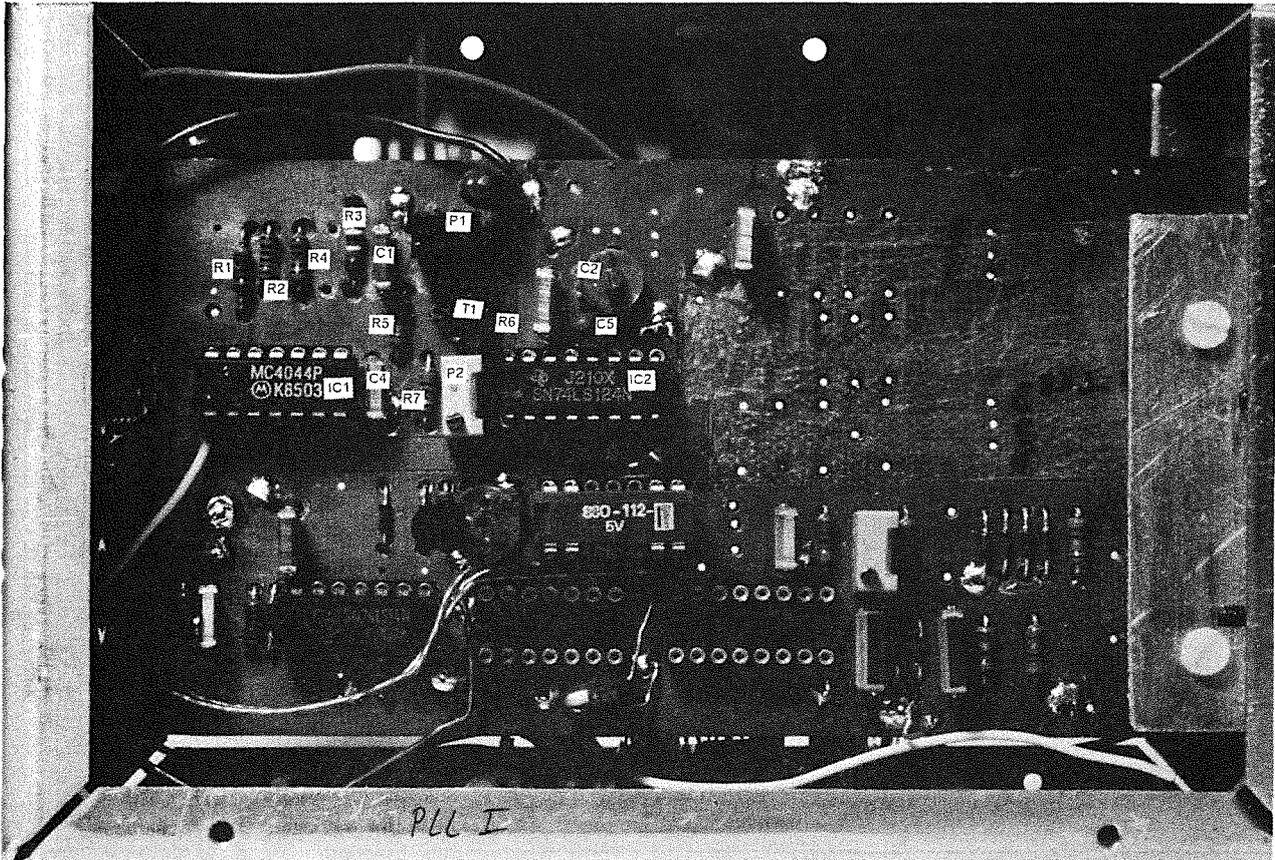




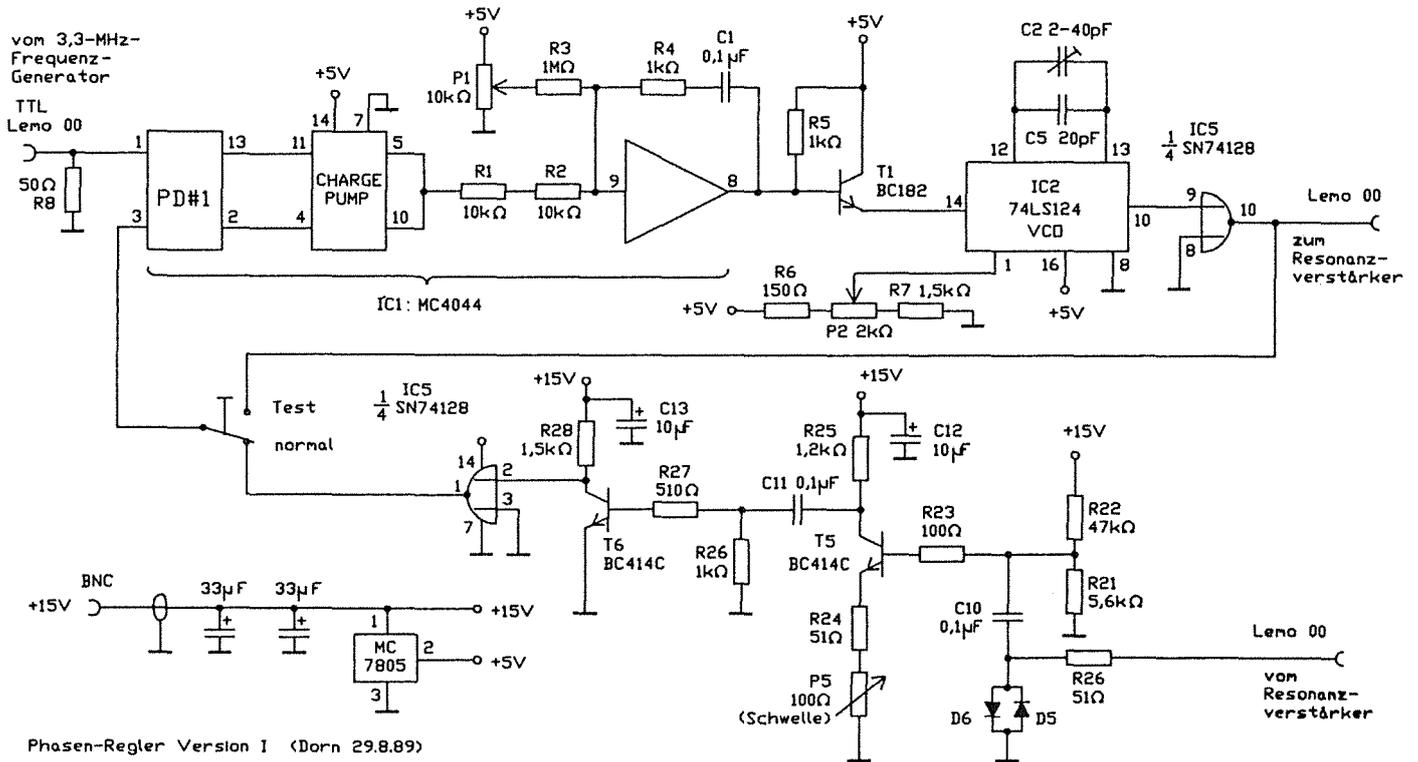
Die Platine des Hochspannungsverstärkers.



Die Platine des 3,333-MHz-Generators.



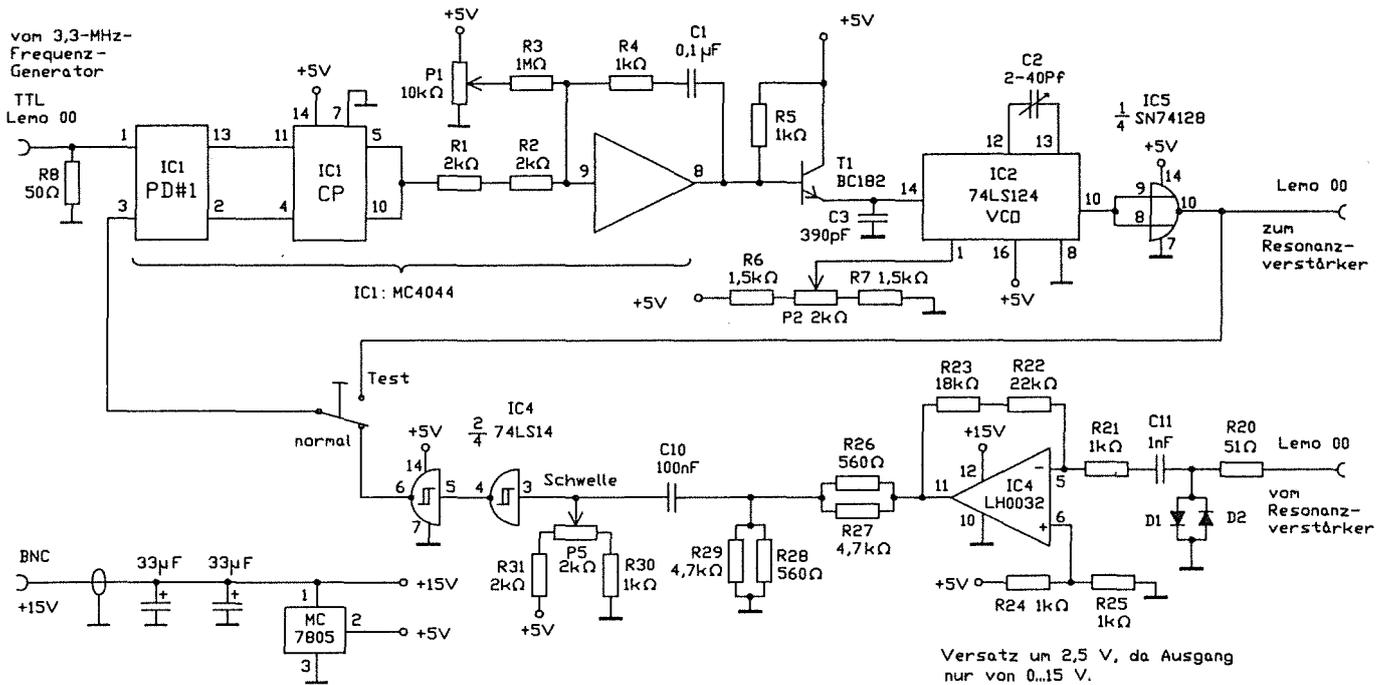
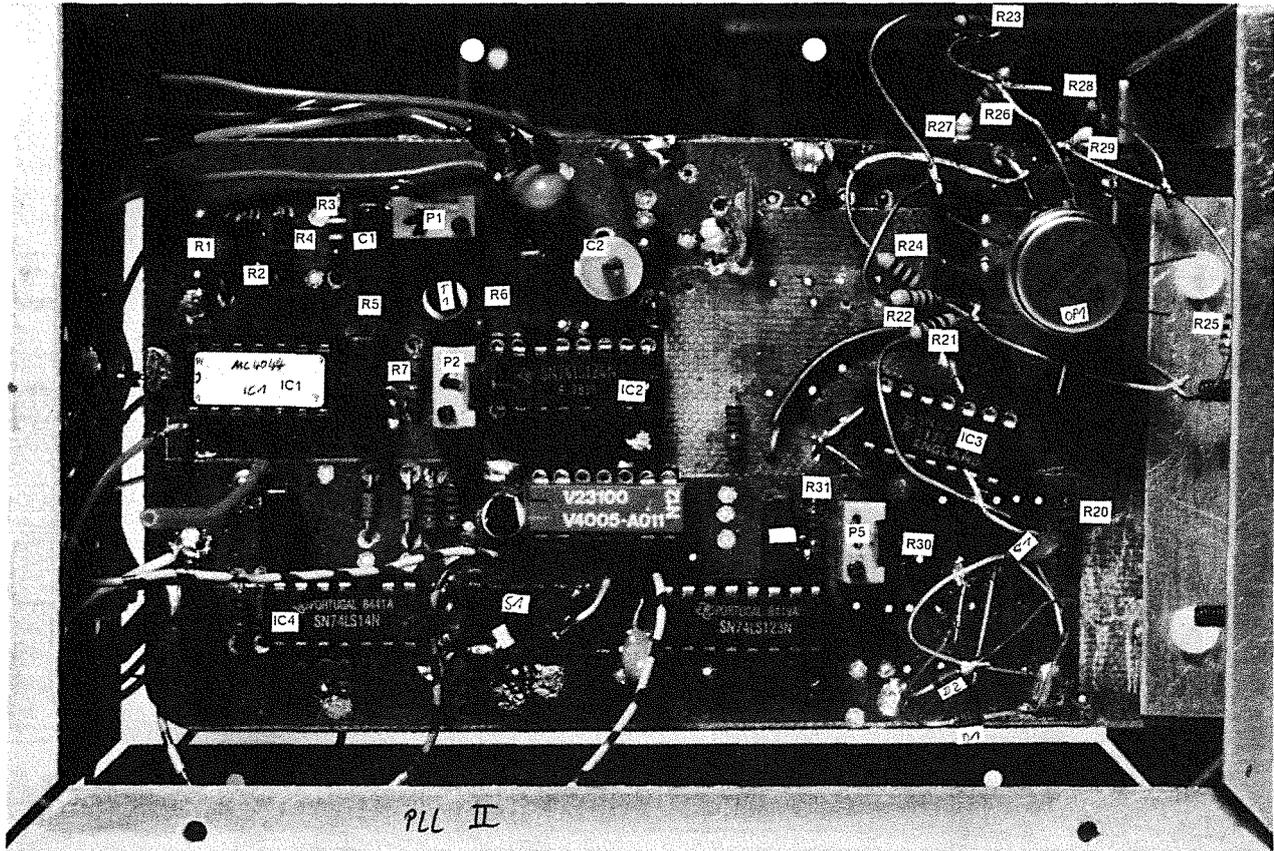
Die 2 Platinen des Phasen-Reglers (Version I).



Die Schaltung des Phasen-Reglers (Version I).

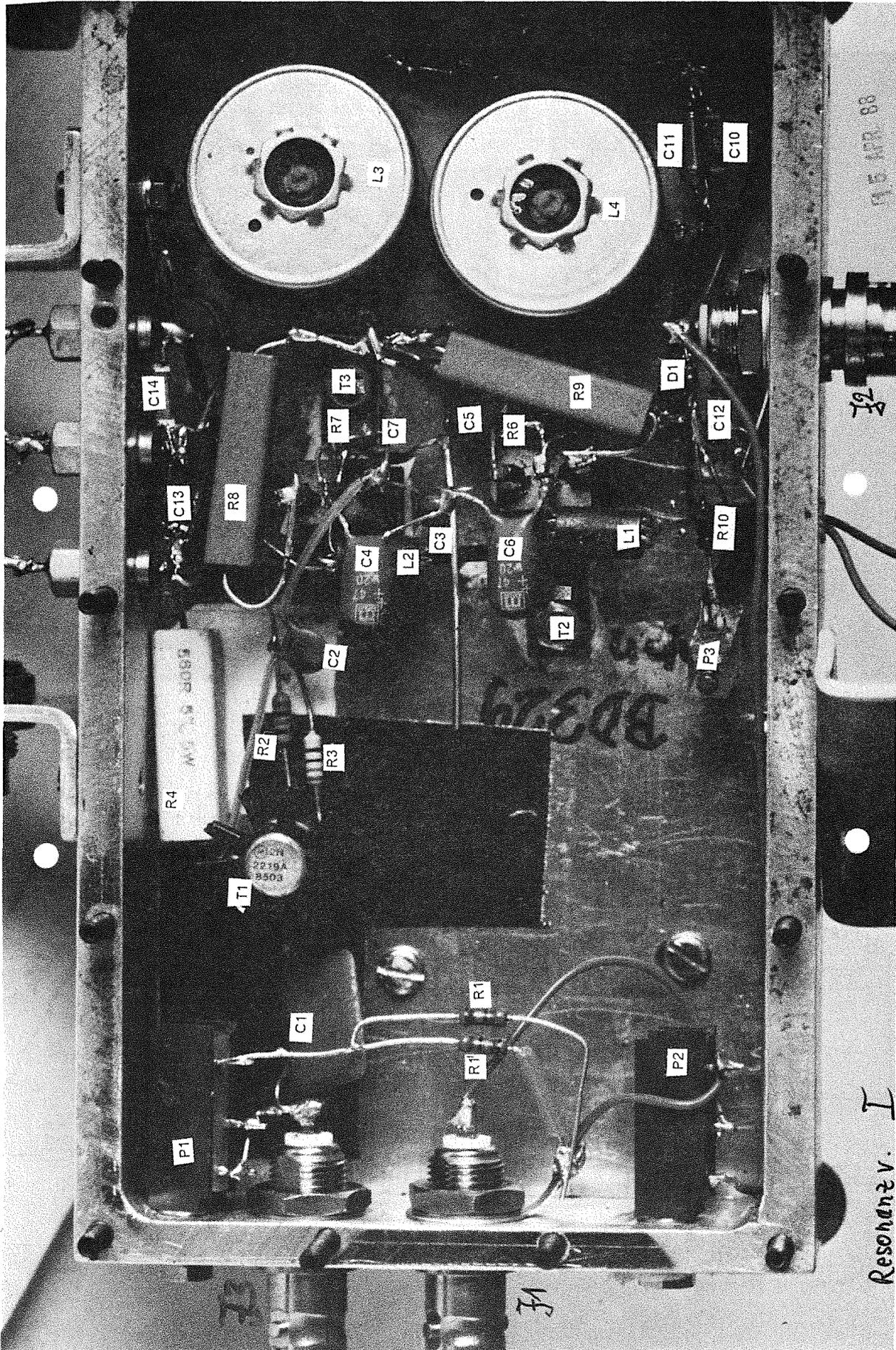
Die Einstellung des Trimmkondensators C2 und des Potentiometers P2 am VCO (Voltage-Controlled Oscillator).

Zunächst wird die Spannung an Pin 1 (frequency control) des VCO auf 3 V eingestellt. Bei diesem Wert ist der Frequenzbereich, den die Frequenz am Ausgang des VCO (Pin 10) bei gegebenem Aussteuerbereich der Spannung an Pin 14 (frequency range) annehmen kann maximal. Die Spannung an Pin 14 variiert je nach relativer Phasenlage und relativer Frequenz der Signale an den Eingängen des Phasendetektors (IC1: Pin 1 und Pin 3) zwischen 0,5 V und 4,3 V. Zur Einstellung von C2 wird der Handschalter auf Test-Betrieb geschaltet und das 3,3-MHz-Signal des Frequenzgenerators auf Pin 1 des Phasendetektors MC4044 gegeben. In geregelterm Zustand (die Oszillationen an Pin 1 und Pin 3 des Phasendetektors sind in Phase) wird C2 so eingestellt, daß die Spannung an Pin 14 des VCO in der Mitte des Aussteuerbereiches ist, also auf etwa 2,4 V.

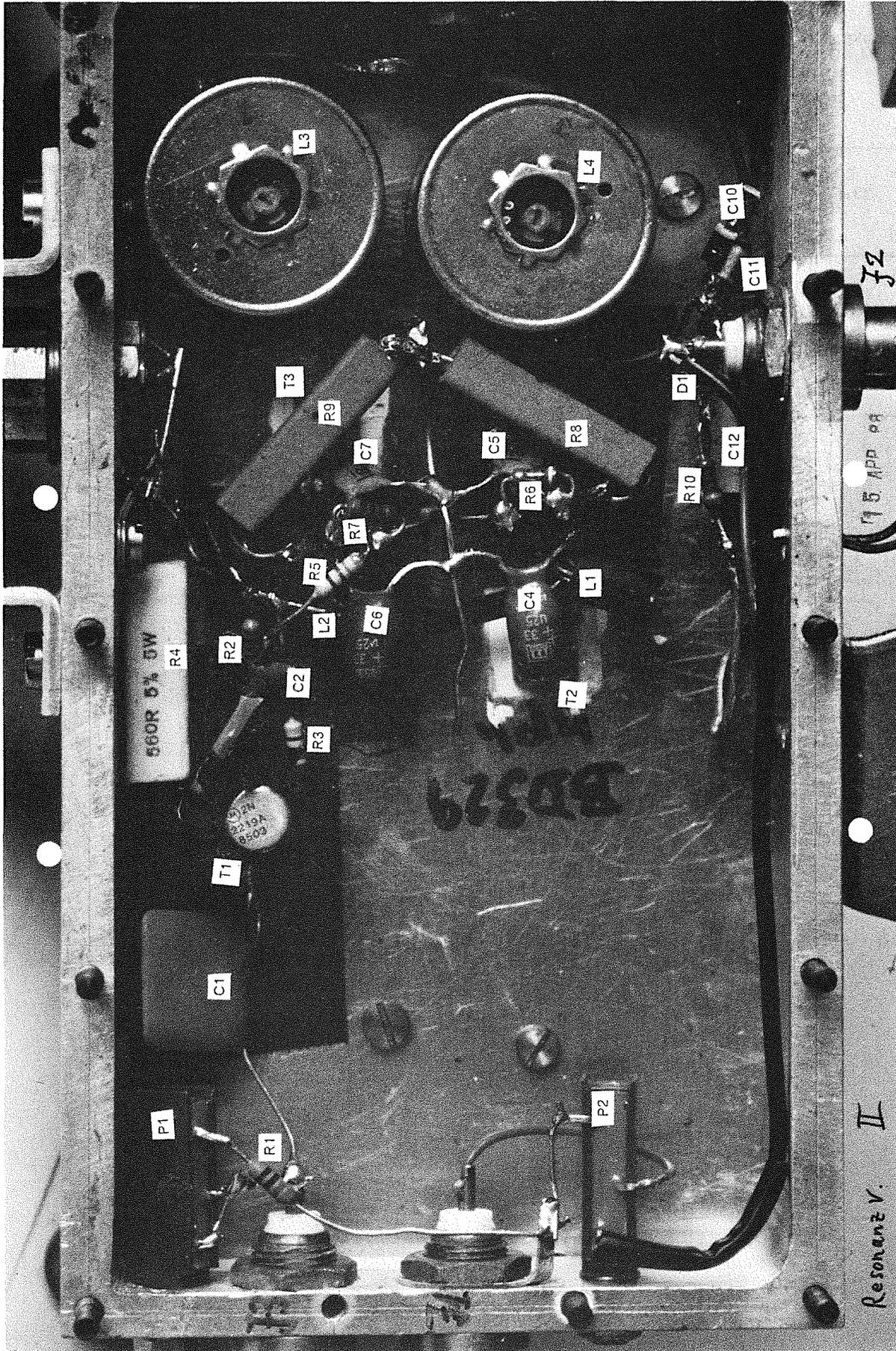


Phasen-Regler Version II (Dorn 29.8.89)

Die Schaltung und die Platine des Phasen-Reglers (Versionen II).



Die Verdrahtung der Schaltung des Modulator-Resonanzverstärkers I.

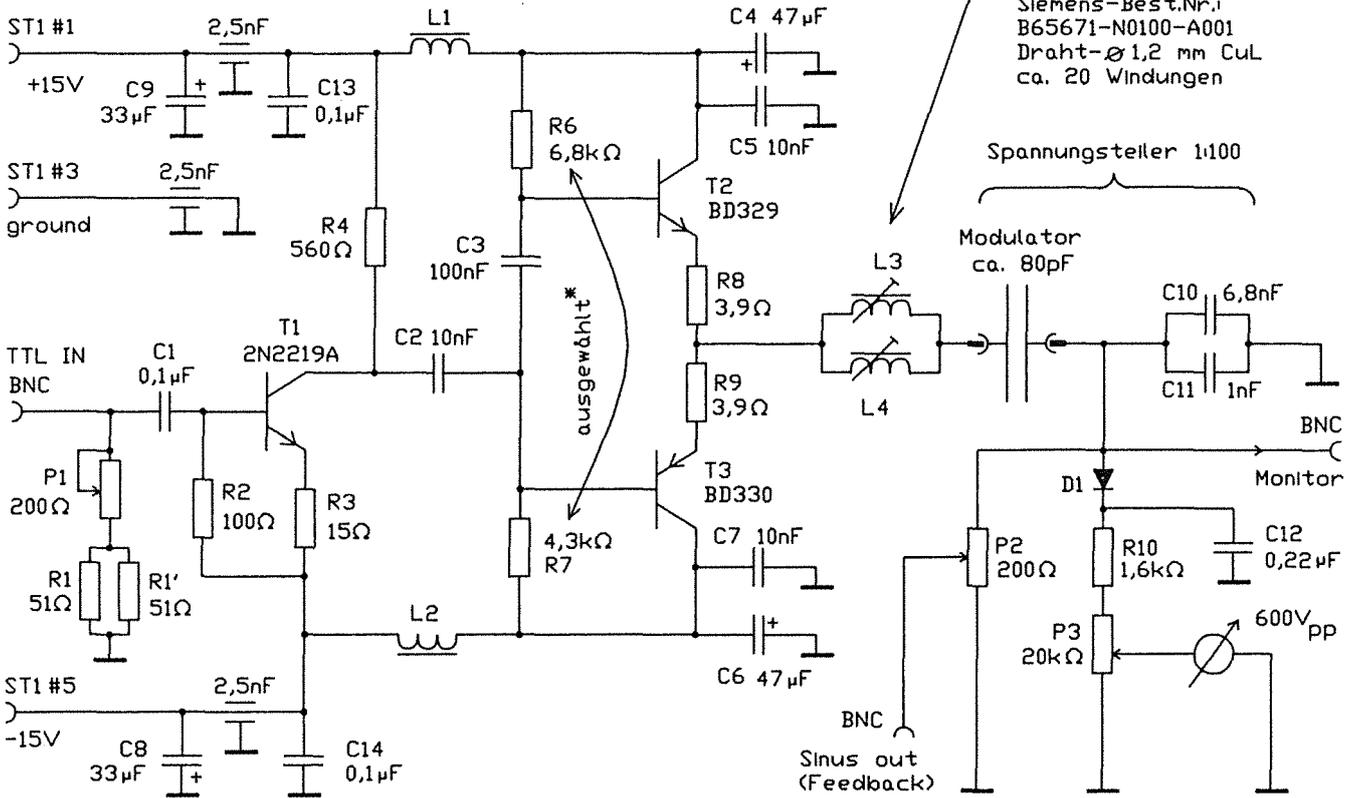


Die Verdrahtung der Schaltung des Modulator-Resonanzverstärkers II.

Resonanzverstärker
(Dorn, 24.8.89)

* ausgewählt (ohne Signal):
a.) Symmetrie: Emitter nahe 0 V.
b.) Ruhestrom 0,5-0,6 A.

Daten der Spulen: $L=37\mu\text{H}$
Schalenkern-Material: K1
 $\varnothing 25 \text{ mm} \times 16 \text{ mm}$
Luftspalt: 0,9 mm
Siemens-Best.Nr.:
B65671-N0100-A001
Draht- $\varnothing 1,2 \text{ mm CuL}$
ca. 20 Windungen



Die Schaltung des Modulator-Resonanzverstärkers.

```

C -----
C FORTRANPROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER ORTSKURVE DER 3,3-MHZ-
C KOMPONENTE IN DER VOM REFERENZ-INTERFEROMETER TRANSMITTIERTEN
C INTENSITÄT DES PHASENMODULIERTEN LICHTES ALS FUNKTION DER
C ABLAGE.
C -----
C PROGRAM HEXPneu
C IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H,O-Z)
C PARAMETER (II = 201)
C DIMENSION ZRE(II), ZIM(II), X(II), YRE(II), YIM(II),
C * YABS(II), YPHA(II)
C PI = 4.DO * ATAN(1.DO)
C -----
C EINGABE DER PARAMETER
C -----
10 WRITE(*,10)
10 FORMAT(' EINGABE DER MOD.-FREQUENZ / HALBE ETALON-HWB: ')
10 READ(*,*) GAM
11 WRITE(*,11)
11 FORMAT(' EINGABE DER KUSSERSTEN LINKEN ABLAGE / HALBE ETALON-HWB :
* ')
11 READ(*,*) XLI
11 WRITE(*,12)
12 FORMAT(' EINGABE DER KUSSERSTEN RECHTEN ABLAGE / HALBE ETALON-HWB
*: ')
12 READ(*,*) XRE
12 WRITE(*,13)
13 FORMAT(' EINGABE DER SCHRITTWEITE DER ABLAGE / HALBE ETALON-HWB :
* ')
13 READ(*,*) DX
13 WRITE(*,14)
14 FORMAT(' EINGABE DES GLEICHRICHTER-WINKELS [IN GRAD].(0° ENTSPRICH
*T DER MODULATIONSSPANNUNG. SIEHE DORN S.65 UND S.70. ')
14 READ(*,*) ALP
14 ALP = ALP / 180.DO * PI
14 N = INT((XRE-XLI)/DX+.5) + 1
14 IF(N.GT.II) THEN
14 WRITE(*,15) N
15 FORMAT(' ES ERGEBEN SICH ',I5)
16 WRITE(*,16) II
16 FORMAT(' PUNKTE: MEHR ALS ',I5)
17 WRITE(*,17)
17 FORMAT(' DIE II ZULÄSST. ENTWEDER PARAMETER II ERHÖHEN, ODER PU
*NKTTZahl REDUZIEREN! ')
18 WRITE(*,18)
18 FORMAT(' ')
18 GOTO 1
18 ENDIF

```

Fortranprogramm zur Berechnung der Ortskurve $z_R(\Delta_0)$ aus Gl. 4.24 (S.65). Das Produkt $2c\epsilon_0 E_0^2 J_0(\eta) J_{+1}(\eta)$ ist gleich 1 gesetzt.

```

C -----
C BERECHNUNG DER ORTSKURVE ZR(Delta)
C ZRE : REALTEIL
C ZIM : IMAGINAERTEIL
C -----
C DO 20 J = 1, N
C XX = XLI + (J-1) * DX
C X(J) = XX
C VAR = (1.DO+XX*XX) * (1.DO+(XX+GAM)**2) * (1.DO+(XX-GAM)**2)
C VAR = -2.DO * GAM * XX / VAR
C ZIM(J) = - VAR * (1.DO+XX*XX-GAM*GAM)
C ZRE(J) = - VAR * 2.DO * GAM
C -----
C DREHUNG DER ORTSKURVE UM DEN WINKEL ALP: ALP ENTSPRICHT DER
C GLEICHRICHTERPHASE. DAS PHASENEMPFINDLICH GLEICHGERICHTETE
C SIGNAL ENTSPRICHT DEM REALTEIL YRE.
C -----
C IF (ALP.NE.0) THEN
C YRE(J) = ZRE(J) * DCOS(ALP) - ZIM(J) * DSIN(ALP)
C YIM(J) = ZRE(J) * DSIN(ALP) + ZIM(J) * DCOS(ALP)
C ELSE
C YRE(J) = ZRE(J)
C YIM(J) = ZIM(J)
C ENDIF
C -----
C BERECHNUNG VON BETRAG (YABS) UND PHASE (YPHA) DER PUNKTE
C DER ORTSKURVE
C -----
C YABS(J) = SQRT(YRE(J)*YRE(J) + YIM(J)*YIM(J))
C IF(YRE(J).LT.0.DO) YPHA(J) = ATAN(YIM(J)/YRE(J)) + PI
C IF(YRE(J).GT.0.DO) THEN
C IF(YIM(J).GT.0.DO) YPHA(J) = ATAN(YIM(J)/YRE(J))
C IF(YIM(J).LT.0.DO) YPHA(J) = ATAN(YIM(J)/YRE(J)) + 2.DO * PI
C ENDIF
C IF(YRE(J).EQ.0.DO) THEN
C IF (YIM(J).LT.0.DO) YPHA(J) = 1.5DO * PI
C IF (YIM(J).GE.0.DO) YPHA(J) = 0.5DO * PI
C IF (YIM(J).EQ.0.DO) YPHA(J) = 0.DO
C ENDIF
C YPHA(J) = YPHA(J) * 180.DO/PI - 90
C -----
C ABSPEICHERN
C DER BERECHNETEN WERTE IN DIE DATEIEN FORT21 BIS FORT25
C -----
20 CONTINUE
20 WRITE(21,('( REALTEIL IMAGINAERTEIL'))')
20 WRITE(21,('(4(250(2F15.5,.,/)))')( YRE(J), YIM(J), J = 1,N)
20 WRITE(22,('( FREQUENZABLAGE / REALTEIL DER 3,3-MHZ-KOMP. '))')
20 WRITE(22,('(4(250(2F15.5,.,/)))')(X(J),2.4*YRE(J), J = 1,N)
20 WRITE(23,('( FREQUENZABLAGE / IMAGINAERTEIL DER 3,3-MHZ-KOMP. '))')
20 WRITE(23,('(4(250(2F15.5,.,/)))')( X(J),2.4*YIM(J), J = 1,N)
20 WRITE(24,('( FREQUENZABLAGE / BETRAG DER 3,3-MHZ-KOMP. '))')
20 WRITE(24,('(4(250(2F15.5,.,/)))')( X(J),2.4*YABS(J), J = 1,N)
20 WRITE(25,('( FREQUENZABLAGE / PHASE DER 3,3-MHZ-KOMP. '))')
20 WRITE(25,('(4(250(2F15.9,.,/)))')( X(J), YPHA(J), J = 1,N)
20 STOP
20 END

```

8. Literaturverzeichnis

- [Born] Max Born, Emil Wolf, "Optics", Pergamon Press, Braunschweig, 1975
- [Brac] U. Brackmann, "Lambdachrome Laser Dyes", Lambdachrome Physik GmbH, Göttingen, 1986
- [Bron] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, "Taschenbuch der Mathematik", Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main 1983
- [Burg] B. Burghardt, Diplomarbeit, Bonn, 1982
- [Burg2] B. Burghardt, Dissertation, Bonn, 1982
- [Clay] C.H. Clayson, Electronics Letters, Vol.2, No.4, Apr. 1966
- [Drev] W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, H. Ward, Appl.Phys.B 31, 97-105, 1983
- [Eich] M. Eichenlaub, Diplomarbeit, Karlsruhe, 1987, (unveröffentlicht)
- [Fran] Francois, Appl.Optics, Vol.11, NO.2, Feb.1972
- [Föll] O. Föllinger, "Regelungstechnik", Hüthig Verlag Heidelberg, 1985
- [Hech] E. Hecht, A. Zajac, "Optics", Addison-Wesly Puplicing Company, Amsterdam 1974
- [Hoff] B. Hoffmann, Diplomarbeit, Bonn, 1982, (unveröffentlicht)
- [Hou] J. Hough, D. Hils, M.D. Rayman, Ma L.-S., L. Hollberg, J.L. Hall, Appl.Phys. B33, S.179-185, 1984
- [Hoef1] H.Hoeffgen, Diplomarbeit, Bonn, 1979, (unveröffentlicht)
- [Hoef2] H. Hoeffgen, Dissertation, Bonn, 1982, (unveröffentlicht)
- [Jel] H. Jelitto, Diplomarbeit, Karlsruhe, 1983, (unveröffentlicht)
- [Jits] W. Jitschin, G. Meisel, Appl.Phys.19, S.181-184, 1979
- [Kal] R. Kallenbach, C. Zimmermann, D.H. McIntyre, T.W. Hänsch, R.G. DeVoe, Optics Comm., Vol.70, No.1, Feb.1989
- [Kam] I.P. Kaminov, Proc. of the IEEE, Vol.54, No.10, Oct.1966
- [Knau] D. Knaus, Diplomarbeit, Karlsruhe, 1987, (unveröffentlicht)
- [Kneu] F.K. Kneubühl, M.W. Siegrist, "Laser", Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1988
- [Kog1] H. Kogelnik, T. Li, "Laser Beamsand Resonators", Proc. of the IEEE, Vol.54, No.10, Oct.1966
- [Kog2] H.W. Kogelnik et al, "Astigmatically Compensated Cavities for cw Dye Lasers", Journal of Quantum Electronics, Vol.QE-8, No.3, March 1972
- [Kriz] H. Kriz, Diplomarbeit, Bonn, 1980, (unveröffentlicht)

- [Land] L.D. Landau, E.M. Lifschitz, "Lehrbuch der theoretischen Physik III Elastizitätstheorie", Akademie Verlag Berlin 1965
- [Ley] J.M. Ley, Electronics Letters, Vol.2, No.1, Jan. 1966
- [Mara] E.G. Marason, "Laser Dye DCM", Opt.Comm., Vol.37, No.1, Apr.1981
- [Meis] G. Meisel, Habilitationsschrift, Bonn, 1977, (unveröffentlicht)
- [Metr] "Documents Concerning the New Definition of the Metre", Metrologia **19**, S.163,1984
- [Mot1] Motorola Datenblatt des MC 1596
- [Mot2] Motorola Datenblatt : AN-531
- [Pres] G. Pressler, "Regelungstechnik", Hüthig Verlag, Heidelberg, 1985
- [PTB] B. Burghardt, H. Hoeffgen, H. Kriz, G. Meisel, PTB-Bericht E-18, S.171, 1981
- [Rad] Private Mitteilung der Radiant Dyes Laser Accessories GmbH, Wermelskirchen
- [Rei] F. Reimer, Elektronik, **21**, S.71, 1981
- [Sche] A. Schenzle, R.G. DeVoe, R.G. Brewer, "Phase Modulation Laser Spectroscopy", Phys.Rev.A, Vol.25, No.5, May 1982
- [Schr] R. Schruft, Diplomarbeit, Karlsruhe, (in Vorbereitung)
- [Sieg] A.E. Siegmann, "An Introduction to Lasers and Masers", McGraw-Hill, New York, 1971
- [Steig] A. Steiger, KfK-Bericht 3820, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1984
- [Tieze] U. Tieze, Ch. Schenk, "Halbleiterschaltungstechnik", Springer Verlag, Berlin, 1986
- [Valv] Valvo, Datenbuch Piezoxide (PXE), 1985
- [Volt] E. Volterra, E.C. Zachmanoglou, "Dynamics of Vibrations", Charles E. Merrill Books Inc., Columbus, Ohio, 1965