HEINRICH+HERTZ+INSTITUT FÜR SCHWINGUNGSFORSCHUNG BERLIN+CHARLOTTENBURG

# Technischer Bericht Nr. 86

Untersuchungen der Frequenzstabilität eines Ammoniakmasers auf der Linie J = 3, K = 2

von

Dr.=Ing. HELMUT HELLWIG

H 86

Berlin 1966

#### Technischer Bericht Nr. 86.

Untersuchung der Frequenzstabilität eines

Ammoniakmasers auf der Linie J = 3, K = 2

#### Zusammenfassung

Diese Arbeit betrifft Untersuchungen der Frequenzgenauigkeit des auf der Inversionslinie J = 3, K = 2 (3-2 Linie) <sup>4</sup>NH<sub>z</sub> arbeitenden Masers. von

Die Frequenz der 3-2 Linie ist im wesentlichen noch abhängig vom Einfluß der Resonatorabstimmung, von der Stär-ke des Magnetfeldes, welches zum Auffinden der gewünschten Resonatorabstimmung verwendet wird, sowie von der Intensität des Molekularstrahls auf Grund intermolekularer Wechselwirkung und Dopplerverschiebung.

Diese Einflüsse sowie die Kurzzeitstabilität des Masers wurden theoretisch und experimentell mit Hilfe zweier unabhängiger Maser und durch Vergleich mit einer Quarzuhr untersucht:

Eei Verwendung genügend kleiner Strahlintensitäten, Strahlintensitätsmodulation zur Vermeidung des Dopplereffektes und eines lokalen Magnetfeldes zum Abstimmen des Resonators, konnte eine Reproduzierbarkeit von 5 · 10<sup>-12</sup> und eine Absolutgenauigkeit der Frequenz von 10<sup>-11</sup> erzielt werden.

Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung

Der Bearbeiter

#### gez. H. Hellwig

(Dr.-Ing. Helmut Hellwig)

Der Abteilungsleiter

Der Institutsdirektor

gez. Gundlach

gez. Cremer

(Prof.Dr.-Ing. F.W. Gundlach)

(Prof.Dr.-Ing. L. Cremer)

Berlin-Charlottenburg, den 15. Mai 1966



### Inhaltsangabe

1.	Einleitung - Theoretische Grundlagen des Ammoniak-	
	masers auf der 3-2 Linie	1
	فالمرجع أحاد المجرب المعاهر المنافق المتعادين المعاد والمساد سيقاه	
2.	Theorie	
×	2.1 Definition der Frequenzstabilität	3
8 az	2.2 Zieheffekt und Abstimmkriterium des Resonators	5
y	2.3 Einfluß eines homogenen Magnetfeldes	6
	2.4 Einfluß eines lokalen Magnetfeldes	12
	2.5 Dopplereffekt	13
	2.6 Druckeffekt	16
3.	Apparatur	·· •• •
	3.1 Resonator	18
	3.2 Separator	21
	3.3 Düse	26
	3.4 Aufbau des Masers	29
1 <sup>44</sup>	3.5 Spektrometrie	32
e J	3.6 Frequenzmessung	33
4.	Experiment	
×	4.1 Einfluß des homogenen Magnetfeldes	35
	4.2 Einfluß des lokalen Magnetfeldes	38
	4.3 Dopplereffekt	40
1.0	4.4 Druckeffekt	42
	4.5 Frequenzstabilität des Masers	45
5.	Literaturverzeichnis	51

5. Literaturverzeichnis

#### 1. Einleitung

and starting of the start of th

Auf die Grundlagen des Ammoniakmasers soll nur soweit eingegangen werden, wie es zum Verständnis dieser Arbeit unbedingt notwendig ist, im übrigen sei auf die Literatur verwiesen<sup>2)<sup>(3)</sup> 4).</sup>

Die einzelnen Linien des Inversionsspektrums des Ammoniak werden durch die Rotationsquantenzahlen J und K beschrieben<sup>2)</sup>. Die beiden Inversionsniveaus sind wegen ihres geringen Energieunterschiedes nahezu gleich besetzt<sup>5)</sup>. In einem äußeren elektrischen Feld  $E = | \mathcal{C} |$  erfolgt eine Änderung der Inversionsniveaus (Stark-Effekt)<sup>6</sup>:

$$W = W_{o} \pm \left[ \frac{h\nu_{o}}{2} + \left( \mu E \frac{MK}{J(J+1)} \right)^{2} \right]$$
(1)

= potentielle Energie eines Inversionstermes

 $W_{o}$  = mittlere Energie beider Terme

 $\mu$  = Dipolmoment

h = Planck'sche Konstante

 $v_0 = Inversionsfrequenz$ 

 $M = Projection von J auf \varphi$ 

Das positive Vorzeichnen gilt für den oberen, das negative für den unteren Inversionsterm.

In einem inhomogenen elektrischen Feld erfahren nach Gl. 1 die Moleküle, die sich im oberen Inversionsniveau befinden, eine Kraft in Richtung abnehmender Feldstärke, diejenigen, die sich im unteren Niveau befinden, jedoch eine Kraft in Richtung wachsender Feldstärke. Eine Vierpolanordnung<sup>6)</sup> gestattet es, eine Trennung der im oberen und unteren Niveau befindlichen Moleküle vorzunehmen. Die im Experiment verwendete Vierpolanordnung zeigen die Abb. 6 und 9.

Der Betrag der elektrischen Feldstärke E im Abstand r von der Achse eines Vierpols, dessen Stäbe auf einem Kreis mit dem Radius R angeordnet und abwechselnd das elektrische Potential-Null und U besitzen, ist<sup>7)</sup>

ar tan sees a

$$E = \frac{U}{R^2} i r$$

Der aus dem Vierpol austretende Molekularstrahl besteht bei geeigneter Wahl der Parameter nur noch aus Molekülen im oberen Inversionszustand. Bei hinreichender Intensität des Molekularstrahls kann in einem geeignet abgestimmten Hohlraumresonator eine selbständige Oszillation hervorgerufen werden.

Die zum Einsatz der Oszillation pro Zeit erforderliche Anzahl von Molekülen des oberen Niveaus n<sub>o</sub> wird mit idealisierenden Annahmen berechnet zu<sup>8</sup>)

 $n_{o} = \frac{\varepsilon_{o}h v_{o}^{2}}{\hat{\pi} \mu^{2}} \cdot \frac{A}{10}$ 

v<sub>o</sub> = mittlere Geschwindigkeit der Moleküle A = Querschnittfläche des Resonators l = Länge des Resonators Q = Güte des Resonators e<sub>o</sub> = Dielektrizitätskonstante

Die Leistung, die der Maser abgibt, wächst zwar mit der Strahl-Intensität, erreicht jedoch einen Sättigungswert von etwa 10<sup>-9</sup>W, da nicht nur die Zahl der induzierten, also Energie liefernden Übergänge wächst, sondern entsprechendo auch die Zahl der absorbierenden Übergänge vom unteren zum oberen Inversionsniveau<sup>8</sup>. Das gewöhnliche Ammoniak enthält das Stickstoffisotop <sup>14</sup>N, welches den Spin I<sub>N</sub> = 1 und daher ein elektrisches Quadrupolmoment besitzt. Es erfolgt dann eine Aufspaltung in  $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}_N$  Niveaus, wobei die Wechselwirkungsenergie proportional zu

 $\frac{3 \kappa^2}{J(J+1)}$  ist<sup>6</sup>.

Infolgedessen besitzen die Inversionslinien des gewöhnlichen Ammoniaks eine Hyperfeinstruktur.

- 2 -

(2)

(3)

Die Wirkungsweise des Vierpol-Separators ist nach Gl. 1 abhängig von der Verteilung auf die verschiedenen möglichen M-Zustände und diese Verteilung selbst ist abhängig vom Quadrupol-Hyperfeinniveau<sup>9)</sup>. Daher ändert sich die Maserfrequenz, die das nach Intensitäten gewogene Mittel der Hyperfeinlinien ist, mit der Spannung am Separator. Dieser prinzipielle Einfluß des Separators auf die Maserfrequenz kann auf zweierlei Weise vermieden werden:

- a) Es wird Ammoniak mit dem Stickstoffisotop <sup>15</sup>N verwendet, welches den Spin I = 1/2 und damit kein Quadrupolmoment besitzt<sup>10)11)</sup>. Dieses Ammoniak ist sehr teuer. Die Apparatur muß daher so aufgebaut werden, daß das Ammoniak zurückgewonnen werden kann.
- b) Beim gewöhnlichen Ammoniak verschwindet die Quadrupol-Wechselwirkungsenergie, wenn

 $1 - \frac{3 K^2}{J(J+1)} = 0$  ist (s.o.). Diese Gleichung wird nur von

J = 3, K = 2 erfüllt.

Es wurde die zweite Möglichkeit (b) zur Vermeidung der Quadrupol-Effekte gewählt, da die Maser-Anordnung einfach bleibt. Allerdings muß der Nachteil in Kauf genommen werden, daß die Besetzung des 3-2 Zustandes etwa 2,3 mal geringer ist als die des 3-3 Zustandes<sup>12)</sup> und daß der Starkeffekt (Gl. 1) und damit die Wirksamkeit des Separators ebenfalls gegenüber der intensivsten 3-3 Linie kleiner ist. Die Frequenz der 3-2 Linie ist 22 834 185 kHz<sup>13)</sup>.

2. Theorie 2.1 Definition der Frequenzstabilität

Bei der Diskussion und Messung der Frequenzstabilität von Frequenznormalen müssen zunächst einige Begriffe definiert werden, die die Frequenzschwankungen nach ihren Ursachen und Auswirkungen zu beschreiben gestatten. Es soll daher im folgenden, in Erweiterung der von Shimoda<sup>13</sup>) verwendeten Begriffe, unterschieden werden zwischen: Kurzzeitstabilität, Langzeitstabilität, Reproduzierbarkeit und Absolutgenauigkeit.

<u>Kurzzeitstabilität:</u> Mit diesem Begriff sollen nicht generell die Frequenzschwankungen charakterisiert werden, die bei "kurzen" Meßzeiten auftreten, sondern - schärfer gefaßt - ausschließlich die zufälligen Schwankungen auf Grund thermischen Rauschens und spontaner Emission. Der Einfluß der letzteren ist gegenüber dem thermischen zu vernachlässigen<sup>8)</sup>. Berücksichtigt man, daß der Molekular-"strahl ein "Frequenz-Gedächtnis" von der Zeitdauer T besitzt<sup>+)</sup> <sup>14)</sup>, so errechnen sich die statistischen Schwankungen  $\mathcal{O}$  der Maserfrequenz unter der Voraussetzung t  $> T_{into}$  <sup>8)</sup> zu (k = Boltzmann-Konstante, T = abs. Temperatur, P = Maserleistung, t = Meßzeit)



Langzeitstabilität: Da die Maserfrequenz von experimentellen Parametern wie beispielsweise der Temperatur des Resonators abhängt, wirken sich deren Schwankungen auf die Frequenz aus und überdecken von einer gewissen Meßzeit an die statistischen Kurzzeitschwankungen. Die Langzeitstabilität beschreibt also die Empfindlichkeit des ohne willkürliche äußere Eingriffe kontinuierlich betrieofbenen Masers gegen äußere Einflüsse.

<u>Reproduzierbarkeit</u>: Die Maserfrequenz ist stark abhängig von der Abstimmung des Resonators. Mit Hilfe eines Kriteriums für die richtige Abstimmung des Resonators (s.Abschnitt 2.2) wird die charakteristische Maserfrequenz  $\nu_c$ 

arī ars iej

den Molekülen und dem elektromagnetischen Feld.

and Aussiry-dakan so vershred hor, restation, 78 noll daher in

- 4 -

gewonnen. Da alle anderen Parameter, die möglicherweise einen Einfluß haben, prinzipiell beliebig genau wieder eingestellt werden können, ist die Reproduzierbarkeit von  $V_c$  nach beliebig langen Zeiten nur von der Güte dieses Kriteriums abhängig.

<u>Absolutgenauigkeit:</u> Die Reproduzierbarkeit, die das Auffinden von  $V_c$  bei einer Anordnung beschreibt, sagt noch nichts über die Absolutgenauigkeit aus, die durchaus schlechter sein kann. Diese ist gleichbedeutend mit der Übereinstimmung von  $V_c$  bei mehreren, unabhängigen Anordnungen. Bei der Absolutgenauigkeit ist also der absolute Einfluß der experimentellen Parameter von Bedeutung und es gilt diesen Einfluß durch geeigneten Aufbau des Masers auszuschalten.

#### 2.2 Zieheffekt und Abstimmkriterium des Resonators

Die Frequenz des Masers ist stark abhängig von der Abstimmung des Resonators. Die vom Maser abgegebene Frequenz  $\nu$ liegt stets zwischen der molekularen Übergangsfrequenz  $\nu_o$ und der Abstimmung des Resonators  $\nu_R$ . Das Verhältnis der molekularen Linienbreite  $\delta \nu$  zur Resonanzbandbreite des Resonators  $\delta \nu_R$  bestimmt den Einfluß der Fehlabstimmung des Resonators auf die Maserfrequenz. Der Zieheffekt wird unter vereinfachenden Annahmen beschrieben durch<sup>25)</sup>

$$\nu - \nu_{o} = \frac{\delta \nu}{\delta \nu_{R}} (\nu_{R} - \nu_{o})$$
(5)

Da gewöhnlich  $\delta \nu \approx 5$  kHz und  $\delta \nu_{\rm R} \approx 5$  MHz sind, hat der Maßstabsfaktor, mit dem sich die Fehlabstimmung des Resonators auf die Maserfrequenz überträgt, den Wert  $\frac{\delta \nu}{\delta \nu_{\rm R}} \approx 10^{-3}$ .

Die richtige Abstimmung des Resonators  $V_{\rm R} = V_{\rm o}$  kann nach Gl. 5 offensichtlich durch Verändern der molekularen Linienbreite geschehen<sup>+)</sup>. Der Resonator ist dann richtig abgestimmt, wenn die Variation von  $\delta V$  keinen Einfluß mehr auf die Maserfrequenz hat, die dann gleich  $V_{\rm o}$  ist.

<sup>+)</sup> bezüglich anderer, schlechterer Kriterien siehe z.B.<sup>15)</sup>

Da jedoch die Maserfrequenz noch einigen weiteren äußeren Einflüssen unterliegt, sei im folgenden die auf diese Weise bestimmte und der richtigen Resonatorabstimmung entsprechende Frequenz als charakteristische Maserfrequenz

V, bezeichnet.

Die beste Methode,  $\delta V$  zu variieren, stellt das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes dar, wobei  $\delta V$  durch Zeeman-Effekt vergrößert wird (s. Abschnitt 2.3, 2.4).

Als Empfindlichkeit dieser Methode wird das Verhältnis der Frequenzänderung im Magnetfeld zur vorhandenen Frequenzablage des Masers von  $V_0$  definiert ( $V_H = Maser$ frequenz beim Anlegen des Zeeman-Feldes).

$$S = \frac{v_{\rm H} - v}{v - v_{\rm o}} \tag{6}$$

Mit Gl. 5 folgt daraus

$$S = \frac{\delta \nu}{\delta \nu_0} - 1 = \frac{\delta \nu_H}{\delta \nu_0}$$
(7)

wobei  $\delta v$  die gesamte Linienbreite im Magnetfeld,  $\delta v_0$ die ungestörte Linienbreite und  $\delta v_H = \delta v - \delta v_0$  die zusätzliche Linienverbreiterung ist.

#### 2.3 Einfluß eines homogenen Magnetfeldes

Ein homogenes Magnetfeld im Resonator bewirkt eine Zeeman-Aufspaltung der Linie. Es soll zunächst die magnetische Hyperfeinstruktur der Linie betrachtet werden. Für die 3-2 Linie von <sup>14</sup>NH<sub>3</sub> gilt, da das magnetische Moment der drei Protonen viel größer als dasjenige des <sup>14</sup>N+Stickstoffkerns ist und keine Quadrupolwechselwirkung auftritt, folgendes Koppelschema<sup>16</sup>) 17)

$$\vec{\mathbf{F}}_2 = \vec{\mathbf{J}} + \vec{\mathbf{I}} \qquad \vec{\mathbf{F}} = \vec{\mathbf{F}}_2 + \vec{\mathbf{I}}_{\mathbf{N}} \qquad (8)$$

wobei der Spin der drei Protonen I =  $\frac{1}{2}$  und der Spin des

- 6 -

Stickstoffkernes  $I_N = 1$  ist. Dies führt zum Termschema der Abb. 1, aus dem mit den Auswahlregeln  $\Delta F = 0,\pm 1$  und  $\Delta F_2 = 0,\pm 1$  die möglichen Übergänge zwischen den Inversionsniveaus folgen<sup>18)</sup>.



#### Abb. 1 Magnetische Hyperfeinstruktur eines Inversionsnieveaus des 3-2 Überganges

Für die Zeeman-Aufspaltung im äußeren Magnetfeld braucht nur die intensivste Hauptlinie der magnetischen Hyperfeinstruktur, die dem Übergang  $\Delta F_2 = \Delta F = 0$  entspricht, betrachtet zu werden. Der Energieunterschied  $\Delta W$  der beiden Terme  $F_2 = 5/2$  und  $F_2 = 7/2$  (s. Abb. 1) ist <sup>18</sup>)

$$\Delta W = 3,5 \left( A + \frac{CK^2}{J(J+1)} \right)$$
(9)

wobei A und C Konstanten sind, die die durch F<sub>2</sub> gegebene magnetische Kopplung beschreiben (Gl. 8).

Die Zeeman-Aufspaltung W jedes der beiden Terme durch das Magnetfeld H wird durch die Breit-Rabi-Formel<sup>19</sup>) beschrieben, die hier lautet:

$$W = \frac{\Delta W}{2(2J+1)} - g_{J} u_{n}^{MH} \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4Mx}{2J+1} + x^{2}}$$
(10)

mit  $x = \frac{g_I - g_J}{\Delta W} / u_n \cdot H$ 

 $g_{J} = 0,535$ ) gyromagnetische  $g_{I} = 5,585$ ) Verhältnisse ;  $M = Projektion von \vec{F}_{2}$  auf  $\vec{H}$ ;  $\Delta W \approx 63 \text{ kHz}^{18}(\text{s.Gl. 9})$   $/^{u}n = Kernmagneton$  $M = F_{2}, (F_{2}-1), \dots (-F_{2}).$ 

8 -

Positives Vorzeichen der Wurzel gilt für  $F_2 = 5/2$ , negatives für  $F_2 = 7/2$ .

Die Auswahlregel für Zeeman-Übergänge zwischen den beiden Inversionsniveaus, deren jedes gemäß Gl. 10 aufgespalten ist, lautet (da es elektrische Dipolübergänge sind):

wenn  $\mathcal{E}$  der elektrische Feldvektor des Hochfrequenzfeldes im Resonator ist.

Die  $\tilde{\pi}$ -Übergänge zeigen - wie aus Gl. 10 folgt - im Gegensatz zu den  $\sigma$ -Übergängen keine Zeeman-Aufspaltung. Da zum Abstimmen des Resonators jedoch eine Aufspaltung gewünscht ist, muß bei einem E<sub>010</sub>-Resonator (s.S.12) ein Magnetfeld, senkrecht zur Resonatorachse erzeugt werden.

Wenn das Magnetfeld hinreichend klein ist, so daß x < 1entsprechend H < 16 Oe, so folgt aus Gl. 10 für die  $\sigma$ -Übergänge eine Aufspaltung der Inversionslinie, deren einzelne Komponenten um  $\delta V_{\rm H}/2$  von der Frequenz der unaufgespaltenen Linie im Falle H = 0 verschoben sind:

$$\begin{array}{l} \text{für } \mathbf{F}_{2} = 5/2 & \frac{\delta \nu_{\mathrm{H}}}{2} = \underbrace{+} \left( g_{\mathrm{J}} - \frac{g_{\mathrm{I}} - g_{\mathrm{J}}}{2J + 1} \right) / \mathbf{u}_{\mathrm{n}} \cdot \mathbf{H} \\ \text{für } \mathbf{F}_{2} = 7/2 & \frac{\delta \nu_{\mathrm{H}}}{2} = \underbrace{+} \left( g_{\mathrm{J}} + \frac{g_{\mathrm{I}} - g_{\mathrm{J}}}{2J + 1} \right) / \mathbf{u}_{\mathrm{n}} \cdot \mathbf{H} \end{array}$$

$$(12)$$

Die Aufspaltung der  $F_2 = 5/2$  Linie ist nach Gl. 12 zu vernachlässigen, während die Aufspaltung der  $F_2 = 7/2$  Linie explizit lautet, wenn H in Oe gemessen wird:

$$\delta \gamma_{\rm H} = 1,8 \cdot 10^3 {\rm H} = {\rm C} \cdot {\rm H}$$
 (13)

Zusammenfassend ist also festzustellen, daß in einem homogenen, senkrecht zur Achse eines  $E_{010}$ -Resonators stehenden Magnetfeld die 3-2 Linie in drei Komponenten aufgespalten wird: In eine unverschobene und zwei symmetrisch dazu liegende Linien. Das Intensitätsverhältnis der drei Linien ist 0,8 : 1,0 : 0,8<sup>18)</sup>.

Bis hierher wurde vorausgesetzt, daß die Zeeman-Aufspaltung des oberen und unteren Inversionsniveaus völlig gleichartig nach Gl. 10 erfolgt. Tatsächlich ist jedoch die Termaufspaltung AW (Gl. 9) etwas unterschiedlich für die beiden Inversionsniveaus, da die magnetischen Koppelkonstanten A und C vom Energiezustand des Moleküls abhängen. Eine anschaulich-klassische Erklärung möge dies verdeutlichen: Das Koppelschema der Gl. 8 zwischen sagt klassisch aus, daß sich der magnetische J und I Dipol I im Feld des Dipols J befindet. Die Energie eines Dipols im Feld eines anderen ist in der Hauptlage bekanntlich  $\Delta W \sim r^{-3}$  (r = Abstand der Dipole). Im oberen Inversionszustand sind die innermolekularen Abstände größer als im unteren, so daß zu folgern ist, daß die Energieaufspaltung des oberen Zustandes AW, kleiner ist, als die des unteren  $\Delta W_{n}$ :

$$\delta \Delta W = \Delta W_{11} - \Delta W_{c2} > 0 \tag{14}$$

Wird dieser Unterschied in der Termaufspaltung berücksichtigt, so folgt aus Gl. 10 eine Unsymmetrie der Aufspaltung in die drei Linien, die beschrieben wird durch<sup>18)</sup>:

$$\Delta \mathcal{V} = \mathcal{V} - \mathcal{V}_{o} = \pm \frac{\delta \Delta W}{\Delta W} \cdot 52 \cdot \mathrm{H}^{2}$$
(15)

Das positive Vorzeichen gibt die Frequenzverschiebung der mittleren Linie, das negative diejenige der beiden Seitenlinien. Bei nicht zu großen Magnetfeldern werden die drei Komponenten nicht aufgelöst. Es ergibt sich eine Frequenzverschiebung, die sich aus dem nach Intensitäten gewogenen Mittel nach Gl. 15 ergibt:

$$\Delta v_{\rm H} = -11.5 \frac{\delta \Delta W}{\Delta W} {\rm H}^2 = -{\rm D}{\rm H}^2 \tag{16}$$

Neben der durch Gl. 13 beschriebenen Linienverbreiterung infolge Aufspaltung, tritt also auch eine Frequenzverschiebung  $\Delta v_{\rm H}$  auf und zwar eine Frequenzerniedrigung mit wachsender magnetischer Feldstärke.

Die Abhängigkeit der Maserfrequenz von der magnetischen Feldstärke unter Berücksichtigung des Zieheffektes ergibt sich nach Gl. 5

$$\nu - (\nu_0 + \Delta \nu_H) = \frac{\delta \nu_0 + \delta \nu_H}{\delta \nu_R} (\nu_R - (\nu_0 + \Delta \nu_H))$$
(17)

Berücksichtigt man,  $dag(\delta \nu_c / \delta \nu_R) \ll 1 \text{ und}(\delta \nu_H / \delta \nu_R) \ll 1$ so errechnet sich aus Gl. 17 mit Hilfe von Gl. 13 und Gl. 16

$$F(H) = \mathcal{V} - \mathcal{V}_{H=0} = C \frac{\mathcal{V}_{R} - \mathcal{V}_{0}}{\delta \mathcal{V}_{R}} \cdot H - DH^{2}$$
(18)

Die Nullstelle H<sub>o</sub> und der Extremwert H<sub>M</sub> von F(H) liegen bei

$$H_{0} = 2H_{M} = \frac{C}{D} \frac{\nu_{R} - \nu_{0}}{\delta \nu_{R}}$$
(19)

Damit vereinfacht sich Gl. 18

$$F(H) = D(H_0 - H) H$$
<sup>(20)</sup>

Den prinzipiellen Verlauf von F(H), der aus Gl. 20 folgt, zeigt Abb. 2.



#### Abb. 2 Einfluß des homogenen Magnetfeldes auf die Maserfrequenz

Die Nullstelle nach (19) existiert wegen  $H \ge 0$  nur für Resonatorabstimmungen  $\mathcal{V}_{R} \ge \mathcal{V}_{0}$ .

Nach S. 6 wird die charakteristische Maserfrequenz dadurch bestimmt, daß ein äußeres Magnetfeld der Stärke H<sub>o</sub> keine Änderung der Maserfrequenz mehr hervorruft. Da jedoch - wie oben ausgeführt wurde - das Magnetfeld auch eine Frequenzverschiebung hervorruft, wird in diesem Fall der Resonator tatsächlich falsch abgestimmt und zwar nach Gl. 19 auf  $v_{\rm R} > v_{\rm o}$ . Entsprechend ist die charakteristische Maserfrequenz  $v_{\rm c}$  nicht gleich der molekularen Übergangsfrequenz  $v_{\rm o}$  sondern nach (19) und (17) größer als  $v_{\rm o}$ 

 $\nu_{e} = \nu_{H=0} = \nu_{o} + \delta \nu_{o} \cdot \frac{D}{C} H_{o}$ (21)

Damit wird die charakteristische Maserfrequenz linear abhängig von der Amplitude  $H_o$  des zum Abstimmen verwendeten homogenen Magnetfeldes und wächst mit dieser<sup>20)</sup>.

- 11 -

Wird die charakteristische Frequenz mittels eines homogenen Magnetfeldes bestimmt, so hängt sie nach Abschnitt 2.3 von der Stärke des Magnetfeldes ab. Es muß daher eine andere Methode gesucht werden, um eine Verbreiterung der Linie ohne Frequenzverschiebung zu erzeugen und so ein Abstimmkriterium zu gewinnen.

Ein lokal auf die Mitte des Resonators beschränktes Magnetfeld ruft an dieser Stelle eine Aufspaltung der Terme der durch das Feld hindurchfliegenden, emittierenden Moleküle hervor, wie es El. 12 und 13 beschreiben. Ist das Feld hinreichend stark, so wird für die Moleküle, welche die Übergänge  $F_2 = 7/2$  ausführen, die Aufspaltung so groß, daß Strahlungsunterbrechung eintritt. Dies ist gleichbedeutend mit einer Verkleinerung der Zeit, innerhalb derer kohärente Wechselwirkung der Moleküle mit dem Feld stattfindet, und zwar im Idealfall, daß die Ausdehnung des lokalen Feldes sehr klein gegenüber der Resonatorlänge ist, um den Faktor 2.

Die Gesamtlinienbreite wird sich entsprechend vergrößern, allerdings nicht um den Faktor 2, sondern entsprechend dem Intensitätsverhältnis der drei Linien, da die mittlere Linie, die den Übergängen  $F_2 = 5/2$  entspricht, angenähert unbeeinflußt bleibt (s.Gl.12) und so keinen Beitrag zur Linienverbreiterung liefert.

Da das Intensitätsverhältnis 0,8 : 1 : 0,8 beträgt (s.S.9), sollte im oben erwähnten Idealfall für eine hinreichend große lokale magnetische Feldstärke die Linienbreite anwachsen auf

$$\delta v = \delta v_0 + \delta v_H = 1,6 \, \delta v_0 \quad (22)$$

Das lokale Feld bewirkt nur eine Linienverbreiterung. Eine Frequenzverschiebung tritt nicht auf, da die Ausdehnung des lokalen Feldes klein ist gegenüber den frequenzbestimmenden, feldfreien Bereichen des Resonators. - 13 -

#### 2.5 Dopplereffekt

Eine Dopplerverschiebung der Maserfrequenz kann infolge einer Periodizität des elektromagnetischen Feldes längs der Achse des Resonators (Flugrichtung der Moleküle) auftreten.

Dieser Dopplereffekt läßt sich durch Verwendung eines  $E_{O1O}$ -Resonators vermeiden, wie es in dieser Arbeit geschah. Weiterhin tritt eine Dopplerverschiebung der Frequenz dadurch auf, daß im allgemeinen stets eine laufende Welle im Resonator vorhanden ist. Der Grund dafür ist darin zu suchen, daß die Energieabgabe des Molekularstrahls im Resonator nicht gleichmäßig und symmetrisch ist, so daß ein Energietransport durch laufende Wellen erfolgt. Die Dopplerverschiebung hängt von ihrer Intensität, Richtung und ihrer Relativgeschwindigkeit zum Molekularstrahl ab. Da die Frequenz, die die Moleküle erfahren, der molekularen Übergangsfrequenz nach Möglichkeit entspricht, erfolgt eine Verschiebung nach  $\nu < \gamma_0$  bei kleinen und in Richtung  $\nu > \gamma_0$  bei größeren Strahlintensitäten<sup>8</sup>.

Nach Shimoda, Wang und Townes läßt sich der Dopplereffekt völlig analog zur theoretischen Behandlung des Zieheffektes berechnen<sup>8)</sup>. Shimoda gibt eine Formel für die Dopplerverschiebung  $\Delta \mathcal{V}_D$  an, die für einen Resonator mit Energieauskopplung in der Mitte und einseitig eintretendem Molekularstrahl gilt<sup>12)</sup>. Vorausgesetzt wird dabei ein Molekularstrahl einheitlicher Geschwindigkeit, der parallel und achsennah den Resonator durchfliegt.

$$\Delta \mathcal{V}_{\mathcal{D}} = \mathbb{K} \cdot \Phi(n) + \mathbb{K} \cdot \Psi(n) \cdot \Delta d \qquad (23)$$
  
ist:  $\Psi(n) = 4 - f(n) \qquad (a)$ 

$$\Phi(\mathbf{n}) = \left(\frac{1}{f} - 0, 5\right) \cdot \Psi(\mathbf{n}) \quad (\mathbf{b})$$

$$f(n) = \frac{2 \Theta (1 - \cos \Theta)}{2 \Theta - \sin 2 \Theta} \quad (c)$$

$$\frac{n}{n_{o}} = \frac{\Theta^{2}}{\sin^{2}\Theta} \qquad (d)$$

$$K = \frac{\pi \cdot 1 v_{o}}{2Q \lambda^{2}} \approx 140 \text{ Hz} \qquad (e)$$

Hierbei ist v<sub>o</sub> die mittlere Geschwindigkeit des Molekularstrahls, Q die Güte des Resonators und  $\lambda$  die Vakuumwellenlänge des molekularen Übergangs. K ist mit den Daten des Abschnitts 3.1 explizit berechnet worden. $\Delta$ d ist ein Parameter, der die Unsymmetrie des Resonators beschreibt. Der ideale Resonator soll längs seiner Achse einen unveränderlichen Querschnitt und ein genau in der Mitte liegendes Auskoppelloch besitzen. In der Praxis ist dieser Idealfall nicht erreichbar. Jede Unsymmetrie läßt sich formal als Ablage des Auskoppelloches von der Resonatormitte auffassen und  $\Delta$ d ist dann die relative Ablage, bezogen auf die Resonatorlänge 1.

Prinzipiell läßt sich der Dopplereffekt vermeiden, wenn zwei entgegengesetzt lauf*en*de symmetrische Molekularstrahlen den Resonator durchqueren.

Die Dopplerverschiebung des Doppelstrahlmasers wurde in enger Analogie zur Berechnung für den Einstrahlmaser von Shimoda, <sup>12)</sup> durchgeführt. Es ergibt sich unter Verwendung der Abkürzungen von Gl. 23

$$\Delta v_{\mathbf{D}} = \mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\Phi}(\mathbf{n}) * \cdot \left(\frac{\Delta \mathbf{n}}{\mathbf{n}}\right)^2 + \mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{n}) \cdot \Delta \mathbf{d} \cdot \frac{\Delta \mathbf{n}}{\mathbf{n}}$$
(24)

Die Dopplerverschiebung ist nach (24) abhängig von der Strahlsymmetrie  $\Delta n$  und auch der Gesamtstrahlintensität n.  $\Delta v_{\rm D} = 0$  läßt sich unabhängig von der Unsymmetrie  $\Delta d$  des Resonators durch Strahlsymmetrie  $\Delta n = 0$  erreichen.

Um Gl. 24 auswerten zu können, ist es sinnvoll,  $\Phi(n)$  und  $\Psi(n)$  durch einfache Funktionen anzunähern. Mit einem Fehler von weniger als 10% werden folgende Näherungen verwendet:

$$\Psi(n) \approx 1.5 \left(\frac{n}{n_0}\right)^{\frac{1}{3}} - \frac{0.5}{\left(\frac{n}{n_0}\right)^2}$$
 (25a)

$$\Phi(n) \approx \frac{0.2}{\left(\frac{n}{n_0}\right)^2} + 0.25 \frac{n}{n_0} - 0.65$$
(25b)

Die experimentelle Einstellung der Strahlsymmetrie kann nun durch Messen der Frequenzänderung dv bei Variation der Gesamtintensität n unter Konstanthalten des Verhältnisses  $x = n_1/n_2$  erfolgen. Es wird also die Abhängigkeit

$$\frac{dv}{dn}\Big|_{x = \text{constant}} = \frac{d(\Delta v_D)}{dn}\Big|_{x = \text{constant}} = F(n_1)\Big|_{n_2 = \text{constant}}$$
 (26)

gemessen.



Abb. 3

Dopplereffekt bei Strahlintensitätsmodulation

Abb. 3 zeigt den aus Gl. 24 mit Hilfe der Gl. 25 numerisch berechneten Verlauf der Funktion nach Gl. 26. Dabei wurde ein Einsatzfluß von  $n_0 = 1,6 \cdot 10^{+13} \text{ sec}^{-1}$  (s.S.21) zugrunde gelegt. Ein negatives Vorzeichen von  $\Delta d$  ist gleichbedeutend mit einer Vertauschung von  $n_1$  und  $n_2$ . Die beiden Anfangswerte

$$\left(\frac{d\nu}{dn}\right)_1$$
 bei  $n_1 = n_0$ ,  $n_2 = 0$  und  $\left(\frac{d\nu}{dn}\right)_2$  bei  $n_2 = n_0$ ,  $n_1 = 0$ 

gestatten die Bestimmung von $\Delta d$ . Unter der Voraussetzung  $dn_1 = dn_2 = dn$  errechnet sich aus Gl. 24 und Gl. 26 näherungsweise

$$\left|\Delta d\right| = \frac{n_0}{3K} \cdot \frac{1}{dn} \left| d\nu_1 - d\nu_2 \right|$$
(27)

Der Nulldurchgang der Kurven erfolgt, wie aus Abb. 3 ersichtlich ist, stets bei Strahlsymmetrie  $n_1 = n_2$  ( $\Delta n = 0$ ), unabhängig von  $\Delta d$ .

#### 2.6 Druckeffekt

Zunächst ist eine Abschätzung der im Strahl herrschenden Moleküldichten zu geben.

Wenn n Moleküle pro Sekunde mit der (mittleren) Geschwindigkeit v<sub>o</sub> durch den Strahlquerschnitt q treten, so beträgt die Moleküldichte im Strahl

$$\varsigma = \frac{\overline{n}}{v_0 \cdot q}$$
(28)

Obwohl der Molekularstrahl kein stationäres Gas ist, ist die formale Umrechnung der Teilchendichte auf einen Druck sinnvoll, um aus den Gleichungen, die die Theorie für den Druckeffekt liefert, explizite Aussagen zu gewinnen. In einem Gas befinden sich  $\zeta_0 = 3,5 \cdot 10^{16}$  Moleküle pro Torr und cm<sup>3</sup>. Mit den Werten der experimentellen Anordnung von  $v_0 = 6 \cdot 10^4$  cm/sec und q = 0,2 cm<sup>2</sup> folgt aus (28) der formale Druck p im Strahl zu

$$p = \frac{g}{g_0} \approx 2.4 \cdot 10^{-21} \cdot \bar{n}$$
 (Torr) (29)

Die intermolekulare Wechselwirkung im Molekularstrahl führt auf Grund von Strahlungsunterbrechung zur Druckverbreiterung der Ammoniaklinie und wegen Verschiebung der Terme zu einer Frequenzänderung.

Die Druckverbreiterung wird in einer sehr eingehenden quanten-mechanischen Betrachtung von Anderson berechnet<sup>23)</sup>, die nicht nur strahlungsunterbrechende Stöße berücksichtigt, sondern auch durch Stoß hervorgerufene Übergänge zu anderen Quantenzuständen des Moleküls. Anderson gibt für die Linienverbreiterung der 3-2 Linie (p in Torr)

$$\delta v_{\rm p} \approx 3 \cdot 10^7 \cdot \rm p, \tag{30}$$

Die Frequenzverschiebung  $\Delta v_p$  wird von Margenau<sup>24)</sup> betrachtet, der eine quantitative Aussage aus der quantenmechanischen Betrachtung der Dipolwechselwirkung zwischen zwei Ammoniak-Molekülen gewinnt:

$$\Delta v_{\rm p} = -v_{\rm o} \, \frac{\kappa}{r^6} \tag{31a}$$

mit

$$K = \frac{1}{4\pi^{2}\varepsilon_{0}^{2}} \cdot \frac{\omega^{4}}{h^{2}v_{0}^{2}}$$
(31b)

wobei /u das Dipolmoment und r der Abstand der beiden Molekülschwerpunkte ist.

Margenau errechnet die Frequenzverschiebung einer Vielzahl von Molekülen, d.h. eines Gases, indem er für r den mittleren Abstand R  $\approx \frac{1}{3\sqrt{9}}$ , in (31a) einsetzt. Dies führt zu der Aussage, daß bei den im Strahl herrschenden Drücken von etwa 10<sup>-5</sup> Torr keine Frequenzverschiebung mehr auftritt, und daß außerdem die Frequenzverschiebung proportional zu  $1/p^2$  ist. Tatsächlich streuen die Abstände r zwischen den Molekülen um den Mittelwert R. Legt man für diese Streuung

eine Verteilungsfunktion g(r) zugrunde, so erhält man in einem Gas die Frequenzverschiebung zu

$$\overline{\Delta \nu}_{p} = \frac{r_{o} \int g(r) \, \Delta \nu_{p}(r) dr}{\int g(r) \, dr}$$
(32)

r<sub>o</sub> ist ein Mindestabstand der Moleküle derart, daß für alle r ≤ r<sub>o</sub> Strahlungsunterbrechung stattfindet und daher kein Beitrag zur Frequenzverschiebung mehr erfolgt. Legt man für g(r) willkürlich eine Maxwellverteilung

$$g(\mathbf{r}) = C \mathbf{r}^2 \mathbf{e}$$
(33)

zugrunde, so errechnet sich aus (32), wenn beachtet wird,  $\frac{da\beta}{D} \stackrel{r_0}{\longrightarrow} \ll 1$ 

$$\overline{\Delta \nu_{p}} \approx - \nu_{o} \frac{\kappa}{R^{3} \cdot r_{o}^{3}}$$
(34)

Mit  $\mu = 5 \cdot 10^{-28}$ Cb.cm,  $R = \frac{1}{312}$  und der plausiblen Amnahme, daß  $r_0 = 10^{-6}$ cm, also etwa gleich dem zehnfachen Moleküldurchmesser ist, folgt aus (34), (31b) und (29) explizit

$$\overline{\Delta \nu_{p}} \approx - 6 \cdot 10^{5} \cdot p \tag{35}$$

Im Gegensatz zu dem Verfahren von Margenau (s.o.) zeigt Gl. 35 eine lineare Abhängigkeit der Frequenz vom Druck p. Die Frequenz fällt mit dem Druck und zwar bei einem Druck im Strahl von 10<sup>-5</sup> Torr um einige Hz.

#### 3 Apparatur

#### 3.1. Resonator

Nach Abschnitt 2.5 ist es zweckmäßig, einen  $E_{010}$ -Resonator zu verwenden. Die Resonanzfrequenz dieses Resonators wird durch seinen Durchmesser bestimmt, der für die 3-2 Linie bei 10 mm liegt. Die Länge der verwendeten Resonatoren beträgt 130 mm. An den Enden sind sie mit 10 mm langen Rohrstücken von 7 mm  $\emptyset$  abgeschlossen. Auf diese Weise ist noch eine ausreichende Güte der  $E_{010}$ -Resonanz gewährleistet, und der Eintritt des Molekularstrahls bleibt ungehindert.



#### Abb. 4 Aufbau des Resonators

Die Abstimmung erfolgt durch einen Stift aus V2A-Stahl von 1 mm  $\emptyset$ , der mittels eines Feingewindes verstellt werden kann und in Resonatormitte mit einer Dichtungsmanschette hochvakuumdicht durchgeführt ist. Ein galvanischer Kontakt mit der Resonatorinnenwand, der zu undefinierten Frequenzverschiebungen durch Störung des Wandstrombelages führen würde, ist vermieden. Dem Stift gegenüber liegt das Auskoppelloch mit 2 mm  $\emptyset$  und daran angeschlossen ein K-Band Hohlleiter, der mit einem Glimmerfenster vakuumdicht verschlossen ist (vergl. Abb. 4).

Die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von Änderungen∆r des Durchmessers r errechnet sich zu

$$\Delta y_{\rm R} = y_{\rm R} \frac{\Delta r}{r} \tag{36}$$

Da sich der Durchmesser des Resonators mit dessen Temperatur ändert, ist die Resonanzfrequenz stark temperaturabhängig und zwar ist für einen Resonator aus Messing

## $\frac{\Delta v_{\rm R}}{\Delta T} = 420 \frac{\rm kHz}{\rm Grad}$

Es wurden daher Resonatoren aus Quarzglas verwendet, bei denen

 $\Delta \nu_{\rm R} = 14 \frac{\rm kHz}{\rm Grad}$  ist.<sup>+)</sup>

Die Quarzresonatoren konnten von den Medizinisch-Glastechnischen Werkstätten in Berlin-Reinickendorf mit einem Durchmesser hergestellt werden, der etwa 20 /u unter dem erforderlichen lag. Die Grobabstimmung geschah durch Ätzen in 40%iger Flußsäure (in 10 Minuten wird der Durchmesser um etwa 10 /u vergrößert). Danach wurde durch Einbrennen von Poliersilber 281 S der Firma DEGUSSA, Frankfurt eine Silberschicht von etwa 10 /u Stärke aufgebracht und durch Polieren an der Drehbank fein abgestimmt.

Mit einer vervielfachten quarzgenauen Frequenz wurde die Resonanzfrequenz gemessen und die Güte bestimmt. Die Güten aller Resonatoren lagen zwischen 7000 und 8000.

Der Resonator ist in einen Thermostaten eingebaut (Abb. 4). Die Temperatur des Resonators wird über seine ganze Länge dadurch gleichmäßig konstant gehalten, daß er von einer Flüssigkeit umströmt wird, deren Temperatur durch einen außerhalb der Apparatur aufgestellten Flüssigkeitsthermostaten auf 0,01°C konstant gehalten wird.

+) Die Verwendung von Invar scheidet aus, da Invar ferromagnetisch ist und die Anwendung von Magnetfeldern zum Abstimmen nicht möglich wäre.



Abb. 5 Verteilung des lokalen Magnetfeldes

Ein homogenes Magnetfeld senkrecht zur Resonatorachse kann durch ein Helmholtz-Spulenpaar, das außerhalb des Resonators angebracht wird, erzeugt werden. Ein lokales Feld wird - wie in Abb. 4 gezeigt - durch ein in Resonatormitte angeordnetes Spulenpaar erzeugt. Der magnetische Schluß erfolgt dann durch den Mantel des Thermostaten, der in diesem Fall aus weichmagnetischem Eisen besteht. Die Verteilung des lokalen Feldes, gemessen mit einer Hall-Sonde, zeigt Abb. 5. Die vakuumdichte Verbindung aller Teile der Abb. 4 mit dem Quarzresonator geschah durch Verkleben mit Araldit.

Mit einer den Einfluß des Separators auf die mittlere Molekülgeschwindigkeit v<sub>o</sub> betreffenden Korrektur nach Shimoda<sup>12)</sup> folgt aus Gl. 3 (Q = 7000; 1 = 13 cm;  $A = 0,8 \text{ cm}^2$ )

 $n_0 = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ sec}^{-1}$ 

#### 3.2 Separator

Der Separator dient dazu, einen möglichst gebündelten Molekularstrahl herzustellen, der ausschließlich Moleküle im oberen Inversionsniveau enthält. - 22 -



#### Abb. 6 Aufsicht auf den Vierpolseparator

Nach Abschnitt 1 wurde hier eine Vierpolanordnung gewählt, wie sie Abb. 6 zeigt, die eine gewisse Fokussierung der Moleküle erlaubt. Wie aus Gl. 1 und 2 für Feldstärken  $E < 10^5 V/cm$  folgt, wirkt auf die Moleküle eine dem Abstand von der Achse des Vierpols proportionale Kraft, die für die Moleküle im oberen Niveau rücktreibend wirkt<sup>+)</sup>. Diese Moleküle führen, wenn sie mit der Geschwindigkeit v<sub>o</sub> unter kleinen Winkeln  $\propto$  von einem Punkt auf der Achse ausgehen, eine periodische Bewegung um diese aus und werden nach Durchlaufen einer Länge L<sub>o</sub> (= halbe Periode) wieder in einem Achsenpunkt vereinigt<sup>25)</sup>. Für L<sub>o</sub> erhält man nach elementarer Rechnung, auf die hier nicht eingegangen werden soll, mit der mittleren (thermischen) Geschwindigkeit v<sub>o</sub> =  $6 \cdot 10^4$  cm/sec und den Bezeichnungen aus Abschnitt 1

+) Andere Autoren verwenden Anordnungen höherer Polzahl, die keine Fokussierung bewirken, die aber bei Verwendung flächenhafter Düsen gewisse Vorteile zeigen<sup>12</sup>. In dieser Arbeit wurde jedoch auf einen schmalen Strahl und daher eine möglichst punktförmige Düse Wert gelegt. explizit 25)

$$L_{o} = 2,7 \cdot 10^{6} \cdot C \frac{R^{2}}{U}$$
 (37)

wobei  $C = \frac{J(J+1)}{MK}$  ist.

Wenn  $v_r$  die maximale radiale Geschwindigkeit der Moleküle ist, die der durch U und R definierte Separator noch verarbeitet, so werden alle Moleküle vom Separator erfaßt, die unter einem Winkel  $\propto < \alpha_{M}$  eintreten:

$$\mathcal{X}_{\rm M} = \frac{{\rm v}_{\rm r}}{{\rm v}_{\rm o}} = \frac{\mathcal{R}_{\rm R}}{{\rm L}_{\rm o}} = \frac{1.2 \cdot 10^{-6}}{\rm C} \cdot \frac{\rm U}{\rm R}$$
(38a)

Das Verhältnis  $\frac{U}{R}$  kann einen Wert von etwa  $10^5$ V/cm nicht überschreiten, da sonst Überschläge auftreten. Da C  $\approx 1$  ist, folgt daraus prinzipiell

Die günstigste Separatorlänge wäre gleich  $1/2 L_0$ , da dann ein paralleler Strahl den Separator verläßt. Die Geschwindigkeit der Moleküle ist jedoch nicht einheitlich gleich  $v_0$ , sondern entspricht der Maxwellschen Verteilung.

Das hat zur Folge, daß sich ein paralleler Strahl grundsätzlich nicht erzeugen läßt, sondern daß vielmehr stets ein divergentes Bündel entsteht, mit einem Öffnungswinkel, der etwa dem maximalen Einfangwinkel  $\alpha_{\rm M}$  entspricht. Daraus folgt, daß unter Berücksichtigung von (38b), eine Länge des Resonators von mehr als ungefähr 10 cm nutzlos ist, da dann der Strahlquerschnitt größer als der Querschnitt des Resonators wird, so daß die Emission unterbrechende Wandstöße auftreten.

Die nach Gl. 38 definierte Länge 1/2 L<sub>o</sub> hat insoweit Bedeutung, als anzunehmen ist, daß ein für die Maser-Oszillation hinreichend separierter und gebündelter Strahl für alle Längen L $\ge 1/2$  L<sub>o</sub> erzeugt wird. Um bei gleichbleibender Wirksamkeit eine kleine Baulänge zu erreichen, muß R möglichst klein sein (Gl. 37). Andererseits muß der Separator mechanisch stabil und hochspannungsfest gebaut sein. Daraus folgt ein Kompromiß von R = 0,2 cm bei einem Stabdurchmesser von gleichfalls 0,2 cm. Die Stäbe (V2A Stahl) wurden - wie Abb. 6 zeigt an Haltesäulen befestigt. In Abb. 6 ist die Aufsicht auf den Separator von der Düse aus in Richtung Resonator dargestellt. Senkrecht zur Abbildung besitzt der Separator die Ausdehnung L. Die Haltesäulen, an denen die Hochspannungselektroden befestigt sind, bestehen aus Plexiglas und sind schraffiert dargestellt. Eine Spannung von maximal 30 kV kann angelegt werden, ohne daß Überschläge auftreten.

Die Wirkungsweise des Separators wird von drei geometrischen Größen bestimmt (R = 0,2 cm = const): Der Länge L, dem Abstand Resonator / Separator S<sub>R</sub> und dem Abstand Düse / Separator S<sub>D</sub>. Der Einfluß dieser Parameter wurde experimentell untersucht. Als Düse wurde stets eine Bohrung von 0,1 mm  $\emptyset$  und 0,5 mm Länge verwendet. Der Durchfluß durch die Düse wurde konstant gehalten. Als Indikator diente das Anschwingen eines Resonators auf der 3-3 Linie; die zugehörige Einsatzspannung U<sub>0</sub> am Separator wurde gemessen. Die Einstellung ist umso günstiger, je kleiner U<sub>0</sub> ist. Abb. 7 zeigt die Meßergebnisse.

Das obere Diagramm zeigt, daß die günstigste Einstellung der Düse, unabhängig von der Separator-Länge, bei  $S_{\rm D}\approx 30$  mm liegt.

Bei der Öffnung des Separators von 2R = 4 mm entspricht diesem Abstand ein geometrischer Öffnungswinkel des Bündels, welches in den Separator eintritt, von 0,13. Der Vergleich mit Gl. 38 zeigt, daß der günstigste Wert von S<sub>D</sub> also gerade derjenige ist, bei dem der vom Separator erfaßte geometrische Winkel etwa gleich  $\alpha'_{\rm M}$  ist, so daß alle Moleküle, die ohnehin nicht verarbeitet werden können, auch gar nicht in den Separator gelangen.





Abb. 7 Einfluß geometrischer Größen auf die Wirkungsweise des Separators

- 25 -

Das mittlere Diagramm zeigt, daß der günstigste Abstand Separator / Resonator mit wachsender Separatorlänge gegen Null geht. Dies erklärt sich daraus, daß bei kleineren Werten von L die Separation der beiden Energiezustände noch nicht vollständig ist. Die unerwünschten Moleküle des unteren Niveaus haben dann eine zu kleine Strahldivergenz, so daß zur Separation größere Werte von Sp erforderlich werden.

Das untere Diagramm gibt die Einsatzspannung als Funktion der Separatorlänge, wobei  $S_{TD}$  und  $S_{R}$  jeweils entsprechend den beiden anderen Diagrammen optimal gewählt sind. Es zeigt sich, daß für L> 12 cm keine Verbesserung mehr erfolgt. Dies ist dadurch zu erklären, daß sich bei Separatorlängen jenseits 12 cm die Strahlbündelung und Separation micht mehr verbessern, so daß nur die vom Separator erfaßte Molekülzahl, die durch $\alpha_{M}$  gegeben und nach (38a) durch U eindeutig bestimmt ist, eine Rolle spielt.

Unter Beachtung der oben beschriebenen Ergebnisse, wurde für den 3-2 Maser folgende Geometrie gewählt, die aus konstruktiven Gründen nicht streng der Idealanordnung entspricht:

L = 12 cm  $S_R = 5$  mm  $S_D = 15$  mm. Wie oben dargelegt wurde, ist für L =  $\frac{H_0}{2}$  der Einsatz der Oszillation zu erwarten. Aus Gl. 37 folgt für die 3-2 Linie mit L = 12 cm, R = 0,2 cm,  $C_{3-2} \approx 0,5$  eine kleinste Einsatzspannung von

$$U_{\text{Min}} = 5,4 \cdot 10^6 \cdot \frac{CR^2}{L \cdot U} \approx 9 \text{ kV}$$
(39)

#### 3.3 Düse

Der erforderliche Molekülfluß No durch die Düse ist erheblich größer als der Einsatzfluß no und zwar ist

$$\mathbf{M}_{0} = \mathcal{Y}_{1} \cdot \mathcal{Y}_{2} \cdot \mathcal{Y}_{3} \cdot \mathbf{n}_{0} \tag{40}$$

- $y_1$ : Nur ein Teil der Moleküle befindet sich im Quantenzustand J, K<sup>12</sup>)  $y_1^{3-2} = 34; \quad y_1^{3-3} = 16$
- $y_2$ : Nur die Hälfte der Moleküle befindet sich im oberen Niveau. Bei ausreichender Separation ist  $y_2 = 2$ .
- $\chi_3$ : Der Separator verarbeitet nur einen Bruchteil der von der Düse ausgehenden Moleküle. Bei Annahme einer Kosinus-Verteilung ist nach Gl. 38  $\chi_3 \approx 100$ .

Der Einsatzfluß beträgt nach S. 21 n<sub>o</sub> = 1,6  $\cdot$  10<sup>13</sup> sec<sup>-1</sup>. Dann ist N<sub>o</sub>  $\approx$  1  $\cdot$  10<sup>17</sup>sec<sup>-1</sup> für die 3-2 Linie und N<sub>o</sub>  $\approx$  5  $\cdot$  10<sup>16</sup> für die 3-3 Linie. Bei diesen hohen Strahlflüssen bewirken Vielkanaldüsen keine merkliche Strahlbündelung mehr<sup>26</sup>. Da diese Düsen wegen ihrer flächenhaften Ausdehnung die Wirksamkeit des Separators verschlechtern, wurden in dieser Arbeit einfache Einkanaldüsen (Bohrungen) verwendet<sup>27</sup>.

Aus der idealen Gasgleichung folgt (L = Loschmidt-Zahl, R = Gaskonstante, T = abs. Temp., V = Volumen) die Zahl der pro Zeiteinheit austretenden Moleküle N als Funktion der Druckänderung  $\frac{dp}{dt}$ 

$$\mathbf{N} = \mathbf{V} \cdot \frac{\mathbf{L}}{\mathbf{RT}} \frac{\mathrm{d}\mathbf{p}}{\mathrm{dt}}$$
(41)

Wenn das Volumen des Vorratsbehälters V bekannt ist, so erhält man nach (41) aus einer Messung von  $\frac{dp}{dt}$  als Funktion des Druckes p im Behälter die Abhängigkeit N (p). Es wurden Düsen verschiedener Durchmesser d untersucht, wobei die Länge stets gleich 5 d war. Es ergab sich, wie es theoretisch zu erwarten war:

 $N \sim d^2$  und  $N \sim p$ .

Weiterhin wurde der zum Einsatz der Oszillation (3-3 Linie) erforderliche Molekülfluß N<sub>o</sub> durch die Düse aus einer Messung von p nach Œl. 41 bestimmt. Es ergaben sich die in Abb. 8 eingetragenen Werte für die verschiedenen Düsen. Mit kleiner werdendem Durchmesser - bei sonst gleichen Bedingungen - verringert sich N<sub>o</sub>. Der Grund dafür liegt wohl weniger in einer wachsenden Richtwirkung durch Verkleinern von d als in der Annäherung an eine punktförmige Quelle, die eine bessere Wirksamkeit des Separators gestattet.



Abb. 8 Einfluß des Düsendurchmessers auf N

Abb. 8 zeigt also, daß ein möglichst kleiner Düsenquerschnitt günstig ist, da dann die Zahl von Molekülen, die unnütz das Vakuum verschlechtern, minimal wird. Allerdings sind in der Praxis zu kleine Düsenquerschnitte ungeeignet, da dann eine Änderung des Strahlflusses nur sehr langsam vorgenommen werden kann. Es wurden daher nur Düsen mit d = 0,1 mm sowie d = 0,3 mm verwendet. Nach Abb. 8 ist der Minimalfluß lim  $N_0 \approx 10^{17} sec^{-1}$  (3-3 Linie). Der Vergleich mit dem zu Beginn dieses Abschnittes errechneten Wert für  $N_0$  zeigt Übereinstimmung innerhalb der Meßgenauigkeit.

3.4 Aufbau des Masers

Abb. 9 zeigt den Aufriß der Anordnung. Der vakuumdichte Resonator 1 ist zwischen zwei Vakuumgefäßen 2 frei zugänglich angeordnet. In jedem dieser von Diffusionspumpen<sup>+)</sup> evakuierten Gefäße befindet sich ein Molekularstrahlsystem, bestehend aus Düse 3 und Separator 4, welches fest mit dem Wakuumflansch verbunden ist und mit diesem vollständig herausgenommen werden kann. Das Wakuum muß besser als  $10^{-5}$  Torr sein, damit die mittlere freie Weglänge der Moleküle groß gegen die Dimensionen der Apparatur ist. Mit Pumpen allein ist dies bei den hohen Strahlflüssen (s.S. 24) nicht zu erreichen. Das Ammoniak - insbesondere das nach Gl. 40 überschüssig eingebrachte - wird daher an Kühlfallen 5 ausgefroren. Diese sind als Hohlzylinder, die mit flüssiger Luft durch die Einfüllstutzen 6 beschickt werden, ausgebildet. Die Kühlfallen sind aus 1 mm starkem Messingblech gefertigt und hochglanz vernikkelt. Die Einfüllstutzen dienen gleichzeitig als Aufhängung der Kühlfalle und sind Neusilberrohre mit 0,1 mm Wandstärke. Damit ist von vornherein ein ununterbrochener Betrieb des Masers über höchstens einige Stunden möglich. Das Ammoniak wird einer Flasche entnommen und über ein Regelventil 7 in einen Vorratsbehälter 8, in dem ein konstanter Druck von 800 Torr gehalten wird, geleitet. Von hier wird es über Nadelventile 9 den Düsen zugeführt. Im Betrieb wurde das Hochvakuum auf 2  $\cdot$  10<sup>-6</sup> Torr gehalten.

Es wurden Öldiffusionspumpen DO 501 der Firma LEYBOLD mit wassergekühltem Baffle verwendet.



- 30



Abb. 10 zeigt die Betriebsdaten des Masers für die 3-2 Linie:



Das obere Diagramm zeigt die relative Amplitude als Funktion des relativen Strahlflusses. Deutlich ist die in Abschnitt 1 erwähnte Sättigung mit wachsendem Strahlfluß zu sehen. Die Bildung eines Maximums mit anschließendem Rückgang der Amplitude bei hohen Strahlflüssen muß auf Stöße der Moleküle untereinander zurückgeführt werden, so daß im Separator keine vollständige Separation mehr erfolgt und im Resonator die Emission unterbrochen wird, wodurch die Maserleistung sinkt.

Das untere Diagramm zeigt die Einsatzspannung als Funktion

- 31 -

des Strahlflusses. Die minimale Einsatzspannung von  $U_0 = 9,9$  kV stimmt gut überein mit der nach Gl. 39 berechneten. Der schwache Anstieg mit wachsendem Strahlfluß ist auch hier auf Stöße im Strahl zurückzuführen.

Zur Durchführung der Experimente wurden zwei unabhängige Doppelstrahlmaser aufgebaut.

#### 3.5 Spektrometrie

Der Einfluß von Magnetfeldern auf die Linienform wurde in einem Maser-Spektrometer<sup>6)</sup> in Emission untersucht. Die Meßanordnung zeigt Abb. 11.



Abb. 11 Maser-Spektrometer

Das Klystron K1 (EMI R 9602) wird über den gewünschten Frequenzbereich moduliert. Die Leistung wird auf weniger als 10<sup>-9</sup>W heruntergedämpft, damit keine Sättigung des Masers erfolgt, und dann dem Maser zugeführt, der so betrieben wird, daß noch keine Oszillation einsetzt. Der Maser bewirkt eine Verstärkung entsprechend seiner Linienform. Zum Nachweis dieser Emissionslinie wird mit Hilfe eines auf 60 MHz neben der Linie fest eingestellten zweiten Klystrons K2 Überlagerungsempfang auf 60 MHz durchgeführt. Der Tiefpaß TP dient der Rauschunterdrückung. Auf dem synchron mit K1 modulierten Oszillografen Os erscheint dann die Resonanzkurve des Maser-Resonators mit der aufgesetzten Emissionslinie. Das spektrale Auflösungsvermögen kann durch Verkleinern des Modulationshubes erhöht werden, wobei eine Grenze durch die Frequenzstabilität des Klystrons gezogen ist. Eine relative Frequenzeichung der Horizontalablenkung des Oszillografen wird durch Einblenden von Frequenzmarken im Abstand von 100 kHz vorgenommen. Die Marken werden von einem mit 100 kHz quarzgenau getasteten 60 MHz-Oszillator S erzeugt.

#### 3.6 Frequenzmessung

Die relativen Frequenzänderungen des Masers wurden durch Vergleich mit einem zweiten Maser, dessen Frequenz konstant gehalten wurde, durchgeführt.

Abb. 12 zeigt schematisch die Meßanordnung: Um ein Mitziehen der Maserfrequenz durch den anderen Maser zu vermeiden, sind vor jeden Maser je zwei Richtungsleitungen mit zusammen 40 dB Sperrdämpfung geschaltet. Es konnten auf diese Weise Schwebungen bis weit unter 1 Hz zwischen den Masern erzeugt werden. Die Maserfrequenz wird im Überlagerungsverfahren (60 MHz) empfangen, wobei nur ein Oszillatorklystron K verwendet wird. Bei der Bildung der Schwebungen ( $\gamma_1 - \gamma_2$ ) an der Diode D fällt die Klystronfrequenz heraus. Ein Tiefpaß TP dient zur Rauschunterdrückung. Nach Niederfrequenzverstärkung wird die Schwebung auf den Oszillografen Os und den elektronischen Zähler Z gegeben. Die Meßwerte des Zählers werden mittels eines Druckers registriert.

Die typische Schwebungsfrequenz bei Messungen war 20 Hz. Da Meßgehauigkeiten von 5 · 10<sup>-12</sup> entsprechend 0,1 Hz gefordert waren, wurde meist keine Frequenz-, sondern eine

- 33 -

Periodenmessung durchgeführt.

Für eine absolute Frequenzmessung wird der zweite Vergleichsmaser durch eine Quarzfrequenz wie folgt ersetzt: 1 MHz einer Quarzuhr wird in einem Dekadenvervielfacher (General Radio 1112 A) mit einem Quarz bei 10 MHz und anschließend in einer SCHOMANDL-Dekade auf 815,5 MHz vervielfacht, und dann einer Verzerrerdiode zugeführt, die die rechte Diode 1N26 in Abb. 12 ersetzt. Die 28. Oberwelle liegt dann bei 22 834 000 kHz und damit 185 kHz unter

and any start of

milling was 相目 (Second Second Second Second Second

ಕ್ಷಿಮೆ ವಿದಿದ ಕೊಟ್ಟೆ ಮಂದ ಮನ್ನಡಗವು ಇಲ್ಲಿ ನಿರ್ವಮಿಗೆ ಹೇಗಲಿ (ತಿಕ್

ంటమిందులో తెలియాను మండికి



Abb. 12 Frequenzmessung

and the second second

der Maserfrequenz (vergl. S. 3). Dies ist die zur Maserfrequenz nächstliegende quarzgenaue Frequenz, die sich

34 -

erzeugen läßt, wenn man berücksichtigt, daß die SCHOMANDL-Dekade nur quarzgenaue Frequenzen in Abständen von 100 kHz erlaubt. Erzeugung und Nachweis der Schwebungen zwischen Maserfrequenz und Quarz-Oberwelle erfolgen dann entsprechend Abb. 12, nur daß statt des Tiefpasses ein Bandpaß bei 185 kHz verwendet wird.

#### 4 Experiment

#### 4.1 Einfluß des homogenen Magnetfeldes

Die Verbreiterung und Aufspaltung der 3-2 Linie wurde im Maser-Spektrometer (vergl. Abb. 11) untersucht.



Astistenses Foldreinen bis stim. 10 00 die inder die Vanisaar servicisterese gear lingeni folden ide ver Scarfunieni 24 des skilletetete

· · · · ·

1

. C (.

#### Abb. 13 Linienform im homogenen Magnetfeld

Abb. 13 zeigt die 3-2 Linie bei mehreren Werten der magnetischen Feldstärke. Die Linienbreite der ungestörten Linie (oben) beträgt 8 kHz. Mit wachsender Feldstärke erfolgt Verbreiterung und Aufspaltung in drei Linien, wie es die Theorie voraussagt (s.S. 8). Bei höheren Feldstärken tritt eine noch weitergehende Aufspaltung ein<sup>28)</sup>. Die Auswertung einer Vielzahl derartiger Messungen ohne Rücksicht auf die Linienform liefert die Linienbreite als Funktion der magnetischen Feldstärke in Abb. 14.

อย่างอ่านกับสิ่นหม่อ สิงจำ

12. Neur wol st

ALL MADE

िति में कि कि जिल्ल



Abb. 14 Linienverbreiterung im homogenen Magnetfeld

Bei kleinen Feldstärken bis etwa 10 Oe erfolgt die Linienverbreiterung zwar linear, jedoch ist der Koeffizient C' der Abhängigkeit

$$\delta \gamma_{\rm H} = {\rm C'} \cdot {\rm H} \quad {\rm mit} \quad {\rm C'} \approx 0, 6 \frac{{\rm kHz}}{{\rm Op}}$$
(42)

natürlich kleiner als derjenige C der Linienaufspaltung nach Gl. 13, da bei kleinen Feldstärken die aufgespaltenen Seitenlinien noch von der intensiveren Hauptlinie überdeckt werden, wie ein Vergleich mit Abb. 13 zeigt. Erst bei großen Feldstärken, bei denen die Seitenlinien bereits selbständig ausgeprägt sind, wird C'  $\approx$  C = 1,8  $\frac{\text{kHz}}{\text{Oe}}$  (Gl. 13), wie es in Abb. 14 eingezeichnet ist.

Mit Hilfe eines zweiten Masers wurde der Einfluß des homogenen Magnetfeldes auf die Frequenz der 3-2 Linie untersucht. Abb. 15 zeigt die Meßkurven. Aufgetragen ist die Änderung der Maserfrequenz als Funktion der magnetischen Feldstärke. Bei jeder Kurve wird die Abstimmung des Resonators  $\gamma_R$  konstant gehalten.

ઉદ્ય ઉપયોધકોનું મુખ્યત્વે પ્રદેશ તેમજ ઉપયોધકો પ્રાપ્ત છે. પ્રજ્યોક્યાયનું પ્રાપ્તિ પ્રાપ્તિ પ્રોત કેમ પ્રેતર પ્રોત્સ પ્રોત્સ છે કરવાય હતું હતું જે તે તે તે તે પ્રાપ્ત પ્રાપ્ત બંધ કેમનું જે ઉત્પક્તિ, બે બંદુ હતું તું દ્વે તે પ્રાપ્ત પ્રોધકાયના મોટલ ઇગ્લોબ્લ બાદ પ્રાપ્ત બંધ પ્રાપ્ત પ્રાપ્ત 10 તે કેને પ્રાપ્ત છે કે તે પ્રાપ્ત બે ને તે પ્રાપ્ત પ્રાપ્ત મોટલ ઇગ્લોબ્લ બાદ પ્રાપ્ત બંધ પ્રાપ્ત પ્રાપ્ત તે કે વિદ્યુ જ સ્ટ્રોટ કે છે કે છે. પિંદુ કે તે પ્રાપ્ત પ્રાપ્ત મોટલ ઇગ્લોબ્લ બાદ બંધ પ્રાપ્ત પ્રાપ્ત તે કે વિદ્યુ જ સ્ટ્રોટ કે છે કે છે. પિંદુ કે તે પ્રાપ્ત પ્રાપ્ત મોટલ ઇગ્લોબ્લ બાદ પ્રાપ્ત પ્રાપ્ત પ્રાપ્ત પ્રાપ્ત બોલ વિદ્યુ જ સ્ટ્રોટ કે છે કે છે કે છે કે છે કે છે કે બાદ વર્ગ છે. આ ગામ ઉપયોધ

30

li madifiel treb St. Chill S. P Vc/4 00 - V0 iciah her ilsticzi ash izziri ral heizi ソーン tikka∕usee or anaveros, odahi (Hz) Briant-Man Adamsola & dor 5 25.9 /hooksista 2.4 har othe Verbiliter W. Barth Net fuse decalogies genitrationals. 7 1.337 most flow'. dorlangee (noshridahio) Vc/200  $-\nu_{0}$ dar Webe Akr unkersi 14 and 64 Kw τές $\lambda$ ιτούδας τορτο χραθηρητική την an 🖓 an an erb' dhalaad are arab nation 🔭 🔨 and may extended to the second Alfred SIC STREAM Ser. Maldas, robat atten / raise line aller dur Velice Finites , the cost of the state of and the State of t Terreta calite de comparate de la sector active sector 3 14 5 6 6 1 4 1 1 C T LOUIS 2 Abb. 15 Einfluß des homogenen Magnetfeldes auf die Maserfrequenz

Die Kurven stellen direkt die Funktion F(H) der Gl. 18 (dar. Die Werte H<sub>o</sub> der Gl. 19 sind durch gestrichelte Koordinaten gekennzeichnet. Bei Verwendung eines Feldes von H<sub>o</sub> = 2 Oe würde die so bestimmte charakteristische Maserfrequenz  $\gamma_c$  (s.S.11) um 14 Hz (untere Kurve) und bei H<sub>o</sub> = 4 Oe um 28 Hz (obere Kurve) über der molekularen Übergangsfrequenz liegen. Beide Meßkurven lassen sich in guter Übereinstimmung mit Gl. 20 beschreiben, wenn D = 0.5  $\frac{\text{Hz}}{\text{Oe}^2}$  gewählt wird. Die Anfangspunkte der Kurven auf der Ordinate gehorchen Gl. 21. Aus Abb. 13 und Abb. 14 sind bekannt:  $\delta \nu_o \approx 8$  kHz,  $C \approx 0.6 \frac{\text{kHz}}{\text{Oe}}$  (für kleine Feldstärken). Daraus folgt nach Gl. 21 mit D =  $0.5 \frac{\text{Hz}}{\text{Oe}^2}$  in guter Übereinstimmung mit Abb. 15 ( $\gamma_c - \gamma_o$ ) = 6 • H,  $\frac{0}{\text{Oe}}$  wobei  $\gamma$  in Hz und H. in Oe

gemessen wird.

#### 4.2 Einfluß des lokalen Magnetfeldes

Abb. 16 zeigt den Einfluß des lokalen Feldes auf die 3-2 Linie, gemessen im Spektrometer. Es zeigt sich, daß das Magnetfeld, entsprechend der theoretischen Voraussage des Abschnitts 2.4 nur eine Verbreiterung der Linie infolge Emissionsunterbrechung eines Teiles der Moleküle bewirkt. Eine Linienaufspaltung zeigt sich erst bei sehr hohen Feldstärken; vermutlich, weil dann magnetische Streufelder über der ganzen Länge des Resonators wirksam werden. Die Auswertung einer größeren Zahl von Messungen im Spektrometer lieferte die in Abb. 17 gezeigte Abhängigkeit der Linienbreite von der magnetischen Feldstärke des lokalen Feldes, wobei stets der Maximalwert des Feldes in Resonatormitte angegeben ist, der mit einer Hall-Sonde gemessen wurde. Die Linienbreite wächst sehr schnell auf einen Wert von  $\delta \gamma$  = 13 kHz  $\approx$  1,6  $\delta \gamma_0$  entsprechend der Voraussage der Gl. 22. Dieser Wert bleibt im Feldstärkenbereich H = 15 ....45 Oe konstant. Bei sehr hohen Feldstärken wächst die Linienbreite entsprechend der beginnenden Linien-Aufspaltung (Abb. 16) weiter an.



#### Abb. 17 Linienverbreiterung im lokalen Magnetfeld

Der Maser-Oszillator zeigt wie erwartet keine Abhängigkeit der charakteristischen Frequenz V, von der magnetischen Feldstärke des zur Bestimmung von  $\gamma_0$  verwendeten lokalen Feldes - wie Abb. 18 zeigt. Es ist also  $V_{e} = V_{0}$ . Gemessen wurde die Schwebungsfrequenz zweier Maser. Der eine diente als Vergleich mit einer konstant gehaltenen Frequenz, die charakteristische Frequenz des anderen wurde mit Hilfe des lokalen Feldes H für verschiedene Werte von H (Meßpunkte) bestimmt. Die Genauigkeit, mit der  $\nu_{c}$ bestimmt werden kann, ist abhängig von der Empfindlichkeit S und damit von der Linienbreite (Gl. 7). Daher wurde in Abb. 18 auf Meßwerte für H < 10 Oe verzichtet, denn dann ware die Linienbreite (Abb. 17) und damit die Meßgenauigkeit zu gering. Aus Gl. 42 folgt, daß ein homogenes Magnetfeld von H = 1 Oe eine Linienverbreiterung um  $\delta Y_{\rm H} = 0,6$  kHz  $\approx 0,1 \delta Y_{\rm O}$  bewirkt, wobei zu beachten ist, daß dieser Wert von 1 Oe nicht wesentlich überschritten werden darf, damit die Frequenzverschiebung nach Abb. 15 klein bleibt. Ein lokales Feld bewirkt - ohne eine Frequenzverschiebung hervorzurufen - eine vergleichsweise viel stärkere Verbreiterung um  $\delta v_{\rm H} = 0,6 \, \delta v_{\rm o}$  (G1. 22), so daß auch eine viel genauere Bestimmung von  $V_c$  ermöglicht wird, Die Reproduzierbarkeit der charakteristischen Maserfrequenz ist daher praktisch gleich der zur Werfügung stehenden Frequenzmeßgenauigkeit, d.h. gleich 5.10<sup>-12</sup>

#### 4.3 Dopplereffekt

Der Dopplereffekt kann Frequenzverschiebungen der Größenordnung 10<sup>-9</sup> hervorrufen. Beispielsweise ergab sich im Experiment eine Frequenzverschiebung von 28 Hz entsprechend 1,2.10<sup>-9</sup> bei einer Veränderung der Strahlsymmetrie von  $n_1 = 0$ ,  $n_2 = n_0$  auf  $n_1 \approx n_2 \approx n_0$  in Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert, der sich hierfür aus Gl. 24 errechnet.

en de l'ante de la servicie de la se na gja, vi Alor and which and a withoms for himself - MU Marker washing to the Anna Standard Analah decord  $\gamma_{\rm S}$ 法认证法 出版的 化酸铝化现象 小轮 网络动物 化偏合物 (Hz) 12 CONTRACTOR OF AND MERCERS ina and : . B IT I DAGE 1.72.59 (6) and the second annetsParagent2788 and experiment. an a di Nasa pi  $1, \, eg_{12} e^{i t}$ THE REPORT OF A DESCRIPTION OF A DESCRIP 가 나라 가 있는 것 같아요. 한 것 3.1) ข้อขวุณณฑ์ผิวสร้างธรรมอย่างหรืุ่งสารขณ้มีมา? "สมาชิต788 17 S & 1.00 0 20 30 10 0 13.5 it.eT.dt intra dedekt fikkader ladar Mileri This is a state where a new second state of the state of

Ahh. Einfluß des lokalen Magnetfeldes auf 18 die charakteristische Maserfrequenz 对于 动力 వచేశారులు ఇం రజాదు లోని ముహిళి n chair dh' taiùn raistinnadh fonasta bùch d - 11 <sup>(1</sup> CLERK ACTOR the contractor's mode allowances of mot CU.-I she alo doctor sere ourou conofic Suudd BRANDAR LIND BAY Hare a shudi

ale formation and d

ಕರ್ಷಕ ಅರ್ಚುಗಳಲ್ಲಿ ಕೊಂಡಿಸಿ

പുവ∆ംം NG SCÉATOR 81 Nortes for Very NY . irratusel arabi ant (hz) 1 bei dn≈ 0,1n, la di 1 400 5:0 MALLAND 1.60 12 1977 (A.S.)  $11 e_{s}^{max}$ 0 10 ≈arabb£i 12 物語を取ってつ P1, P2 (Torr) -r is (a.a.r bii na  ${\mathbb G}: \{0\}$ 104 .d⊵lài ianot 1003 · const. Po = 6 Torr = const -2 1.18.24

ie se verse en la seconda de la seconda e

Abb. 19 Dopplereffekt bei Strahlintensitätsmodulation

- 41 -

Im Experiment wurde die Einstellung der Strahlsymmetrie mittels des Verfahrens nach Gl. 26 untersucht. Das Meßergebnis bei Verwendung eines Resonators relativ starker geometrischer Unsymmetrie und nicht ganz identischer Düsen in den beiden Strahlsystemen zeigt Abb. 19. Die Kurven sind mit dem gleichen Resonator aufgenommen. Es wurden Düsen von 0,3 mm Ø verwendet. Die Strahlintensität ist als Druck p vor der Düse angegeben (s. Abschnitt 3.3). Aufgetragen ist die Frequenzänderung dV bei einer Variation dn = 0,1 n der Gesamtstrahlintensität durch Ändern der Spannung beider Separatoren, in Abhängigkeit von der Strahlintensität eines Strahlers. Die Intensität des anderen wird dabei konstant und ungefähr gleich dem Einsatzfluß n gehalten. Die beiden Kurven unterscheiden sich dadurch, daß die Strahlen 1 und 2 ihre Rolle vertauschen, entsprechend einem Vorzeichenwechsel von \[ \]d in der Theorie. Estentspricht also die Kurve  $p_1 = const in Abb. 19$ der Kurve  $\Delta d = -0,1$  in Abb. 3 und P<sub>2</sub> = const entspricht  $\Delta d$  = + 0,1. Bei kleinen Strahlflüssen folgt der Verlauf der Kurven der theoretischen Erwartung, bei höheren Strahlflüssen zeigt sich jedoch ein Abfall zu negativen Werten von dy, während die Theorie einen Anstieg zu positiven Werten fordert. Die Ursache hierfür ist in der zunehmenden intermolekularen Wechselwirkung bei hohen Strahlflüssen zu suchen, d.h. in einer Addition des Druckeffektes von Abb. 21. Aus den Anfangspunkten der beiden Kurven errechnet sich nach Gl. 32 eine Unsymmetrie des Resonators von d = 0,05. Aus dem Nulldurchgang der Kurve p2 = ... const folgt, daß die beiden Strahlen im Resonator dann die gleiche Intensität haben, wenn sich die Drücke vor den  $\frac{p_1}{p_2} = 0,65$  verhalten. Düsen wie

#### 4.4 Druckeffekt

Die Linienbreite des Masers kann aus dem Zieheffekt (Gl.5) bestimmt werden. Der Resonator wird definiert verstimmt

- 42 -

- 43 -

 $y_{\rm R} \neq y_{\rm o}$ , wodurch die Maserfrequenz gegenüber Änderungen der Linienbreite  $\delta y$  empfindlich wird. Mittels der bekannten Änderung der Linienbreite im lokalen Feld, kann eine Eichung, d.h. eine quantitative Zuordnung der Frequenzänderung zur Änderung der Linienbreite vorgenommen werden. In dieser Weise wurde die experimentelle Kurve der Abb. 20 gewonnen, welche die zusätzliche Linienverbreiterung  $\delta y_{\rm P}$ als Funktion des relativen Strahlflusses zeigt. Bis zu Strahlflüssen von  $\frac{n}{n} = 4$  ist keine Zunahme der Linienbreite meßbar, dann<sup>o</sup>beginnt eine Verbreiterung, die ab  $\frac{n}{n} = 8$  linear von  $\frac{n}{n_0}$  abhängt. Die Theorie fordert gleichfalls eine lineare Abhängigkeit (Gl. 30).

Die quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist ebenfalls befriedigend, wie die folgende Überlegung zeigt: Der äquivalente Druck p im Strahl errechnet sich nach Gl. 29, wobei n der tatsächlich durch den Resonator tretende Molekülfluß ist. Es ist dann  $\overline{n}$  = 34 n, da sich im Zustand J = 3, K = 2 nur 1/34 der Moleküle befindet<sup>12)</sup>. Bei einem Strahlfluß n = 10 n<sub>0</sub> = 1,6·10<sup>14</sup> (s.S. 21) errechnet sich dann nach Gl. 29 p =  $1,1 \cdot 10^{-5}$ Torr und daraus nach Gl. 30  $\delta v_{\rm p} \approx 0,4$  kHz (vergl. Abb. 20). Abb. 21 zeigt die Frequenzverschiebung als Funktion des relativen Strahlflusses. Für diese Messungen wurde der Resonator, um Fehlmessungen zu vermeiden, mit dem lokalen Feld sorgfältig auf  $\gamma_0$  abgestimmt und entsprechend dem Verfahren nach Abb. 19 der Dopplereffekt ausgeschaltet. Abb. 21 zeigt, daß nur bis zu Strahlflüssen von  $\frac{n}{n} = 2$ . kein Einfluß des Strahlflusses auf die Frequenz vorhanden ist. Für höhere Strahlflüsse ergibt sich ein linearer Abfall der Frequenz derart, daß etwa bei  $\frac{n}{n} = 8$  die Abweichung von  $v_0$  bereits 12 Hz entsprechend  $5 \cdot 10^{-10}$  beträgt. Die Theorie von Margenau liefert gleichfalls das negative Vorzeichen des Druckeffektes, wie es Gl. 31 zeigt. Mit der recht willkürlichen Formel Gl. 35 ergibt sich sogar eine annähernd quantitative Übereinstimmung, wie ein





Gree to played by a visit of the

r=i\_aγ

والمحمد كروبا الأوالي

and Control and Park

a geod a la serie de la ser

-10-

Carles States Association and a

-5-



a Area and a second

**N** 

 $\sum_{i=1}^{n} a_i$ 

and the

a, di y



and the second light is the best with a l Abb. 21 Druckeffekt (Frequenzverschiebung)

The set is adding the state of the state of the set

Einsetzen der bereits oben benutzten Werte zeigt: n = 10 n<sub>o</sub> führt auf  $\overline{\Delta v_p} \approx$ - 6,6 Hz (vergl. Abb. 21).

#### 4.5 Frequenzstabilität des Masers

Nach Gl. 4 sollten die Kurzzeitschwankungen der Maserfrequenz proportional zu  $\frac{1}{\sqrt{P}}(P = Maserleistung)$  sein.

Abb. 22 zeigt das entsprechende Ergebnis des Experimentes.  $\sigma = \sqrt{\Delta v^2}$  ist die relative Standardabweichung vom zugehörigen Mittelwert der Frequenz, bei einer Auswertung von 30 Einzelmessungen, die während einer Gesamtmeßdauer von 10 sec gemacht wurden. Die Maserleistung P wurde um den Faktor 10 durch Verändern der Separatorspannung variiert. Die experimentelle Kurve zeigt in Übereinstimmung mit der Theorie die Abhängigkeit  $\sigma \sim \frac{1}{p} \frac{V_2}{2}$ .

Die Langzeitstabilität des Masers zeigt Abb. 23. Die Gesamtmeßzeit ist 15 Minuten, jede Einzelmessung dauerte 10 sec. Die Stabilität ist sehr gut, die relative Standardabweichung innerhalb der Gesamtmeßzeit beträgt nur 5 • 10<sup>-12</sup>. Über längere Meßzeiten in der Größenordnung von Stunden zeigen sich wegen Temperaturschwankungen des Resonators (s.S. 20) größere Schwankungen von einigen 10<sup>-11</sup>. Dies bleibt jedoch ohne Bedeutung, da der Ammoniakmaser ohnehin für einen kontinuierlichen Betrieb ungeeignet ist, weil die Verwendung von flüssiger Luft unerläßlich ist (s.S. 29). Für Messungen mit dem Ammoniakmaser und beispielsweise für eine periodische Überwachung von Quarzuhren ist aber eine Meßzeit von wenigen Minuten ausreichend, beziehungsweise eine gute Reproduzierbarkeit erwünscht. Nach S. 40 ist bei Verwendung eines lokalen Magnetfeldes zur Bestimmung der charakteristischen Maserfrequenz die Reproduzierbarkeit praktisch gleich der Frequenzmeßgenauigkeit. Mit der Langzeitstabilität oder Frequenzmeßgenauigkeit von 5  $\cdot$  10<sup>-12</sup> ergibt sich also eine Reproduzierbarkeit der gleichen Größe.

Abb. 24 zeigt in doppeltlogarithmischer Darstellung die





1.17

221 S. S. S. S.



#### Abb. 23 Langzeitstabilität des Masers

Abhängigkeit der mittleren relativen Frequenzschwankungen von der Meßzeit t im Bereich der Kurzzeitstabilität sowie den Übergang zur Langzeitstabilität (vergl. Abschnitt 2.1). Jeder Meßpunkt ist ein Mittelwert mehrerer Messungen, von denen jede wiederum die Auswertung der Schwankung von 30 Einzelmessungen (bei t 0,1 sec) der Schwebungsfrequenz zweier Maser darstellt, Da beide Maser annähernd gleiche Betriebsdaten hatten, sind die gemessenen Schwankungen von beiden Masern in gleicher Weise verursacht. Bei der Auswertung wurden daher die Meßwerte der Schwankung mit  $1/\sqrt{2}$  multipliziert, um die in Abb, 24 eingetragenen G-Werte für einen Maser zu erhalten.

Die Meßzeit entspricht jeweils einer, bei größeren Meßzeiten auch zehn Periodendauern der Schwebungsfrequenz der beiden Maser, so daß die verschiedenen Meßzeiten durch deren Veränderung erhalten wurden. Hierfür wurden zwei verschiedene Verfahren angewandt:

- a) Verändern der Abstimmung beider Maser und dadurch Variation der Schwebungsfrequenz. Dabei ändert sich die Maserleistung. Diese wurde daher gleichzeitig gemessen und dann nach Abb. 22 eine entsprechende rechnerische Korrektur am gemessenen Wert der Frequenzschwankung vorgenommen.
- b) Die Schwebungsfrequenz wurde auf einem konstanten Wert belassen und eine hinreichend konstante Hilfsfrequenz<sup>+)</sup> hinzu addiert und die Summe beider Frequenzen nach entsprechender selektiver Verstärkung gemessen. Wenn die absoluten Frequenzschwankungen der Hilfsfrequenz klein sind gegenüber denjenigen der Schwebung, so sind die Schwankungen der Summenfrequenz gleich den Schwankungen der Schwebungsfrequenz. Verschiedene Meßzeiten t wurden durch Verändern der Hilfsfrequenz eingestellt.

+) Dies stellt keine Schwierigkeit dar, wenn man bedenkt, daß die verwendete Hilfsfrequenz maximal 100 kHz (entsprechend t =  $10^{-5}$  sec) war gegenüber der Maserfrequenz von 23 GHz.

10-12 2 2 3 7.1 03 Q 0070 10-10 1 4.02 Sile Shire 48 б γ<del>τ</del> 5.2 : 1 .... 10-11 Sum 2 8 1. 14 14 - 1 14 - 1 10 21 ..... 127 127 127 127 -12 12 22 τ 10 (sec) 10 10<sup>-4</sup> 10-3 10-1 10° 10 -2 -10 +3 97.J. [] J. 24 Losaae.1 10 00 T 113 1-4-4 070 1002 نیست ج-: ع des Masers Kurzzeitstabilität parakangen Abb.: acabt. 377 ° 170 DODANG 1010 × SCLUZI-1011 9. - 21 C - đ ann: SOLUT O 012 rabatra rongen 22 23 0 1.62 tera GD hear دن دن سر (/) \* 200 22 7 v 19 1 23 S .....

 $10^{3}$ 

0.11.11

Abb. 24 zeigt folgendes: Für Meßzeiten zwischen  $5 \cdot 10^{-3}$  sec und  $5 \cdot 10^{-1}$  sec folgt die experimentelle Kurve der in Gl. 4 geforderten Abhängigkeit proportional zu 1// Bei Meßzeiten von mehr als 1 sec geht die zu Kurzzeitstabilität in die hauptsächlich von Temperaturschwankungen bestimmte Langzeitstabilität über. Für Meßzeiten unter 5  $\cdot$  10<sup>-3</sup> sec verläuft die Kurve steiler. Diese Abweichung von der Theorie überrascht nicht, da in diesem Bereich von t die Voraussetzung t  $\gg \gamma$  der Theorie nicht mehr erfüllt ist. Bei einer Meßzeit von  $t = 2 \cdot 10^{-4} \sec$ , welche der im Experiment gegebenen Wechselwirkungszeit  $\widetilde{\tau}$  , die in Abb. 24 eingezeichnet ist, entspricht, werden die Frequenzschwankungen unabhängig von der Meßzeit. Der Grund hierfür ist in dem "Frequenzgedächtnis" des Masers von der Dauer  $\gamma$  zu suchen (vergl. S. 4).

Der dazugehörende Wert der Schwankung  $\mathfrak{S}$  ist  $\mathfrak{S} = 6 \cdot 10^{-10}$ . In den beiden Masern wurden drei verschiedene Quarzresonatoren untersucht. Ihre charakteristische Frequenz wurde mittels eines lokalen Magnetfeldes bestimmt. Der verwendete Strahlfluß war  $\frac{n}{n} = 2$ , so daß kein Druckeffekt auftrat (s. Abb. 21). Der Dopplereffekt wurde entsprechend Abb. 19 gemessen und mit der daraus folgenden Einstellung der Symmetrie vermieden. Es ergab sich eine Übereinstimmung der Frequenz zwischen den verschiedenen Anordnungen von 1  $\cdot 10^{-11}$ . Nach Abschnitt 2.1 (S. 5) stellt dies eine Messung der Absolutgenauigkeit der Maserfrequenz dar, die demnach mit  $10^{-11}$  anzunehmen ist.

Nach der Meinung des Verfassers ist dieser Wert der Absolutgenauigkeit von 10<sup>-11</sup> tatsächlich die Grenze des mit dem Ammoniakmaser Erreichbaren. Ohne die Gründe im einzelnen darzulegen, sei nur betont, daß sowohl der Druckeffekt, als auch der Dopplereffekt und das zum Abstimmen verwendete Magnetfeld einen jenseits 10<sup>-11</sup> nicht mehr vermeidbaren Einfluß haben.

Im Vergleich des Ammoniakmasers mit den beiden anderen

- 49 -

primären Frequenznormalen der Caesium-Atomstrahl-Anordnung <sup>29)</sup> <sup>30)</sup> (Atomichron) und dem Wasserstoff-Maser<sup>31)</sup> ist die erstere wegen ihrer technischen Perfektion überlegen, der letztere um mindestens eine Größenordnung in der Absolutgenauigkeit. Caesium gestattet zwar eine Absolutgenauigkeit von 2 · 10<sup>-11</sup>, der eigentliche Oszillator ist dabei jedoch ein frequenzstabilisierter Quarz. Der Wasserstoffmaser hat dagegen als einzigen Nachteil die

erheblich aufwendigere Anordnung. Abschließend mögen einige Anwendungsbeispiele für den Ammoniakmaser gegeben werden:

1) Ausnutzen der Absolutgenauigkeit zur Frequenzeichung von Quarzen.

2) Ausnutzung der Frequenzstabilität und Reproduzierbarkeit für Messungen der Frequenzstabilität und Alterung von Quarzen.

3) Anwendung des Masers auf Grund seiner Stabilität und seiner spektralen Reinheit ( < 10<sup>-2</sup> Hz Bandbreite des Oszillationssignals<sup>25)</sup>) als Vergleichsfrequenz bei der Untersuchung von Leistungsspektren im Mikrowellengebiet.

3 1 L . . .

· · · · · · · · · · · · ·

and the second

1

-sela crebu da Trocaso. Recasherai constato tr

waserig was land the fi

trade al realization of the share'

autables to black with the second

A. Stans. C.

wannik teta (mar)

HEARING AND MARKED

its on a second

#### 5 Literaturverzeichnis

1) J.C. Helmer 2) C.H. Townes, A.L. Schawlow 3) A.A. Wuylstike 4) J.R. Singer 5) H.Ch. Wolf 6) J.P. Gordon 7) K. Shimoda 8) K. Shimoda, T.C. Wang, C.H. Townes 9) K. Shimoda 1 ...... 10) J. de Prins 11) W.W. Nikitin 12) K. Shimoda 13) K. Shimoda 14) J.P. Gordon 15)) J. Bonanomi, J. de Prins, Herrmann, Kartaschoff 16) G.F. Hadley 17) K. Shimoda, K. Kondo 18) K. Shimoda 19) G. Breit, I.I. Rabi 20) Y. Saburi, M. Kobzyashi, Y. Yasuda, K. Harada

21) N.F. Ramsey

Microwave J. 7 (1964) 60 Microwave Spectroscopy Elements of Maser Theory Masers Z.ang.Phys. 10 (1958) 480 Phys.Rev. 99 (1955) 1253 J.Phys.Soc.Jap. 12 (1957) 1006

Phys.Rev. 102 (1956) 1308 J.Phys.Soc.Jap. 12 (1957) 558 IRE-Transact. I-11 (1962) 200 Radiotechn.i.Elektr. 8 (1963) 153 J.Phys.Soc.Jap. 16 (1961) 1728 IRE-Transact. I-11 ((1962) 195 Quantum Electronics 1 (1959) 3

Helv.Phys.Acta 30 (1955) 288 Phys.Rev. 108 (1957) 291 J.Phys.Soc.Jap. 15 (1960) 1125 J.Phys.Soc.Jap. 16 (1961) 2283 Phys.Rev. 38 (1931) 2082 IRE-Transact. I-11 (1962) 204 Molecular Beams

- 51 -

22) J. Bonanomi	Helv. Phys. Acts $31$ (1958)
	282
23) P.W. Anderson	Phys.Rev. 76 (1949) 647
24) H. Margenau	Phys.Rev. 76 (1949) 1423
25) J.P. Gordon, H.J. Zeiger	9
C.H. Townes	Phys.Rev. 99 (1955) 1264
26) G. Becker	Z.ang.Phys. 13 (1961) 59
27) K.G. Günther	Z.ang.Phys. 9 (1957) 550
28) K. Shimoda	J.Phys.Soc.Jap. 16 (1961)
	2270
29) Hewle	tt Packard J. 15 (1964) No. (11
30) P. Kartaschoff	IRE-Transact. I-11 (1962)
(AMA AMBALANA) -	224
31) N.F. Ramsey	Metrologia 1 (1965) 7

31) N.F. Ramsey isteriet by it see it and

3 -

Se Faul.

A rige-voltaget in special bas /

(1889) ) alianting and

AND REPAIR AND AN AND A SHOP

(1601) al conservations

ist gall etc. and a (48.20) AL CONTREPTION

52

