Bau und Test einer Apparatur zur Messung des NH_3-Inversionsspektrums

Wissenschaftliche Arbeit,
vorgelegt für die Erste Staatsprüfung
für das Lehramt an berufsbildenden Schulen

von Rainer Groß
aus Wuppertal

Angefertigt im Fachbereich Physik der
Gesamthochschule Wuppertal
Prof. Dr. Piel
Sommersemester 1978

I n h a l t s v e r z e i c h n i s

1. Einleitung

2. Molekülspektren
2.1. Allgemeines zu Molekülspektren
2.2. Das Rotationsspektrum des Ammoniaks
2.3. Schwingen der Molekülatome
2.4. Inversion beim Ammoniakmolekül
2.4.1. Die Hyperfeinstruktur des Inversionsspektrums
2.5. Druckabhängigkeit der Halbwertsbreiten von Absorptionslinien (allg. Linienverbreiterung)

3. Beschreiben der Apparatur
3.1. Mikrowellenaufbau
3.1.1. Beschreibung des Mikrowellengenerators
3.1.2. Mikrowellendiode
3.1.3. Wellenmesser
3.1.4. Richtkoppler
3.1.5. Abschwächer
3.1.6. Einwegleitung (Isolator)
3.1.7. Leistungsmesser
3.1.8. Hohlleiterflansche
3.1.9. Hohlleiter
3.1.10. Krümmer
3.1.11. Fenster
3.1.12. Abschwächer für Level-Regelspannung
3.1.13. Sweep-Abschwächer
3.1.14. Gleichspannungsverstärker für Absorptionssignal
3.1.15. Amplitudenregelung des Generators (ALC)
3.1.16. Beschreibung der Mikrowellenapparatur
3.2. Beschreibung des Vakuumaufbaus
3.2.1. Vakuumverbindungen
3.2.2. Störungsursachen
3.3. Mechanischer Aufbau

4. Vorbereitungen zum Messen
4.1. Vakuumvorbereitungen
4.1.1. Vakuum- und NH_3-Einstellungen
4.2. Einstellungen am Mikrowellengenerator

und Abschwächer
4.3. Einstellungen am Oszillografen
4.4. Frequenzbestimmung der Absorptionslinien mit dem Wellenmesser (Feinstrukturlinien)
4.5. Frequenzbestimmung der Hyperfeinstruktur-Trabanten
4.5.1. Linearitätsmessung
4.6. Diodeneichnung

5. Test der Apparatur
5.1. Gemessene Feinstruktur des NH_3-Inversionsspektrums
5.2. Gemessene Hyperfeinstruktur-Aufspaltung
5.3. Gemessene Druckabhängigkeit der Linienbreite
5.4. Gemessene Feinstrukturlinien-Absorption
5.5. Fehlerbetrachtung
5.6. Kommentar der Ergebnisse
5.6.1. Linienidentifizierung über die Abstandsverhältnisse der Trabanten
5.6.2. Berechnete Quadrupolkopplungskonstante
5.6.3. Druckabhängigkeit der Halbwertsbreiten
5.6.4. Feinstrukturlinien-Absorption

6. Zusammenfassung

7. Literaturverzeichnis

8. Eidesstattliche Erklärung

9. Lebenslauf

1. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit soll der Bau und der Test einer Apparatur beschrieben werden, mit der es möglich ist, das Inversionsspektrum des Ammoniaks aufzunehmen. Dieses Spektrum fällt in den Bereich der Mikrowellenstrahlung. Mit den Mitteln der Mikrowellentechnik ist es möglich, bei Frequenzen von z.B. 22 GHz Frequenzunterschiede von≈200KHz zu unterscheiden. Dieses hohe Auflösungsvermögen gestattet es, selbst die Hyperfeinstruktur der Absorptionslinien zu beobachten und die Aufspaltung zu messen und somit eine Aussage über die Größe der Quadrupolkopplungskonstanten des Quadrupolkerns zu machen.
Die erste Arbeit auf dem Gebiet der Gasspektroskopie im Mikrowellenbereich stammt von Cleeton und Williams und wurde 1934 veröffentlicht. Die Theorie hatte die Voraussage gemacht, daß das Inversionsspektrum des Ammoniaks im Mikrowellenbereich um 25 GHz liegen müsse. Mit einfachen Mitteln versuchte nun Cleeton und Williams diese Voraussage experimentell zu bestätigen. Als Absorptionszelle diente ihnen ein gummibeschichtetes Gefäß, das das gasformige Ammoniak unter atmosphärischem Druck enthielt. Diese Zelle wurde nun in den durch Parabolspiegel gebündelten Mikrowellenstrahl gestellt. Die Strahlungsquelle war ein eigens hierfür gebautes abstimmbares Magnetron. Der Nachweis der Strahlung erfolgte mit einem Kristallgleichrichter, der hinter der Absorptionszelle angeordnet war. Der Diodenstrom als Maß für die Mikrowellenleistung und damit auch für die Absorption wurde mit einem Galvanometer angezeigt. Die Wellenlänge der Strahlung wurde mit einem Gitter bestimmt.
Cleeton und Williams gelang es, mit ihrem Versuchsaufbau die Voraussage einer Absorption des Ammoniaks im Mikrowellenbereich nachzuweisen und die Größe der Absorption zu messen.
Das Maximum der Absorption lag bei einer Wellenlänge von 1,25cm ($\nu = 0{,}8\ cm^{-1}$), dies entspricht der Inversionsaufspaltung.

Dieser Arbeit folgten viele andere, besonders nach der stürmischen Entwicklung der Radartechnik während des Zweiten Weltkrieges erlebte die Mikrowellenspektroskopie einen großen Aufschwung.
Das Inversionsspektrum des Ammoniaks ist das am meisten untersuchte Mikrowellenspektrum (Hershberger 1945, Good 1946, Gordy sowie Bleaney und Penrose). Es existiert eine umfangreiche Literatur über das Gebiet der Mikrowellenspektroskopie, vorwie-

gend in englischer Sprache. Hervorzuheben ist das Buch von Townes und Schawlow : „Microwave Spectroscopy" und in deutscher Sprache der Aufsatz von W.Maier : „Die Mikrowellenspektren molekularer Gase und ihre Auswertung".

2. Molekülspektren

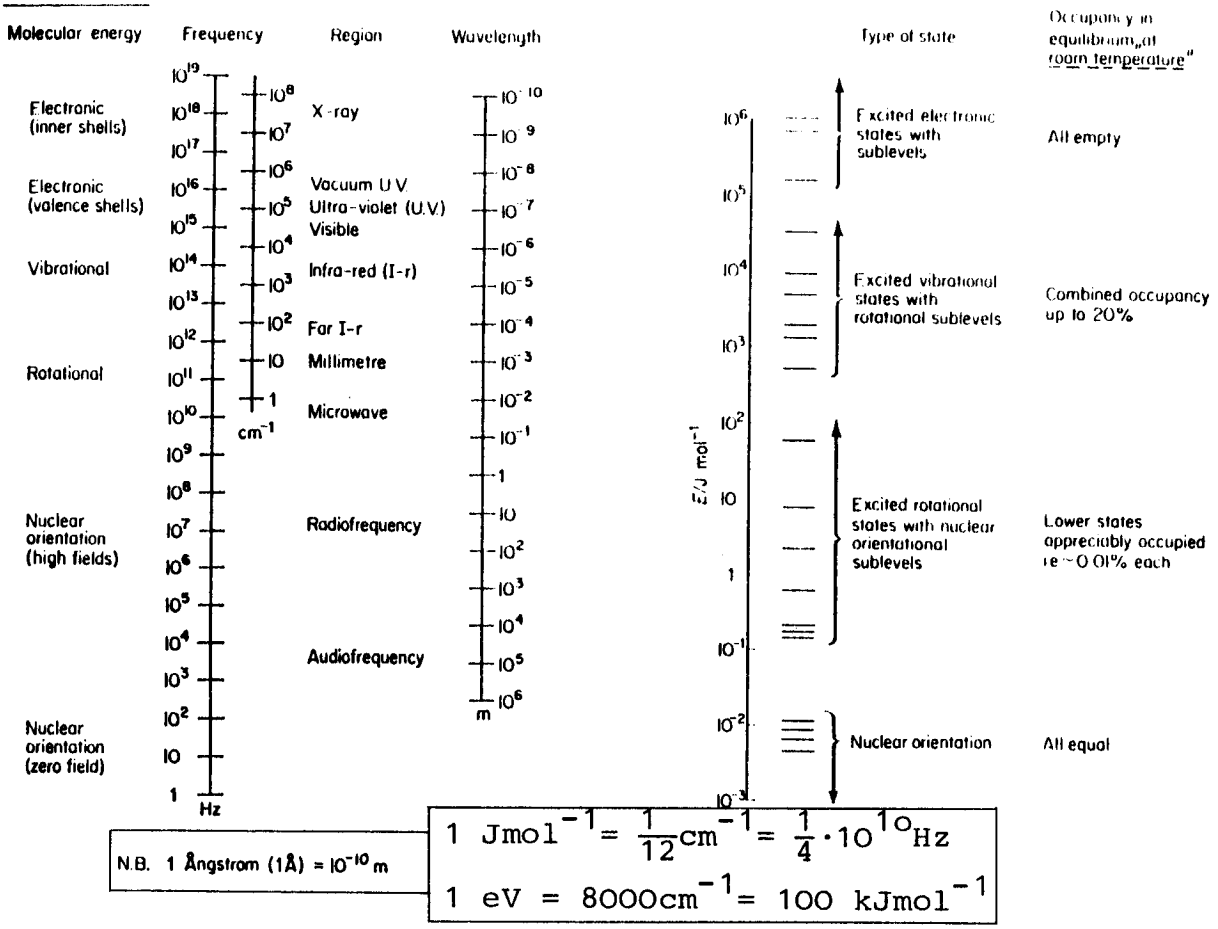
2.1. Allgemeines zu Molekülspektren

Molekülspektren sind wesentlich komplizierter als Atomspektren. Man beobachtet mit Spektralapparaten für den Bereich des sichtbaren Lichtes unübersichtliche Liniengruppen, die Banden, oder auch kontinuierliche Spektren, die Bandenspektren.
Diese Spektren sind nur mit Spektralapparaten hoher Auflösung zu entschlüsseln. Jedes Bandenspektrum besteht aus Bandensystemen. Diese Bandensysteme setzen sich aus einer Anzahl von Banden zusammen, die sich oft zu Bandenzügen anordnen. Jede Bande setzt sich endlich aus einer Reihe gesetzmäßig angeordneter Bandenlinien zusammen. (Finkelnburg, Einf.i.d.Atomphysik, Kap.VI, Abschnitt 4)
Das dreifache Struktur zeigende Bandenspektrum deutet an, daß für ein Molekül drei Energiestufen unterschiedlicher Ursache existieren.
Die Elektronen der Moleküle lassen sich wie beim isolierten Atom anregen. Diese Anregung liegt auf der höchsten Energiestufe ($\lambda = 3\mu - 0{,}2\mu$), sie fällt in den Bereich des sichtbaren bis ultravioletten Lichtes.
Die nächst niedrigere Stufe entsteht durch das Schwingen der Molekülatome gegeneinander, die Änderung der Schwingungsenergie betrifft den Bereich des ultraroten Lichtes ($\lambda = 20\mu - 3\mu$).
Die unterste Energiestufe bezieht sich auf eine Änderung der Rotation der Moleküle um den Molekülschwerpunkt.($\lambda > 20\mu$)
Für ein Molekül kann man als allgemeinste Darstellung für die Absorption oder die Emission von elektromagnetischer Strahlung der Frequenz „ν" angeben unter Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen den einzelnen Bewegungsarten und einer evtl. Translationsbewegung:

$$h \cdot \nu = (E^{(2)}_{\text{Elektr.}} - E^{(1)}_{\text{Elektr.}}) + (E^{(2)}_{\text{Schw.}} - E^{(1)}_{\text{Schw.}}) + (E^{(2)}_{\text{Rot.}} - E^{(1)}_{\text{Rot.}})$$

Der Zustand mit der höheren Energie ist mit (2) und der mit der niedrigeren mit (1) bezeichnet.

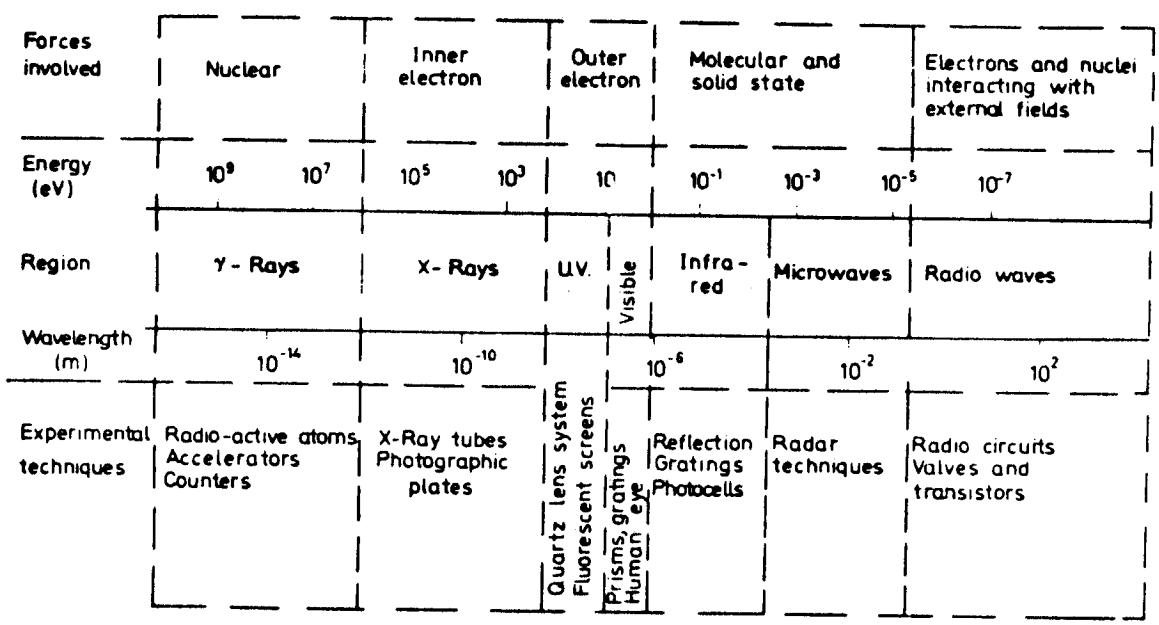
Bild 1



Bezeichnung der Frequenzbereiche und die von ihnen hervorgerufenen Molekülübergänge

Besetzung der einzelnen Energiestufen

(Aus: D.H.Whiffen, Spectroscopy, S.10, B.1.2. und S.15, B.2.1)



Spektrum elektromagnetischer Strahlung, die Bezeichnung der Strahlung, ihre Wellenlänge, Energie und Methoden, sie zu erzeugen und nachzuweisen. (Aus: D.J.E.Ingram, Radio and Microwave Spectroscopy, S.3, B.1.1.)

2.2. Das Rotationsspektrum des Ammoniaks (NH_3)

Die Molekülform des NH_3-Moleküle ist ein symmetrischer Kreisel.

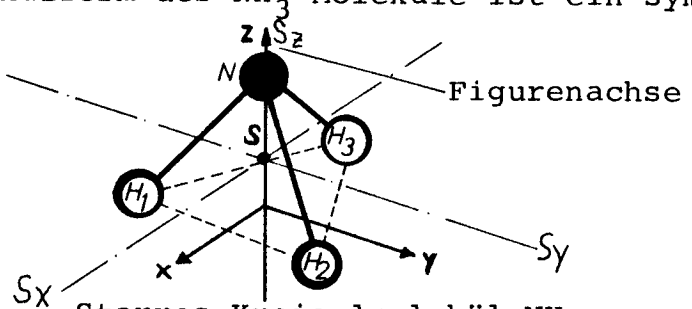


Bild 2 Starres Kreiselmolekül NH_3

(Aus: W.Schulze,Molekülbau,Abb.28)

Die Rotation des Moleküls erfolgt um den Schwerpunkt „S". Das dargestellte Molekül hat die drei Trägheitsmomente: I_{Sx}, I_{Sy} und I_{Sz}. Die Momemte I_{Sx} und I_{Sy} sind gleich groß und lassen sich bei angenommener Starrheit der Atomverbindungen berechnen zu:

$$(1) \qquad I_{Sx} = I_{Sy} = m_N \cdot h^2 \cdot \left(1 - \frac{m_N}{m_N + 3m_H}\right)^2 + m_H \cdot \frac{a_{HH}^2}{2} \quad .$$

Wobei:
- m_N = Masse des Stickstoffatoms
- m_H = " " Wasserstoffatoms
- h = Strecke vom Flächenschwerpunkt des Dreiecks in der H_1, H_2, H_3-Ebene zum Stickstoffatom auf der Kreiselspitze
- a_{HH} = Abstand zwischen den H-Atomen .

Das Trägheitsmoment um die Figurenachse „z" ergibt sich zu:

$$(2) \qquad I_{Sz} = a_{H\,H}^2 \cdot m_H \, .$$

Für die Rotationsenergie eines solchen Moleküls erhält man den Ausdruck:

$$(3) \qquad E_{Rot.} = \frac{I_{Sx} \cdot \omega_{Sx}^2}{2} + \frac{I_{Sy} \cdot \omega_{Sy}^2}{2} + \frac{I_{Sz} \cdot \omega_{Sz}^2}{2} \quad .$$

In der klass. Mechanik gilt:

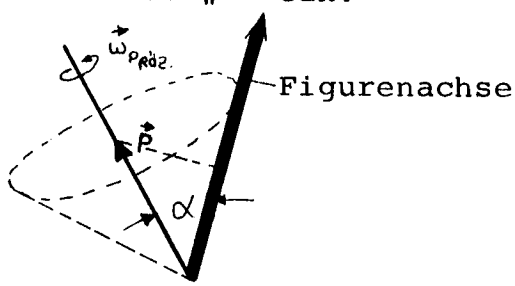
$$E_{Rot.} = \frac{I}{2} \cdot \omega^2 \qquad \text{und} \qquad \vec{P} = I \cdot \vec{\omega} \quad .$$

Wobei:
- $\vec{\omega}$ = Winkelgeschwindigkeit
- $\vec{P}$ = Drehimpuls .

Damit läßt sich die Rotationsenergie auch schreiben als:

$$(4) \qquad E_{Rot.} = \frac{P_{S_x}^2}{2I_{S_x}} + \frac{P_{S_y}^2}{2I_{S_y}} + \frac{P_{S_z}^2}{2I_{S_z}} \quad .$$

Das Molekül führt eine komplizierte Rotationsbewegung aus. Es kommt dabei auf den Drehimpuls „P" und den Winkel „α" an, den der Drehimpulsvektor mit der Figurenachse (⇒ Molekülachse) einschließt. Die Molekülachse präzediert um die Drehimpulsachse und schließt dabei den Winkel „α" ein.

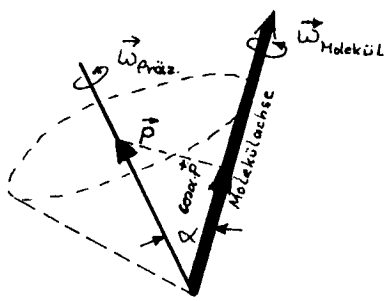


Die Präzessionsfrequenz ergibt sich zu:

$$(5) \qquad \nu_{Präz.} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\vec{P}}{I_{S_x=S_y}} \quad .$$

$I_{S_x=S_y}$ ist hierbei das Trägheitsmoment um eine zur Figurenachse senkrechte Achse.

Das Molekül führt noch eine weitere Bewegung aus, denn es dreht sich noch um seine Figurenachse.



Die Frequenz hiervon ist:

$$(6) \qquad \nu_{Molekül} = \frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{1}{I_{S_z}} - \frac{1}{I_{S_x=S_y}} \right) \cos\alpha \cdot \vec{P} \quad .$$

Wobei: I_{S_z} = Trägheitsmoment um die Figurenachse

$\cos\alpha \cdot \vec{P}$ = Drehimpulskomponente parallel zur Figurenachse.

Die Zerlegung des Drehimpulses in Komponenten läßt sich mit einem Trägheitsellipsoiden darstellen.

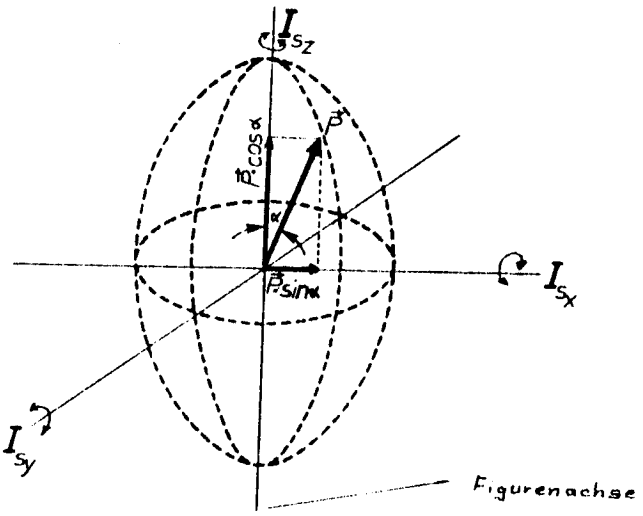


Bild 3 Zerlegung des Drehimpulses in Komponenten parallel und senkrecht zur Figurenachse
(Aus: E.Teller, Die langwelligen Spektren, S.116, B.53 und R.Chang, Basic Principles of Spectroscopy, S.136, B.7-4)

Die Gesamtenergie des Moleküls hat die Form:

$$(7) \qquad E_{Rot.} = \frac{1}{2I_{S_x=S_y}} P^2 + \left(\frac{1}{2I_{S_z}} - \frac{1}{2I_{S_x=S_y}}\right) \cos^2\alpha \cdot P^2 \,.$$

Angenommen der Drehimpulsvektor „$\vec{P}$" steht schief zur Figurenachse und bildet mit ihr den Winkel „α", dann bewegt sich die Figurenachse auf einem Kegelmantel um die raumfeste Drehimpulsachse, bei gleichzeitiger Drehung des Moleküls um die Figurenachse.

Solange diese Bewegung ungestört bleibt, ändert sich weder der Betrag noch die Richtung von „$\vec{P}$" . Auch der Winkel zwischen Figurenachse und Drehimpulsachse bleibt konstant und mit ihm die Komponente „$\cos\alpha \cdot \vec{P}$", was der Projektion von „$\vec{P}$" auf die Figurenachse entspricht.
Das Molekül mit der Form eines symmetrischen Kreisels könnte nun unendlich viele Arten der Rotation ausführen, die sich in den Winkeln „α" unterscheiden. Dies ist die Aussage nach der klassischen Mechanik. Die Quantenmechanik läßt jedoch nur bestimmte Werte zu, sie führen auf diskrete Energiewerte der Rotationsenergie „$E_{Rot.}$".
Dem Drehimpuls „$\vec{P}$" entspricht in der Quantenmechanik der Gesamt-

drehimpuls „$\vec{J}$".

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar$$

„J" ist die Drehimpulsquantenzahl, sie kann die Werte

$$J = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ \ldots \text{ annehmen.}$$

Der Gesamtdrehimpuls „$\vec{J}$" kann nur Werte annehmen, die Vielfache vom Einheitsdrehimpuls „$\hbar$" sind.
Der Winkel „α" kann nur solche Werte annehmen, bei denen die Projektion von „$\vec{J}$" auf die Figurenachse die Beträge „$K \cdot \hbar$" hat. „K" ist eine neue Quantenzahl, die die Werte

$$K = J,\ J-1,\ J-2,\ \ldots\ 1-J,\ -J \quad \text{annimmt.}$$

Der bestimmte Rotationszustand des Moleküls (sym.Kreisel) ist durch die Angabe von „J" und „K" gekennzeichnet.

Angabe des Rotationszustandes: J,K oder J_K

Damit ergibt sich für:

(8) $$P_{S_z}^2 = K^2 \cdot \hbar^2 = K^2 \cdot \frac{h^2}{(2\cdot\pi)^2}$$

und für:

(9) $$P_{S_x}^2 + P_{S_y}^2 = J\cdot(J+1)\cdot\left(\frac{h}{2\cdot\pi}\right)^2 - K^2\cdot\left(\frac{h}{2\cdot\pi}\right)^2 .$$

Aus: G.M.Barrow, Molecular Spectroscopy.

Für die Rotationsenergie folgt damit: *Glg.(4) mit* $I_{S_x} = I_{S_y}$

(10) $$E_{Rot.} = K^2\cdot\frac{h^2}{8\cdot\pi^2\cdot I_{S_z}} + J\cdot(J+1)\frac{h^2}{8\cdot\pi^2 I_{S_x=S_y}} - K^2\frac{h^2}{8\cdot\pi^2 I_{S_x=S_y}}$$

(11) $$" = \frac{h^2}{8\cdot\pi^2}\cdot\left[\frac{J\cdot(J+1)}{I_{S_x=S_y}} + \left(\frac{1}{I_{S_z}} - \frac{1}{I_{S_x=S_y}}\right)\cdot K^2\right] .$$

Es ist üblich, bestimmte Größen zu sogenannten Rotationskonstanten zusammenzufassen.

(12) $$B = \frac{h}{8\cdot\pi^2 I_{S_x=S_y}}\left[\text{Hz}\right] \text{ oder } = \frac{h}{8\cdot\pi^2 c\cdot I_{S_x=S_y}}\left[\text{cm}^{-1}\right]$$

(13) $$A = \frac{h}{8 \cdot \pi^2 I_{S_z}} \left[Hz\right] \text{ oder } = \frac{h}{8 \cdot \pi^2 c\, I_{S_z}} \left[cm^{-1}\right]$$

Die Einheit „cm^{-1}" bezieht sich auf die Angabe der Energie, bei der die Frequenz durch „c" , Lichtgeschwindigkeit, dividiert wird.

$$1\ cm^{-1} = 3 \cdot 10^{10} Hz$$

Mit den Rotationskonstanten A und B läßt sich die Gleichung für die Rotationsenergie umschreiben:

(14) $$E_{Rot.} \frac{1}{h} = B \cdot J \cdot (J+1) + (A-B) \cdot K^2 \quad \left[Hz\right]$$

Wobei: $J = 0, 1, 2, \ldots ; K = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots \pm J$.

Dies ist die Formel für die Rotationsenergie eines starren symmetrischen Kreisels (z.B. NH_3-Molekül).

Bei der Darstellung der Energiestufen im Diagramm müssen zwei Fälle unterschieden werden. Moleküle, deren Trägheitsmoment „I_{S_z}" kleiner ist als die Trägheitsmomente „$I_{S_x} = I_{S_y}$", werden „gestreckte" Moleküle genannt. Für sie ist der Koeffizient von „K^2" in der Gleichung(14) positiv, für den gegebenen Wert von „J" Mit steigendem „K" nimmt die Energie zu.
Bei der anderen Art von starren symmetrischen Kreisel-Molekülen ist „I_{S_z}" größer als „$I_{S_x} = I_{S_y}$", man nennt sie „abgeflachte" Moleküle. Bei diesem Typ ist der Koeffizient von „K^2" negativ, und die Energie der Rotation nimmt bei gegebenem „J" und steigendem „K" ab.

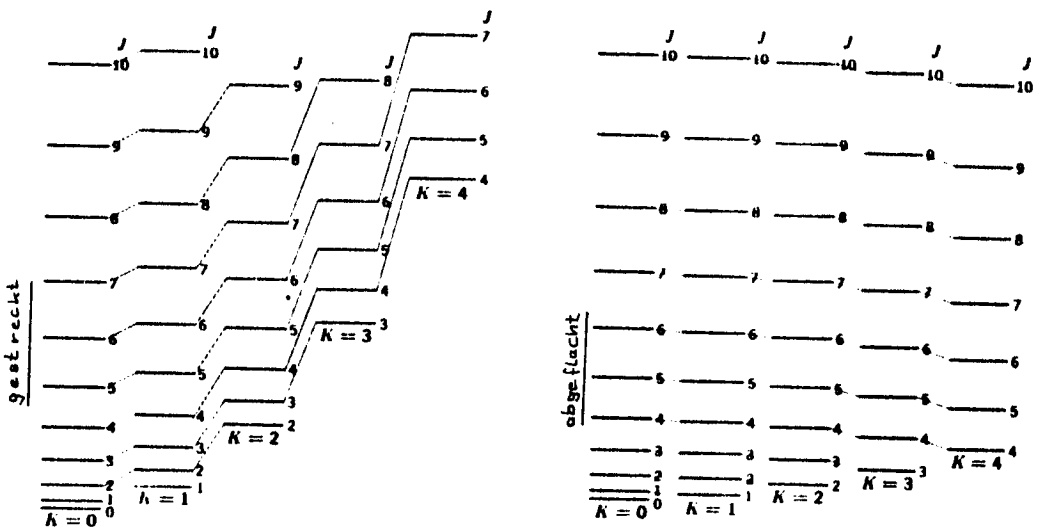


Bild 4 Energiestufenmodell der Rotationsenergie eines star-

ren symmetrischen Kreisels

(Aus: G.M.Barrow, Molecular Spectroscopy,S.107)

Bei Molekülen vom Typ NH_3, deren Dipolmoment in Richtung der Figurenachse liegt, gelten folgende Auswahlregeln für die Absorption und Emission elektromagnetischer Strahlung:

$$\Delta J = 0, \pm 1 \qquad \Delta K = 0 \qquad \text{für} \quad K \neq 0$$

und

$$\Delta J = \pm 1 \qquad \Delta K = 0 \qquad \text{für} \quad K = 0$$

Für Absorption gilt:

$$\Delta J = +1 \qquad \Delta K = 0 \quad .$$

Bei der Absorption nimmt das Molekül gerade soviel Energie auf, daß sich die Quantenzahl J um eins ändert. K behält seinen Ausgangswert bei. Die Tatsache, daß elektromagnetische Strahlung bei rotationssymmetrischen Molekülen keine Übergänge zwischen unterschiedlichen K-Werten herbeiführen kann, liegt daran, daß keine zur Figurenachse senkrechte Komponente des elektrischen Dipolmomentes vorhanden ist. Die Strahlung kann demnach die Rotation um diese Achse auch nicht beeinflussen. Der Term $(A-B)\,K^2$ aus Gleichung*(14)* braucht deshalb beim reinen Rotationsspektrum nicht berücksichtigt zu werden.

(15)
$$\frac{E_{Rot.}}{h} = B \cdot J(J+1) \qquad [Hz]$$

Bisher wurde immer angenommen, daß es sich um ein starres Molekül handelt, dessen Atome miteinander fest verbunden sind, für das demnach die Bezeichnung „starrer Rotator" zulässig ist. Allgemein ist der Abstand der Atome nicht konstant. Man muß sich die Verbindungen der Atome im Molekül durch Schraubenfedern hergestellt denken, die sich bei Molekülrotation infolge der Zentrifugalkräfte mit steigender Rotation längen. Durch diese Dehnung vergrößern sich die Abstände der Atome vom Molekülschwerpunkt, damit vergrößern sich auch die Trägheitsmomente. Die Gleichung für die Rotationsenergie symmetrischer Kreiselmoleküle bekommt noch Korrekturterme hinzu, die dies berücksichtigen.

Für die absorbierte Strahlung gilt entsprechend der Bohr'schen Frequenzbeziehung:

$$h \cdot \nu = E^{(2)} - E^{(1)}.$$

Die Frequenz dieser Strahlung entspricht der Differenz zwischen dem energetisch höheren Zustand (2) und dem niedrigeren (1). Das Molekül wechselt also nach der Absorption der Strahlung von

$$J^{(1)} \text{ nach } J^{(2)}$$

in den energetisch höher gelegenen Rotationszustand über. Mit der Formel für die Rotationsenergie, Gleichung(15) , und den Auswahlregeln für Rotationsübergänge in Absorption erhält man :

$$\nu = 2B(J+1) \quad [Hz]$$

Bei Berücksichtigung der Zentrifugalverzerrung :

(16) $$\nu = 2B(J+1) - 2D_{JK}K^2(J+1) - 4D_J(J+1)^3 \quad [Hz]$$

„D_{JK}" und „D_J" sind die Korrekturgrößen der Zentrifugalverzerrung, sie hängen streng genommen noch von dem betreffenden Schwingungszustand (v) des Moleküls ab. Diese Abhängigkeit trifft auch für die Rotationskonstanten „A" und „B" zu, ein Index kennzeichnet den Schwingungszustand. (Angabe: z.B. $B_{(v)}$)
Im wesentlichen erhält man ein Spektrum, das aus einer Serie von Absorptionslinien besteht, die voneinander den Abstand

$$\Delta\nu = 2B$$

haben.
Beim symmetrischen Kreisel-Molekül besteht jede Absorptionsstelle aus „J+1" beieinanderliegenden Linien, sie entsprechen den Werten von „K^2".

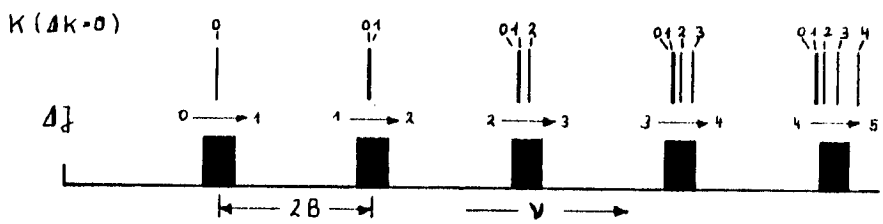


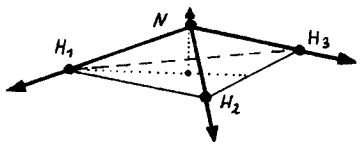
Bild 5 Zentrifugalverzerrung im Rotationsspektrum des symmetrischen Kreisels

(Aus: G.M.Barrow, Molecular Spectroscopy, S.108 o.)

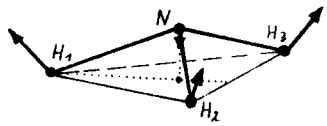
2.3. Schwingen der Molekülatome

Die Moleküle haben außer der Rotation noch eine weitere Bewegungsmöglichkeit, und zwar können die Molekülatome schwingen. Es ist leicht einzusehen, daß die Schwingungsmöglichkeiten mit zunehmender Atomanzahl vielfältig werden und daß die Spektren der Molekülschwingungen schwierig zu entschlüsseln sind.
Das Molekül stellt ein schwingungsfähiges Gebilde dar, dessen Atome nach dem Einwirken äußerer Kräfte aus ihren Gleichgewichtslagen verschoben werden. Die Verschiebung ruft über die Elektronenhüllendeformation rücktreibende Kräfte hervor, was zur Folge hat, daß die Atome des Moleküls solange schwingen, bis alle wieder ihre Gleichgewichtslage erreicht haben.
Dieser Vorgang ist mit einem makroskopischen System zu vergleichen, dessen punktförmige Massen durch Federn an definierte Ruhelagen gebunden sind.
Die Bewegung des Moleküls bei angeregter Schwingung läßt sich aus einer Zahl von Normalschwingungen zusammensetzen. Dies sind die Schwingungen, bei denen alle Molekülatome mit derselben Frequenz schwingen und in Phase sind.
Bei Anregung mehrerer Normalschwingungen, was einem kompliziertem Schwingungszustand entspricht, wird die Strahlung bei bestimmten Frequenzen absorbiert, diesen Frequenzen entsprechen die Normalschwingungen.
Die Zahl der möglichen Normalschwingungen ist beim NH_3-Molekül (4-Atome) gleich „3n-6"=6, dies sind allgemein die Schwingungsfreiheitsgrade.
Die Normalschwingungen werden nun noch in „Valenz"- und „Deformationsschwingungen" unterschieden. Bei den Valenzschwingungen „v" ändert sich vorwiegend der Abstand der Molekülatome, beim NH_3-Molekül der Abstand „$\overline{H_i\text{-}N}$". Diese Valenzschwingungen können nun noch „symmetrisch" oder „antisymmetrisch" auftreten. Eine Valenzschwingung wird als symmetrisch bezeichnet, wenn das Molekül während der Schwingung seine Symmetrieebene beibehält, im antisymmetrischen Fall geht diese Symmetrie verloren.
Bei der Deformationsschwingung „δ" verändern sich vorwiegend die Bindungswinkel der Atome, beim NH_3-Molekül der Winkel „$\sphericalangle$HNH", die Atomabstände ändern sich nur wenig. Auch hierbei wird unterschieden zwischen „symmetrischer" und „antisymmetrischer" Deformationsschwingung.
In der folgenden Darstellung sind die symmetrischen und antisymmetrischen Valenz- und Deformationsschwingungen des NH_3 -

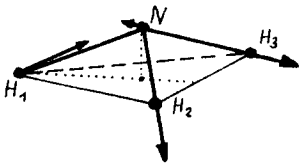
Moleküls dargestellt.

a) 

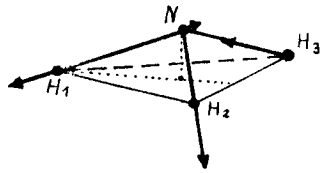
$\nu_{sym.}$ $\left.\begin{matrix}3336\ cm^{-1}\\ 3338\ cm^{-1}\end{matrix}\right]$ I)

b) 

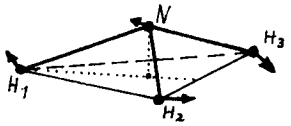
$\delta_{sym.}$ $\left.\begin{matrix}932\ cm^{-1}\\ 968\ cm^{-1}\end{matrix}\right]$ I)

c) 

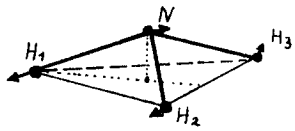
$\nu_{anti.}$ $3443\ cm^{-1}$

d) 

$\nu_{anti.}$ $3443\ cm^{-1}$

e) 

$\delta_{anti.}$ $\left.\begin{matrix}1627\ cm^{-1}\\ 1626\ cm^{-1}\end{matrix}\right]$ I)

f) 

$\delta_{anti.}$ $\left.\begin{matrix}1627\ cm^{-1}\\ 1626\ cm^{-1}\end{matrix}\right]$ I)

I) = Inversionsaufspaltung

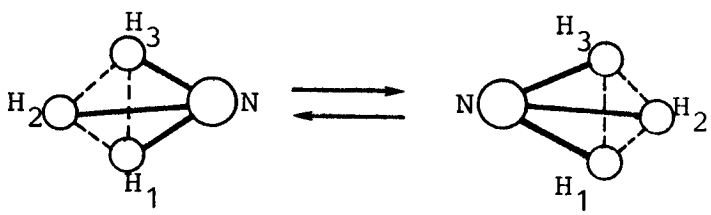
Bild 6 Normalschwingungen des NH_3-Moleküls, (V=1)
(Aus: H.A.Stuart, Molekülstruktur, S.460, B.IX-10 und S.513, Tab.IX-9)

Nicht alle Schwingungsfrequenzen des Moleküls müssen unterschiedlich sein, Normalschwingungen mit gleichen Frequenzen nennt man „entartet". Es wird noch zwischen zufälliger, Massen-und Kraftverhältnisse sind gleich, und notwendiger Entartung unterschieden. Die notwendige Entartung ist von der Molekülstruktur abhängig. In Bild 6 sind die Normalschwingungen c) und d) sowie e) und f) entartete Schwingungen.
Das Schwingungsspektrum ist isoliert nicht zu beobachten, da

bei einer Änderung des Oszillationszustandes der Rotationszustand immer mit geändert wird. Zu beobachten ist also ein Rotations-Schwingungsspektrum. Man spricht auch davon, daß die Schwingungsübergänge eine Rotationsfeinstruktur zeigen. (H.A. Stuart, Molekülstruktur, S.441)
Die Struktur der Rotations-Schwingungsspektren ist kompliziert und für das Verstehen der Molekülbewegung des NH_3 beim Versuch nicht wichtig, deshalb wird darauf nicht näher eingegangen.

2.4. Inversion beim Ammoniak-Molekül

Das Stickstoffatom im NH_3-Molekül hat zwei benachbarte Gleichgewichtslagen. Numeriert man die Wasserstoffatome derart, daß die Zählrichtung aus der Sicht des Stickstoffatoms rechtsdrehend verläuft, so ändert sie sich, wenn es dem Stickstoffatom gelingt, auf die andere Seite des H-Dreicks zu gelangen.



a) b)

Der Übergang von einer Konfiguration in die andere ist durch keine Drehung des Moleküls erreichbar. Die Stellung b) ist das Spiegelbild der a)-Stellung. Den beiden Stellungen entspricht dieselbe Energie, beide Gleichgewichtslagen sind energiemäßig durch einen Potentialberg getrennt.

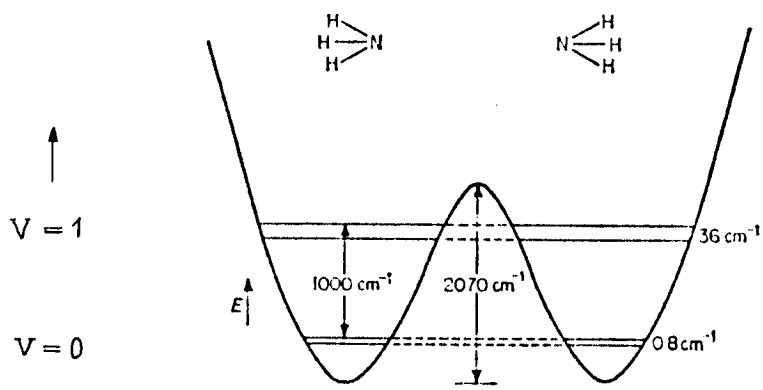


Bild 7 Potentialverlauf beim NH_3-Molekül

(Aus: D.H.Whiffen,Spectroscopy,S.85,B.7.5)

Im Fall der Schwingung „$\delta_{sym.}$", bei der das N-Atom gegen die

H_1, H_2, H_3-Ebene schwingt, weitet sich das Dreieck der H-Atome auf, so daß das Hindurchtreten des N-Atoms erleichtert wird. Dies ist ähnlich dem Vorgang des Umklappens eines aufgespannten Regenschirmes.
Bei der erwähnten Schwingung des NH_3-Moleküls ist nach der klassischen Mechanik das Durchtreten des N-Atoms verboten. Es gibt also dabei die getrennten Möglichkeiten, daß sich das N-Atom jeweils nur in einer Mulde der dargestellten Potentialfunktion bewegen kann, sofern seine Energie zum Überwinden dieses Berges nicht groß genug ist. Die Höhe des Potentialberges beträgt $E=2070\ cm^{-1}$.

Nach der Quantenmechanik gibt es für Teilchen, deren Energie zum Überwinden der Energiebarriere nicht ausreicht, eine Wahrscheinlichkeit, diese zu durchdringen und auf diese Weise ihre beiden stabilen Plätze zu tauschen. Diesen Vorgang bezeichnet man als Tunneleffekt und das Wechseln zwischen den beiden Gleichgewichtslagen als Inversion.
Die Inversion führt zu einer Aufspaltung der Energieniveaus, einschließlich des Grundzustandes, entsprechend den beiden Gleichgewichtszuständen sind die Niveaus in Dubletts aufgespalten. (Ausgenommen Terme mit K=O)
Für den Schwingungsgrundzustand der „$\delta_{sym.}$"-Schwingung ergibt sich eine Aufspaltung von ca. 0,8 cm^{-1}, was einer Frequenz von ca. 24 GHz entspricht und damit elektromagnetischer Strahlung im Mikrowellenbereich.
Die beiden Teilniveaus, in die die einzelnen Schwingungsniveaus aufgespalten sind, werden mit z.B. „α" und „β" bezeichnet, wobei „α" sich auf den Term mit der niedrigeren Energie bezieht. Die Rotationsterme der Schwingungszustände (v) erscheinen verdoppelt, „da das Gesamtsystem gewissermaßen aus den zwei ineinandergeschobenen Teilsystemen „E^{α}" und „E^{β}" besteht". (Aus: W.Maier, S.292)

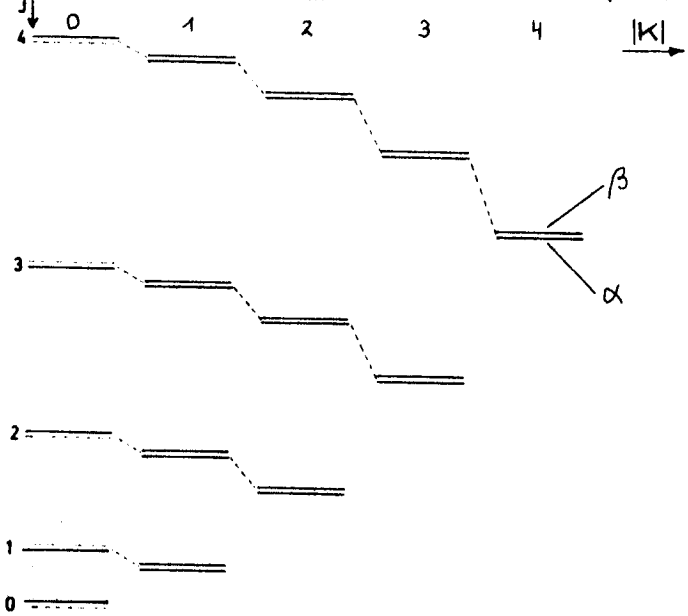


Bild 8 Rotations-Inversions Energiestufen des NH_3-Moleküls (Aus: H.W.Kroto,Molecular Rotation Spectra,S.218, B.9.8)

Für Übergänge innerhalb dieses Termsystems gelten für Absorption die Auswahlregeln

$$\Delta J = +1 \qquad \Delta K = 0 \qquad (K \neq 0)$$

mit dem Zusatz, daß nur Übergänge $\alpha \rightarrow \beta$ oder $\beta \rightarrow \alpha$ erlaubt sind, mit diesen Übergängen erhält man das Rotationsspektrum mit Inversionsaufspaltung.
Das reine Inversionsspektrum entsteht durch Übergänge mit den Auswahlregeln

$$\Delta J = 0 \qquad \Delta K = 0 \qquad \alpha \longrightarrow \beta \quad .$$

Es handelt sich um Übergänge vom unteren Inversionsniveau eines Rotationsterms J,K zum oberen Inversionsniveau desselben Terms. (Aus: W.Maier,S.293)
Die beiden Teilsyteme „E^{α}" und „E^{β}" setzen sich zusammen aus:

(17) $$E^{\alpha} = E^{\alpha}_{(v)} + hB^{\alpha}_{(v)} J(J+1) + h(A^{\alpha}_{(v)} - B^{\alpha}_{(v)}) K^2 - hD^{\alpha}_{J} J^2 (J+1)^2 - hD^{\alpha}_{JK} J(J+1) K^2 - hD^{\alpha}_{K} K^4$$ (Aus: W.Maier)

(18) $$E^{\beta} = E^{\beta}_{(v)} + hB^{\beta}_{(v)} J(J+1) + \ldots$$

Wobei:

$E^{\alpha}_{(v)}$, $E^{\beta}_{(v)}$ ⇒ Schwingungsenergie der beiden Dublett-Komponenten des Schwingungszustandes „(v)"

$E^{\alpha} = E^{\beta}$ ⇒ Schwingungs- plus Rotationsenergie

$B_{(v)}, A_{(v)}$ ⇒ Rotationskonstante unter Berücksichtigung der Rückwirkung der Schwingung auf die Rotation

D_J, D_{JK}, D_K ⇒ Konstanten der Zentrifugalverzerrung

Durch die Molekülrotation um die Figurenachse wird das Molekül flacher, der Winkel ∢HNH wird größer, der Potentialberg wird kleiner, dadurch vergrößert sich der Dublettabstand, was zu einer Erhöhung der Inversionsfrequenz führt.
Bei Rotation um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse führt

die Zentrifugalkraft auf eine steilere Pyramide, der ein größerer Potentialberg entspricht.
Die Inversionsfrequenz steigt mit zunehmendem „K" bei konstantem „J" und fällt mit steigendem „J" bei konstantem „K".

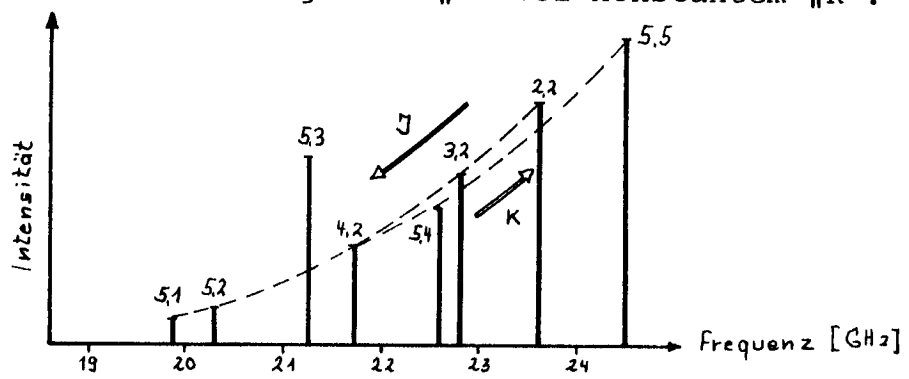


Bild 9 Abhängigkeit der Inversionsfrequenz von J und K, sowie die relativen Intensitäten der Linien bei Raumtemperatur
(Aus: T.M.Sugden und C.N.Kenney, Microwave Spectroscopy Of Gases,B.8.2)

Für die Frequenzen der einzelnen Inversionslinienfolgt aus:

(19) $$E^{\beta} - E^{\alpha} = E_{Inv.}^{(v=0)}$$

(20) $$\nu_{Inv.} = \nu_o + C_1 J(J+1) + C_2 K^2 + C_3 J^2 (J+1)^2 + C_4 J(J+1) K^2 + C_5 K^4 \ .$$

(Aus: W.Maier)

Wobei:

$$\nu_o = \frac{E^{\beta}_{(o)} - E^{\alpha}_{(o)}}{h}$$

$$C_1 = B^{\beta}_{(o)} - B^{\alpha}_{(o)}$$

$$C_2 = A^{\beta}_{(o)} - A^{\alpha}_{(o)} + B^{\beta}_{(o)} - B^{\alpha}_{(o)}$$

$$C_3 = D^{\beta}_{J} - D^{\alpha}_{J}$$

$$C_4 = D^{\beta}_{JK} - D^{\alpha}_{JK}$$

$$C_5 = D^{\beta}_{K} - D^{\alpha}_{K}$$

Für jede erlaubte Kombination von„J" und „K" erhält man eine Linie, ausgenommen K=O; ihre Gesamtheit bildet die „Feinstruktur" des Inversionsspektrums. Die Bezeichnung der Linien erfolgt so, daß man z.B. die Linie J=2 und K=1 kurz die 2,1-Linie des NH_3-Inversionsspektrums nennt.
Es gibt eine Frequenzformel, die alle Linien besser wiedergibt

als Gleichung (20) . Es werden dort noch höhere Glieder der Zentrifugalverzerrung verwendet.

(21) $$\nu_{INV.}[MHz] = 23785,8-151,450\ J(J+1)+211,342\ K^2+ 0,503027\ J^2(J+1)^2-1,38538\ J(J+1)K^2+ 0,949155\ K^4-0,001259997\ J^3(J+1)^3+ 0,005182367\ J^2(J+1)^2K^2-0,007088534\ J(J+1)K^4+ 0,003210437\ K^6$$ (Aus: W.Maier)

Alle Linien, mit Ausnahme derer mit K=3, werden mit ± 7 MHz richtig wiedergegeben.

2.4.1. Die Hyperfeinstruktur des Inversionsspektrums

Die NH_3-Inversionslinien im Mikrowellenspektrum weisen noch eine kompliziertere Struktur auf, als bisher besprochen wurde. Dies rührt von der Rückwirkung des Kernspins auf den Gesamtdrehimpuls der Molekülrotation her. Es gibt für den Kernspin „$\vec{I}$" verschiedene Einstellmöglichkeiten zum Gesamtdrehimpuls „$\vec{J}$", was zu einer Aufspaltung der Rotationsterme führt, dies wird als „Hyperfeinstruktur" bezeichnet.
Es ist hierzu eine Kopplung zwischen „$\vec{I}$" und „$\vec{J}$" notwendig. Man unterscheidet zwischen der magnetischen Kopplung und der Kopplung des Kernquadrupolmomentes mit dem elektrischen Innenfeld des Moleküls. Es wird von den Elektronen der Atomhüllen und sämtlichen Atomkernen des Moleküls am Ort des Quadrupolkerns hervorgerufen.
Die magnetische Kopplung ruft nur eine geringe, schwer aufzulösende Hyperfeinstruktur hervor.
Die durch die Quadrupolkopplung hervorgerufene Hyperfeinstruktur (Hfs)-Aufspaltung jedoch läßt sich leicht nachweisen. Die Größe der Aufspaltung beträgt ca. 1 MHz. Die elektrischen Ladungen (Protonen) sind in den Atomkernen im allgemeinen unsymmetrisch verteilt. Ein Maß für die Abweichung der Verteilung von der Kugelform ist das elektrische Quadrupolmoment „Q". Die Ladungsverteilung ist bei Kernen mit dem Kernspin „I=0" und „I=1/2" symmetrisch, damit ist „Q"=0. Ein inhomogenes Feld übt auf das Quadrupolmoment eine orientierende Wirkung aus und somit auch auf die Achse des Kernspins. Die Energie dieser Wechselwirkung, dies ist die Größe der Hfs-Aufspaltung der Rotationsterme, ist abhängig vom Quadrupolmoment und von der Struk-

tur der Molekülelektronenhülle. Die Theorie der Quadrupol-Hfs von Rotationstermen (Towens und Scharlow, Microwave Spectroscopy, Chapter 6) liefert für Moleküle mit der Form eines symmetrischen Kreisels mit einem Quadrupolkern auf der Figurenachse, beim NH_3-Molekül ist dies das Stickstoffatom:

(22) $$\Delta E_Q = -eQq \cdot \left(1 - \frac{3K^2}{J(J+1)}\right) \frac{3/4\,[C(C+1)] - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)(2J-1)(2J+3)} .$$

Wobei:

eQq = Quadrupolkopplungskonstante (erg) allg. in (MHz) angegeben

e = Ladung des Protons

Q = Kernquadrupolmoment ($c\,m^2$)

$q = \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2}$ in elektrostatischen Einheiten, dies ist ein Maß für die in dieser Richtung vorliegende Inhomogenität des elektrischen Feldes am Ort des Quadrupolkerns.

$\vec{V}$ = Potential des Molekülinnenfeldes E_i

$\vec{z}$ = Richtung der Figurenachse

J,K = Rotationsquantenzahlen

I = Kernspinquantenzahl

C = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)

F = Quantenzahl des Gesamtimpulsmomentes

$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ mit: $|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar$

$|\vec{I}| = \sqrt{I(I+1)} \cdot \hbar$

„F" kann je nach Winkel zwischen dem Kernspin „$\vec{I}$" und dem Drehimpuls „$\vec{J}$" der Molekülrotation die Werte

J+I, J+I-1, J+I-2 ... |J-I|

annehmen.

(Aus: W.Maier, S.300)

Die durch die Quadrupolwechselwirkung gekoppelten Impulsmomente „$\vec{J}$" und „$\vec{I}$" präzedieren um das raumfeste Gesamtmoment „$\vec{F}$". In dieser Bewegung steckt die zusätzliche Energie „ E_Q", die „F" abhängig ist. In der folgenden Abbildung ist Kopplung von „$\vec{J}$" und „$\vec{I}$" im Vektormodell dargestellt.

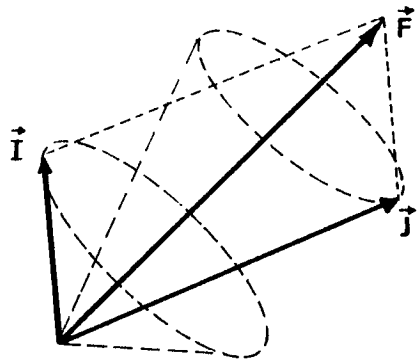


Bild *10* Vektormodell der Kopplung von „$\vec{J}$" und „$\vec{I}$"

Die Gesamtenergie des Moleküls im Schwingungsgrundzustand ist dann:

(23) $$E = E_{Rot.} + \Delta E_Q \quad .$$

Hierbei ist „$E_{Rot.}$" die schon behandelte Rotationsenergie des Moleküls.

Das ^{14}N-Atom des Ammoniakmoleküls hat einen Kernspin von I=1. Mit der Gleichung *(23)* und den Auswahlregeln $\Delta J=0$, $\Delta K=0$ und $\Delta F=0,\pm 1$ erhält man die Hyperfeinstruktur des Inversionsspektrums. Es ergibt sich für $\Delta F=0$ die ungestörte Linie, so als wäre keine Quadrupolkopplung vorhanden. Mit $\Delta F=+1$ und $\Delta F=-1$ ergeben sich jeweils zwei intensitätsschwache Linien symmetrisch zur Hauptlinie, sie bezeichnet man als Trabanten oder Satelliten. (W.Maier, S.309)

Aus der gemessenen Größe der Hfs-Aufspaltung läßt sich der Wert der Quadrupolkopplungskonstanten „eqQ" errechnen.

Das Berechnen der ΔE_Q-Werte ist elementar und soll deshalb nur am Beispiel der NH_3- 3,3-Linie vorgeführt werden. Es ist ratsam, dazu Teile der Gleichung *(22)* zu neuen Größen zusammenzufassen. Damit ergibt sich:

$$C_1 = 1-\frac{3K^2}{J(J+1)}$$

$$C_2 = 3/4\cdot C(C+1)-I(I+1)J(J+1)$$

$$C_3 = \frac{1}{2I\cdot(2I-1)\cdot(2J-1)\cdot(2J+3)} \ .$$

Damit kann man für ΔE_Q schreiben:

$$\Delta E_Q = -eqQ\cdot C_1\cdot C_2\cdot C_3 \ .$$

Im Fall der 3,3-Linie erhält man:

I=1 , F=4

$$C = 4(4+1)-1(1+1)-3(3+1) = \underline{6}$$

$$C_1 = 1-\frac{3\cdot 3^2}{3(3+1)} = \underline{-5/4}$$

$$C_2 = 3/4\cdot 6(6+1)-1(1+1)\cdot 3(3+1) = \underline{15/2}$$

$$C_3 = \frac{1}{2\cdot 1(2\cdot 1-1)(2\cdot 3-1)(2\cdot 3+3)} = \underline{1/90}$$

$$\underline{\underline{\Delta E_Q}} = -eqQ\cdot(-5/4)\cdot 15/2\cdot 1/90 = \underline{eqQ\cdot 5/48}$$

I=1 , F=3

$$C = \underline{-2}$$

$$C_1 = \underline{-5/4}$$

$$C_2 = \underline{-45/2}$$

$$C_3 = \underline{1/90}$$

$$\underline{\underline{\Delta E_Q}} = \underline{-eqQ\cdot 5/16}$$

I=1 , F=2

$$C = \underline{-8}$$

$$C_1 = \underline{-5/4}$$

$$C_2 = \underline{18}$$

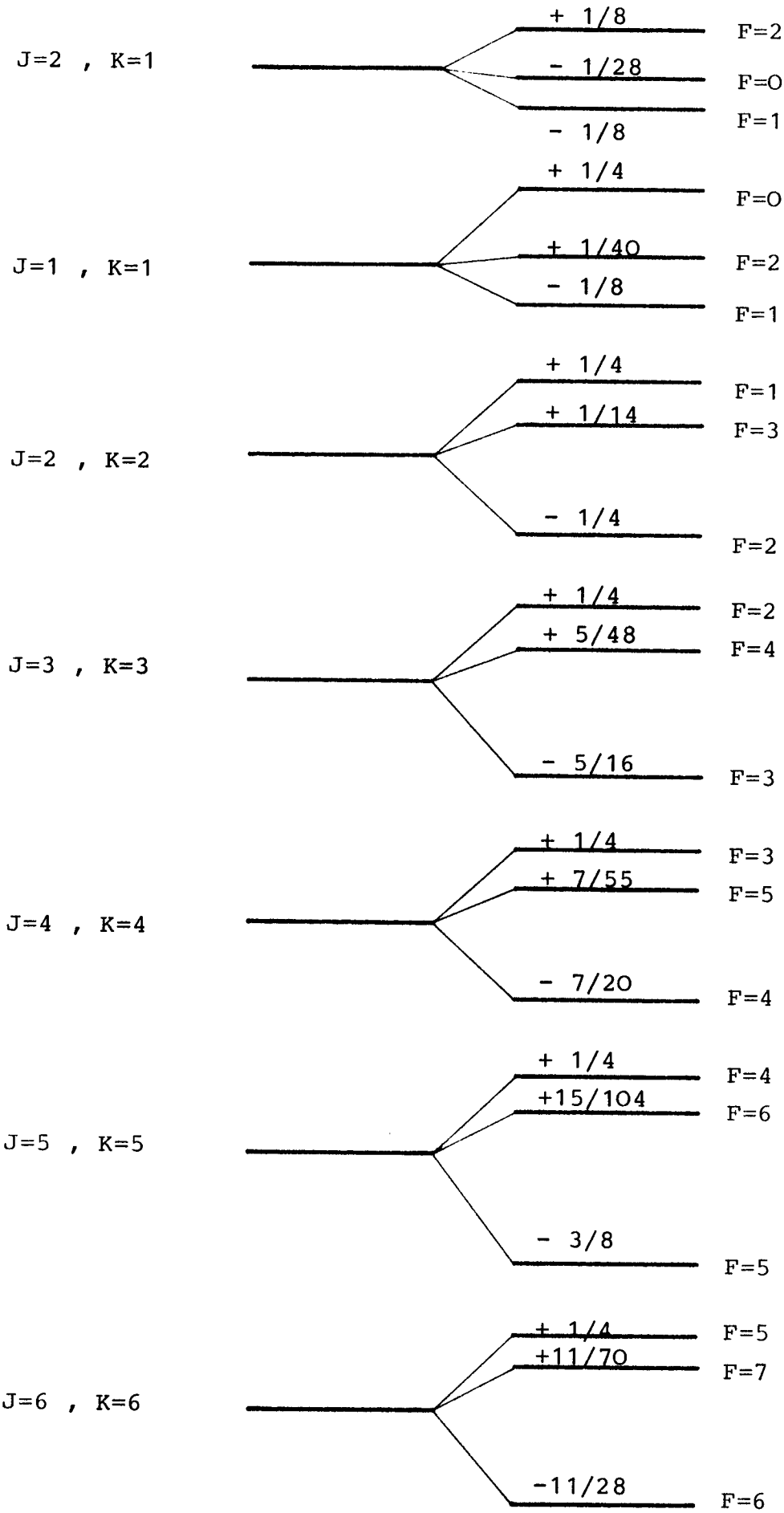
$$C_3 = \underline{1/90}$$

$$\underline{\underline{\Delta E_Q}} = \underline{eqQ\cdot 1/4}$$

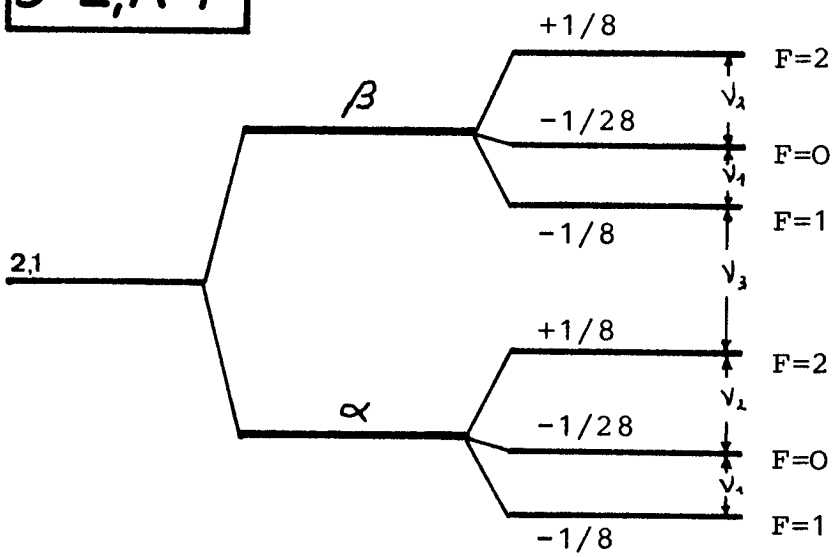
Diese Rechnung wurde für alle Linien durchgeführt, bei denen sich Hyperfeinstruktur beobachten ließ. Die Ergebnisse sind auf der Seite *-22-* dargestellt.

Die Übergangsschemen und die Hfs-Aufspaltungsbilder der Inversionsdubletts J,K = 2,1;1,1;2,2;3,3;4,4;5,5;6,6 sind auf den Seiten *23 - 29* dargestellt. (Kopfermann,Kernmomente,S.251)

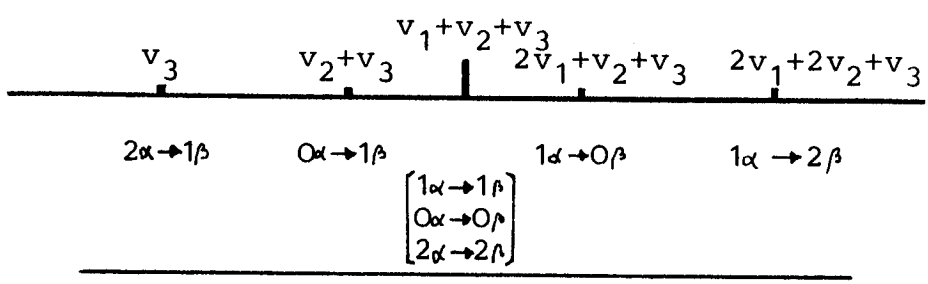
Berechnete eqQ-Aufspaltung der Feinstrukturlinien.



J=2, K=1

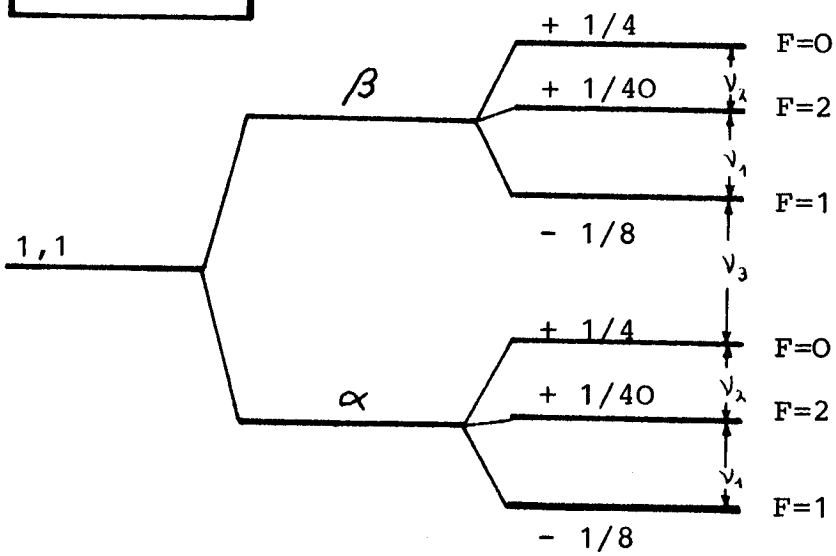


Übergang	ΔF	ν=v
$1\alpha \longrightarrow 1\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$
$1\alpha \longrightarrow 0\beta$	-1	$v_1+v_2+v_3+v_1$
$1\alpha \longrightarrow 2\beta$	+1	$v_1+v_2+v_3+v_1+v_2$
$0\alpha \longrightarrow 1\beta$	+1	v_2+v_3
$0\alpha \longrightarrow 0\beta$	0	$v_2+v_3+v_1$
$2\alpha \longrightarrow 1\beta$	-1	v_3
$2\alpha \longrightarrow 2\beta$	0	$v_3+v_2+v_1$

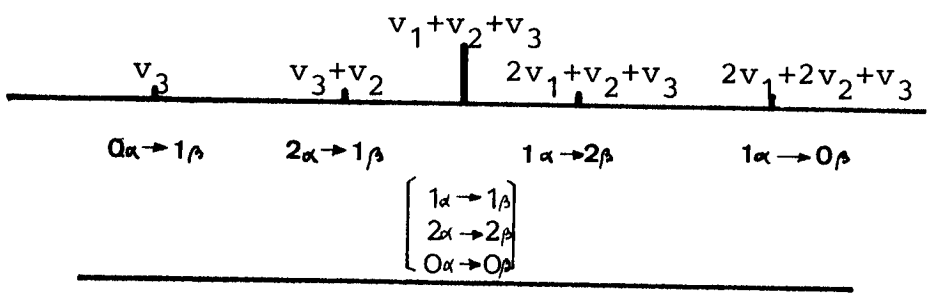


1	1	3	1	1	Häufigkeit
$-(v_1+v_2)$	$-v_1$	0	$+v_1$	v_1+v_2	rel. Unterschied
-1/4	-5/56		+5/56	+1/4	in Einh. v. eqQ

J=1 K=1

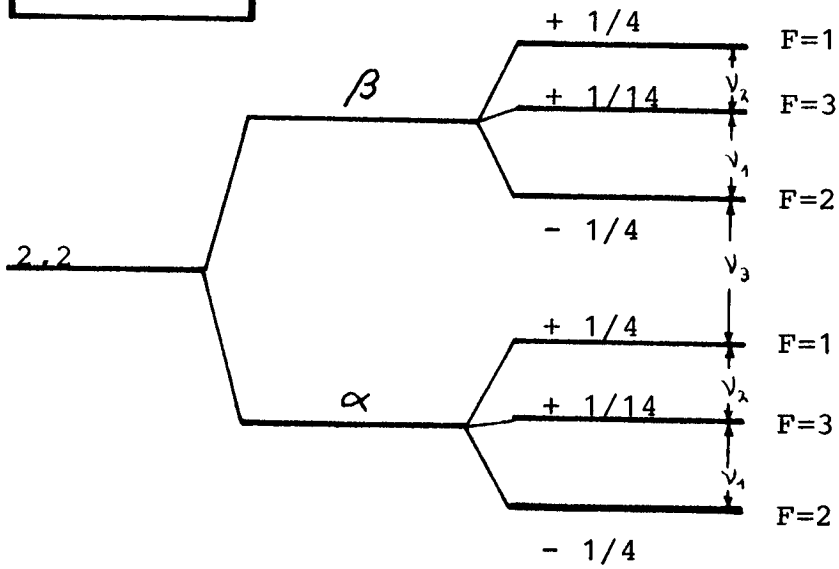


Übergang	Δ F	ν = v
$1\alpha \longrightarrow 1\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$
$1\alpha \longrightarrow 2\beta$	+1	$v_1+v_2+v_3+v_1$
$1\alpha \longrightarrow 0\beta$	-1	$v_1+v_2+v_3+v_1+v_2$
$2\alpha \longrightarrow 1\beta$	-1	v_2+v_3
$2\alpha \longrightarrow 2\beta$	0	$v_2+v_3+v_1$
$0\alpha \longrightarrow 1\beta$	+1	v_3
$0\alpha \longrightarrow 0\beta$	0	$v_3+v_1+v_2$

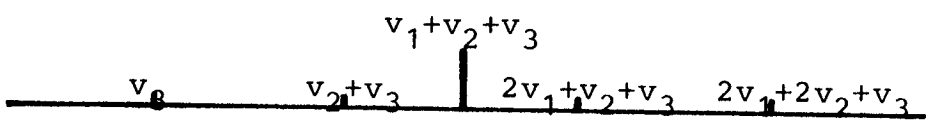


1	1	3	1	1	Häufigkeit
$-(v_1+v_2)$	$-v_1$	0	$+v_1$	v_1+v_2	rel. Unterschied in Einh.v.eqQ
-3/8	-3/20		+3/20	+3/8	

J=2 K=2



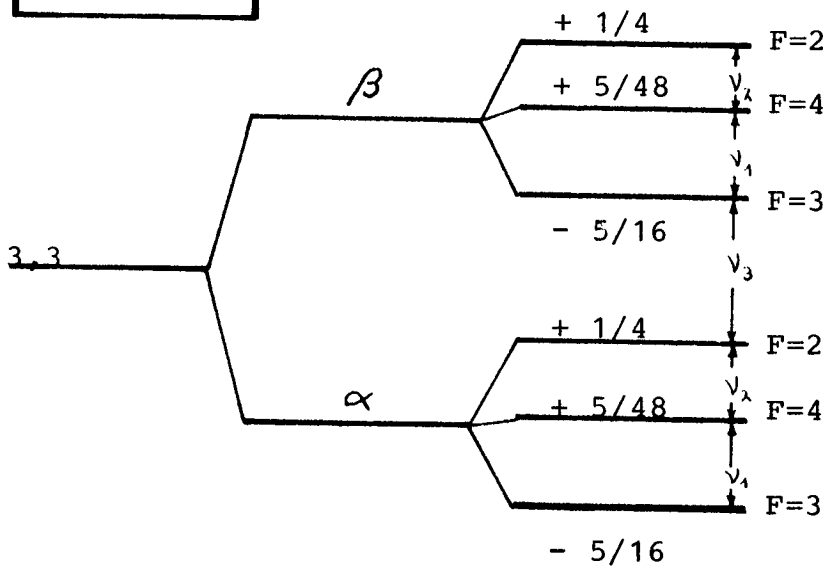
Übergang	Δ F	ν=ν
$2\alpha \rightarrow 2\beta$	0	$\nu_1+\nu_2+\nu_3$
$2\alpha \rightarrow 3\beta$	+1	$\nu_1+\nu_2+\nu_3+\nu_1$
$2\alpha \rightarrow 1\beta$	-1	$\nu_1+\nu_2+\nu_3+\nu_1+\nu_2$
$3\alpha \rightarrow 2\beta$	-1	$\nu_2+\nu_3$
$3\alpha \rightarrow 3\beta$	0	$\nu_2+\nu_3+\nu_1$
$1\alpha \rightarrow 2\beta$	+1	ν_3
$1\alpha \rightarrow 1\beta$	0	$\nu_3+\nu_1+\nu_2$



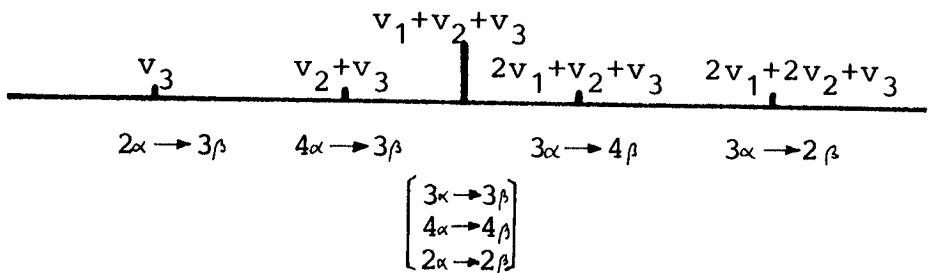
$1\alpha \rightarrow 2\beta$ $\quad$ $3\alpha \rightarrow 2\beta$ $\quad$ $\begin{bmatrix} 2\alpha \rightarrow 2\beta \\ 3\alpha \rightarrow 3\beta \\ 1\alpha \rightarrow 1\beta \end{bmatrix}$ $\quad$ $2\alpha \rightarrow 3\beta$ $\quad$ $2\alpha \rightarrow 1\beta$

1	1	3	1	1	Häufigkeit
$-(\nu_1+\nu_2)$	$-\nu_1$	0	$+\nu_1$	$\nu_1+\nu_2$	rel. Unterschied
-1/2	-9/28		+9/28	+1/2	in Einh.v.eqQ

J=3 K=3

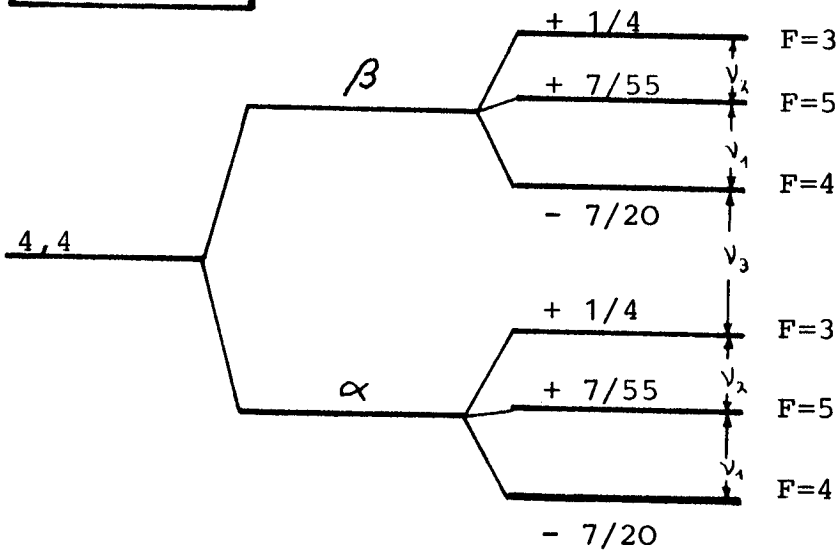


Übergang	4F	ν = v
$3\alpha \rightarrow 3\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$
$3\alpha \rightarrow 4\beta$	+1	$v_1+v_2+v_3+v_1$
$3\alpha \rightarrow 2\beta$	-1	$v_1+v_2+v_3+v_1+v_2$
$4\alpha \rightarrow 3\beta$	-1	v_2+v_3
$4\alpha \rightarrow 4\beta$	0	$v_2+v_3+v_1$
$2\alpha \rightarrow 3\beta$	+1	v_3
$2\alpha \rightarrow 2\beta$	0	$v_3+v_1+v_2$

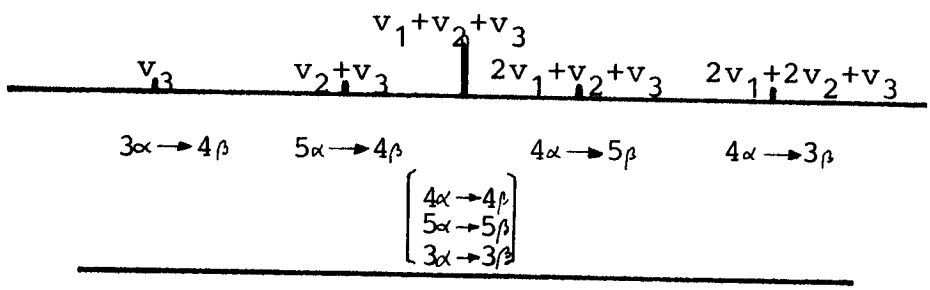


1	1	3	1	1	Häufigkeit
$-(v_1+v_2)$	$-v_1$	0	$+v_1$	v_1+v_2	rel. Unterschied
-9/16	-5/12		+5/12	+9/16	in Einh.v.eqQ

J=4 K=4

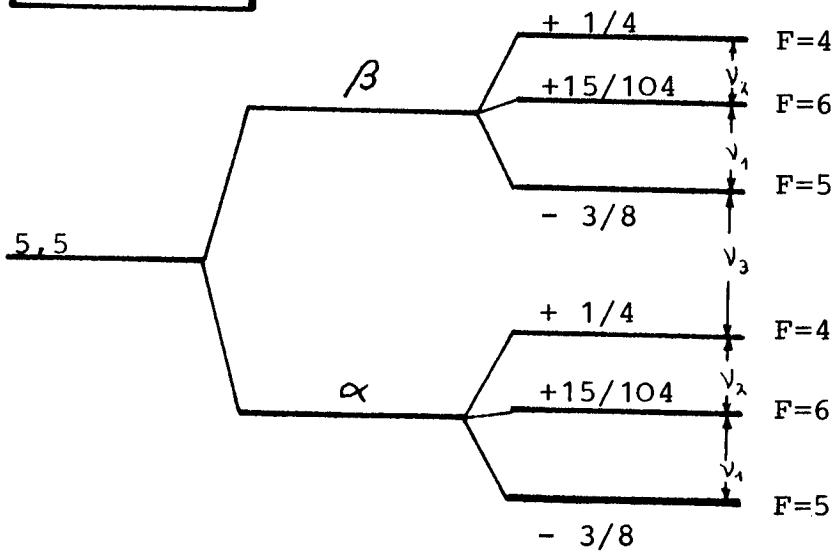


Übergang	ΔF	ν=v
$4\alpha \longrightarrow 4\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$
$4\alpha \longrightarrow 5\beta$	+1	$v_1+v_2+v_3+v_1$
$4\alpha \longrightarrow 3\beta$	-1	$v_1+v_2+v_3+v_1+v_2$
$5\alpha \longrightarrow 4\beta$	-1	v_2+v_3
$5\alpha \longrightarrow 5\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$
$3\alpha \longrightarrow 4\beta$	+1	v_3
$3\alpha \longrightarrow 3\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$

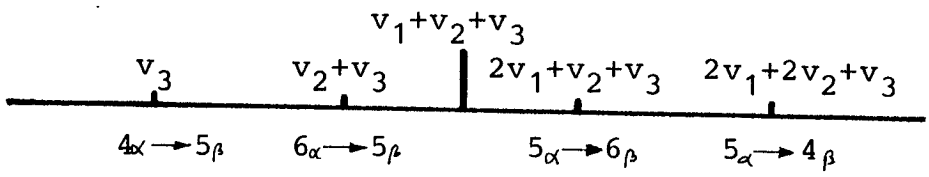


1	1	3	1	1	Häufigkeit
$-(v_1+v_2)$	$-v_1$	0	$+v_1$	v_1+v_2	rel. Unterschied
-3/5	-21/44		+21/44	+3/5	in Einh.v.eqQ

J=5 K=5



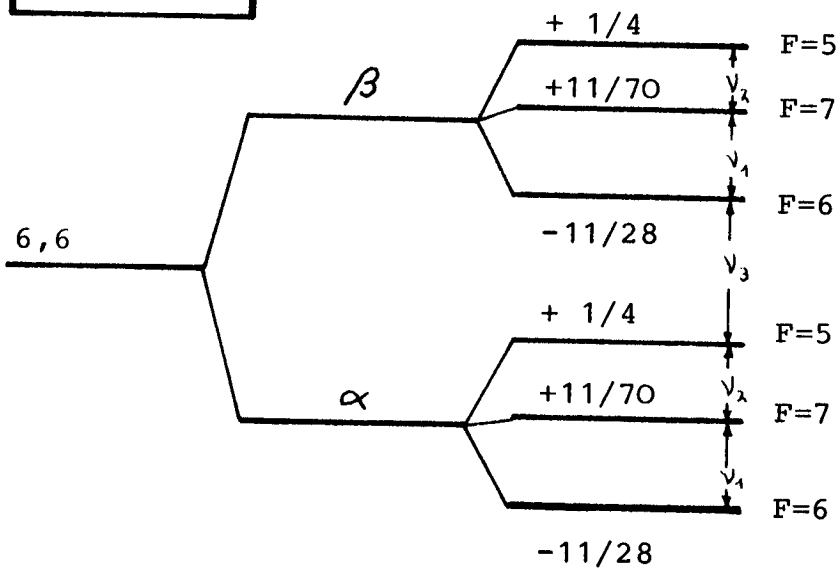
Übergang	4 F	ν - ν
$5\alpha \rightarrow 5\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$
$5\alpha \rightarrow 6\beta$	+1	$v_1+v_2+v_3+v_1$
$5\alpha \rightarrow 4\beta$	-1	$v_1+v_2+v_3+v_1+v_2$
$6\alpha \rightarrow 5\beta$	-1	v_2+v_3
$6\alpha \rightarrow 6\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$
$4\alpha \rightarrow 5\beta$	+1	v_3
$4\alpha \rightarrow 4\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$



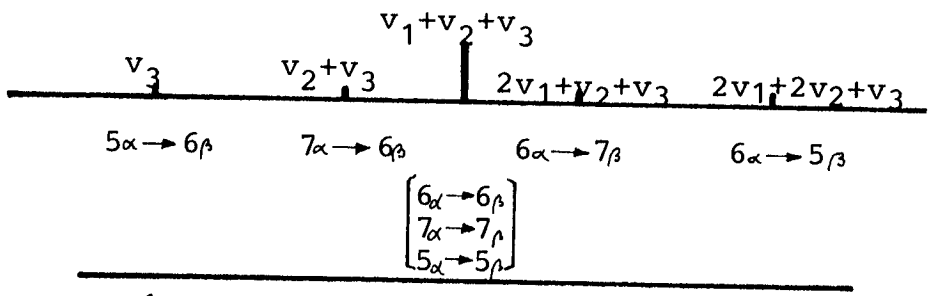
$\begin{bmatrix} 5\alpha \rightarrow 5\beta \\ 6\alpha \rightarrow 6\beta \\ 4\alpha \rightarrow 4\beta \end{bmatrix}$

1	1	3	1	1	Häufigkeit
$-(v_1+v_2)$	$-v_1$	0	$+v_1$	v_1+v_2	rel. Unterschied
$-5/8$	$-27/52$		$+27/52$	$+5/8$	in Einh.v.eqQ

J=6 K=6



Übergang	Δ F	ν = v
$6\alpha \rightarrow 6\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$
$6\alpha \rightarrow 7\beta$	+1	$v_1+v_2+v_3+v_1$
$6\alpha \rightarrow 5\beta$	-1	$v_1+v_2+v_3+v_1+v_2$
$7\alpha \rightarrow 6\beta$	-1	v_2+v_3
$7\alpha \rightarrow 7\beta$	0	$v_2+v_3+v_1$
$5\alpha \rightarrow 6\beta$	+1	v_3
$5\alpha \rightarrow 5\beta$	0	$v_1+v_2+v_3$



1	1	3	1	1	Häufigkeit
$-(v_1+v_2)$	$-v_1$	0	$+v_1$	v_1+v_2	rel. Unterschied
-9/14	-11/20		+11/20	+9/14	in Einh.v.eqQ

2.5. Druckabhängigkeit der Halbwertsbreiten von Absorptionslinien (allg. Linienverbreiterung)

Beim Durchgang elektromagnetischer Strahlung durch resonant absorbierendes Gas wird dieser bei bestimmten Frequenzen ein Teil ihrer Energie entzogen. Diesen Frequenzen entsprechen die Absorptionslinien, die in ihrer Gesamtheit das z.B. NH_3-Inversionsspektrum darstellen. Ein Maß für die geschwächte Intensität der Strahlung ist der Absorptionskoeffizient „α", der frequenzabhängig ist. Als allgemeine Darstellung für den Absorptionskoeffizienten gilt:

(24) $$\alpha = \ln \frac{I_A}{I_E} \quad .$$

I_A ist die Intensität der Strahlung vor der Gasabsorption und I_E die Intensität nach erfolgter Absorption.

In der Literatur sind noch andere Angaben des Absorptionskoeffizienten üblich:

(25) $$\alpha(cm^{-1}) = \frac{1}{l} \ln \frac{I_A}{I_E}$$

(26) $$\alpha\left(\frac{dB}{cm}\right) = \frac{1}{l} \; 10 \log \frac{I_A}{I_E}$$

(27) $$\alpha\left(\frac{Np}{cm}\right) = \frac{1}{l} \ln \frac{A_A}{A_E}$$

Wobei: I= Intensität der Strahlung
A= Amplitude der Strahlung
l= Länge der Absorptionsstrecke in (cm)

Die Theorie von Vleck und Weisskopf liefert für die Absorption im Bereich einer einzelnen Absorptionslinie den hier nur übernommenen Ausdruck:

(28) $$\alpha(cm^{-1}) = \frac{8\pi^3 \cdot \nu \cdot \nu_o}{3 \cdot c \cdot k \cdot T} \cdot N_A \cdot |\mu|^2 \cdot f(\nu_o, \nu) \quad .$$

ν= Frequenz der Strahlung in (Hz)
ν_o= Frequenz der Absorptionslinie in (Hz)

$$\nu_o = \frac{E^{(2)} - E^{(1)}}{h}$$

$E^{(2)}$= angeregter Zustand
$E^{(1)}$= Ausgangszustand

N_A = Anzahl der Moleküle pro cm^3 im Ausgangszustand E^1.

μ = Matrixelement des Übergangsmomentes

$f(\nu_o, \nu)$ = Strukturfaktor, der die Form der Linien wiedergibt.

Um die Linienverbreiterung zu bezeichnen, betrachtet man die Halbwertsbreiten der Absorptionslinien an den Punkten halber absorbierter Leistung. Als Ursachen für die Linienverbreiterung unterscheidet man zwischen:

a) Natürlicher Linienbreite
b) Doppler-Verbreiterung
c) Druckverbreiterung
d) Sättigungsverbreiterung
e) Verbreiterung durch Stöße der Moleküle mit den Wandungen der Absorptionszelle .

a) Natürliche Linienbreite

Darunter versteht man die spektrale Breite der Strahlung, die von einem ruhenden Molekül absorbiert wird. (W.Maier,S.312) Sie ist zu klein, um mit Mitteln der Mikrowellenspektroskopie gemessen zu werden.

(29) $$\Delta\nu = \frac{32 \cdot \pi^3}{3 \cdot h \cdot c^3} \cdot |\mu|^2 \cdot \nu^3 \quad \text{(Hz)}$$

(Aus:Townes und Scharlow,Chapt. 13)

„μ" hat die gleiche Bedeutung wie in Gleichung *(28)*. Für Frequenzen 10^4 MHz $\leq \nu \leq$ 10^5 MHz erhält man Linienbreiten „$\Delta\nu$" von 10^{-8}-10^{-4} Hz. Bei Strahlung mit λ = 1cm ergibt sich „$\Delta\nu$" zu ca. 10^{-7} Hz.

b) Doppler-Effekt

Wenn sich die Moleküle parallel zur Richtung der von ihnen absorbierten Strahlung bewegen, ergibt sich eine Frequenzverschiebung, die, je nachdem, ob sie sich in Ausbreitungsrichtung der Strahlung oder entgegengesetzt dazu bewegen, $= \pm \nu(\frac{v}{v_p})$. „ν" ist die Frequenz ohne Dopplerverschiebung, „v"ist die Molekülge-

schwindigkeit in der betrachteten Richtung und „v_p" die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Strahlung, meist gilt : $V_p \approx c$.
Die Geschwindigkeit der Moleküle hängt von der Temperatur ab; die Abhängigkeit der Linienbreite ist gegeben durch:

(30) $$\Delta\nu = \frac{\nu}{c} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot R \cdot T}{M} \ln 2}$$

Wobei:
M = Molekulargewicht
R = Gaskonstante
T = absolute Temperatur

Für NH_3-Gas ergibt sich bei Raumtemperatur:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 1{,}5 \cdot 10^{-6} \quad .$$

Für die Linienbreite „$\Delta\nu$" erhält man bei 300°K Werte von 20-70 KHz.

c) Druckverbreiterung

Durch Stöße der Moleküle untereinander wird der Absorptionsvorgang unterbrochen und danach irgendwie fortgesetzt. Das Wiedereinsetzen der Absorption erfolgt mit Phasensprüngen. Es gilt dann, die Verteilungsfunktion der Phasensprünge zu ermitteln, mit der man dann den Strukturfaktor „$f(\nu_o, \nu)$" erhält.
Vleck und Weisskopf berechneten den Strukturfaktor zu:

(31) $$f(\nu_o, \nu) = \frac{\nu}{\pi \cdot \nu_o} \cdot \left[\frac{\Delta\nu}{(\nu_o - \nu)^2 + (\Delta\nu)^2} + \frac{\Delta\nu}{(\nu_o + \nu)^2 + (\Delta\nu)^2} \right] \quad .$$

$\Delta\nu$ = Linienbreite
ν = Frequenz der Strahlung in (Hz)
ν_o = " " Absorptionslinie in (Hz)

Da beim Messen der Linienbreite die Generatorfrequenz immer in der Nähe der Frequenz der Absorptionslinie eingestellt ist, kann man annehmen, daß „$\nu \approx \nu_o$". Mit dieser Bedingung ist der zweite Term der Gleichung für den Strukturfaktor vernachlässigbar, dies ist selbst noch bei Linienbreiten von „$\Delta\nu$" = 1000 MHz erlaubt.
Man erhält dann:

$$f(\nu_o, \nu)\Big|_{\nu_o \approx \nu} = \frac{1}{\pi \cdot \nu_o} \left[\frac{\Delta\nu}{(\nu_o - \nu)^2 + (\Delta\nu)^2} \right] \quad .$$

Damit folgt für den Absorptionskoeffizienten:

$$(32) \qquad \alpha(\nu) = \text{const.}\ \Delta\nu\ \frac{\nu^2}{(\nu_o-\nu)^2+(\Delta\nu)^2} \quad .$$

Maximale Absorption liegt bei der Frequenz:

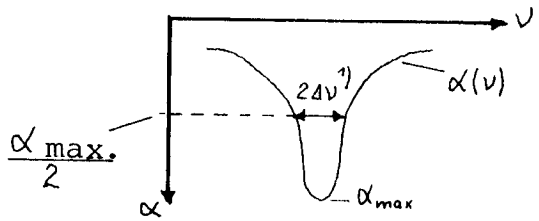
$$(33) \qquad \nu_{max.} = \nu_o \left[1 + \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_o}\right)^2\right] \quad .$$

Die Linienbreite „$\Delta\nu$" wird durch die mittlere Stoßzeit „τ" bestimmt.

$$\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$$

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{\hbar}{\tau} = \Delta(h\cdot\nu)$$

$$\Delta\nu^{1)} = \frac{1}{2\cdot\pi\cdot\tau}$$



1) „$\Delta\nu$" ist hier die halbe Halbwertsbreite.

„τ" ist dabei die Zeit zwischen zwei Stößen.

$$\tau \sim \frac{\Lambda}{\bar{v}} \sim \frac{R\cdot T}{p} \quad : \quad \sqrt{R\cdot T} \sim \frac{\sqrt{R\cdot T}}{p}$$

$$\frac{1}{\tau} \sim \sqrt{\frac{1}{T}}\cdot p$$

Wobei: Λ = freie Weglänge $= \frac{1}{\sqrt{2}\cdot\pi\cdot d^2\cdot N_A}\cdot\frac{R\cdot T}{p}$

d= eff. Durchmesser des Moleküls

N_A= Avogadro-Konst.

R= Gaskonstante, *spez.*

T= absolute Temperatur

p= Gasdruck

$\bar{v}$= mittlere Geschwindigkeit der Moleküle

$\bar{v} = \sqrt{3\cdot R\cdot T} = 1{,}7\sqrt{R\cdot T}$

Für die Linienbreite folgt genau:

$$(34) \qquad \Delta\nu^{1)} = \sqrt{\frac{273}{T}}\cdot p\cdot\Delta \quad .$$

(Aus: W.Maier, S.316)

Δ = Linienbreite bei $0^{o}C$ pro mmHg,
für NH_3 ist $\Delta = 29 \pm 2 \frac{MHz}{mmHg}$ bei $273^{o}K$.

Die Gleichung gibt an, daß die Linienbreite proportional zum Druck steigt. Die Gültigkeit wurde für den Druckbereich von 0,5-100 mmHg nachgewiesen[1], aber auch im Bereich von 10^{-2}-10^{-1}mmHg ist die Proportionalität noch zutreffend.
Im Versuch wurde hierzu eine Meßreihe aufgenommen und die ermittelten Werte im Diagramm dargestellt. Es sind ferner zahlreiche Schirmbildfotos angefertigt worden, bei denen durch Mehrfachbelichtung die Druckabhängigkeit der Linienbreite veranschaulicht wird. Siehe hierzu Kap.5.3.

d) Sättigungsverbreiterung

Darunter versteht man das Verbreitern der Linie beim Einstrahlen intensiver Strahlung. Beim NH_3 tritt dieser Effekt bei Leistungen der Größe $\gtrsim 150\ \mu W$ auf. Hierzu ist kein Experiment gemacht worden.

e) Stöße zwischen den Molekülen und den Wandungen der Zelle

Hiermit sind die Störungen der Absorptionsvorgänge gemeint, die durch Stöße der Moleküle mit den Wandungen der Absorptionszelle entstehen.

(35) $$\Delta\nu = \frac{1}{6\cdot\pi} \cdot \frac{F}{V} \cdot \sqrt{\frac{3\cdot R\cdot T}{M}}$$

F = Wandfläche der Zelle
V = Volumen der Zelle
R = Gaskonstante
T = absolute Temperatur

Die Linienbreite hat Werte von „$\Delta\nu$" = 10 - 30 KHz .

Den größten Einfluß auf die Linienbreite hat die Druckverbreiterung, deshalb sind die ermittelten Linienbreiten fast ausschließlich durch sie bestimmt.

[1] Bleaney und Penrose

3. Beschreiben der Apparatur

3.1. Mikrowellenaufbau

3.1.1. Beschreibung des Mikrowellengenerators

Übliche Elektronenröhren (Triode usw.) eignen sich bei sehr hohen Frequenzen nicht mehr zur Schwingungserzeugung und Verstärkung. Die Laufzeit der Elektronen zwischen Kathode und Anode kommt hier in die Größenordnung der Schwingungsdauer der zu erzeugenden Frequenz. Es werden deshalb andere Röhrentypen verwendet, sogenannte Lauffeldröhren. Hierbei macht man sich die Wechselwirkung zwischen einem sich fortbewegenden Wechselfeld und einem Elektronenstrahl zunutze. Die im Versuch verwendete Röhre ist eine Rückwärtswellenröhre. Sie hat ihren Namen daher, weil die allen Oszillatoren gemeinsame Rückkopplung nicht durch besondere Bauteile erreicht wird, sondern durch eine rückwärtslaufende Welle, diese Röhre hat also eine innere Rückkopplung.
Die Phasengeschwindigkeit einer Welle ist definiert als:

$$v_{Ph} = \frac{\omega}{\beta} \quad .$$

Wobei:

$$\omega = 2 \cdot \pi \cdot f \quad , \qquad f = \text{Frequenz}$$
$$\beta = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \qquad \lambda = \text{Wellenlänge}$$

Die Geschwindigkeit, mit der der Energietransport stattfindet, ist die Gruppengeschwindigkeit.

$$v_G = \frac{d\,\omega}{d\,\beta}$$

In Lauffeldröhren wird nun die Geschwindigkeit des Feldes auf die Geschwindigkeit der Elektronen im Strahl verringert. Dies geschieht mit Verzögerungsleitungen. Sie setzen die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle herab. Mögliche Ausführungen sind z.B. Wendelleitungen, mit Blenden versehene Rundhohlleiter oder gefaltete Bandleitungen (Interdigitalleitungen).
Die möglichen Bauformen für Verzögerungsleitungen sind in den folgenden Abbildungen dargestellt.

Bild 11 Wendelleitung

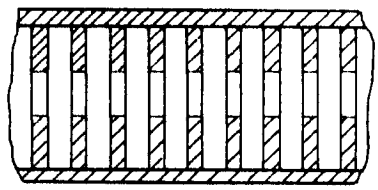


Bild 12 Rundhohlleiter mit Blenden

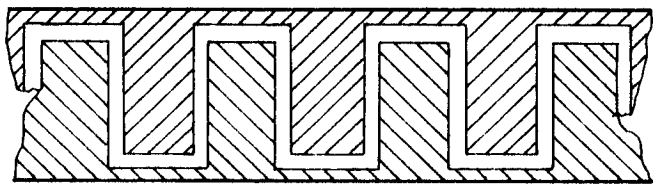


Bild 13 Interdigital-leitung

Am Beispiel der Interdigitalleitung als Verzögerungsleitung sollen die Phasen- und die Gruppengeschwindigkeit, „v_{Ph}" und „v_G", in Abhängigkeit von der Leitungsgeometrie berechnet werden. (Siehe z.B. S.Penselin, Elektronik.)

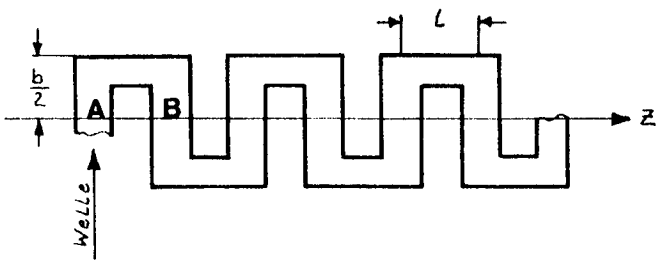


Bild 14 Geometrie der Interdigitalleitung

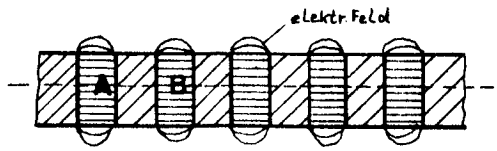


Bild 15 Schnitt durch die Verzögerungsleitung

Wobei „l" die Periodenlänge des Mäanders und „b" die Faltungslänge ist.
Eine Welle breitet sich längs der Interdigitalleitung mit der Phasengeschwindigkeit „c_o" $\approx$ c (c=Lichtgeschwindigkeit) aus. Die Phasen zwischen den elektrischen Feldern in den Punkten „A" und „B" erhält man aus:

$$\varphi = \frac{\omega (b+l)}{c_o} - \pi \quad .$$

In dieser Gleichung sind „b" und „l" die Geometriefaktoren der Leitung. Der Phasensprung „$-\pi$" ergibt sich durch die Felddrehung beim Falten der Leitung von „A" nach „B".
Nun wird die momentane Feldverteilung über der Leitung durch

die Verteilung längs der gestrichelten Linie ersetzt. Das momentane Feld ist zwischen zwei Spalten (schraffierte Fläche) Null, und im Luftraum der Spalte hat es die konstanten Werte:

$$\underline{e}_o,\ \underline{e}_o \cdot e^{j\varphi},\ \underline{e}_o \cdot e^{j2\varphi}$$

$\underline{e}_o$ " ist der Wert im ersten Spalt.
Diese räumliche Verteilung längs der Achse läßt sich nicht mehr durch einen Wellenzug darstellen, sondern durch eine Überlagerung mehrerer Wellenzüge unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit. Es muß also eine Art räumlicher Fourierzerlegung durchgeführt werden.

$$\underline{e} = \underline{e}_o \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \; e^{-j(2\pi n+\varphi)\frac{z}{l}}$$

Wobei:

A_n = Entwicklungskoeffizient
n = Ordnung der Teilwelle, mit den Werten $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \ldots \pm$

$\underline{e}_o$ " ist die momentane elektrische Feldstärke im 1.Spalt.

$$\underline{e}_o = \underline{E}_o \cdot e^{j\omega t}$$

Alle Teilwellen haben die gleiche Frequenz „ω", ihre Fortpflanzungskonstante ist gegeben durch (hierbei sind die Ohm'schen Verluste auf der Leitung vernachlässigt):

$$\beta_n = -\frac{2\pi n+\varphi}{l} = -\left(\frac{\omega}{c_o}\cdot\frac{b+1}{l} + \frac{2n-1}{l}\pi\right) .$$

Für die Phasengeschwindigkeit gilt damit:

$$\frac{1}{v_{Ph_n}} = \frac{\beta_n}{\omega} = -\frac{1}{l}\left(\frac{b+1}{c_o} + \frac{2n-1}{\omega}\pi\right) .$$

Die Phasengeschwindigkeit der Teilwelle hängt von der Frequenz ab $\left[v_{Ph} = f(\omega)\right]$. Dies wird als Dispersion bezeichnet. Außerdem hängt die Phasengeschwindigkeit noch von der Ordnungszahl „n" der Teilwelle ab.
Für die Gruppengeschwindigkeit der Teilwelle folgt:

$$v_{G_n} = \frac{d\omega}{d\beta_n} = -c_o \cdot \frac{1}{b+1}$$

Sie ist unabhängig von der Frequenz und der Ordnungszahl der Teilwelle und somit für alle Teilwellen gleich.
Der Vergleich der Gruppen- und Phasengeschwindigkeit zeigt, daß sie für n=O (Grundwelle) im Bereich

$$\omega > \frac{\pi \cdot c_0}{b+1}$$

gleichgerichtet sind (normale Dispersion). Im Bereich

$$\omega < \frac{\pi \cdot c_0}{b+1}$$

hingegen gilt, daß Gruppen- und Phasengeschwindigkeit entgegengerichtet sind (anomale Dispersion).
Durch entsprechende Wahl der Geometriegrößen „b" und „l" erhält man somit für eine vorgegebene Frequenz „ω" als Grundwelle eine Vorwärts- bzw. Rückwärtswelle. Übliche Geometrien führen auf Rückwärtswellen.
Beim benutzten Generator wird als Verzögerungsleitung eine Wendelleitung eingesetzt, bei der die Grundwelle eine rückwärtslaufende Welle ist.

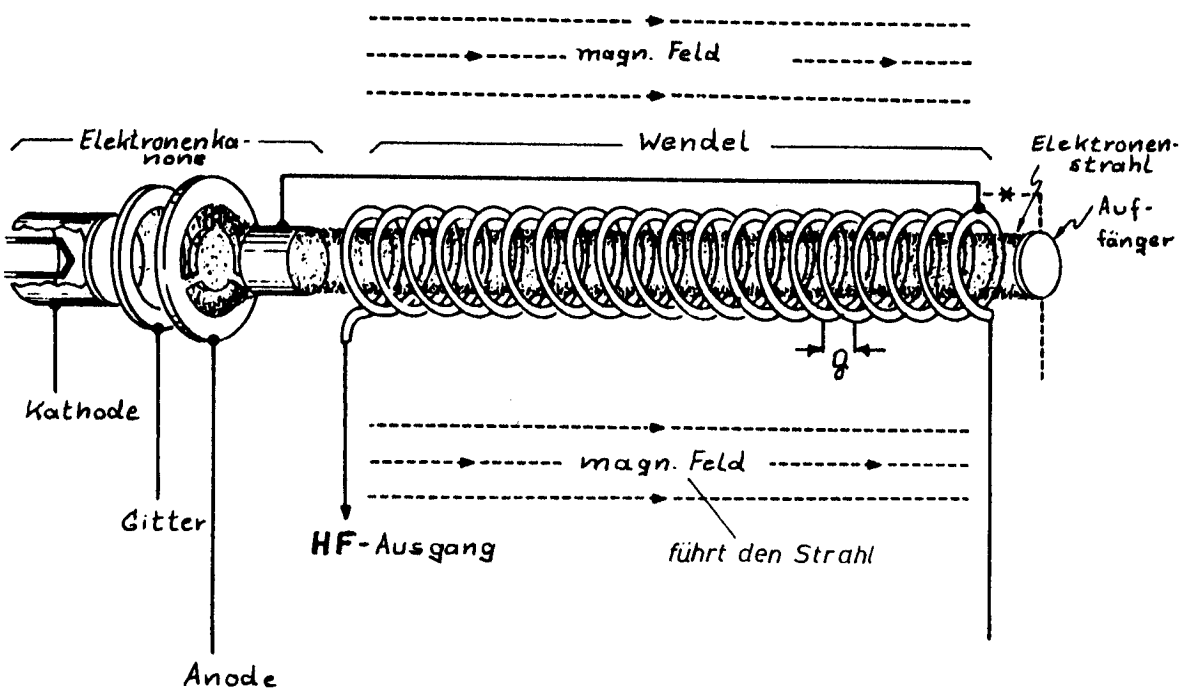


Bild 16 Aufbau der Rückwärtswellenröhre des verwendeten Generators
(Aus: HP-Manual Part.No. 08690-90018)

Die elektrischen Wechselfelder der Rückwärtswelle im Wendelinneren wechselwirken nun mit den Elektronen des Elektronenstrahls, die die gleiche Richtung haben. Diese Welle bündelt die Elektronen im Strahl zu Elektronenpaketen. Diese Elektronenpakete bewegen sich phasengleich mit der Rückwärtswelle auf den Auffänger zu. Wenn nun die Elektronen etwas schneller sind als die Rückwärtswelle, werden sie abgebremst. Die Energie, die sie dabei abgeben, wird der Rückwärtswelle zugeführt, was zu einer Verstärkung ihrer Amplitude führt. Die Verstärkung der Amplitude verursacht einen verstärkten Energiefluß auf der Wendel in Richtung Kathode. Das Feld dieser dem Strahl entgegenlaufenden Welle bündelt die Elektronen weiter, was nun wiederum die Rückwärtswelle verstärkt. Die Folge hiervon ist also ein noch stärkerer Energierückfluß. Dies geschieht solange, bis sich eine maximale Bündeldichte der Elektronen einstellt.

Am Ende der Wendelleitung hat sich die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen verringert. Dieser Verlust an kinetischer Energie wird in Mikrowellenleistung umgesetzt.

Durch den beschriebenen Rückkopplungseffekt wird der Betrieb des Carcinotrons als Oszillator möglich. Zum Anschwingen muß der Generator mit der richtigen Frequenz angeregt werden. Diese Frequenz befindet sich z.B. im Fourierspektrum des Einschaltstoßes oder im Fourierspektrum des Elektronenstrahles (Schrotrauschen).

Durch die Wahl der Eintrittsgeschwindigkeit der Elektronen in die Wendelleitung wird die zur maximalen Energieübertragung notwendige Phasengeschwindigkeit bestimmt, -hierdurch wird die Schwingfrequenz der Röhre festgelegt. Das Carcinotron ist deshalb ein elektronisch durchstimmbarer Oszillator. Es sind keine mechanischen Abstimmittel erforderlich. Frequenzänderungen von mehr als einer Oktave sind möglich. Aufgrund dieser Eigenschaft eignet sich das Carcinotron ideal als Wobbelsender (Oszillator, der zwischen zwei wählbaren Eckfrequenzen ein Frequenzband kontinuierlich durchläuft).

Die Ausgangsleistung ist nicht über den gesamten Bereich konstant. Das bedeutet für den Versuch, daß die Amplitude der Hf bei z.B. zwei beobachteten Absorptionslinien nicht gleich ist.

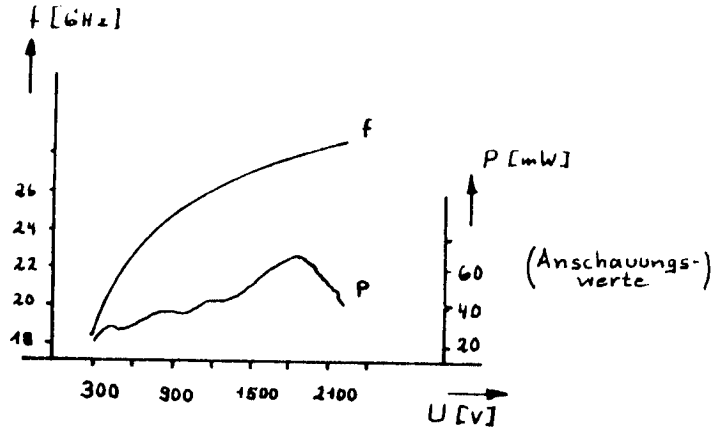


Bild 17 Verlauf von Leistung und Frequenz beim Carcinotron
(Aus: H.Groll,Mikrowellen Meßtechnik)

In der nachstehenden Tabelle sind die technischen Daten des Oszillators aufgeführt. (Aus: HP-Manual Part.No. 08695-90015)

	8696A
Frequency Range	18 to 26.5 GHz
Frequency Range (Option 100)	
Frequency Accuracy (over a 6-dB power range)	± 1%
Maximum Leveled Power	⩾ 10 mW
Maximum Leveled Power (Option 100)	
Frequency Stability	
With Temperature	± 0.1%/°C
With 10% Change in Line Voltage	± 15 MHz
With 6 dB power level change down from maximum leveled power: typically < 0.25 GHz.	
Frequency Stability (Option 100)	
With Temperature	
With 10% change in line voltage	
Residual FM (unleveled)*	< 200 kHz
Power Variation, External Leveling**	± 0.2 dB
Output Connector, 25K ohms	UG-595/U
Output Connector (Option 100)	

Auf den folgenden beiden Seiten sind die für die Versuchsdurchführung wichtigen Bedienungselemente und Anschlüsse des Generators aufgeführt.

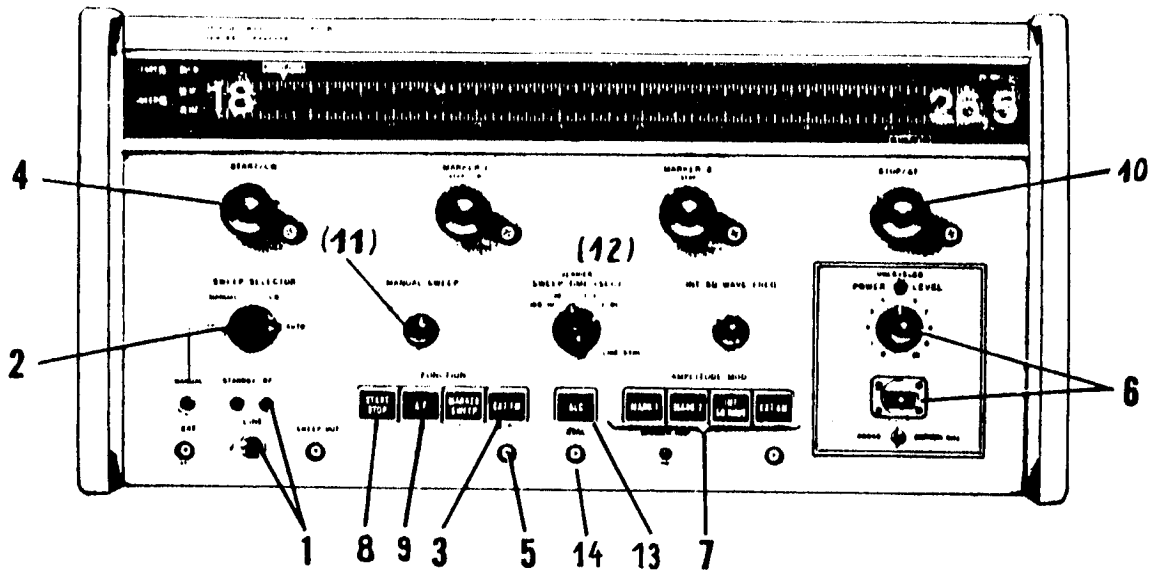


Bild 18 Mikrowellen Wobbelsender HP-8690 B

(Aus: HP-Manual Part.No.08690-90018,S.3-9)

(1) Line

Schalter für Netz Aus/Ein, Bereitschaftsstellung und Betrieb mit HF am Ausgang

(2) Sweep-Selector

-Trigger- Oszillator wobbelt zwischen den durch (4) und (10) gewählten Eckfrequenzen, einmal von der unteren zur oberen Frequenz, dies kann wahlweise von Hand oder durch Triggersignal ausgelöst werden.(8) muß gedrückt sein.

-Manual- Mit dem Drehknopf (11) läßt sich der eingestellte Wobbelbereich von Hand durchfahren.

-CW- Der Oszillator schwingt auf der durch (4)vorgewählten Festfrequenz, angezeigt durch Start-CW-Reiter der Skala.

-Auto- Oszillator wobbelt zwischen den gewählten Eckfrequenzen. Die Wobbelfrequenz läßt sich mit (12) einstellen.

(3) Ext.FM

für den Versuch ohne Bedeutung

(4) Start/CW

Im Wobbelbetrieb wird hiermit die untere Eckfrequenz eingestellt. Bei CW-Betrieb ist dies die Festfrequenz, angezeigt durch Skalenreiter Start/CW.

(5) Eingang Ext.FM

für den Versuch ohne Bedeutung

(6) Power Level

Dies ist ein nicht geeichter Abschwächer für die HF am Ausgang.

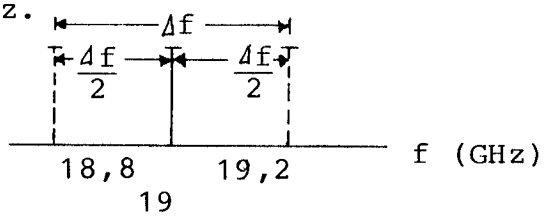
(7) für den Versuch ohne Bedeutung

(8) Start/Stop

Bei gedrückter Taste arbeitet der Oszillator als Wobbelsender.

(9) Δf

Oszillator arbeitet als Wobbler mit einer Mittenfrequenz, die durch (4) eingestellt wird. Z.B. 19 GHz, (10) bestimmt nun die obere und untere Abweichung von dieser Frequenz, z.B. $\frac{\Delta f}{2}$ = 0,2 GHz.



(10) Stop/Δf

Obere Eckfrequenz im Wobbelbetrieb. Im Δf-Betrieb wählt man hiermit die Abweichung von der Mittenfrequenz.

(11) Manual Sweep

Hiermit läßt sich der eingestellte Wobbelbereich von Hand durchstimmen.

(12) Sweep Time

Mit diesem Schalter läßt sich die Wobbelfrequenz, d.h., die Frequenz, mit der der Bereich pro Sekunde durchfahren wird, einstellen.

(13) ALC

Taste muß gedrückt werden, wenn die Regelung der Generatorausgangsleistung wirksam sein soll. Anzeige der richtigen Regelung durch Verlöschen der Lampe „Unleveled".

(14) AlC-Eingang

An diese Buchse (BNC-Norm) muß das Levelsignal angeschlossen werden.

3.1.2. Mikrowellendiode

Zum Nachweis der Linienabsorption wird im Versuch eine Kristalldiode, Typ HP K 422 A, verwendet. Hierbei handelt es sich um eine Silizium-Spitzendiode, die direkt in ein als Hohlleiterstück ausgebildetes Gehäuse eingebaut ist.

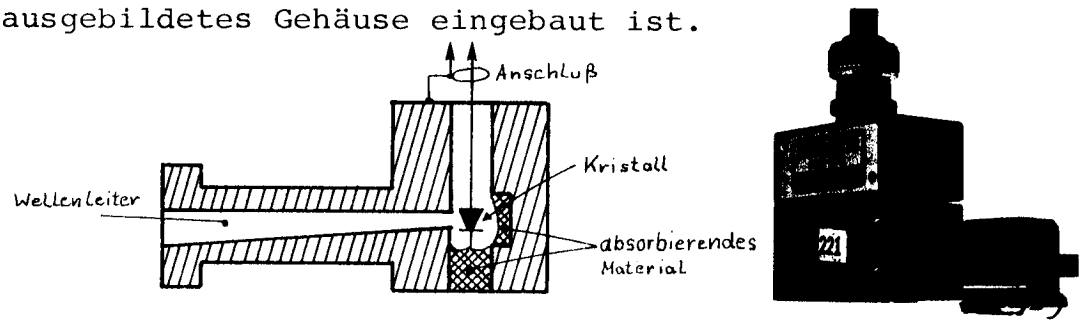


Bild 19 Kristalldiode mit Hohlleiteranschluß

(Zeichnung aus HP-Op.Note, Crystal-Detec.)

Der Kristallgleichrichter liegt in der Mitte der Hohlleiterbreitseite parallel zum E-Feld der Hohlleiterwelle. Für das Verhalten eines solchen Gleichrichters bei hohen Frequenzen, ca. 25. GHz, ist die Sperrschichtkapazität C_s und der Bahnwiderstand des Halbleiterkristalls R_B in der Nähe des Übergangs maßgebend.

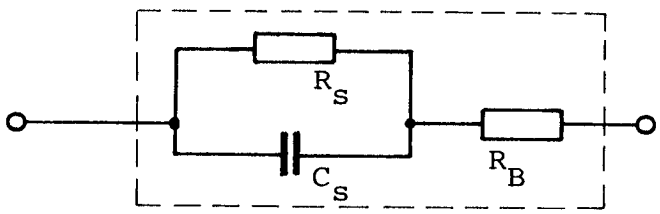


Bild 20 Elektrisches Ersatzschaltbild der Diode

Die C_s hängt von der Veränderung der Raumladung in der Sperrschicht ab, hervorgerufen durch Spannungsänderung. Der Bahnwiderstand ist dotierungsabhängig und hängt in der Übergangszone noch von der lokalen Ladungsträgerkonzentration ab.
Die Wirksamkeit eines solchen Gleichrichters ist abhängig von der Zeitkonstanten $\tau = R_B \cdot C_s$. Für hohe Frequenzen ist ein kleines „τ" erwünscht. Dies erreicht man durch eine kleine Fläche der Sperrschicht. Aus diesem Grunde werden Dioden verwendet, bei denen die Sperrschicht durch eine Metallspitze, die auf einen n-dotierten Kristall drückt, realisiert wird.(Schottky-Dioden)

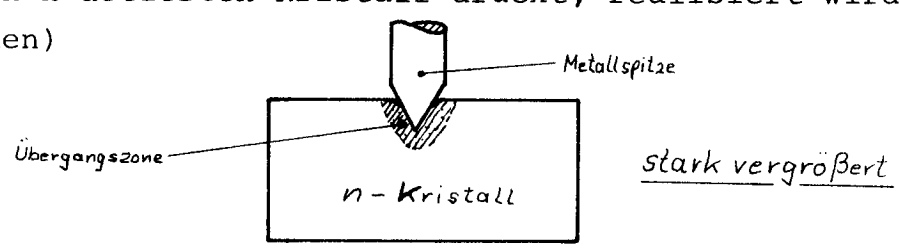


Bild 21 Spitzendiode

Das Sperr- und Durchlaßverhalten einer Spitzendiode unterscheidet sich im Ausmaß der Ladungsträgerverarmung in der Übergangszone; da es sich hierbei um Majoritätsträger handelt, treten praktisch keine Trägheitseffekte beim Übergang vom einen in den anderen Zustand auf. Rekombinationseffekte wie beim P-N - Übergang entfallen.
Die Diode hat eine annähernd quadratische Kennlinie, so daß der Ausgangsstrom ungefähr proportional dem elektrischen Hohlleiterfeld[1] ist und damit proportional der Mikrowellenleistung. Diese Proportionalität gilt jedoch nur für kleine Leistungen im Bereich einiger µWatt. Es ist somit möglich, im Bereich kleiner Leistungen mit der Diode die Leistung zu messen. Eine zuverlässige Aussage über diese Abhängigkeit erhält man nur über eine Diodeneichung mittels eines Bolometers.

[1] E^2

Daten der Diode HP K 422 A :

Frequenzbereich:		18 - 26,5 GHz
Empfindlichkeit:		0,3 mV DC / µW Dauerstrichleistg.
Max. zulässige Mikrowellenleistung (Puls- und DauerL.):		100 mW
Stehwellenverhältnis:		2,5
Ausgangspolarität:		negativ
Anschlüsse:	Hohlleiter	UG 595/U Flansch
	DC-Signal	BNC - Stecker

3.1.3. Wellenmesser

Im Versuch ist es notwendig, die Frequenz einer Absorptionslinie möglichst genau zu messen. Die Genauigkeit der Skala des Mikrowellengenerators reicht nicht aus. Deshalb wird ein Wellenmesser verwendet, der es gestattet, die gesuchte Frequenz auf ca. 5 MHz genau abzulesen. Mittels Interpolieren ist es möglich, 2,5 MHz Unterschiede abzulesen.
Es handelt sich bei dem verwendeten Gerät um einen Wellenmesser,

der als frequenzbestimmendes Element einen TE_{111}-Hohlraumresonator hoher Güte enthält. Seine Resonanzfrequenz läßt sich durch

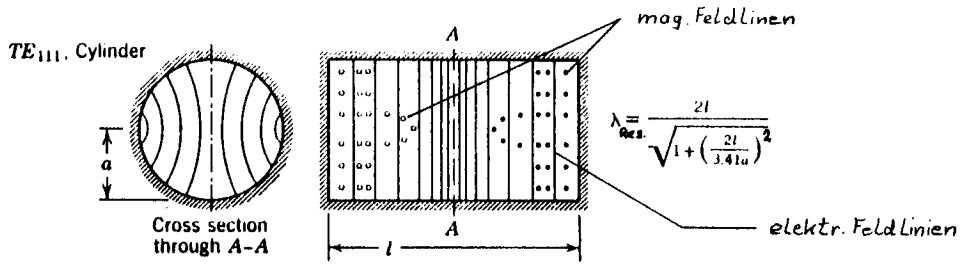


Bild 22 Feldverteilung, Zylinderresonators im TE_{111}-Mode
(Aus: Ramo, S.551, B.oben)

Verschieben eines als Stempel ausgeführten Deckels verändern. Bei der dargestellten Feldverteilung fließen zwischen dem Stempel und den Resonatorwänden keine Oberflächenströme, es kann somit eine schlechte elektrische Verbindung keine Güteverschlechterung hervorrufen.
Beim Übereinstimmen der Resonatorfrequenz mit der zu messenden Frequenz entzieht der Resonator über ein Koppelloch[1] im Hohlleiter dem Mikrowellensystem einen Teil seiner Leistung. Dieses Absinken der Leistung im Resonanzfall ist im Sweep-Betrieb, Generator durchläuft periodisch ein bestimmtes Frequenzband, als Absorptionsdip mit der Form einer Resonanzkurve auf dem Oszillografenschirm sichtbar.

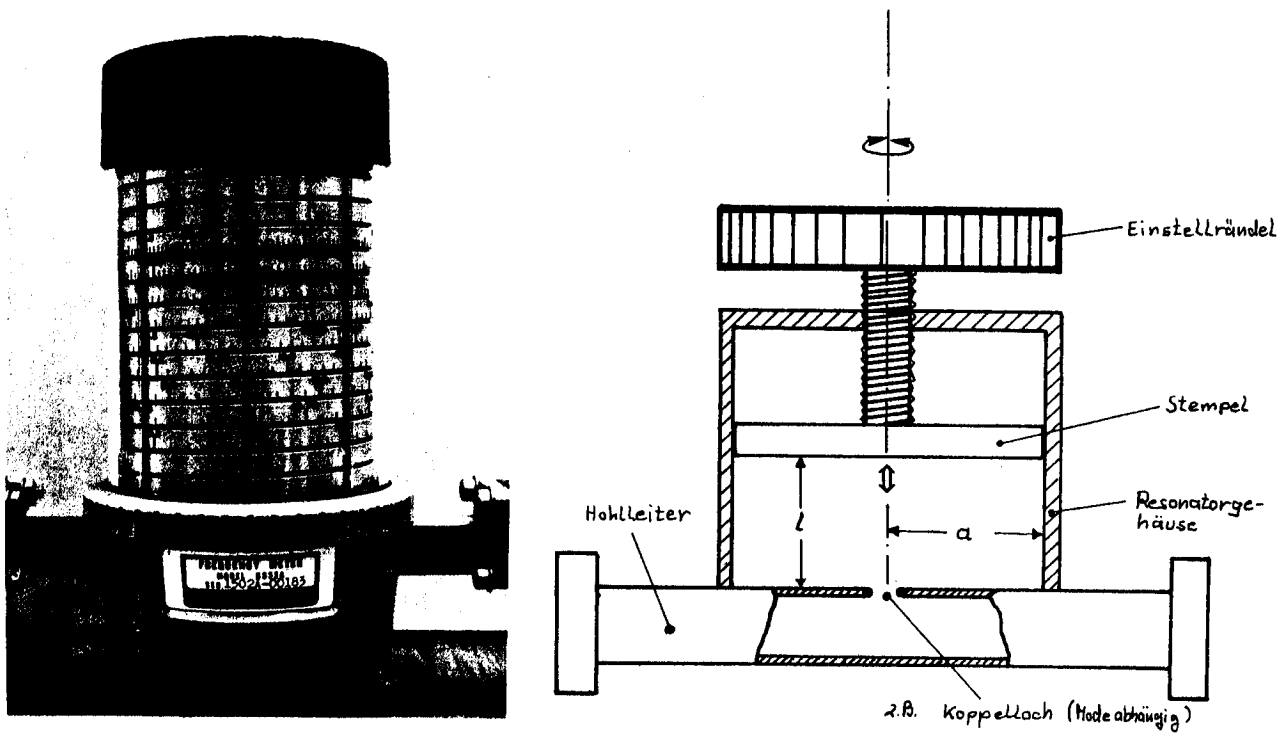


Bild 23 Wellenmesser, Foto und Schema

[1] Kopplung je nach Mode über Drahtschleife, Loch in der Breitseite, Schlitz in der Schmalseite

Die Frequenz einer Absorptionslinie stimmt dann mit der des Wellenmessers überein, wenn die Überlagerung beider Absorptionen ein Maximum ergibt.

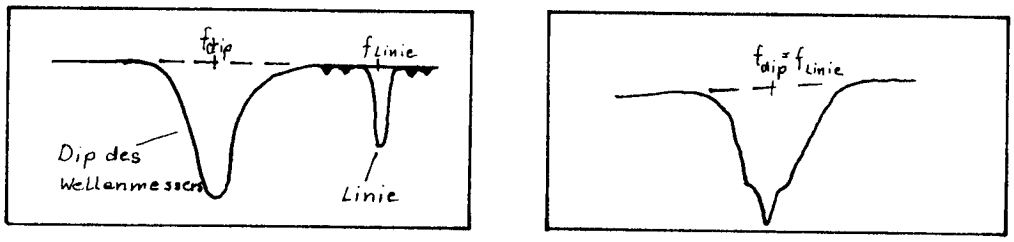


Bild 24 Prinzip der Frequenzmessung

Die Skala des Wellenmessers ist werkseitig einmal geeicht worden, weitere Eichungen sind nicht notwendig.
Der Resonator ist lufterfüllt und steht in thermischem Kontakt zur Umgebung. Luftfeuchtigkeitsschwankungen und Temperaturänderungen verändern die dielektrischen Eigenschaften der Luft, veränderte dielektrische Verluste führen zur Güteveränderung. Änderungen der Temperatur wirken sich über die geometrischen Abmessungen auf die Resonanzfrequenz aus. Bei der Fehlerangabe der gemessenen Frequenz müssen diese Einflüsse berücksichtigt werden.

Daten des Wellenmessers, Typ HP-K532A

Frequenzbereich:	18 - 26,5 GHz
Genauigkeit,über alles:[1])	0,11 %
Skalenteilung:	10 MHz
Skalenlänge:	1829 mm
Einstellgenauigkeit:	0,077 %
Hohlleiteranschluß:	UG 595/U Flansch
Max. Temp. Koeff. $\%/^{o}C$	0,0013

1) Inclusiv Einstellgenauigkeit, 20°C Temperaturänderung (23°C ± 10°C) und 0,02 % für eine Schwankung der rel. Luftfeuchte von 0 - 100 %.

3.1.4. Richtkoppler

Der Mikrowellengenerator liefert eine frequenzabhängige Ausgangsleistung. Diese mit Welligkeit bezeichnete Erscheinung stört beim Messen der Linienabsorption, und zwar derart, daß bei z.B. zwei Linien eine unterschiedliche Generatorleistung berücksichtigt werden muß, um Fehlmessungen zu vermeiden. Beim Darstellen einer Linie auf dem Schirm stört die Welligkeit, teilweise ist eine Auswertung unmöglich.

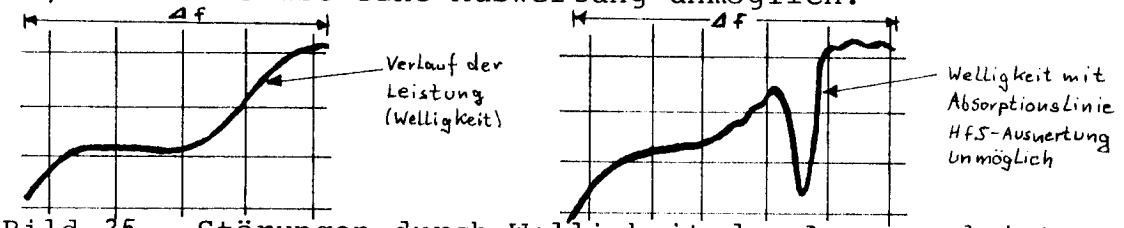


Bild 25 Störungen durch Welligkeit der Ausgangsleistung

Im Generator befindet sich ein Regel-Modulator, mit ihm ist es möglich, die Welligkeit der Leistung mit Hilfe einer Regelspannung zu verringern. Diese Regelspannung gewinnt man mit einer Diode, der über einen Richtkoppler ein Teil der Leistung zugeführt wird.

Der verwendete Richtkoppler ist ein breitbandiger Mehrlochkoppler. Die genaue Beschreibung ist umfangreich und schwierig. Das Prinzip läßt sich anschaulich an einem Zweilochkoppler erklären.

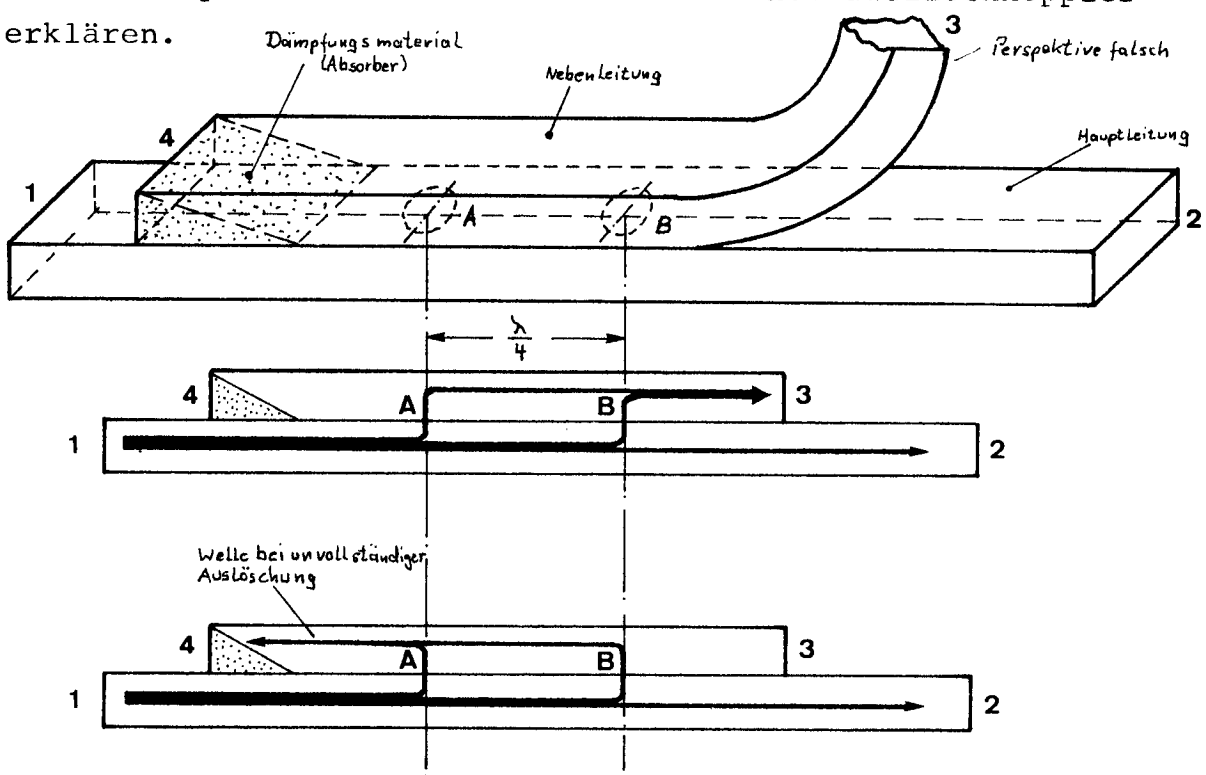


Bild 26 Aufbau und Wirkungsweise eines Zweilochkopplers

Die bei (1) eingespeiste Welle läuft in Richtung (2). Ein Teil hiervon wird durch das Koppelloch „A" ausgekoppelt und breitet sich

in die angenommene Richtung (3) aus. Ein weiterer Teil der Welle in der Hauptleitung wird durch das Loch „B" ausgekoppelt. Auch hier sei die angenommene Ausbreitungsrichtung (3). Beide Teilwellen addieren sich gleichphasig, da beide die gleiche Strecke $\lambda/4$ durchlaufen haben.
Im anderen Fall wird angenommen, daß sich die Teilwellen in Richtung (4) ausbreiten. Die Hauptwelle läuft auch hier von (1) nach (2). Die Addition beider Teilwellen in (4) führt zur Auslöschung, bei vorausgesetzter Amplitudengleichheit. Die durch Loch B ausgekoppelte Teilwelle hat die Strecke $\lambda/2$ zurückgelegt und damit 180° Phasenverschiebung bezüglich der durch Loch A ausgekoppelten Welle.
Der Zweilochkoppler hat die geschilderten Eigenschaften nur bei einer Frequenz, wo die Bedingung $l = \lambda/4$ erfüllt ist. Bei anderen Frequenzen trifft das geschilderte Verhalten nicht zu. Um dem Richtkoppler eine größere Betriebsbandbreite zu geben, ist es erforderlich, die Kopplung auf eine Anzahl von Koppellöchern periodischer Anordnung zu verteilen. Jedes Loch koppelt dabei einen Teil der Leistung in die Nebenleitung über. Dabei kann die Kopplungsstärke der einzelnen Löcher durch die Lochgröße abgestimmt werden.

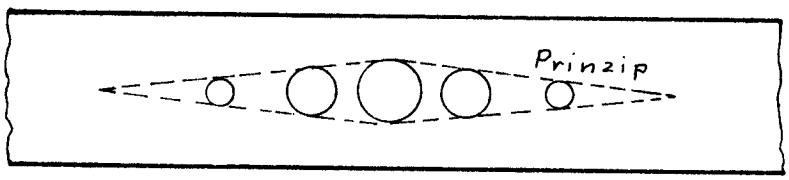
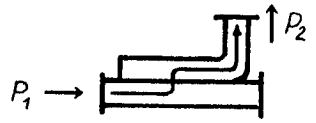


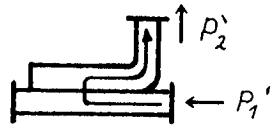
Bild 27 Anordnung der Koppellöcher im Mehrlochkoppler

Bei Richtkopplern sind folgende Größen interessant:

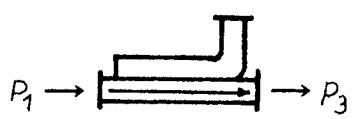
Koppeldämpfung = $-10 \text{ Log } \frac{P_2}{P_1}$



Richtdämpfung = $-10 \text{ Log } \frac{P_2'}{P_2}$



Durchgangsdämpfung = $-10 \text{ Log } \frac{P_3}{P_1}$



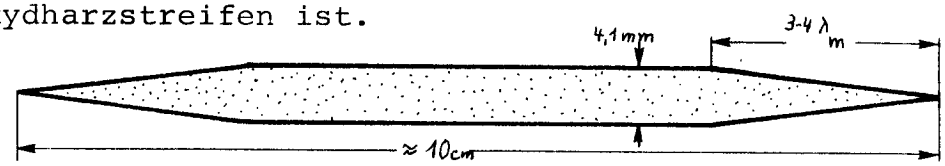
Daten des Richtkopplers, Typ Omega 3310 A

Frequenzbereich	18 - 26,5 GHz

Stehwellenverhältnis der Hauptleitung:	$\leqq 1$
Kopplung:	$3 \pm 0{,}7$ dB
Frequenzabhängigkeit:	$\pm 0{,}6$ dB
Richtdämpfung:	≥ 40 dB

3.1.5. Abschwächer

Bei zu großer eingestrahlter Mikrowellenleistung stellen sich Sättigungseffekte ein, die zum Absinken der Linienabsorption führen.
Die Generatorleistung muß sich reduzieren lassen, dies geschieht mit einem Abschwächer, der nach bekanntem Prinzip selbst gefertigt wurde. Es handelt sich um einen Fähnchenabschwächer, bei dem die Absorptionsfläche ein graphitbeschichteter Epoxydharzstreifen ist.



Die Breite entspricht ungefähr der der Schmalseite des Hohlleiters, und die Gesamtlänge beträgt ca. 10 cm. Um die Reflexionen klein zu halten, ist das Fähnchen an den beiden Längsenden zugespitzt, die Spitzen sind mehrere Wellenlängen der mittleren Bandfrequenz lang.

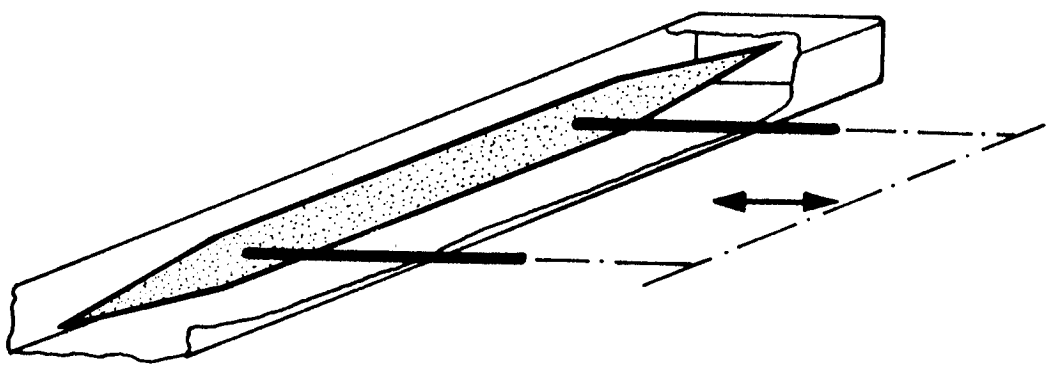


Bild 28 Mechanische Fähnchenführung

Durch eine Parallelführung , siehe Bild, läßt sich das Fähnchen vom Ort minimaler elektrischer Feldstärke, Hohlleiterwandungen der Schmalseiten, zum Ort maximaler Feldstärke, Mitte der Hohlleiterbreitseite, verschieben. Die Dämpfung bei dünnem Fähnchen ist an den Wandungen der Schmalseiten Null und steigt bis zur

Mitte der Breitseite an, dort liegt ihr Maximum. Das Fähnchen liegt an jeder Stelle parallel zum elektrischen Feld und zu den Schmalseiten des Hohlleiters.
Die Dämpfung beruht darauf, daß die Ladungsverschiebungen in der leitenden Graphitoberfläche durch das E-Feld mit Verlusten verbunden sind, die in Form Joul'scher Wärme der eingestrahlten Mikrowellenleistung verloren gehen.
Der Fähnchenort und damit die Dämpfung lassen sich durch einen Feintrieb verändern. 10 Umdrehungen des Feintriebs entsprechen einem Weg von 5 mm.
Da die elektr. Feldstärke an den Wandungen der Schmalseite Null ist und der Verlauf zwischen diesen Wandungen sinusförmig ist, wobei das Maximum in der Mitte der Breitseite liegt, genügt es, den Fähnchenort nur auf einer Strecke der halben Breitseite zu variieren.
Zwischen Dämpfung und Fähnchenort besteht kein linearer Zusammenhang, außerdem ist die Dämpfung bei konstantem Fähnchenort noch frequenzabhängig.
Es ist eine Eichkurve aufgenommen worden, die diese Abhängigkeit aufzeigt. An die Reproduziergenauigkeit der Dämpfungseinstellung sind keine zu großen Anforderungen zu stellen (Gewindespiel, Verkanten der Parallelführung usw.)

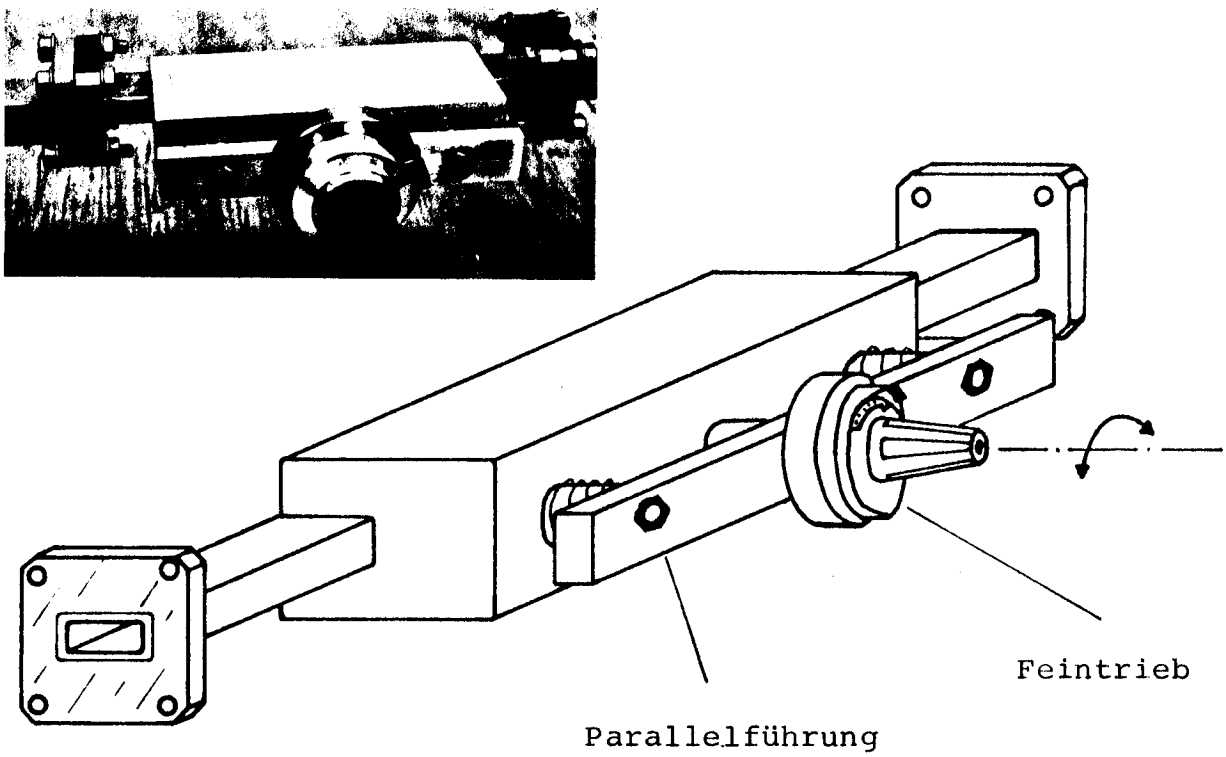


Bild 29 Mikrowellenabschwächer mit Hohlleiteranschluß

Bild 30 Dämpfung des Abschwächers in Abhängigkeit von der Frequenz

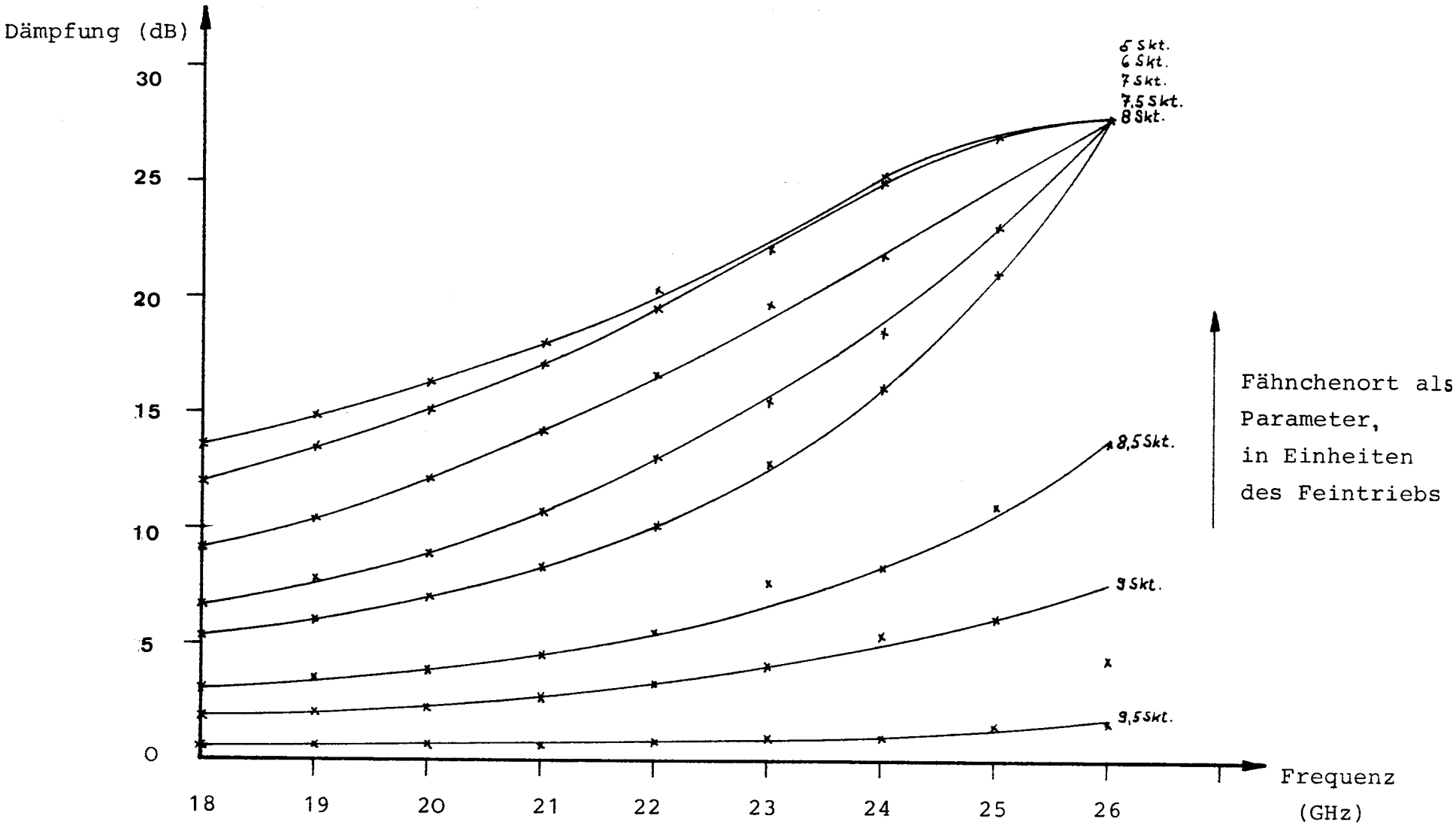
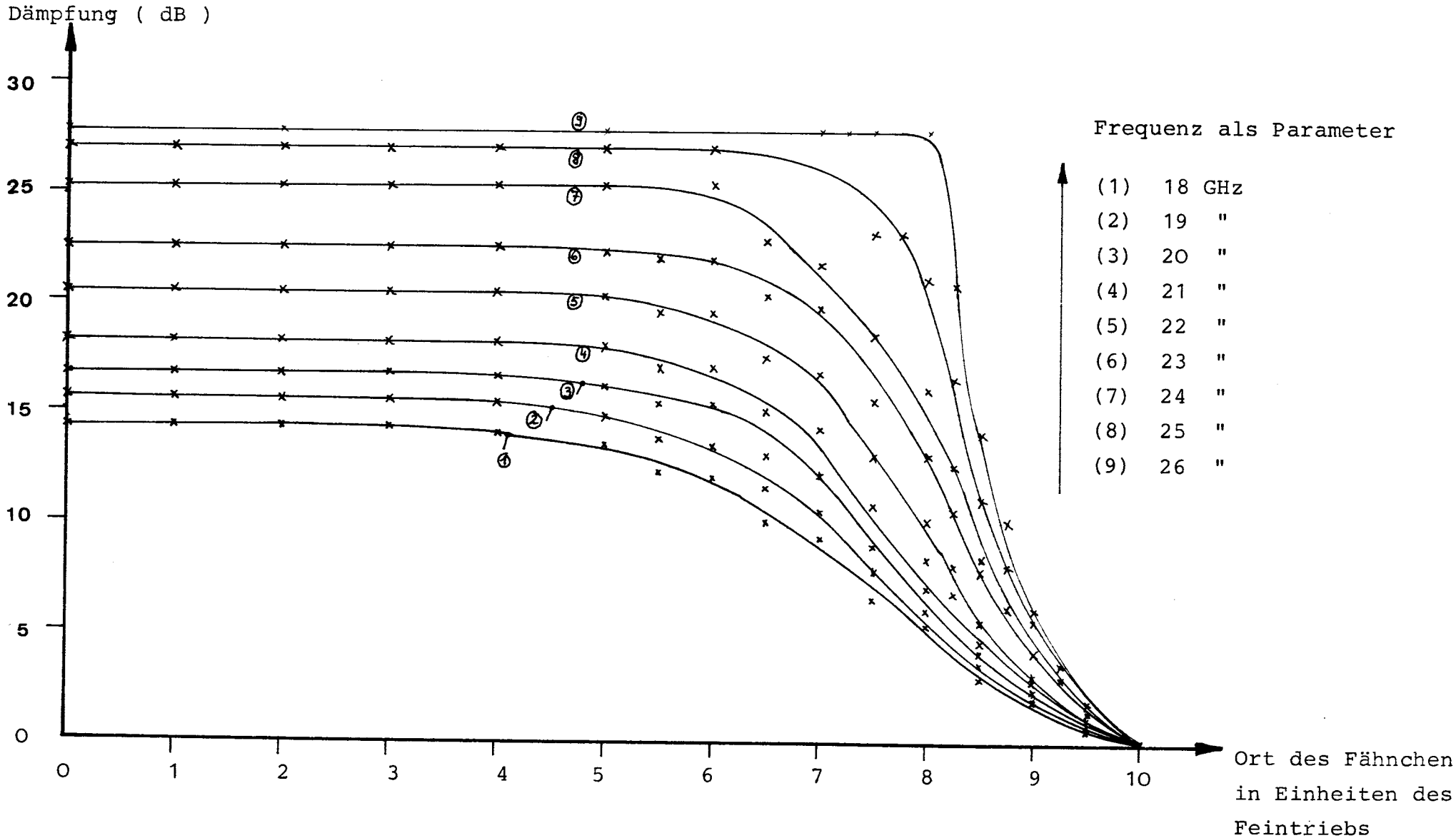


Bild 31 Dämpfung des Abschwächers in Abhängigkeit des Fähnchenortes im Hohlleiter



3.1.6. Einwegleitung (Isolator)

Der Mikrowellengenerator ist gegenüber den angeschlossenen Geräten durch eine Einwegleitung entkoppelt. Sie hält reflektierte Wellen, die bei schlechtem Abschluß der Hohlleiter auftreten oder an den Glimmerschichten der Druckfenster entstehen, vom Sender fern. Die vom Sender erzeugten Wellen werden jedoch ohne merkliche Dämpfung durchgelassen.
Bei der Einwegleitung wird das Phänomen der Resonanzabsorption in Ferriten ausgenutzt. Dazu wird in einem Stück Rechteckhohlleiter an einer bestimmten Stelle ein Ferritstreifen angebracht, der sich im homogenen Feld eines Permanentmagneten befindet.

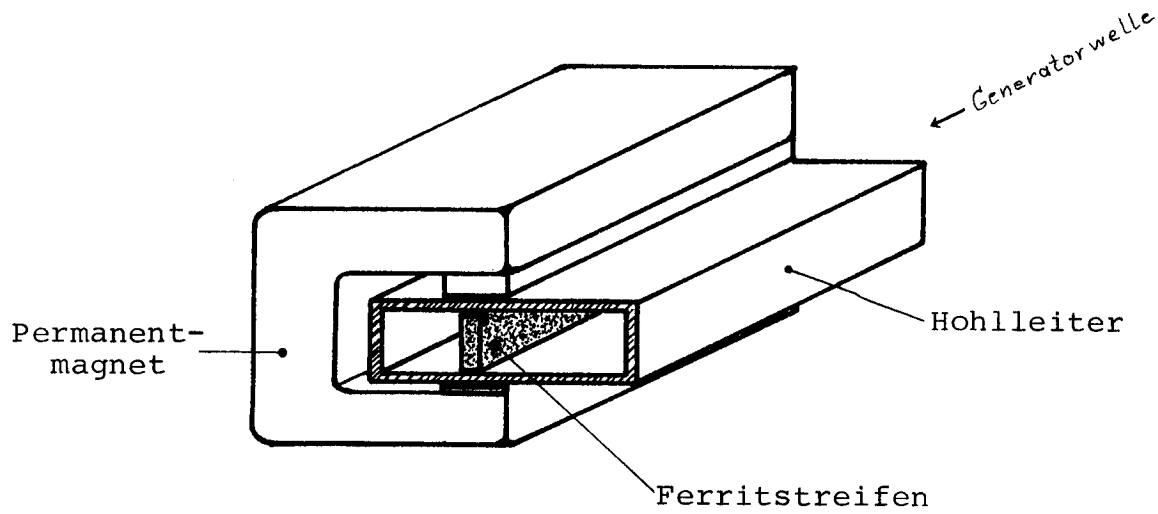


Bild *32* Aufbau einer Einwegleitung, prinzipiell

Durch diese Anordnung bekommt der Hohlleiter (Stück) eine andere Eigenschaft: Er läßt nicht mehr in beiden Richtungen die elektromagnetischen Wellen gleich gut passieren.
Der Spin der Elektronen im Ferrit ist verantwortlich für dieses Verhalten. Hierzu sei an einen mechanischen Kreisel erinnert, der sich mit gleichbleibender Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}_K$ um seine Achse dreht, dies ist im folgenden Bild dargestellt.

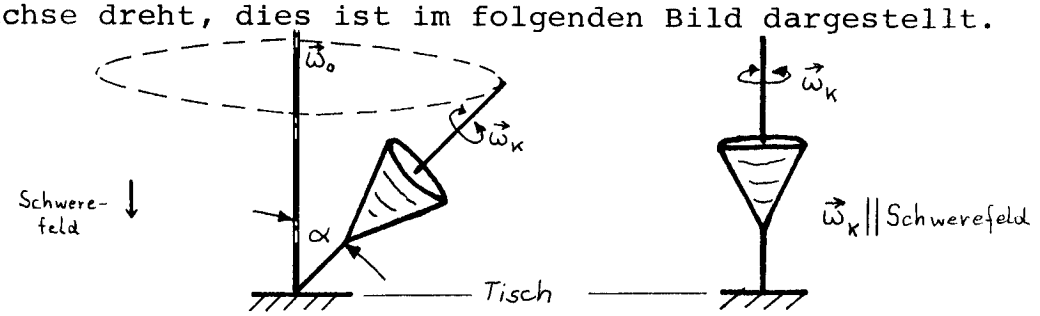


Bild *33* Mechanischer Kreisel im Schwerefeld

Sobald $\vec{\omega}_K$ nicht mehr parallel zur Richtung des Schwerefeldes ist, α, wird auf den Kreisel ein Drehmoment ausgeübt, das versucht, den Kreisel in die Tischebene zu drücken. Er weicht aber infolge der Corioliskräfte aus und folgt dem Drehmoment nicht, er beschreibt eine Kreisbahn mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}_0$.

Mit dem Kreisel ist nun ein Elektron vergleichbar, es hat den Drehimpuls $\vec{S}$ (Spin) und die elektrische Ladung q = -e. Bei Drehung wirkt diese Ladung wie ein Kreisstrom, das Elektron besitzt damit ein magnetisches Moment $\vec{\mu}_B$. Befindet es sich zudem noch in einem äußeren Magnetfeld $\vec{H}_{perm.}$, so passiert das gleiche wie beim Kreisel. Das Magnetfeld versucht die Drehachse des Elektrons so zu drehen, bis daß die Richtung des magnetischen Momentes mit der des Feldes des Permanentmagneten übereinstimmt. Das Elektron weicht aufgrund seines Spins seitlich aus und präzediert mit der Frequenz:

$$\vec{\omega}_0 = \gamma \mu_0 \cdot \vec{H}_{perm.} \qquad \text{(gyrom. Verh.} = \gamma)$$

mit $\gamma = \frac{|\vec{\mu}_B|}{|\vec{S}|}$, wobei $|\vec{\mu}_B| = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e \cdot h}{2 \cdot m_e}$ (Bohr'sches Mag.) und $|\vec{S}| = \frac{1}{2}\hbar$

Im Hohlleiter hat das magnetische Feld der Grundwelle folgende Feldverteilung:

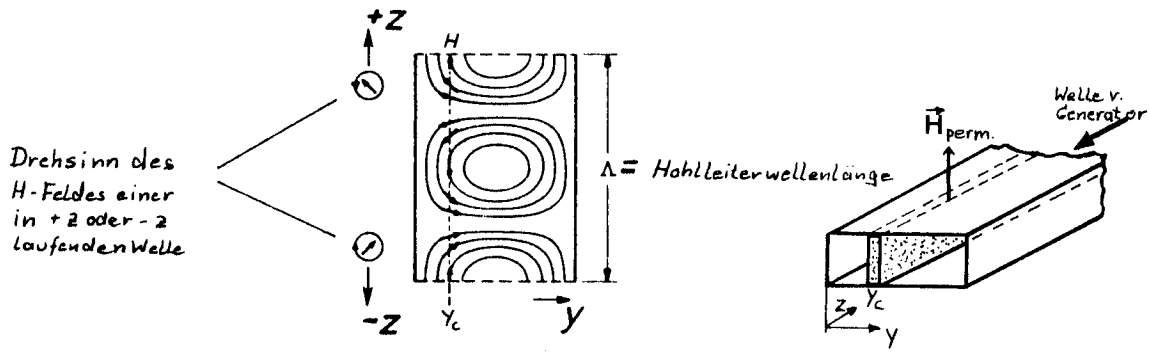
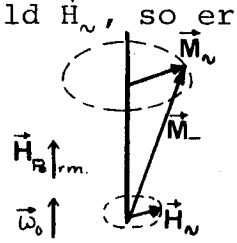


Bild 34 Magnetfeld im Hohlleiter an der Stelle $y=y_c$ und die Anordnung des Ferritstreifens im Hohlleiter
(Aus: Meyer, Pottel, „Phys.Grundl.der Hf-Technik" S.209, Bild 8.69)

Das Magnetfeld an der Stelle $y=y_c$ ist zirkular polarisiert. Betrachtet man nun das Elektron unter dem Einfluß des Feldes $\vec{H}_{perm.}$ und dem senkrecht dazu wirkenden zirkular polarisierten magnetischen Wechselfeld $\vec{H}_\sim$, so ergibt sich folgendes Bild:



$\vec{M}_-$ ist die Magnetisierung, hervorgerufen durch eine große Anzahl gleichgerichteter, präzedierender Elektronen im Ferrit. Wird nun der Ferrit dem magnetischen Gleichfeld $\vec{H}_{perm.}$ und dem zirkular polarisierten magnetischen Wechselfeld $\vec{H}_\sim$ ausgesetzt, dann bewegt sich die Spitze des Vektors $\vec{M}_-$ auf einem Kreis, es entsteht also eine zum Feld $\vec{H}_\sim$ proportionale Wechselmagnetisierung.
Sie nimmt zu, wenn sich die Frequenz des magnetischen Wechselfeldes der durch das magnetische Gleichfeld vorgegebenen Frequenz nähert und erreicht ihr Maximum bei $|\vec{\omega}_\sim| = |\vec{\omega}_o|$.
Das Wechselfeld bewirkt nun eine Vergrößerung der Präzessionsbahnen, und zwar solange, bis die Elektronen eine Gleichgewichtslage erreicht haben. (Innere Reibung)
„Es gibt dann eine Leistungsabgabe des magnetischen Wechselfeldes an die präzessierenden Elektronen im Ferrit. Die präzessierenden Elektronen verlieren die Leistung durch innere Reibung, die als Wärme im Material auftritt". (Aus: Baden - Fuller, Mikrowellen, Kap.7.3, S.12)
Die absorbierte Leistung entstammt dem magnetischen Wechselfeld des Hohlleiters, ihm wird die Energie entzogen.
Weicht die Frequenz des Wechselfeldes stark von der der Präzessionsfrequenz ab, so wird nur wenig Energie entzogen. Das gilt auch für den Fall, wo die Drehrichtung des zirkular polarisierten Feldes $\vec{H}_\sim$ nicht mit der Präzessionsrichtung der Elektronen übereinstimmt.
Eine reflektierte Welle wird im Ferrit der Einwegleitung fast vollständig absorbiert, wenn ihre Drehrichtung gleich der der Elektronenpräzession ist.
Die vom Generator kommende Welle kann aufgrund ihres Drehsinns ($\vec{H}_\sim$ -Feld an der Stelle $y=y_c$) den Ferrit fast ungehindert passieren.
Die Einwegleitung läßt also die Generatorwelle zum System durch, während sie etwaige reflektierte Wellen vom Generator fernhält.

3.1.7. Leistungsmesser

Eine Absolutmessung der Mikrowellenleistung ist mit der vorher beschriebenen Kristalldiode nicht ohne weiteres möglich, man benötigt dafür eine Eichkurve. Es ist zu diesem Zweck ein Absolutleistungsmesser erforderlich.
Der Leistungsmesser im Versuchsaufbau besteht aus einem Meß-

kopf mit Hohlleiteranschluß (Power-Head) und einem Meßgerät mit Verstärker, Anzeigeinstrument und Stromversorgung (Power-Meter).

Der Meßkopf enthält ein z.B. dielektrisches Saphirsubstrat, das mit einem Goldfilm bedampft ist. Die eigentlichen Sensoren sind Wismut-Antimon (Bi-Sb) - Thermoelemente. Sie haben thermischen Kontakt zum metallisierten Saphirsubstrat und erwärmen sich, wenn der Metallfilm sich durch die absorbierte Mikrowellenleistung erwärmt. Die Gegenpunkte der Thermoelemente haben die Umgebungstemperatur. Durch diesen Temperaturunterschied entsteht eine Thermospannung, die proportional zur Temperatur des Films steigt.

Die absorbierte Mikrowellenleistung bewirkt eine proportionale Temperaturzunahme des Metallfilms, somit ist die Thermospannung proportional zur absorbierten Leistung.

Wichtig für diese Anordnung ist, daß der Metallfilm keine Reflexionen der Mikrowellen bewirkt, er muß also gut angepaßt sein.

Die Gleichspannung des Meßkopfes wird über ein Kabel zum Meßgerät geführt, durch einen gegengekoppelten Gleichspannungsverstärker verstärkt und mit einem Drehspulinstrument angezeigt.

Im Meßkopf befindet sich noch ein temperaturabhängiger Widerstand, mit dem der Einfluß einer veränderten Umgebungstemperatur ausgeglichen wird. *(% Eff.)*

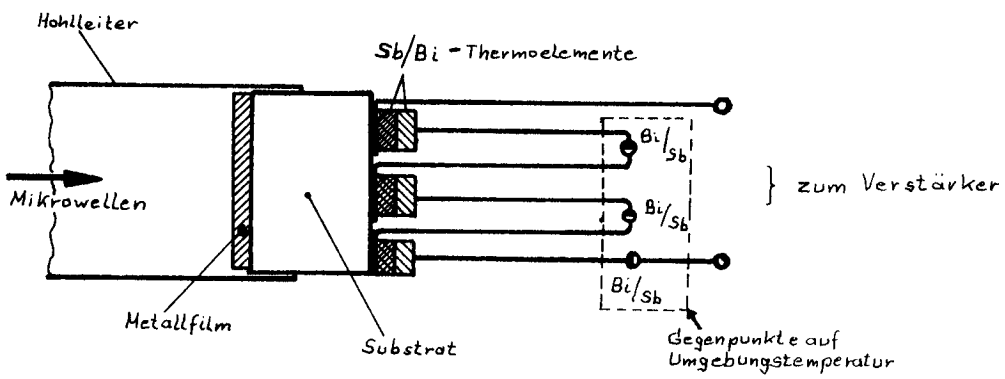


Bild 35 Anordnung der Thermoelemente im Meßkopf *(Prinzip)*

Der Meßkopf setzt eine konstant gehaltene Mikrowellenleistung nicht bei jeder Betriebsfrequenz in eine Thermospannung gleicher Größe um. Auf dem Meßkopf ist deshalb eine Eichkurve angebracht, die den Wirkungsgrad des Kopfes in % angibt, in Abhängigkeit von der Frequenz. Die für eine bestimmte Betriebsfrequenz erforderliche Korrektur wird mit dem Potentiometer

„% Eff." eingestellt.

Daten des Leistungsmeßkopfes:

Frequenzbereich:	18 - 26.5 GHz
Stehwellenverhältnis:	= 1,5
Leistungsbereich:	0,3 mW - 10 mW - 5 dBm-+10 dBm
Max. Pulsleistung:	0,5 W
Genauigkeit:	± 2 % (0...+50°C)

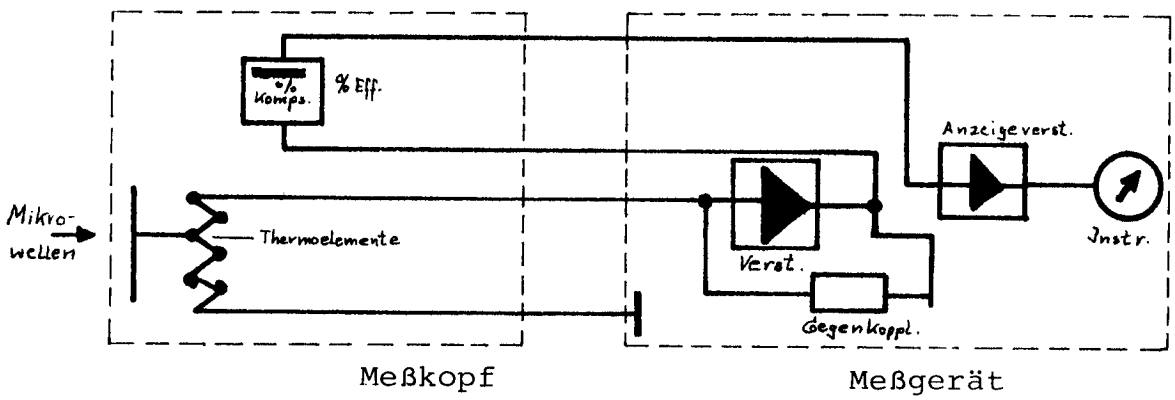


Bild 36 Prinzipschaltung des Leistungsmessers, bestehend aus Leistungsmeßkopf K 420[1] und Meßgerät 6555[2]

1) General Microwave Corporation

2) Marconi Instruments Ltd.

3.1.8. Hohlleiterflansche

Die Hohlleiter und die Mikrowellenbauteile werden über plangeschliffene Messingsflansche angeschlossen. Die Verbindung erfolgt mit Gewindeschrauben.

An den Stellen, wo Vakuumdichtigkeit verlangt wird, sind die Verbindungen mit Indium (sehr weiches Metall) abgedichtet. Wichtig ist, daß kein Indium nach dem Verschrauben der Flansche ins Hohlleiterinnere ragt, da sonst störende Reflexionen auftreten.

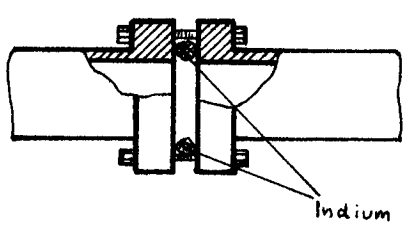


Bild 37 Hohlleiterflanschverbindung, indiumgedichtet

3.1.9. Hohlleiter

Als Wellenleiter wurden starre Rechteckhohlleiter aus Messing verwendet, in denen sich die Mikrowellen im TE_{10}-Mode ausbreiten. Die Lieferlängen wurden auf die erforderlichen Längen gekürzt und mit lötbaren Flanschen versehen. Diese Hohlleiter stellen auch die Absorptionszelle dar.
Die Verbindung des Mikrowellengenerators mit dem Aufbau erfolgt über flexible Hohlleiter, die außen einen aufvulkanisierten Gummibelag besitzen und deren Innenseite aus einem dünnen, gerippten Mantel besteht.

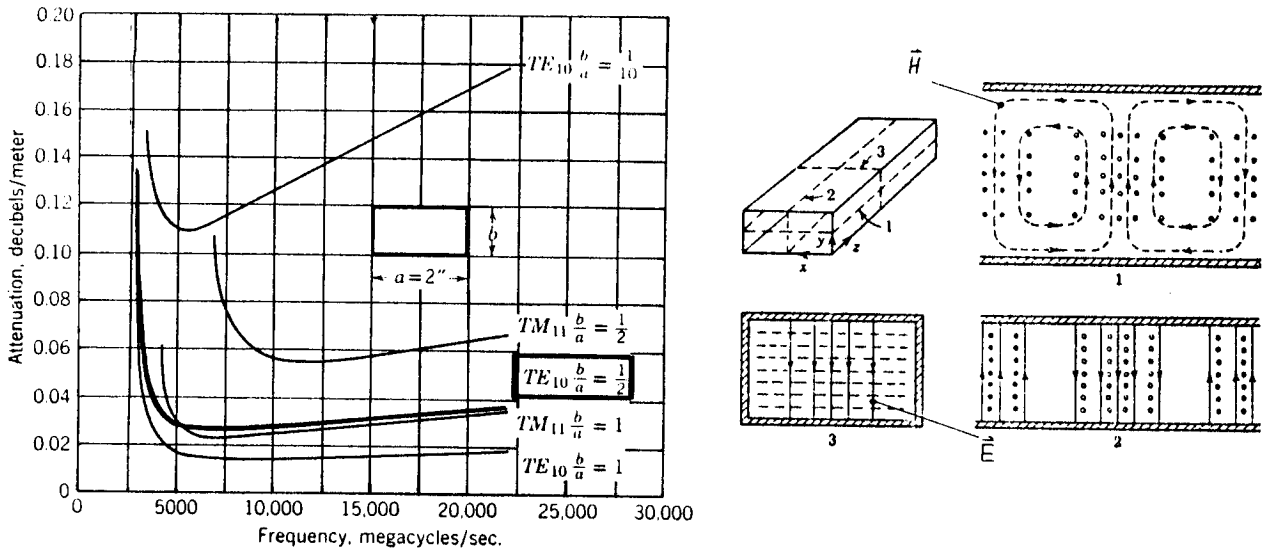


Bild 38 Dämpfung eines Rechteckhohlleiters und die Feldverteilung beim TE_{10}-Mode
(Aus: Ramo, S.424 B.8.02 und S.424 B.8.02)

3.1.10. Krümmer

Die Absorptionsstrecke hat eine Länge von ca. 5m. Diese Länge ist unhandlich und empfindlich gegen Knicken, sie wurde deshalb zweimal gefaltet. Hierzu dienen zwei E- und zwei H-Krümmer, jeder beschreibt einen 1/4 Kreisbogen.

3.1.11. Fenster

Die Absorptionszelle ist nur ein Teil der gesamten Strecke und muß deshalb durch Druckfenster abgetrennt werden. Die Fenster sind durchlässig für Mikrowellen, reflexionsarm und vakuumdicht.

Die Trennschicht besteht aus Glimmer. Beide Fenster sind im Gegensatz zu den anderen Flanschen der Zelle mit weichen Kunststoffringen abgedichtet.

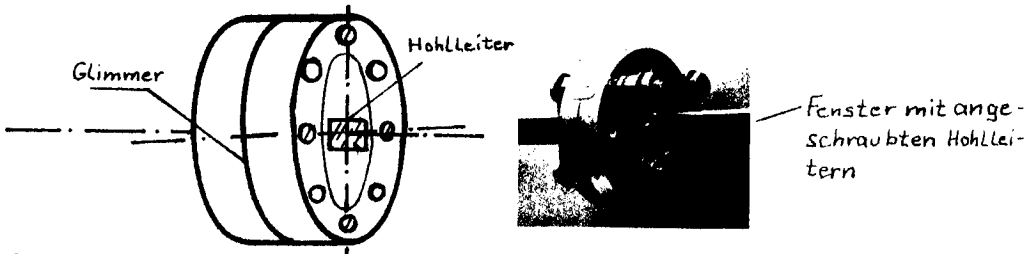


Bild 39 Druckfenster, schematisch

3.1.12. Abschwächer für Level-Regelspannung

Das Signal der Leveldiode, sie liefert die Regelspannung für den Regelmodulator des Wobbelsenders, darf eine Spannung von 350 mV nicht überschreiten. Laut Hersteller sollte der in der Regelschaltung verwendete Richtkoppler eine Auskopplung von -(20-23) dB haben. Im Versuchsaufbau wurde ein -3 dB-Koppler verwendet, um die Möglichkeit einer anderen Meßmethode, der Differenzmethode, offenzuhalten. Die Leveldiode liefert demnach eine zu große Regelspannung, da ihr die Hälfte der Generatorleistung vom Richtkoppler zugeführt wird.
Zum Abschwächen dieses Signales wurde in die Leitung zum ALC-Eingang des Generators ein Dämpfungs T-Glied geschaltet. Es ist symmetrisch ausgelegt und besitzt drei einstellbare Dämpfungen, -12 dB, -18 dB und -24 dB.
Die erforderliche Dämpfung ergibt sich aus der Einstellung der Generatorleistung am Generator. Die Lampe „Unleveled" des Generators verlöscht bei richtiger Einstellung.

3.1.13. Sweep-Abschwächer

Die Sägezahn-Sweep-Spannung des Generators hat eine Amplitude von +15 V, der Innenwiderstand der Quelle beträgt 10 KOhm. Mit dieser Spannung wird der Elektronenstrahl des Oszillografen in X-Richtung ausgelenkt. Die maximale Spannung für diese Ablenkung beträgt 32 V, was deshalb einen Abschwächer erfordert.

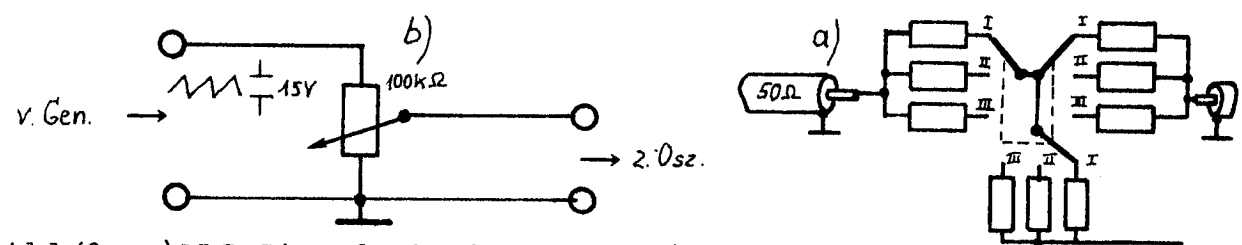


Bild 40 a) ALC-Signal Abschwächer, b) Sweep-Signal-Abschwächer

a) [I — -12 dB
II — -18 "
III — -24 "]

3.1.14. Gleichspannungsverstärker für Absorptionssignal

Beim Messen der Hyperfeinstruktur der Absorptionslinien und beim Messen sehr schwacher Linien ist die Spannung der Signaldiode zu klein und läßt sich auch bei maximaler Empfindlichkeit des Y-Verstärkers im Oszillografen nicht auswerten. Um dieses Signal zu verstärken, wurde ein DC-Verstärker zwischengeschaltet. Er liefert am Ausgang einen Konstantstrom von 5 mA. Die maximale Ausgangsspannung beträgt 12 V.

3.1.15. Amplitudenregelung des Generators (ALC)

Die Ausgangsleistung des Carcinotrons weist im gesamten Frequenzbereich starke Welligkeit auf, die bei der Auswertung der Absorptionslinien stört.

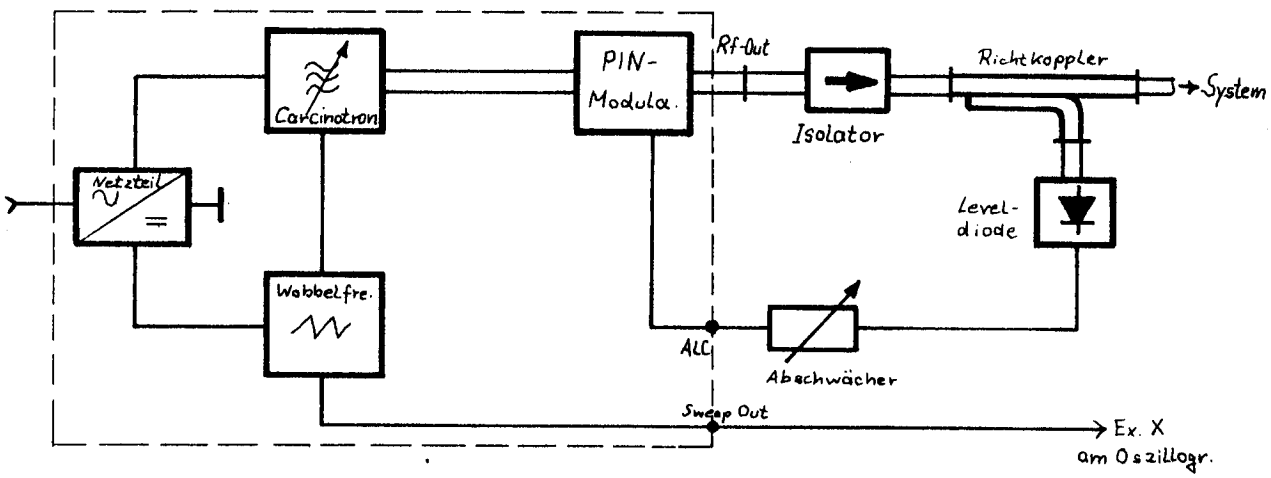


Bild 41 Regelkreis für die Ausgangsleistung

Aus dem vorstehenden Bild ist zu ersehen, daß im Hohlleiterweg (Carcinotron-System) ein Modulator eingebaut ist. Mit ihm ist es möglich, durch Zuführen einer Regelspannung die Amplitude der Mikrowellen zu beeinflussen. Im Modulator befindet sich als regelbares Dämpfungsglied eine PIN-Diode, sie besteht aus drei Halbleiterschichten, von denen zwei so dotiert sind, daß die eine P- und die andere N-leitend ist. Zwischen diesen beiden Schichten liegt eine dritte nicht dotierte. Aus der P- und N-Schicht gelangen beim Anlegen einer äußeren Spannung Ladungsträger in die mittlere (I=Intrinsic) Schicht, sie verändern die Leitfähigkeit dort.
Die Diode ist nun so gebaut, daß die mittlere Schicht im Innern eines speziellen Hohlleiters angeordnet ist. (Parallelschaltung zum E-Feld)

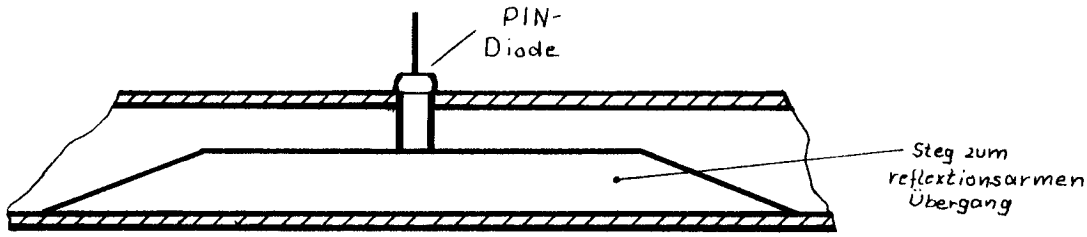


Bild 42 Anordnung der PIN-Diode im Hohlleiter

Ist nun die äußere Spannung so geschaltet, daß die Diode sperrt, so ist die I-Schicht ein schlechter Leiter (Dielektrikum). Werden jedoch im Durchlaßbetrieb Ladungsträger in die I-Schicht injiziert, so ändert sich ihre Leitfähigkeit, dadurch entstehen dann Verluste des Mikrowellenfeldes. (Absorption) Die äußere Spannung stellt die Regelspannung dar, man gewinnt sie durch Auskoppeln und Gleichrichten eines Teils der Mikrowellenleistung. Sie stellt ein Abbild der Welligkeit dar. Über den Abschwächer gelangt das Signal zum ALC-Eingang des Generators, von dort zum PIN-Modulator und vermindert durch gegenläufige Regelung die Welligkeit.

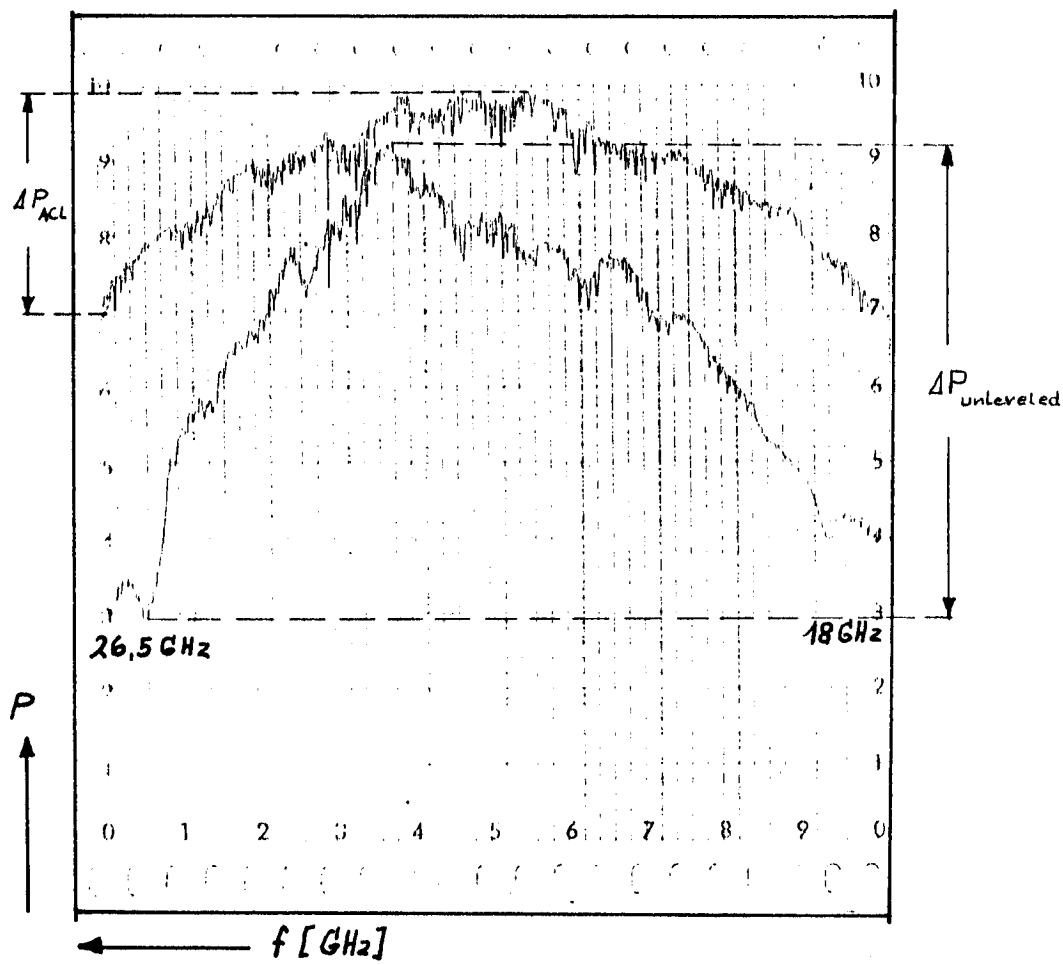


Bild 43 Diagramm der Ausgangsleistung mit und ohne Regelung

3.1.16. Beschreibung der Mikrowellenapparatur

Im Wobbelsender (7) wird die Hochfrequenz (18-26,5 GHz) erzeugt und über den Hohlleiterausgang (RF-Out) in das Hohlleitersystem eingestrahlt. Die mechanische Entkopplung zwischen dem Aufbau und Generator erfolgt über die flexiblen Hohlleiter (16). Die elektrische Entkopplung bewirkt der Isolator (5). Im darauffolgenden Richtkoppler (4) wird die Generatorleistung aufgeteilt, und zwar zur Leveldiode (2) und zur Absorptionszelle. Das Signal der Leveldiode wird am Abschwächer (14) gedämpft und über den ALC-Eingang des Wobbelsenders dem Modulator zugeführt. Die geregelte Ausgangsleistung steht am Ende des Hauptzweiges des Richtkopplers zur Verfügung. Mit dem folgenden Abschwächer (6) läßt sich die Amplitude der Mikrowellen absenken. Der Wellenmesser (3) dient zur Frequenzbestimmung der Absorptionslinien. Er ist durch ein mikrowellendurchlässiges Fenster (8) von der eigentlichen Absorptionszelle (9), (10) und (11) getrennt. Die Zelle ist an ihrem hinteren Ende durch ein weiteres Fenster (8) abgeschlossen. Den Abschluß der Hohlleiterstrecke bildet die Nachweisdiode (1). Das Signal dieser Diode wird im DC-Verstärker (13) verstärkt und auf den Y-Eingang des Oszillografen (17) geschaltet und dort dargestellt.

Alle Hohlleiterverbindungen sind verschraubt, die in der Absorptionszelle zusätzlich vakuumgedichtet.Die Drahtverbindungen sind mit 50 Ohm-Koaxialkabeln ausgeführt.

Anstelle der Nachweisdiode läßt sich ein Leistungsmeßkopf (19) montieren, mit ihm erfolgt die Absolutmessung der Leistung. Die Anzeige des Meßwertes geschieht im Power-Meter (18).

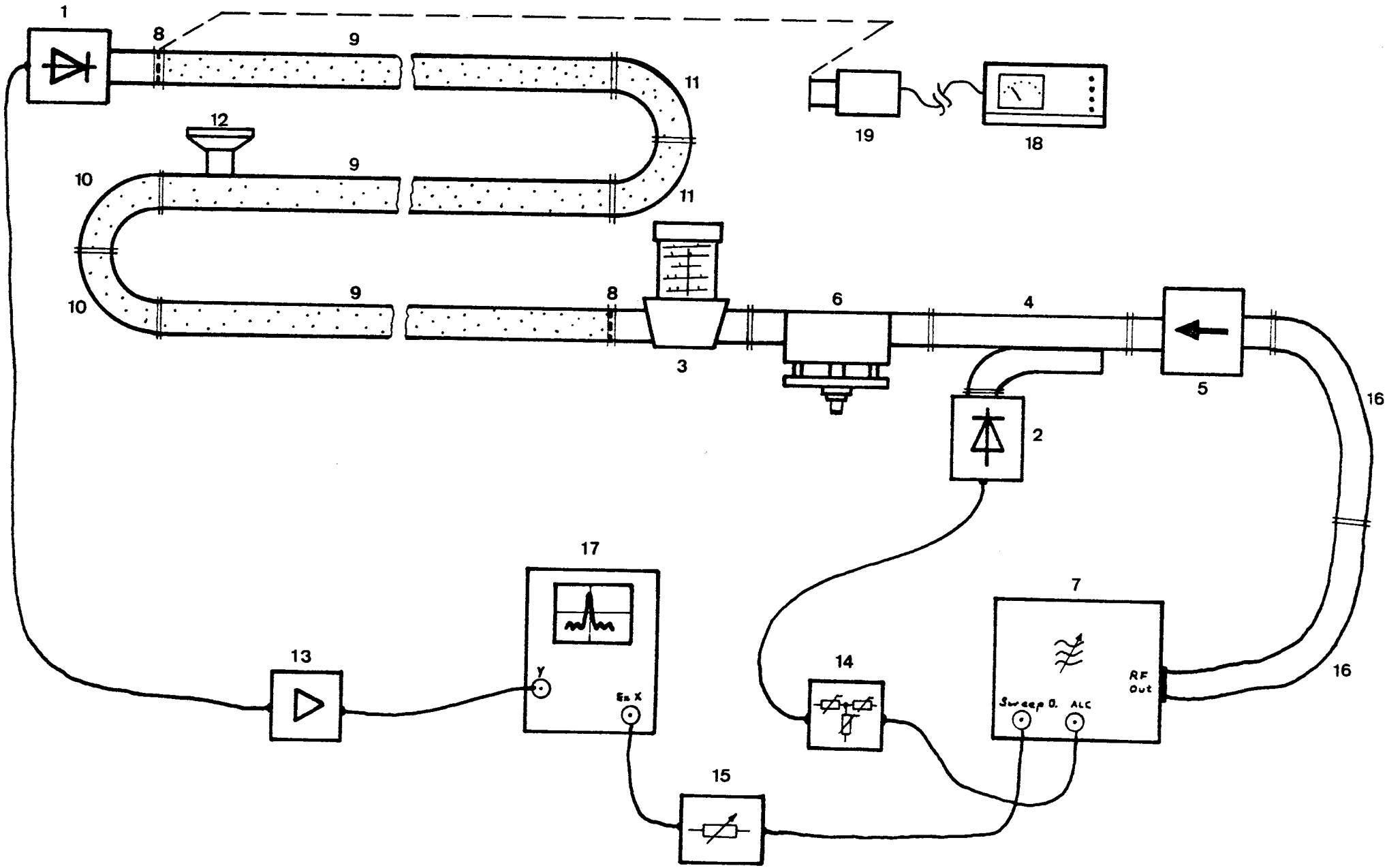


Bild 44 Mikrowellenaufbau (Erklärung der Zahlen auf der nächsten Seite)

Verwendete Geräte und Teile im Mikrowellenaufbau

1 Mikrowellendiode mit Hohlleiteranschluß (Signalnachweis), Typ: HP-K 422A

2 wie oben, jedoch: (Regelsignal für Verstärkungsregelung)

3 Wellenmesser, Typ: HP-K 532A

4 Richtkoppler, 3 dB, Typ: Omega 3310A

5 Einwegleitung, Typ: ECL-Ramco K200

6 Abschwächer, variabel, Typ: Selbstbau

7 Sweep-Oszillator mit RF-Unit, Typ HP-8690B mit HP-8696A

8 Druckfenster, Typ Fa.Spinner

9 Messing-Hohlleiter, Typ Spinner R84 mit Flansch UBR 84

10 H-Krümmer, Typ: Fa.Spinner

11 E-Krümmer, "

12 Pump- und Gaseinlaßstutzen, NW 16

13 Gleichspannungsverstärker, Typ Fa.Knick und Selbstbau

14 Symmetrischer Abschwächer für Verstärkungsregelspannung, Typ: Selbstbau

15 Abschwächer für Sägezahnspannung, Typ: Selbstbau

16 Flexibler Hohlleiter

17 Oszillograf

18 Absolut-Leistungsmesser, Typ: Marconi 6555

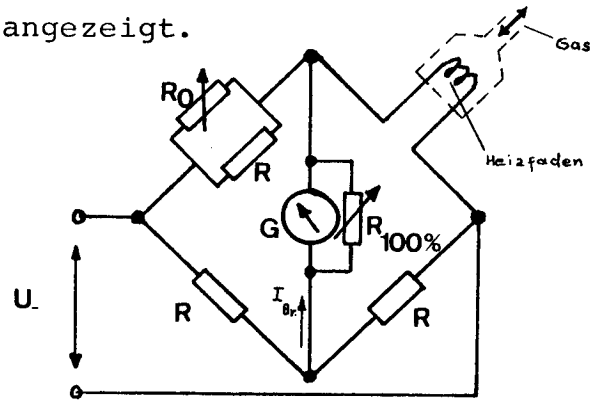
19 Leistungsmeßkopf, Typ: GMC K420 C

3.2. Beschreibung des Vakuumaufbaus

Der Gasdruck des Ammoniaks in der Flasche (11) ist mit~10 bar viel zu hoch, um direkt in die Absorptionszelle eingeleitet zu werden. Die Minderung des Druckes geschieht im Druckminderer (10). Mit ihm läßt sich der Druck auf Werte von 0-4 bar reduzieren. Hierzu dient der Einstellknebel (10c). Der Flaschendruck und der verminderte Druck läßt sich an den entsprechenden Manometern (10b) und (10a) ablesen. Es sollte auf der Niederdruckseite ein Druck von ca.0,5 bar eingestellt werden. Das Gas wird vom Druckminderer aus über den Druckschlauch (12) zum Gaseinlaßventil (4) geleitet. Die Einstellmöglichkeit des Ventils läßt zu wünschen übrig, es stand jedoch kein anderes Ventil,z.B. ein Nadelventil, zur Verfügung. Mit Übung ist es möglich, den Gasstrom ausreichend fein zu regulieren. Die Absorptionszelle, sie ist im Bild „Vakuumaufbau" nicht eingezeichnet, und sämtliche Vakuumbauteile müssen vor Beginn der Messung evakuiert werden. Hierfür ist eine zweistufige Drehschieberpumpe (1) vorhanden, sie erreicht einen Enddruck von ca.$5\text{-}8 \cdot 10^{-3}$mbar. Das erreichbare Endvakuum läßt sich dadurch verbessern, daß die vorgeschaltete Kühlfalle (2) mit flüssigem Stickstoff gefüllt wird. Durch diese Maßnahme verbessert sich das Vakuum um eine Zehnerpotenz,und außerdem ist damit, infolge höherer Saugleistung, die Apparatur schneller zu evakuieren. Dies ist nach längeren Stillstandszeiten vorteilhaft. In der Pumpenleitung befindet sich das Absperrventil (3), mit ihm wird nach erfolgtem Gaseinlaß und Abpumpen auf den gewünschten Druckwert die Pumpe vom restlichen Vakuumaufbau getrennt, damit sich dort ein konstanter Gasdruck einstellen kann.

Zum Vakuumaufbau gehört auch die Druckmeßeinrichtung. Für den Versuch eignen sich nur Verfahren, mit denen eine kontinuierliche Drucküberwachung möglich ist. Hierzu sind zwei Meßröhren an die Apparatur angeschlossen, die nach dem Pirani-Prinzip arbeiten. Bei diesem Prinzip benutzt man die Erscheinung, daß die Wärmeleitfähigkeit der Gase innerhalb bestimmter Grenzen druckabhängig ist, dazu, eine Aussage über den Gasdruck zu bekommen. In den Meßröhren (7) und (8) befindet sich je ein Heizfaden, der durch elektrischen Strom aufgeheizt wird. Über Strom- und Spannungsmessungen läßt sich nun der temperaturabhängige Widerstand des Heizfadens bei verschiedenen Drucken ermitteln. Dies ergibt eine Eichkurve zur Druckmessung und wird vom Hersteller der Röhren ausgeführt. Der Heizfaden der Meßröhre bil-

det einen Zweig einer Meßbrücke. Siehe Bild *45* . Die Meßbrücke ist bei geringen Drucken abgeglichen und wird durch zunehmenden Druck verstimmt, da mit steigendem Gasdruck die Temperatur des Heizfadens abnimmt, bedingt durch die größere Wärmeleitung im Gas. Der Brückenstrom ist ein Maß für den Gasdruck, er wird auf dem Meßinstrument im Vakuummeßgerät (9) angezeigt.



G = Meßinstrument

R_O = Einstellung des O-Pkt. Brücke abgeglichen

$R_{100\%}$ = Einstellung des Vollauss. Brücke verstimmt

Bild *45* Meßbrücke für Druckmeßröhre

(Aus: G.C. Mönch, Hochvakuumtechnik,Bild 504a)

Die Wärmeleitfähigkeit verschiedener Gase ist unterschiedlich, deshalb mußte für die Messung des Ammoniakdruckes eine Eichkurve aufgenommen werden. Die Herstellerangaben beziehen sich nur auf verdünnte Luft. Als Vergleichsinstrument bei der Eichung diente ein Kompressions-Vakuummeter nach Kammerer (McLeod-Prinzip).
Es wurde nur für die Meßröhre TR 112 eine Eichkurve aufgenommen.
Siehe Seite *-70-* , Bild *47* .

Pumpendaten : Typ D2A, Firma Leybold

Endpartialdruck ohne Gasballast		$<2{,}5 \cdot 10^{-4}$ mbar
"	mit "	$<1{,}3 \cdot 10^{-2}$ mbar
Endtotaldruck	ohne "	$< 8 \cdot 10^{-3}$ mbar
Nennsaugvermögen nach Pneurop		3,2 $m^3\ h^{-1}$

Vakuummeßgerät: Typ Thermotron TM 11/2, Firma Leybold

Meßbereiche mit Röhre TR 111	10^{-2}-10 mbar
" " " TR 112	10^{-3}- 1 mbar
Meßgenauigkeit, in Skalenteilen der linearen Skala	$\pm$ 1

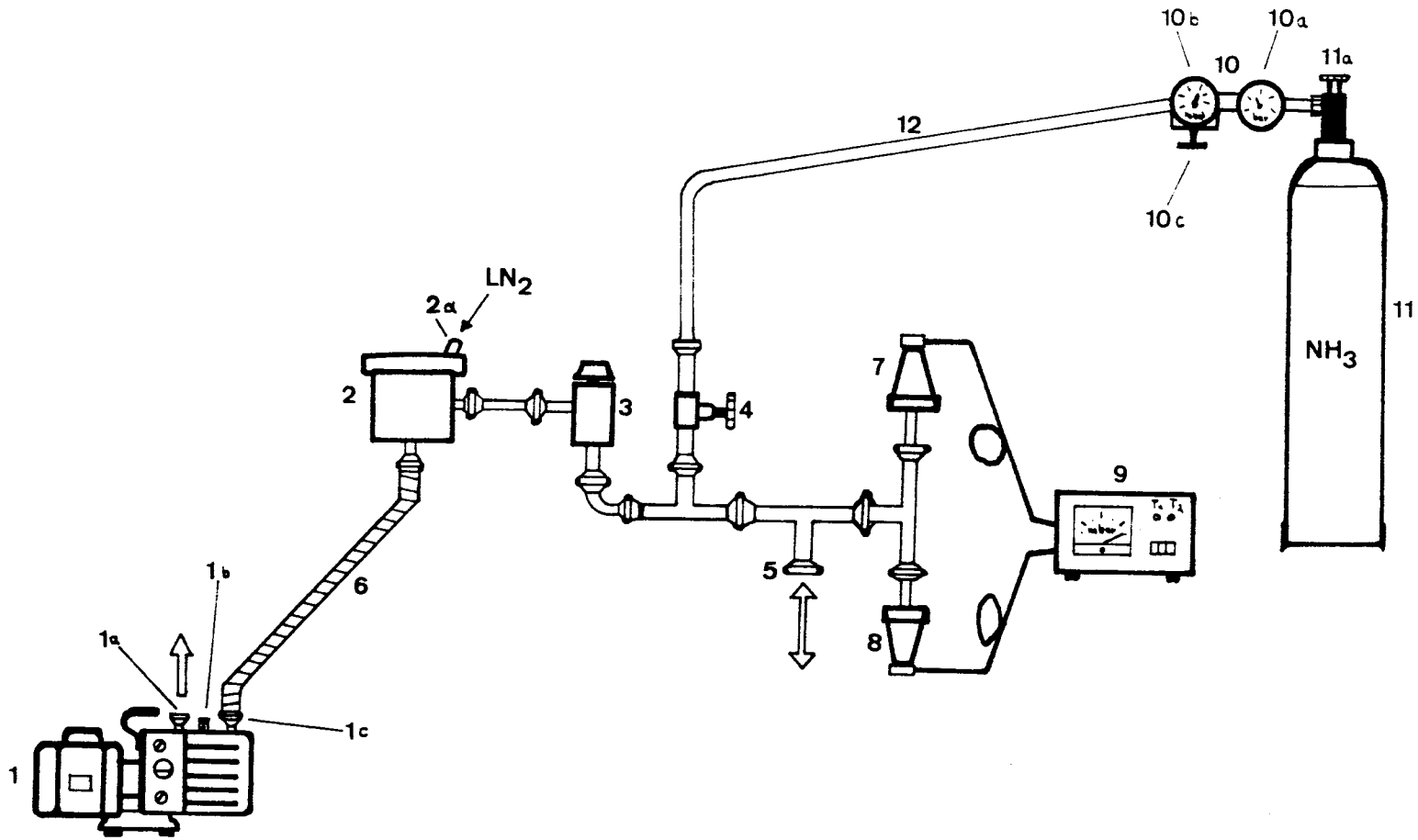


Bild 46 Vakuumaufbau (Erklärung der Zahlen auf der nächsten Seite)

Verwendete Teile und Geräte im Vakuumaufbau

1 Zweistufige Drehschieberpumpe, Typ:Leybold trivac d2A
   a) Auslaßstutzen
   b) Gasballast
   c) Saugstutzen

2 Kühlfalle, Typ: Leybold NW 16KF
   a) Einfüllstutzen für flüssigen Stickstoff

3 Eckabsperrventil, Typ: Balzers EVA 016H

4 Gaseinlaßventil

5 Saug- und Einlaßstutzen zum Anschluß der Vakuumapparatur an die Absorptionszelle

6 Wellschlauch, flexible Vakuumverbindung

7 Vakuummeßröhre, Typ: Leybold TR 111 (10^{-2}- 10 mbar)

8 " " " TR 112 (10^{-3}- 1 mbar)

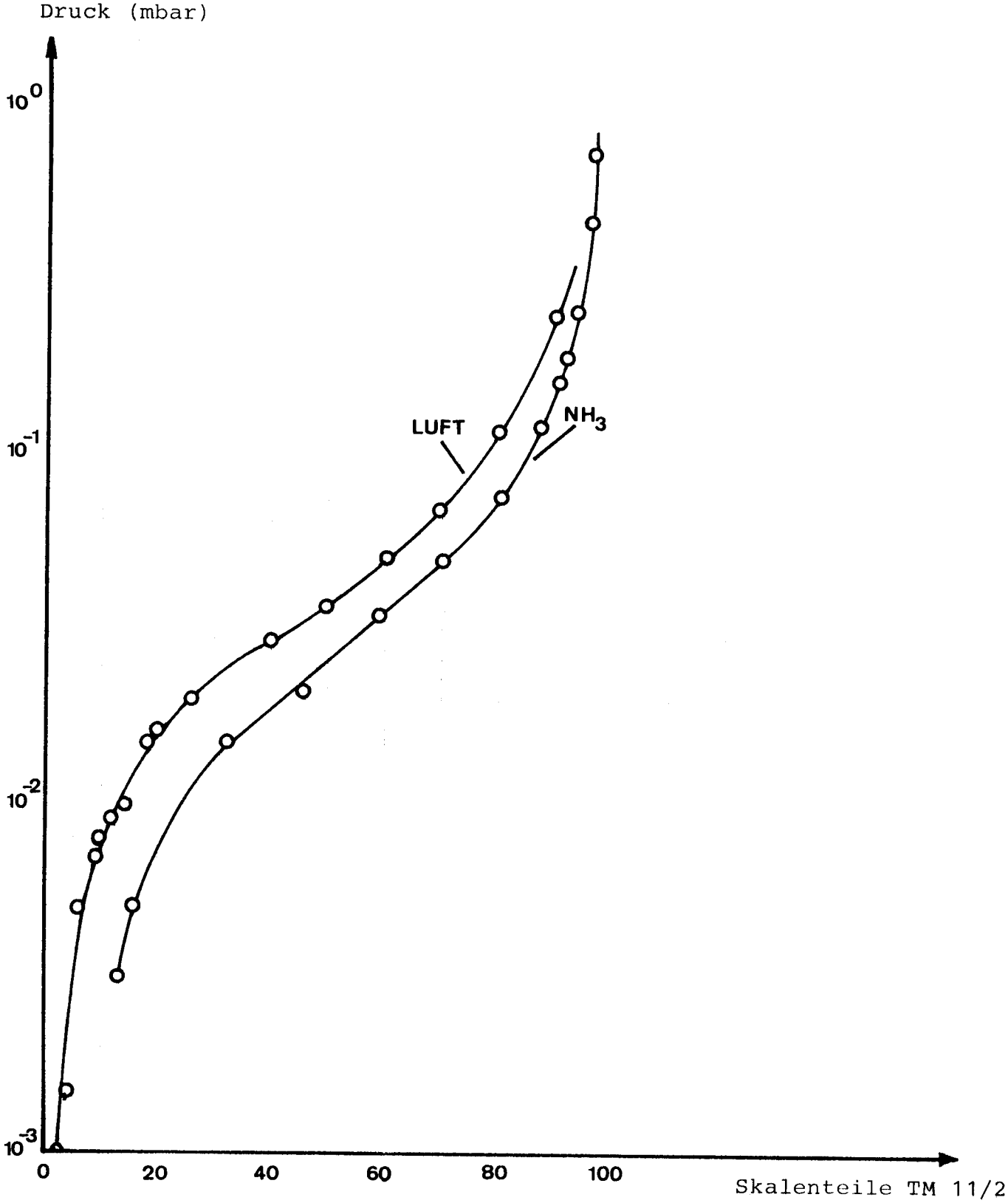
9 Vakuummeßgerät, Typ: Leybold Thermotron TM 11/2

10 Druckminderer für Ammoniak
   a) Vordruckmanometer (mißt Flaschendruck)
   b) Hinterdruckmanometer (verminderter Druck zum System)
   c) Einstellknebel für den Niederdruck

11 Ammoniakdruckflasche
   a) Handrad zum Absperren der Hochdruckseite

12 Druckschlauch

Bild 47 Kalibrierkurve für Ammoniak (NH_3)
gemessen mit Leybold Meßröhre TR112 und Leybold Thermotron TM 11/2, Vergleichsmeßgerät McLeod



3.2.1. Vakuumverbindungen

Alle Vakuumverbindungen des Aufbaus erfolgten mit Normbauteilen der Nennweite 16, alle Flansche sind mit Kunststoffdichtungen abgedichtet und werden durch Spannringe zusammen gehalten.

3.2.2. Störungsursachen

Es ist darauf zu achten, daß während der Versuchsdurchführung das Abgas vom Gasauslaßstutzen (1a) der Pumpe über den Abgasschlauch ins Freie geleitet wird, da es sonst zu Geruchsbelästigungen kommt. Ammoniak ist in geringen Konzentrationen nicht schädlich, starke Konzentrationen jedoch führen zu Atembeschwerden und sind unbedingt zu vermeiden.
Ammoniak greift Oberflächen aus Messing, Bronze und Aluminium an, dies kann evtl. zu Störungen führen.
Folgende Störfälle sind denkbar:

A) Beschädigung der Hohlleiteroberfläche an der Innenseite der Absorptionszelle, die Folge ist eine größere Dämpfung der Hohlleiterwelle durch größere Verluste der Wandströme.

B) Undichtigkeiten an den Vakuumfenstern. Die Fenster sind mit weichen Kunststoffdichtungen abgedichtet. Voraussetzung für eine dichte Verbindung ist eine saubere, glatte Oberfläche. Durch die agressive Wirkung von NH_3 auf Messing, hieraus besteht der Hohlleiter, kann es zu Veränderungen der Oberfläche kommen, die sich auch unter den Dichtungen fortpflanzen. Dadurch können Lecks entstehen. Es ist dann notwendig, die Verbindung zu lösen und den Ring und die Oberfläche des Hohlleiterflansches zu reinigen.

C) Die Veränderung an Aluminiumoberflächen durch Ammoniak macht sich nicht störend bemerkbar. Nach Aussage der Lieferfirma der Drehschieberpumpe führt NH_3 zwar zu Veränderungen an der Oberfläche des Pumpeninnengehäuses (Aluguß), die jedoch unbedenklich sind und lediglich zur Verfärbung des Pumpenöls führen. Es ist empfehlenswert, nach dem Versuch die Pumpe 1-2 Std. mit geöffnetem Gasballast (1b) laufen zu lassen und erst dann abzuschalten. Leichte Geruchsbelästigungen können auftreten.

D) Nachteilig könnte sich die Wirkung des NH_3 auf die Pumpenlager auswirken, sie bestehen aus Bronze. Im Extremfall kommt es zum Ausfall des Lagers. Dem läßt sich durch verkürzte Ölwechselintervalle vorbeugen.

3.3. Mechanischer Aufbau

Die Absorptionszelle besteht aus gefalteten Hohlleitern und ist mechanisch wenig stabil, sie muß daher unterstützt werden. Die Hohlleiter und die dazugehörenden Bauteile, wie Wellenmesser, Abschwächer, Richtkoppler und Einwegleitung, sind zusammen mit dem Vakuumaufbau auf einem Wagen installiert. Die Geräte, wie Generator, Oszillograf, Sweep- und ALC-Abschwächer und Powermeter, sind in einem 19''-Rack untergebracht. Die Verbindung des Generator-Hohlleiterausganges mit dem Mikrowellenaufbau auf dem Wagen erfolgt über flexible Hohlleiter.
Es ist darauf zu achten, daß das Rack und der Wagen durch die vorhandene Kette zusätzlich verbunden sind, dadurch wird ein ungewolltes Beschädigen der flexiblen Hohlleiter vermieden.
Durch die Vibration der Drehschieberpumpe, sie ist auf einem unteren Fachboden des Wagens untergebracht, können Mikrofonieeffekte zu Störungen des Absorptionssignals führen, z.B. Zittern des Osz.-grafenbildes. Dies rührt vom Vibrieren des Abschwächerfähnchens und der flex. Hohlleiter her, deshalb ist auf gute mechanische Entkopplung der Pumpe vom Versuchsaufbau zu achten. Die flex. Vakuumverbindung zwischen Pumpe und Kühlfalle soll keine Berührung mit dem oberen Fachboden haben, und die Pumpe soll auf dämpfendem Material abgestellt werden.

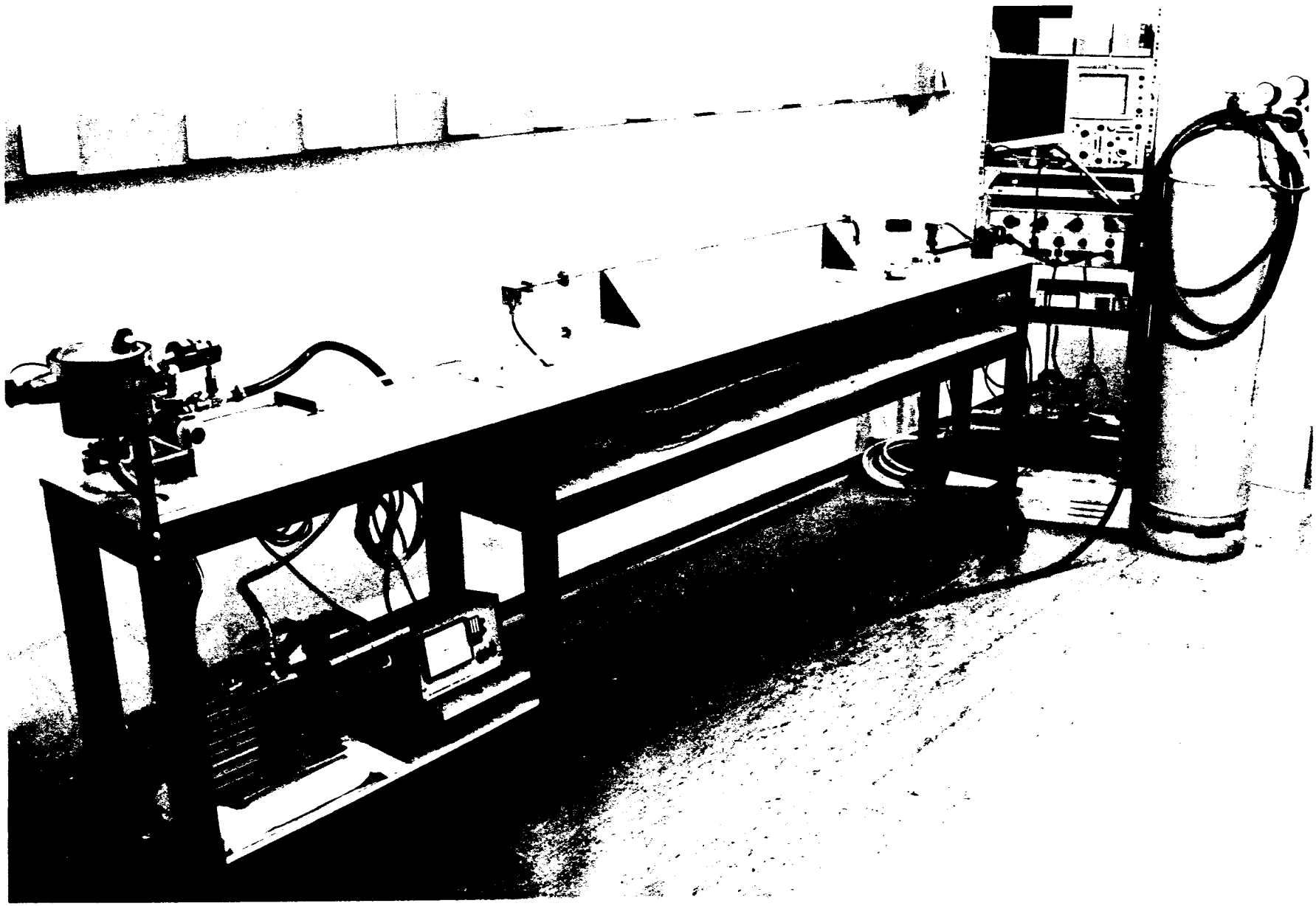


Bild 48 Versuchsaufbau, Apparatur zum Messen des NH_3-Inversionsspektrums

4. Vorbereitungen zum Messen

4.1. Vakuumvorbereitungen

Vor Beginn der Messung ist die Absorptionszelle mit der Drehschieberpumpe bis auf einen Druck von ca. 10^{-3}mbar zu evakuieren. Das Abpumpen läßt sich durch Einfüllen von flüssigem Stickstoff in die Kühlfalle beschleunigen. Nach längeren Gebrauchspausen muß die Apparatur ausgeheizt werden, damit evtl. angesammelter Wasserdampf entweicht. Während des Ausheizens muß die Vakuumpumpe saugen. Das Saugvermögen der Drehschieberpumpe reicht für den Ausheizvorgang nicht aus, deshalb empfiehlt es sich, einen Pumpstand mit Turbomolekularpumpe, im Fachbereich mehrfach vorhanden, anzuschließen. Die Temperatur der Heizbänder soll 90°C nicht übersteigen,weil sonst die Indiumdichtungen erweichen. Lötstellen, die zusätzlich mit Zwei-Komponenten-Kleber gedichtet sind, z.B. der Fuß des Pumpstutzens, sollen keinen direkten Kontakt mit den Heizbändren haben.
Nach erfolgreichem Ausheizen sollte das Vakuum in der Absorptionszelle nach Absperren des Ventils zur Pumpe und bei fest zugedrehtem Gaseinlaßventil 1-2 Minuten einen Wert von 10^{-3}mbar beibehalten. Ein schnelles Verschlechtern des Vakuums erfordert u.U. ein Wiederholen des Ausheizvorganges. Zuvor sollte jedoch bei geöffnetem Pumpventil und saugender Pumpe der Vakuumaufbau auf Leckstellen hin überprüft werden. Hierzu besprüht man nacheinander kritische Stellen, wie Vakuumfenster, Hohlleiterdichtungen, Pumpstutzen und Dichtungen der Vakuumnormbauteile mit Methanol. Verschlechtert sich während des Ansprühens sprunghaft das Vakuum, so deutet dies auf eine undichte Stelle hin, die dann neu abgedichtet werden muß.

Achtung, Methanol niemals auf heiße Teile sprühen, die entstehenden Dämpfe sind explosiv und giftig.

4.1.1. Vakuum- und NH_3-Einstellungen

Beim Ammoniak lassen sich ca. 40 Feinstruktur-Linien messen. (Im Bereich 18-26,5 GHz) Die für diese Messungen benötigte Zeit übersteigt die Zeitspanne, wo das Vakuum in der Absorptionzelle konstant bleibt, erheblich. Aus diesem Grunde sollte man anders erfahren.

Die Apparatur wird mit der Drehschieberpumpe und vorgeschalteter Kühlfalle (LN_2 gefüllt) bis auf 10^{-3}mbar evakuiert. Nun wird Ammoniakgas eingelassen. Der Knebel am Druckminderer wird bis auf wenige Gewindegänge herausgedreht. Das Niederdruckmanometer soll auf „0" stehen. Jetzt wird das Handrad der Gasflasche geöffnet, das Hochdruckmanometer zeigt einen Wert von 2-5 bar an. Mittels des Einstellknebels wird vorsichtig ein Niederdruck von 0,3-0,5 bar eingestellt. Mit dem Gaseinlaßventil ist nun ein feiner Gasstrom einzustellen.
Das einströmende Gas wird größtenteils direkt von der Pumpe abgesaugt, ein kleiner Teil strömt jedoch in die Absorptionszelle, dies reicht aus, um die Absorptionen zu beobachten, die den Feinstrukturlinien entsprechen. Das Vakuummeter sollte einen Druck von ca.10^{-2}mbar anzeigen. Der angezeigte Druck ist nicht genau der Druck in der Absorptionszelle, da zu den Enden hin ein Druckunterschied besteht (Leitwerte der Vakuumbauteile). Die Druckangabe ist nur Orientierungshilfe. Dieses Verfahren eignet sich nicht zur Messung der Größe der Absorption, hierbei muß bei jeder Linie das aufwendigere Verfahren des erneuten Abpumpens und Einlassens des Gases auf den gewünschten Wert bei abgesperrter Pumpleitung angewendet werden. Das einfache Verfahren, Gaseinlassen und gleichzeitiges Abpumpen, eignet sich auch beim Messen der Hyperfeinstruktur, nur muß hier ein kleinerer Gasstrom am Einlaßventil eingestellt werden, und das Vakuummeter sollte einen Druck von ca.$5 \cdot 10^{-3}$mbar anzeigen.

Störungshinweis:

Es kann vorkommen, daß der Druck plötzlich ansteigt, obwohl an der Gaseinstellung nichts verändert worden ist, und die Pumpe saugt. Dies hat möglicherweise folgenden Grund: Das NH_3-Gas wird in der Kühlfalle ausgefroren und verdampft wieder, wenn die Füllung mit flüssigem Stickstoff verbraucht ist. Die entstehende Gasmenge ist größer als das Saugvermögen der Pumpe, daraus resultiert der Druckanstieg.

4.2. Einstellungen am Mikrowellengenerator und Abschwächer

Der Aufbau muß nach Bild 44 verkabelt sein.

a) Messen der Feinstrukturlinien

Der Generator wird auf Δf-Betrieb geschaltet und ein breitbandiger Hub eingestellt, Δf=300 MHz. Einschalten des Generators durch den Netzschalter in Stellung „Stand By", nach ca.

2 Minuten weiterschalten auf „On". Der Drehknopf „Level" wird auf einen Wert um =3= eingestellt. Den Abschwächer für das Levelsignal auf =18 dB= stellen. Die Taste „ALC" muß gedrückt sein. Der Generator sollte auf einer Frequenz um 24 GHz schwingen, weil hier die stärkste Absorptionslinie erwartet wird. Der Hohlleiterabschwächer bleibt in =O= Stellung.

b) Messen der Hyperfeinstruktur
Einstellungen wie unter a), nur Δf=7-10 MHz und Abschwächen der Mikrowellenleistung mit dem Hohlleiterabschwächer. Eine Empfehlung für die Einstellung kann nicht gegeben werden, da die für die jeweilige Linie optimale Einstellung selbst herausgefunden werden muß.

4.3. Einstellungen am Oszillografen

Der Oszillograf arbeitet im X-Y-Betrieb, d.h., die eingebaute Zeitablenkung ist abgeschaltet, deren Funktion wird vom Sägezahngenerator des Mikrowellenoszillators übernommen. Die notwendige Verbindung ist im Bild 44 eingezeichnet. In die Leitung ist ein nicht geeichter Abschwächer eingeschleift, mit dem es möglich ist, die Sägezahnamplitude zu verändern. Es ist ratsam,eine X-Auslenkung von 7-8 cm zu wählen. Der Y-Eingang (Ch. 2, Invertiermöglichkeit) ist mit dem Ausgang des Gleichspannungsverstärkers zu verbinden, dessen Eingang wird mit einem möglichst kurzen Kabel (Störabstand) mit der Signaldiode verbunden. Der DC-Verstärker liefert am Ausgang einen eingeprägten Strom, ca. 5 mA. Der Y-Verstärker des Oszillografen ist hochohmig, einige MOhm. Würde man nun den Ausgang des DC-Verstärkers direkt mit dem Y-Verstärker belasten, so würden Sättigungserscheinungen auftreten, denn die max. Ausgangsspannung des DC-Verst. beträgt 12 V. Aus diesem Grund wird der Eingangswiderstand durch Parallelschalten anderer Widerstände angepaßt. Hierzu wurden die koaxial ausgeführten HP-Load-Resistors 11523 A verwendet. Durch 3 Widerstände erreicht man einen geeigneten Gesamtwiderstand. Über ein BNC-T-Stück werden nun das Kabel vom Ausgang des DC-Verst., die zusammengesteckten Widerstände und der Oszillografen Y-Eingang verbunden. Aus Gründen des Störabstandes wird diese Schaltung unmittelbar am Y-Eingang ausgeführt.
Die Ausgangsspannung des DC-Verst. besteht aus einer Gleich- und der eigentlich interessierenden Wechselspannungskomponente,

sie stellt das Absorptionssignal dar. Die Frequenz dieser Spannung ist abhängig von der gewählten Sweep-Frequenz und beträgt in Stellung „Line-Sync." des Sweeptime-Selektors 100 Hz. Es ist bei dieser Frequenz erlaubt, den Y-Verstärker im AC-Mode zu betreiben.(Einfluß der Eingangskapazität vernachlässigbar)
Wenn alle Einstellungen erfolgt sind und in der Absorptionzelle sich NH_3-Gas befindet, so erscheint auf dem Oszillografenschirm ein Ausschnitt aus dem Inversionsspektrum. Es wird bei der empfohlenen Einstellung die J,K-3,3-Linie zu sehen sein. Zur Kontrolle sollte man den Gasstrom am Gaseinlaßventil variieren, es ist dann ein Verändern der Absorptionslinienform zu beobachten. Die Breite des Spektrumausschnittes ist durch die Δf-Wahl vorgegeben. Der Hub sollte nun bis auf 10-20 MHz verringert werden. Vorher muß die Absorptionslinie in der Mitte des dargestellten Bereiches sein. Man erhält dann in diesem kleinen „Fenster" die isolierte Absorptionslinie.
Die Generatorfrequenz läßt sich durch eine Feineinstellung links außen auf der Oberseite des Generatorgehäuses geringfügig verändern.
Das Inversionspektrum erhält man durch Abtasten des gesamten Frequenzbereiches, 18-26,5 GHz, mit kleinem Hub. Insgesamt wurden mit der gebauten Apparatur 39 Feinstrukturlinien gemessen, bei 7 Linien ließ sich Hyperfeinstruktur beobachten.

4.4. Frequenzbestimmung der Absorptionslinie mit dem Wellenmesser (Feinstrukturlinien)

Wenn auf dem Oszillografenschirm eine Absorptionslinie dargestellt ist,deren Frequenz zu bestimmen ist, so stellt man dazu den Wellenmesser grob auf die Frequenz ein, die am Generator durch den Skalenreiter „Start/CW" angezeigt wird. Verändert man nun vorsichtig die Einstellung des Wellenmessers, so kann man die Absorption des Wellenmessers der Linienabsorption überlagern. Die gesuchte Linienfrequenz ist dann eingestellt, wenn die Absorption maximal ist. Dabei ist zu bedenken, daß die Wellenmesserabsorption größer ist und eine geringere Güte hat als die Linienabsorption. Das Maximum der Überlagerung findet man genauer, wenn man bei großer Empfindlichkeit des Y-Verstärkers nur die Spitze der Gesamtabsorp-

tion betrachtet. Sollte die Spitze außerhalb des Darstellungsbereiches des Schirmbildes liegen und durch den Regler Y-Position des betreffenden Kanals nicht ins Bild zu holen sein, so ist zu bedenken, daß sich durch die Betriebsart „Sum" des Oszillografen der Darstellungsbereich durch Gebrauch beider Position-Regler vergrößern läßt. Der nicht benutzte Y-Kanal wird auf „Ground" geschaltet, um ungewollte Störungen durch Einstreuungen zu vermeiden.
Bei der Genauigkeit der Frequenzangabe ist die Toleranz des Wellenmessers zu berücksichtigen.

4.5. Frequenzmessung der Hyperfeinstruktur-Trabanten

Bei der Hfs interessiert der Abstand der Trabanten von der Hauptlinie. Die geringe Amplitude der Trabanten und der geringe Frequenzabstand, einige 100 KHz, erlauben es nicht, das gleiche Verfahren wie bei den Feinstrukturlinien anzuwenden, Größe und Halbwertsbreite der Wellenmesserabsorption lassen es nicht zu. Es gibt jedoch eine andere Möglichkeit, wobei durch Eichen der X-Achse in Frequenz pro Rastereinheit und Messen des Abstandes Trabant-Hauptlinie auf dem Schirmbild oder eines Schirmbildfotos doch eine Aussage über die Frequenz der Aufspaltung zu bekommen ist.

4.5.1. Linearitätsmessung

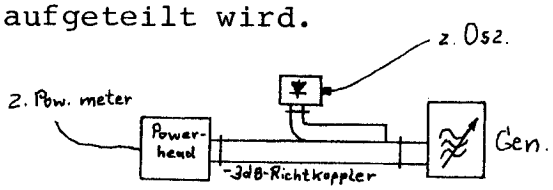
Bevor man annehmen darf, daß der X-Achse pro Längeneinheit des Schirmbildes gleiche Frequenzabstände entsprechen, muß dies überprüft werden.
Am Generator stellt man ein Δf von z.B. 100 MHz ein. Mit dem Wellenmesser bestimmt man nun den Beginn und das Ende des Bereiches und überprüft, ob der Unterschied beider Frequenzen dem gewählten Δf entspricht. Bei Abweichung ist die Einstellung des Generators entsprechend zu ändern. Hat man nun eine X-Auslenkung von z.B. 7 cm eingestellt, so müßte bei guter Linearität jedem cm eine Frequenz von $100/7$ MHz entsprechen. Dies läßt sich dadurch überprüfen, daß man die Frequenzen pro Raster notiert und daraus die Abstände errechnet. Im Idealfall sollten alle Differenzen gleich sein. Das Verfahren wird bei kleinen Δf-Werten unbrauchbar, weil das Maximum der Wellenmesserabsorption nicht genügend ausgeprägt ist. Für die Δf-Werte 105 -, 52 - und 25 MHz wurde eine Lineari-

tätsmessung durchgeführt, gemessen wurde bei 20 GHz, weil hier die Skala des Wellenmessers weiter gedehnt ist. Die X-Auslenkung betrug 7 cm.

cm	Frequenz in GHz (Wellenmesser)	Frequenz / cm	
0	19,950		
1	19,965	0,015	
2	19,980	"	
3	19,995	"	Δf=105 MHz
4	20,010	"	Linearität gut
5	20,025	"	
6	20,040	"	
7	20,055	"	
0	19,978		
1	19,985	0,007	
2	19,992	"	
3	20,000	0,008	Δf= 52 MHz
4	20,007	0,007	Linearität schwan-
5	20,o15	0,008	kend
6	20,o22	0,007	
7	20,030	0,008	
0	19,992		
1	19,995	0,003	
2	19,998	"	
3	20,002	0,004	Δf= 25 MHz
4	20,005	0,003	Linearität schwan-
5	20,o10	0,004	kend
6	20,014	"	
7	20,017	0,003	

4.6. Diodeneichung

Mit einer Mikrowellendiode ist innerhalb eines bestimmten Bereiches eine direkte Leistungsmessung möglich, wenn zwischen dem Diodenstrom und der Mikrowellenleistung Proportionalität besteht. Eine Aussage über die absolute Größe der gemessenen Leistung z.B. in µW ist nicht möglich.
Wenn mit der Diode generell die Leistung gemessen werden soll, so ist sie mit einem Absolutleistungsmeßgerät oder einem geeichten Abschwächer zu eichen. Mehrere Eichpunkte ergeben die Eichkurve. Anhand dieser Kurve läßt sich dann bei späteren Messungen 1. die Proportionalität zwischen Diodenstrom und eingestrahlter Leistung überprüfen und 2. die absolute Größe dieser Leistung bestimmen.
Beim Aufnehmen der Eichkurve wird der Diodenstrom oder die Diodenspannung gemessen. Die Diodenspannung kann bei definierter Belastung der Diode mit dem Oszillografen gemessen werden. Am Generator wird zu Beginn eine kleine Ausgangsleistung eingestellt . Der Wert der Diodenspannung wird zusammen mit dem Wert des anstelle der Diode angeschlossenen Leistungsmeßkopfes in ein Diagramm eingetragen. Dies wird bei unterschiedlichen Generatorleistungen wiederholt, durch Verbinden aller Punkte im Spannungs-Leistungs-Diagramm erhält man die Eichkurve.
Das lästige Ummontieren von Diode und Leistungsmeßkopf kann entfallen, wenn die Generatorleistung von einem Richtkoppler zu je 50% aufgeteilt wird.



Ein solcher-3dB-Richtkoppler ist für den Versuchsaufbau vorhanden.

5. Test der Apparatur

5.1. Gemessene Feinstruktur des NH_3-Inversionsspektrums

Im Versuch wurden die in der nachstehenden Tabelle aufgelisteten Linien beobachtet und deren Frequenzen mit dem Wellenmesser bestimmt. Zum Vergleich sind die errechneten Werte nach der Frequenzformel[1] von Sharbaugh,Madison und Bragg, Physic.Rev. Nr.76, 1949, S.1929, für das NH_3-Inversionsspektrum aufgeführt und die den Rechenwerten zugrundeliegenden Quantenzahlen J und K angegeben. Dies stellt jedoch keine Identifizierung der Feinstrukturlinien dar, das ist nur über die Hfs möglich.

Lagen für die einzelne Linie mehrere Frequenzwerte vor, so wurde der Mittelwert genommen.

Das Vakuummeter zeigte einen Druck von $2 \cdot 10^{-2}$mbar an, dieser Druck ist nicht der wirkliche Druck in der Absorptionszelle, sondern er stellt nur eine Orientierungshilfe dar.Siehe hierzu auch Kap.Vakuumeinstellungen.

[1] Seite -18-, Gleichg.(21)

Tabelle der gemessenen und berechneten Feinstrukturlinien des NH_3

Lfd. Nr.	$\bar{\nu}_{gemessen}$ [GHz]	J, K	$\bar{\nu}_{berechnet}$ [GHz]
1	18,028	7,3	18,058
2	18,293	10,7	18,282
3	18,398	6,1	18,382
4	18,510	9,6	18,495
5	18,818	8,5	18,819
6	18,893	6,2	18,879
7	19,227	7,4	19,216
8	19,766	6,3	19,735
9	19,842	5,1	19,836
10	20,379	5,2	20,371
11	20,724	8,6	20,722
12	20,735	9,7	20,739
13	20,809	7,5	20,806
14	20,852	10,8	20,857
15	20,997	6,4	20,996
16	21,072	11,9	21,076
17	21,136	4,1	21,134
18	21,290	5,3	21,293
19	21,706	4,2	21,704
20	22,240	3,1	22,235
21	22,660	5,4	22,654
22	22,693	4,3	22,687
23	22,735	6,5	22,734
24	22,835	3,2	22,835
25	22,927	7,6	22,927
26	23,104	2,1	23,099
27	23,232	8,7	23,235
28	23,665	9,8	23,660
29	23,701	1,1	23,694
30	23,728	2,2	23,723
31	23,875	3,3	23,870
32	24,140	4,4	24,139
33	24,206	10,9	24,208
34	24,536	5,5	24,533
35	24,881	11,10	24,883
36	25,062	6,6	25,056
37	25,690	12,11	25,694
38	25,716	7,7	25,715
39	26,529	8,8	26,519

5.2. Gemessene Hyperfeinstruktur-Aufspaltung

Die Hfs konnte bei 7 Feinstrukturlinien nachgewiesen werden. Das Vakuummeter zeigte einen Druck von ca.$5 \cdot 10^{-3}$mbar an (Orientierungshilfe).
Es ist hier notwendig,die Mikrowellenleistung mit dem Hohlleiterabschwächer zu bedämpfen. Ein Richtwert für die Einstellung kann nicht gegeben werden.
Zur Auswertung der Hfs-Aufspaltung ist folgendes zu bemerken:

Von allen Linien mit beobachtbarer Hfs wurde ein Schirmbildfoto angefertigt, dabei wurde das Schirmbildraster beleuchtet und mit aufgenommen. Für den Hub Δf wurde 10 MHz gewählt, mit dem Wellenmesser festgelegt. Die Linearität der X-Achse, Frequenz pro Rastereinheit, ließ sich nicht überprüfen. Die X-Auslenkung betrug 7 cm (Einh.d.Rasters), entsprechend 1,428 MHz pro Rastereinheit.
Die Schirmbildfotos wurden mit dem Episkop 4-5 fach vergrößert und dann ausgewertet.
Die Linien sind in der folgenden Abbildung A)-G) im Originalmaß dargestellt, die angegebenen Frequenzwerte stammen aus der vergrößerten Darstellung. Für jede Linie sind noch die relativen Intensitäten der Trabanten bezüglich der Hauptlinie angegeben.

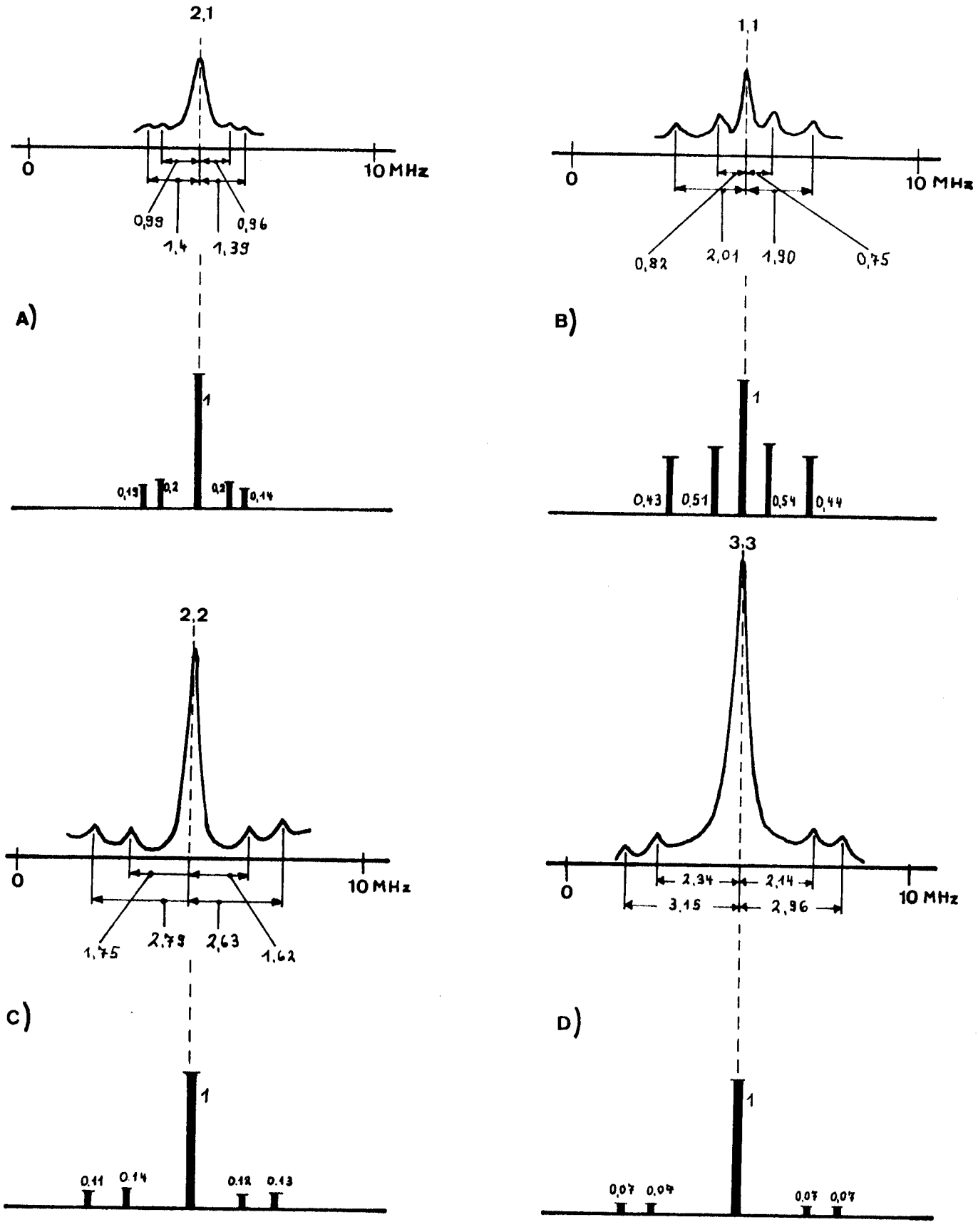


Bild 49 Hfs-Aufspaltung der Feinstrukturlinien

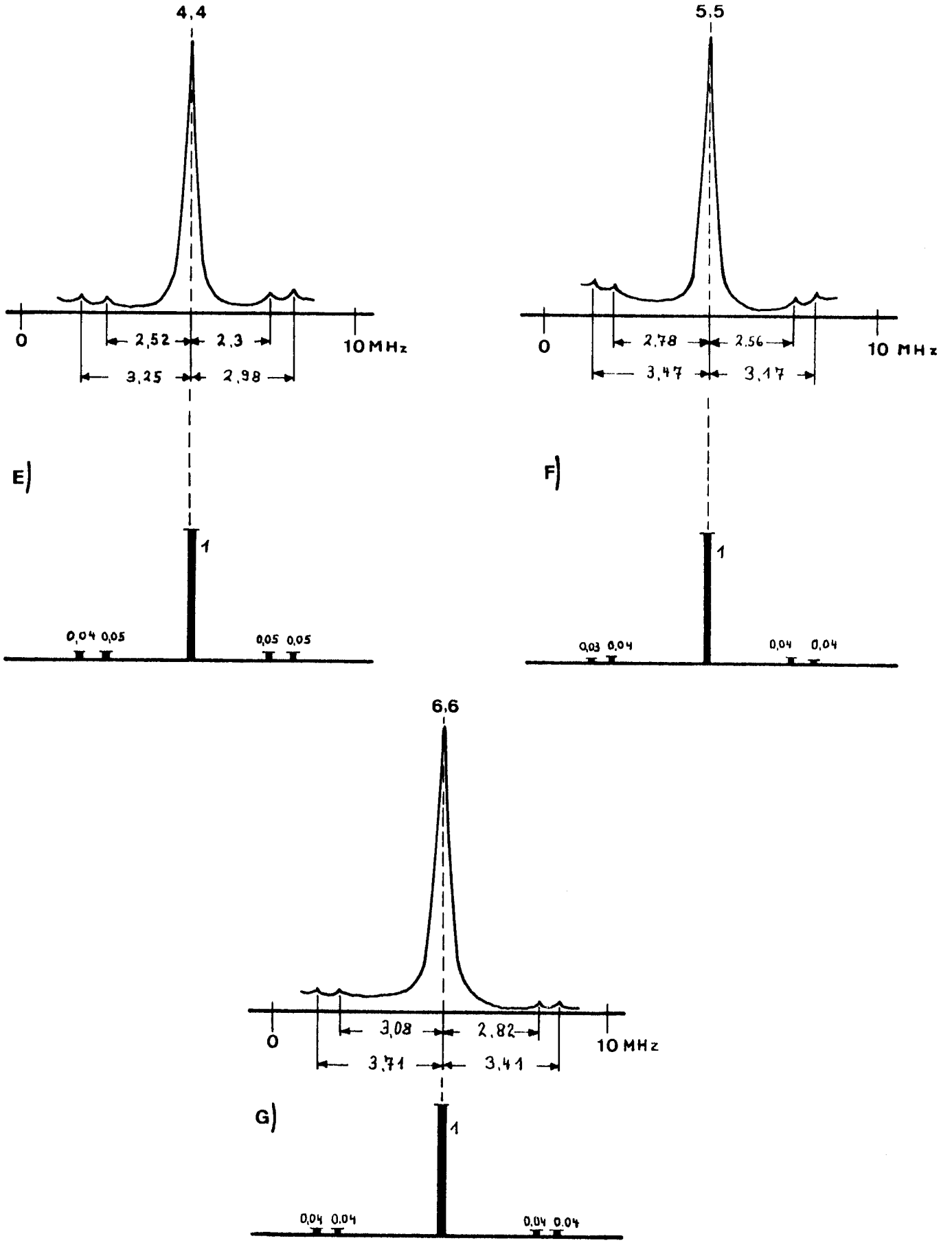


Bild 49 Hfs-Aufspaltung der Feinstrukturlinien

Auswertung der 5-fach vergrößerten Schirmbildfotos, 1 Einheit des Schirmbildrasters wurde auf 50mm vergrößert. Daraus ergibt sich für 1mm der Vergrößerung eine Frequenz von 0,02857 MHz

Linie J , K		Trabanten-Hauptl.abstand in mm außen	Trabanten-Hauptl.abstand in mm innen	Trabanten-Hauptl.abstand in MHz außen	Trabanten-Hauptl.abstand in MHz innen
1,1	links	70,5	28,5	2,01 ± 0,4	0,82 ± 0,2
	rechts	66,5	26,5	1,90 ± 0,4	0,75 ± 0,2
2,2	links	97,5	61,5	2,79 ± 0,6	1,75 ± 0,4
	rechts	92,0	56,5	2,63 ± 0,5	1,62 ± 0,3
3,3	links	110,0	81,5	3,15 ± 0,6	2,34 ± 0,5
	rechts	103,5	75,0	2,96 ± 0,6	2,14 ± 0,4
4,4	links	113,5	88,5	3,25 ± 0,7	2,52 ± 0,5
	rechts	104,5	80,5	2,98 ± 0,6	2,30 ± 0,5
5,5	links	121,5	97,5	3,47 ± 0,7	2,78 ± 0,6
	rechts	111,0	89,5	3,17 ± 0,6	2,56 ± 0,5
6,6	links	130,0	108,0	3,71 ± 0,8	3,08 ± 0,6
	rechts	119,5	98,5	3,41 ± 0,7	2,82 ± 0,6

Abstandsverhältnisse der äußeren zu den inneren Trabanten

Linie J,K	Bild 49	theoretisch *)	durch Experiment	
2,1	A)	1/4 :5/56=2,8	links: 1,4 :0,99=1,4141 rechts: 1,39:0,96=1,4479	1,4310 **)
1,1	B)	3/8 :3/20=2,5	links: 2,01:0,82=2,4512 ±0,323 rechts: 1,9 :0,75=2,5333 ±0,363	2,4923 ±0,243
2,2	C)	1/2 :9/28=1,5556	links: 2,79:1,75=1,5943 ±0,108 rechts: 2,63:1,62=1,6235 ±0,118	1,6089 ±0,080
3,3	D)	9/16:5/12=1,35	links: 3,15:2,34=1,3461 ±0,072 rechts: 2,96:2,14=1,3832 ±0,080	1,3647 ±0,054
4,4	E)	3/5 :21/44=1,2571	links: 3,25:2,52=1,2897 ±0,065 rechts: 2,98:2,3 =1,2957 ±0,071	1,2927 ±0,048
5,5	F)	5/8 :27/52=1,2037	links: 3,47:2,78=1,2482 ±0,058 rechts: 3,17:2,56=1,2383 ±0,062	1,2433 ±0,042
6,6	G)	9/14:11/20=1,1688	links: 3,71:3,08=1,2045 ±0,051 rechts: 3,41:2,82=1,2092 ±0,056	1,2069 ±0,038

*) S. 23-29

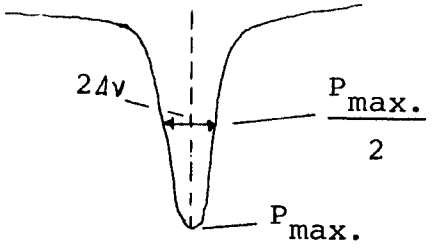
**) nicht ausgewertet

Berechnen der Quadrupolkopplungskonstanten „eqQ"

Linie J , K		Trabantenabstand in Einheiten v. $\lvert eqQ \rvert$ außen	innen	ergibt $\lvert eqQ \rvert_i$ in MHz außen	innen	Mittelwert $1/24 \cdot \sum_{i=1}^{24} \lvert eqQ_i \rvert$
1,1	links	3/8	3/20	5,36 ± 1,1	5,47 ± 1,3	($\lvert 5{,}29 \rvert$ ± 0,2) MHz
	rechts	"	"	5,07 ± 1,1	5,00 ± 1,3	
2,2	links	1/2	9/20	5,58 ± 1,2	5,44 ± 0,9	
	rechts	"	"	5,26 ± 1,0	5,04 ± 0,7	
3,3	links	9/16	5/12	5,60 ± 1,1	5,62 ± 1,2	
	rechts	"	"	5,26 ± 1,0	5,14 ± 1,0	
4,4	links	3/5	21/44	5,42 ± 1,2	5,28 ± 1,1	
	rechts	"	"	4,97 ± 1,0	4,82 ± 1,1	
5,5	links	5/8	27/52	5,55 ± 1,1	5,35 ± 1,2	
	rechts	"	"	5,07 ± 1,0	4,93 ± 1,0	
6,6	links	9/14	11/20	5,77 ± 1,2	5,60 ± 1,1	
	rechts	"	"	5,30 ± 1,1	5,13 ± 1,1	

5.3. Gemessene Druckabhängigkeit der Linienbreite

Die Abhängigkeit der Linienbreite vom Gasdruck in der Absorptionszelle wurde an der 3,3-Linie, der stärksten Linie des NH_3-Inversionsspektrums, untersucht.
Die druckverbreiterte Linie wurde fotografiert und mit einem Episkop 5-fach vergrößert. Aus der Vergrößerung wurde die Linienbreite bestimmt. Linienbreite ist die Halbwertsbreite „$\Delta\nu$", dies ist die Breite der Linie vom Punkt maximaler Absorption zum Punkt halber Intensität. Die volle Breite der Linie zwischen den Punkten halber Intensität ist demnach „$2\Delta\nu$".



Die Darstellung der mehrfach belichteten Fotos konnte aus Formatgründen nur mit 3,5-facher Vergrößerung erfolgen. Ein Teil der Fotos ist im Originalmaßstab dargestellt. Die angegebenen Linienbreiten wurden aus der 5-fachen Vergrößerung ermittelt.
Im Proportionalitätsbereich (C,D,E,F) wurde an jedem Punkt mehrfach gemessen, es sind nicht alle Schirmbildaufnahmen dargestellt. Die Mittelwerte sind im Bild eingezeichnet.

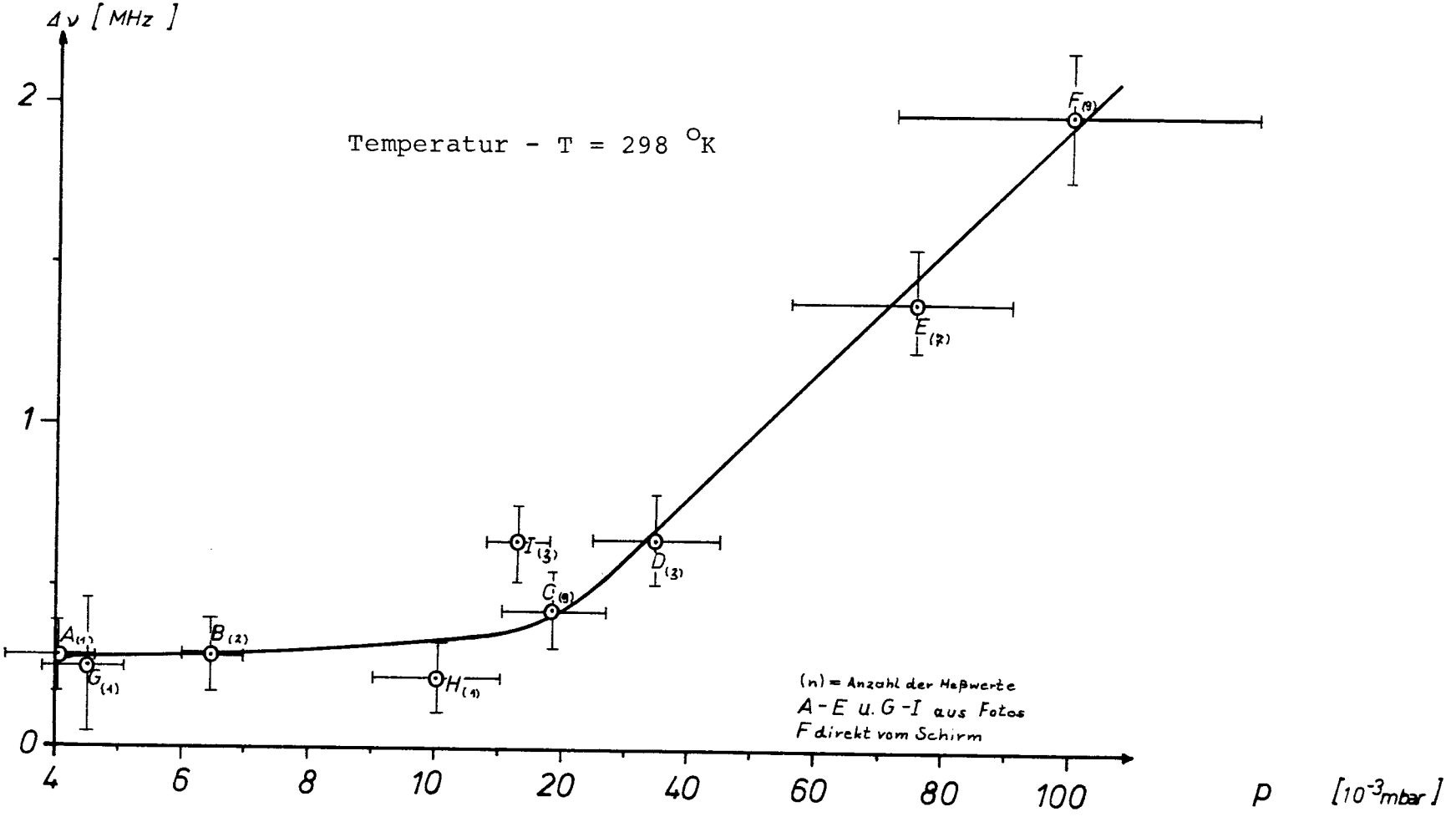
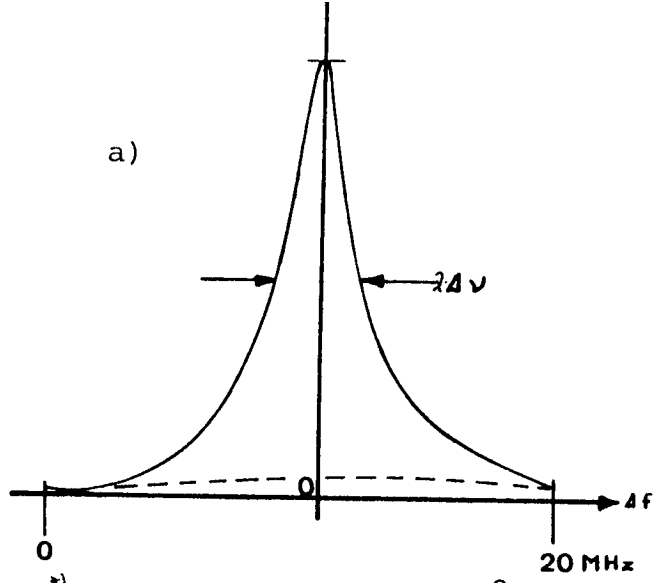


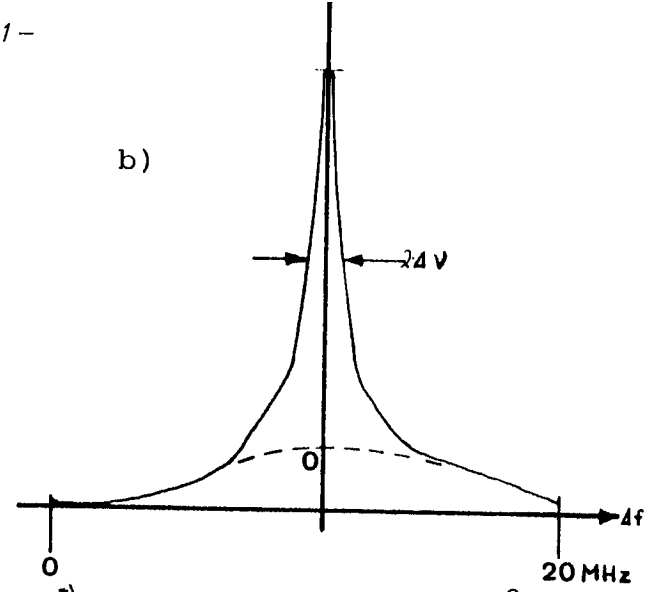
Bild 50 Druckabhängigkeit der Linienhalbwertsbreite, gemessen an der 3,3-Linie des NH_3-Inversionsspektrum. Lagen mehrere Werte vor, so wurde gemittelt. Auswertung der Bilder.

a)



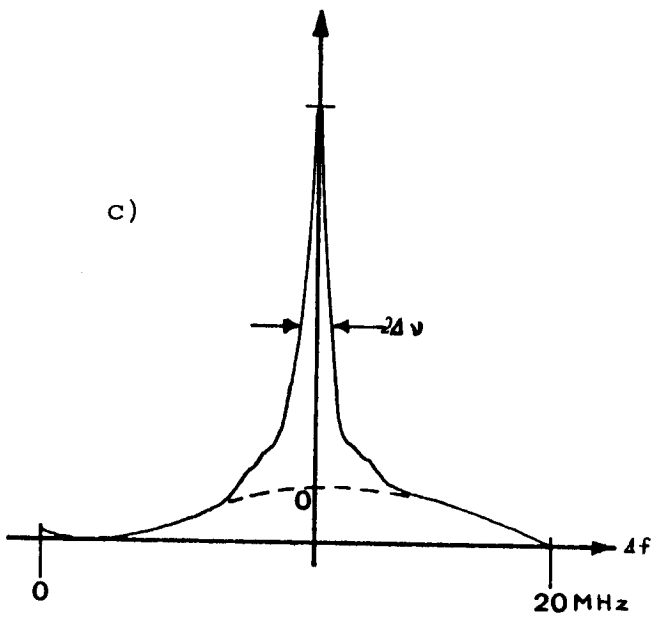
$2\cdot\Delta\nu^{*)}$ = 3,1 MHz, p= $7{,}5 \cdot 10^{-2}$ mbar

b)



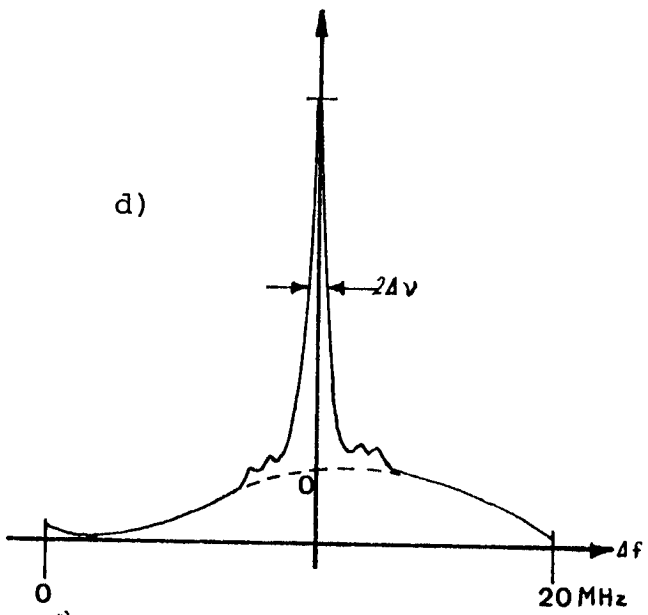
$2\cdot\Delta\nu^{*)}$ = 1,4 MHz, p= $3{,}5 \cdot 10^{-2}$ mbar

c)



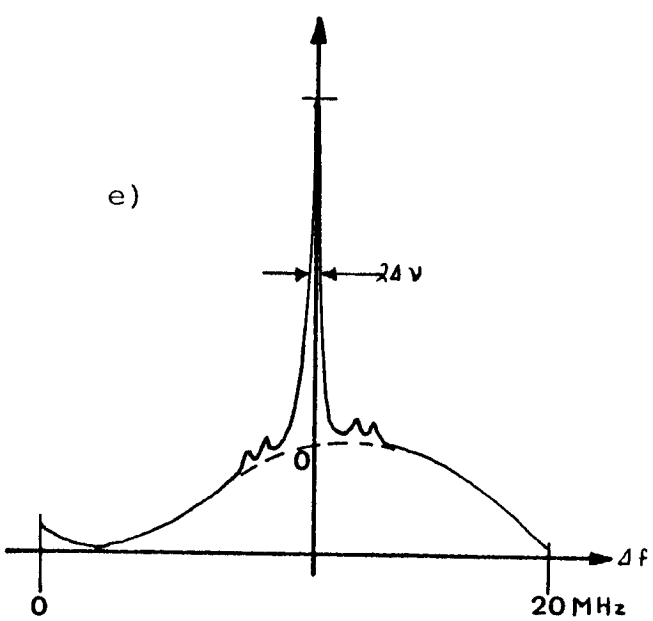
$2\cdot\Delta\nu^{*)}$ = 1,1 MHz, p= $1{,}65 \cdot 10^{-2}$ mbar

d)



$2\cdot\Delta\nu^{*)}$ = 0,65 MHz, p= $6{,}5 \cdot 10^{-3}$ mbar

e)



$2\cdot\Delta\nu^{*)}$ = 0,49 MHz, p= $4{,}5 \cdot 10^{-3}$ mbar

= Bezugslinie

Bild 51 a-e

Druckabhängigkeit der Halbwertsbreite der 3,3-Linie (Darstellung der Schirmbildfotos in Originalgröße, Amplituden-Verstärkung angeglichen)

*) Auswertung des 5-fach vergrößerten Episkopbildes (Vorlage)

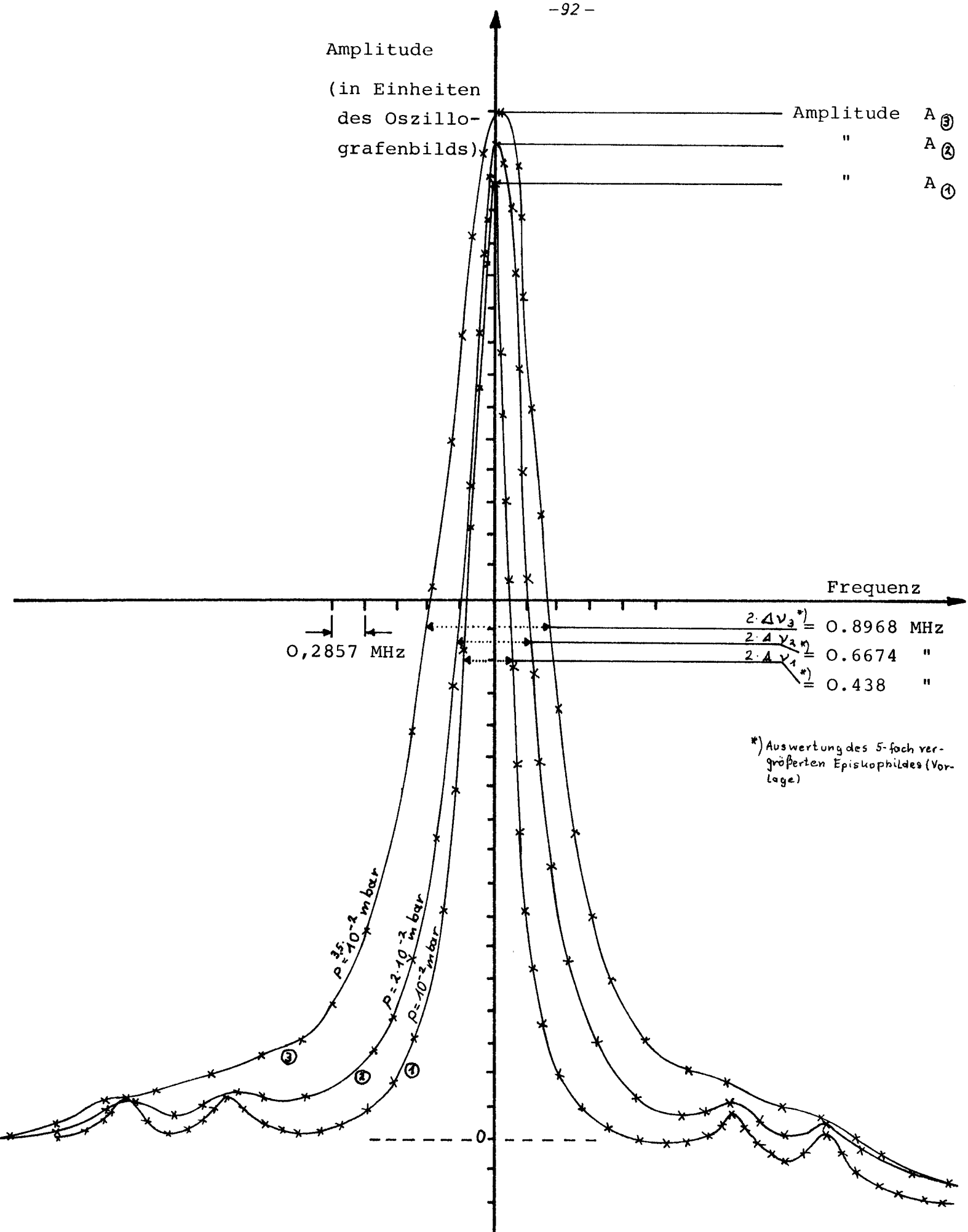


Bild 52 Druckabhängigkeit der Halbwertsbreitender Absorptionslinien, gemessen an der 3,3-Linie des NH_3-Inversionsspktr.

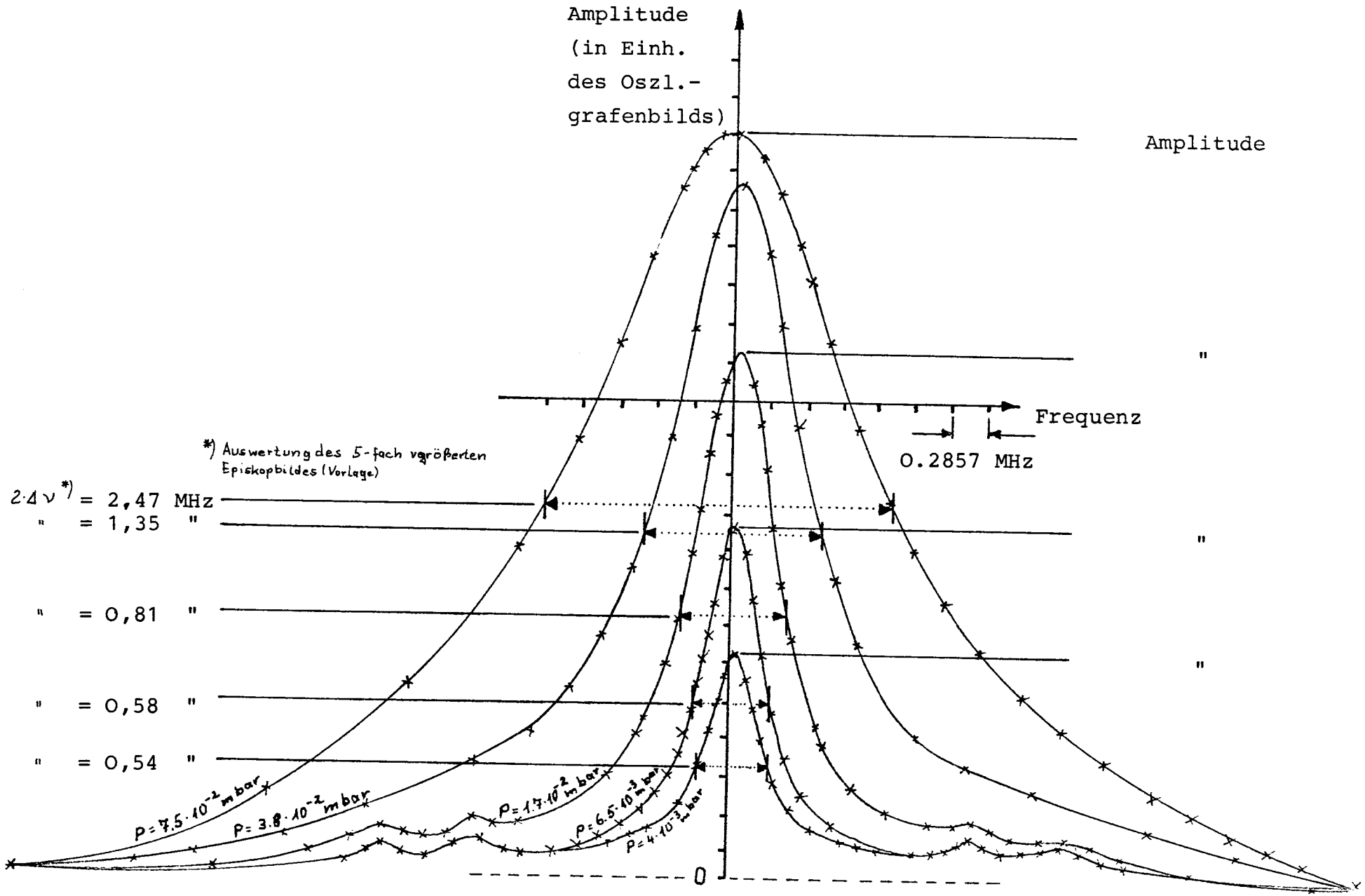


Bild 53 Druckabhängigkeit der Halbwertsbreiten der Absorptionslinien, gemessen an der 3,3- Linie des NH_3- Inversionsspektrums

5.4. Gemessene Feinstrukturlinien-Absorption

Im folgenden Bild ist die Feinstruktur des Ammoniak-Inversionsspektrums dargestellt. Die einzelnen Linien sind durch die Angabe ihrer Quantenzahlen J und K gekennzeichnet. Die Linie J=8, K=8 konnte aus Platzgründen nicht mit eingezeichnet werden.

Als Maß für die Linienabsorption ist der maximale Absorptionskoeffizient „$\alpha_{max.}$" in „ $\frac{dB}{m}$ " angegeben.

Berechnungsprinzip für „$\alpha_{max.}$" :

$$\alpha_{max.}\left(\frac{dB}{m}\right) = \frac{10}{l} \cdot \log \frac{P_{Rf_2}}{P_{Rf_1}}$$

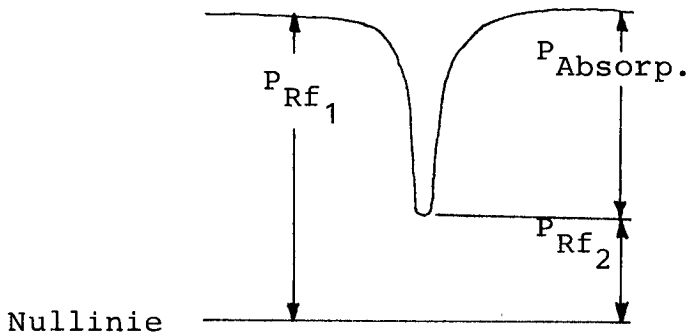
Wobei:

l = Länge der Absorptionszelle,

P_{Rf_1} = Intensität der Strahlung ohne Absorption,

P_{Rf_2} = Intensität der Strahlung nach erfolgter Absorption .

Gemessen wurde „P_{Rf_1}" und „$P_{Absorp.}$" .



$$P_{Absorp.} = P_{Rf_1} - P_{Rf_2}$$

Damit folgt für den Absorptionskoeffizienten:

$$\alpha_{max.}\left(\frac{dB}{m}\right) = \frac{10}{l} \cdot \log \left(1 - \frac{P_{Absorp.}}{P_{Rf_1}}\right)$$

Die Intensitäten wurden mit der Signaldiode gemessen, dabei wurde wieder angenommen, daß mit ihr eine direkte Leistungsmessung möglich ist.

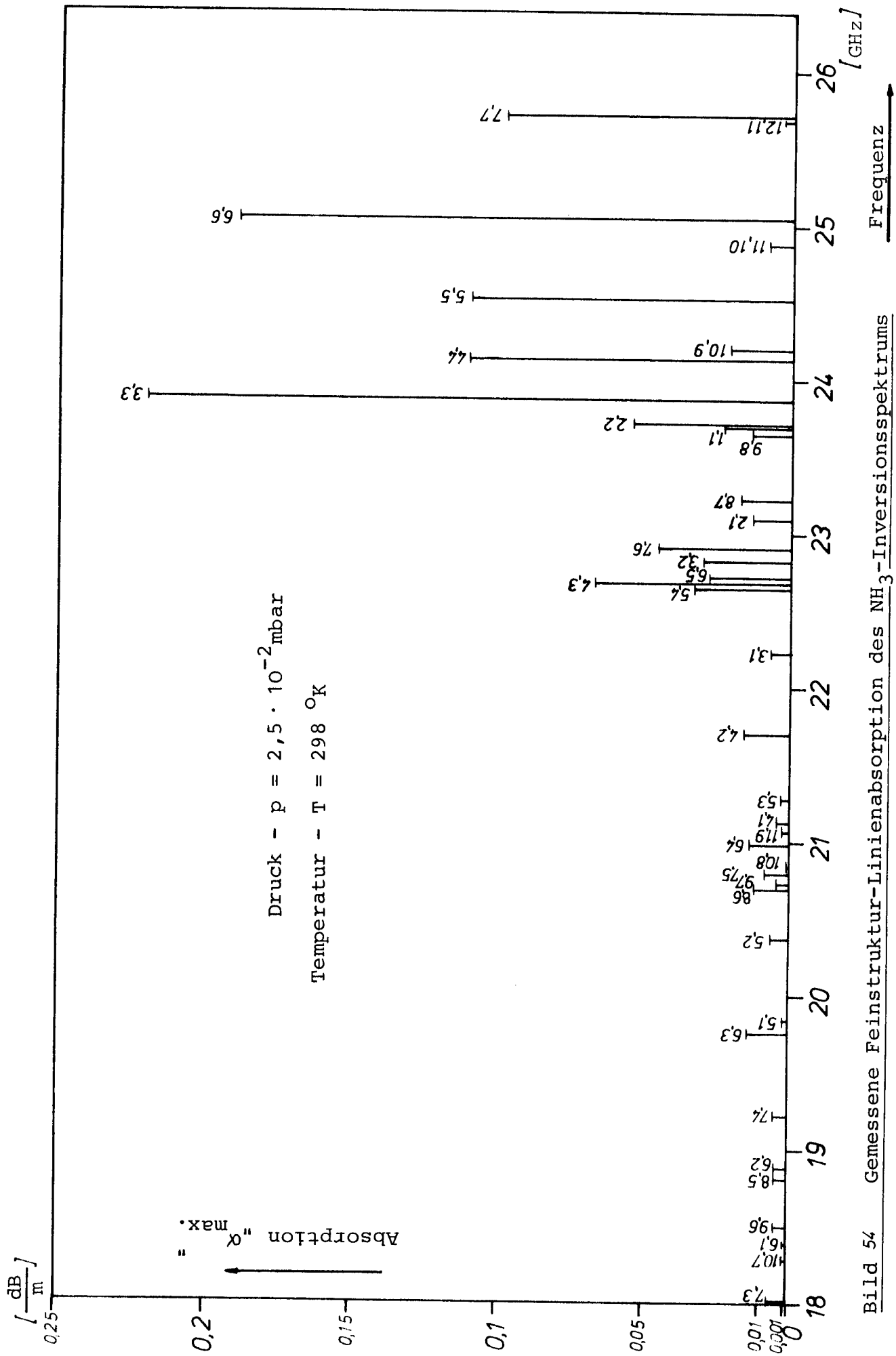


Bild 54 Gemessene Feinstruktur-Linienabsorption des NH_3-Inversionsspektrums

5.5. Fehlerbetrachtung

a) Fehler der Frequenz der Feinstrukturlinien, Kap. 5.,Pkt. 5.1.
b) Fehler der Trabanten-Hauptlinienabstände, Kap. 5., Pkt. 5.2.
c) Fehler der Abstandsverhältnisse der äußeren zu den inneren Trabanten, Kap. 5., Pkt. 5.2.
d) Fehler der Quadrupolkopplungskonstanten, Kap. 5., Pkt. 5.2.
e) Fehler zur Druckabhängigkeit der Halbwertsbreite, Kap. 5., Pkt. 5.3.

a) Die Frequenzen wurden mit dem Wellenmesser gemessen. Die Genauigkeit beträgt 0,11% vom eingestellten Wert, hierbei sind Temperatur- und Feuchtigkeitsschwankungen sowie die Einstellgenauigkeit berücksichtigt. Für eine Frequenz von z.B. 22GHz bedeutet dies einen Fehler von $\sim \pm$ 0,02GHz = $\pm$ 20 MHz. Alle Frequenzen der gemessenen Linien stimmen, mit Ausnahme einer Linie, beim Berücksichtigen des Fehlers von $\approx \pm$ 20 MHz mit den errechneten Frequenzen überein. Die größte Abweichung ist bei der Linie J,K=6,3 . Der Unterschied zwischen Meß- und Rechenwert beträgt 31 MHz. Auf die Fehlerangabe bei der einzelnen Linie wurde verzichtet.

b) Aus der Vergrößerung erhält man die Abstände der Trabanten in

$$l_{T-H} \quad (mm).$$

Der Index „T" und „H" bezieht sich auf „Trabant" und „Hauptlinie". Die Längenmessung ist mit einem Fehler von

$$l_{T-H} = 3{,}5 \text{ mm}$$

behaftet. Mit dem Umrechnungsfaktor „f"

$$f = \frac{\text{Wobbelhub (MHz)}}{\text{Auslenkung in X-Richtung (mm)}}$$

$$f = 0{,}02857 \text{ MHz/mm}$$

erhält man den Trabantenabstand von der Hauptlinie in (MHz).

$$\nu_{T-H} = l_{T-H} \cdot f$$

Der Fehler hierzu ist:

$$\Delta \nu_{T-H} = \pm \sqrt{\left|\frac{\partial \nu_{T-H}}{\partial l_{T-H}}\right|^2 \cdot \Delta l_{T-H}^2 + \left|\frac{\partial \nu_{T-H}}{\partial f}\right|^2 \cdot \Delta f^2} \; .$$

Der Fehler des Umrechnungsfaktors ergibt sich durch die Unge-

nauigkeit der X-Achsen-Eichung mit dem Wellenmesser. Die Eichung erfolgte mit $\pm$ 2 MHz Toleranz, was einem Fehler beim Umrechnungsfaktor von

$$f = 0{,}00571 \text{ MHz}$$

entspricht.

c) Die Abstandsverhältnisse der Trabanten berechnen sich zu:

$$A = \frac{\nu_{T-H_{außen}}}{\nu_{T-H_{innen}}} \quad .$$

Die Größen „ν_{T-H}" haben die Fehler „$\Delta\,\nu_{T-H}$", die nur die Ungenauigkeiten der Längenmessungen berücksichtigen, denn die absoluten Größen der Abstände in (MHz) sind hierbei nicht erforderlich. In der nachstehenden Gleichung ist „außen" durch „a" und „innen" durch „i" ersetzt.

$$\Delta A = \pm \sqrt{\left|\frac{\partial A}{\partial \nu_{T-H_a}}\right|^2 \cdot \Delta \nu_{T-H_a}^2 + \left|\frac{\partial A}{\partial \nu_{T-H_i}}\right|^2 \cdot \Delta \nu_{T-H_i}^2}$$

Aus den Abstandsverhältnissen der Trabanten links und rechts der Hauptlinien der bestimmten Linien wurden die Mittelwerte errechnet.

$$\bar{A} = \frac{A_l + A_r}{2}$$

„l" und „r" stehen für „links" und „rechts". Der Wert „$\bar{A}$" ist fehlerbehaftet; da die einzelnen Größen ungleiche Genauigkeit haben, ergibt sich der Fehler des Mittelwertes zu:

$$\bar{A} = \pm \sqrt{\left|\frac{\partial \bar{A}}{\partial A_l}\right|^2 \cdot \Delta A_l^2 + \left|\frac{\partial \bar{A}}{\partial A_r}\right|^2 \cdot \Delta A_r^2} \quad .$$

d) Die Größe „eqQ" berechnet sich aus den berechneten Trabantenabständen und den gemessenen Abständen in (Mhz). Die Abständex beziehen sich auf Hauptlinien.

Beispielrechnung: 3/8 eqQ $\Longrightarrow$ berechnet

und „ν_{T-H}" = 2,01 MHz $\pm\Delta\,\nu_{T-H}$ $\Longrightarrow$ gemessen.

Damit ergibt sich:

$$|eqQ| = \left|\frac{2{,}01 \text{ MHz}}{3/8}\right| = |5{,}36| \text{ MHz} \quad .$$

Der Fehler hierzu ist:

$$\Delta\ eqQ = \pm \frac{\Delta\ \nu_{T-H}}{3/8} = \pm\ 1{,}07 \text{ MHz} \quad .$$

Aus insgesamt 24 Einzelwerten „eqQ_i" wurde der Mittelwert berechnet.

$$|\overline{eqQ}| = \frac{1}{24} \cdot \sum_{24}^{i=1} |eqQ_i|$$

Die Fehler der Einzelgrößen sind unterschiedlich, es ergibt sich demnach als Fehler des Mittelwertes:

$$\Delta\ \overline{eqQ} = \pm \frac{1}{24} \cdot \sqrt{\sum_{24}^{i=1} \Delta\ eqQ_i^{\,2}}$$

e) Aus den Vergrößerungen der Schirmbildfotos erhält man die Längen zu:

$$l_{\Delta\nu} \pm \Delta\, l_{\Delta\nu} \text{ in (mm)} \quad .$$

Die Genauigkeit der Längenmessung beträgt in allen Fällen

$$\Delta\, l_{\Delta\nu} = \pm\ 3{,}5 \text{ mm} \quad ,$$

vorgegeben durch die Liniendicke (Schärfe des Elektronenstrahls). Diese Länge „$l_{\Delta\nu}$" ergibt, multipliziert mit dem Umrechnungsfaktor „f", die Halbwertsbreite „$\Delta\nu$".

$$f = \frac{\text{Wobbelhub (MHz)}}{\text{Auslenkung in X-Richtung (mm)}}$$

Der Umrechnungsfaktor für die vergrößerte Darstellung mit einer X-Auslenkung von 350 mm beträgt:

$$f = 0{,}02857 \text{ MHz} \quad \text{bei 10 MHz Hub}$$
$$f = 0{,}05714 \text{ MHz} \quad \text{bei 20 MHz Hub}$$

Der Wobbelhub wurde mit dem Wellenmesser festgelegt, hierdurch ergibt sich eine Ungenauigkeit von

$$\text{Wobbelhub} \pm 2 \text{ MHz} \quad .$$

Der Fehler des Umrechnungsfaktors ist dann:

$$\Delta\, f = 0{,}00571 \text{ MHz} \quad .$$

Die Halbwertsbreiten berechnen sich zu:

$$\Delta\nu = l_{\Delta\nu} \cdot f \qquad \text{„f" je nach Hub}$$

Für die Fehler der Halbwertsbreiten gilt:

$$\Delta\,\Delta\nu = \pm \sqrt{\left|\frac{\partial\,\Delta\nu}{\partial\,l_{\Delta\nu}}\right|^2 \cdot \Delta\, l_{\Delta\nu}^2 + \left|\frac{\partial\,\Delta\nu}{\partial\,f}\right|^2 \cdot \Delta f^2}$$

Wenn an einem Punkt mehrere Meßwerte vorlagen, wurde der Mittelwert genommen.

$$\overline{\Delta\nu} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{n}^{i=1} \Delta\nu_i$$

Da die Fehler der Halbwertsbreiten „$\Delta\Delta\nu_i$" ungleich sind, berechnet sich der Fehler des Mittelwertes wieder zu:

$$\Delta\,\overline{\Delta\nu} = \pm\ \frac{1}{n} \cdot \sqrt{\sum_{n}^{i=1} \Delta\nu_i^2}$$

Die Fehler sind im Diagramm „Druckabhängigkeit der Linienbreite" als Fehlerbalken dargestellt und zum Teil in der Tabelle des Kap. 5., Pkt. 5.6.3., aufgeführt.
Die im Diagramm und in der Tabelle angegebenen Druckwerte sind auch fehlerbehaftet. Mit dem Druckmeßgerät läßt sich laut Firmenangabe der Druck mit einer Genauigkeit von

$$\pm\ 1 \text{ Skalenteil}$$

der linearen Skala messen. Die Fehlergrößen wurden aus der Kalibrierkurve der Vakuummeßröhre, Kap. 3., Pkt. 3.2., ermittelt.
Die zum Vergleich angegebenen errechneten Linienbreiten, Kap. 5., Pkt. 5.6.3., sind auch fehlerbehaftet, weil die Größen „T", „p" und „$\triangle$" es sind.

$$\Delta\nu = \sqrt{\frac{273^{\circ}K}{T}} \cdot p \cdot \triangle$$

$$\Delta T = \pm\ 1^{\circ}K$$

Δp = siehe Diagramm, Kap. 5., Pkt. 5.3.

$$\Delta\triangle = \pm\ 2\ \frac{MHz}{mm\,Hg}$$

Der Fehler der errechneten Linienbreiten ist:

$$\Delta\,\Delta\nu = \pm \sqrt{\left|\frac{\partial\,\Delta\nu}{\partial\,T}\right|^2 \cdot \Delta T^2 + \left|\frac{\partial\,\Delta\nu}{\partial\,p}\right|^2 \cdot \Delta p^2 + \left|\frac{\partial\,\Delta\nu}{\partial\,\triangle}\right|^2 \cdot \Delta\triangle^2}$$

5.6. Kommentar der Ergebnisse

5.6.1. Linienidentifizierung über die Abstandsverhältnisse der Trabanten

Als Ergebnis des Vergleichs der berechneten und der gemessenen Abstandsverhältnisse der Trabanten ergibt sich im Fall der Linie J,K 1,1 ; 2,2 ; 3,3 gute Übereinstimmung, für die Linien J,K 4,4 ; 5,5 ; 6,6 ist die Übereinstimmung noch im Rahmen der Auswertegenauigkeit, wenn man dafür eine Toleranz von $\pm$ 100KHz annimmt. Die Linie J,K=2,1 stimmt nicht im errechneten und gemessenen Wert überein.

5.6.2. Berechnete Quadrupolkopplungskonstante

Als Mittelwert der Einzelwerte $eqQ_{(i)}$ ergibt sich für das Molekül NH_3 mit N^{14} als Quadrupolkern:

$$eqQ = |5,29| \pm 0,2 \quad \text{MHz}$$

Der Wert der elektrischen Quadrupolkopplungskonstante ist bei W. Maier: „Die Mikrowellenspektren molekularer Gase und ihre Auswertung" mit

$$eqQ = |4,14| \pm 0,06 \quad \text{MHz}$$ angegeben.

Es liegt also ein grober Unterschied zwischen Tabellenwert und dem durch den Versuch ermittelten Wert vor. Die Abweichung ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die Eichung der X-Achse mit dem Wellenmesser zu ungenau ist. Die Annahme eines größeren Fehlers führt nur zu einer noch größeren Unsicherheit des Meßergebnisses. Es ist ratsam, eine andere Eichmethode anzuwenden, sie soll im Kap. 6. beschrieben werden.

5.6.3. Druckabhängigkeit der Halbwertsbreiten

Die Proportionalität zwischen Linienbreite und Druck im betrachteten Bereich ($p \Rightarrow 2 \cdot 10^{-2} - 10^{-1}$ mbar) stimmt gut mit den errechneten Werten überein.

Berechnete Linienbreite: $\Delta\nu = \sqrt{\frac{273^{\circ}K}{T}} \cdot p \cdot \Delta$

Dabei ist „Δ" die Linienbreite bei $T=273^{\circ}K$, $\Delta = 29 \frac{MHz}{mm\,Hg}$, „p" in (mmHg) der Gasdruck und „T" die absolute Temperatur in ($^{\circ}K$). Bei Raumtemperatur beträgt sie $298^{\circ}K$.

In der nachstehenden Tabelle sind die gemessenen und die berechneten Linienbreiten „$\Delta\nu$" gegenübergestellt.
Der Gasdruck ist in (mbar) angegeben, er ist in (mmHg) umgerechnet worden. Dabei gilt: 1mmHg $\hat{=}$ 1,333224 mbar .

p (mbar)	Anzahl der Werte	$\Delta\nu_{gem.}$ (Mhz)	$\Delta\nu_{ber.}$ (MHz)
$1 \cdot 10^{-1} \pm 0{,}5 \cdot 10^{-2}$	9	$\overline{1{,}98} \pm 0{,}20$	$2{,}08 \pm 0{,}18$
$7{,}5 \cdot 10^{-2} \pm^{0{,}15 \cdot 10^{-2}}_{0{,}2 \cdot 10^{-2}}$	7	$\overline{1{,}40} \pm 0{,}18$	$1{,}56 \pm 0{,}12$
$3{,}5 \cdot 10^{-2} \pm 0{,}1 \cdot 10^{-2}$	3	$\overline{0{,}65} \pm 0{,}14$	$0{,}73 \pm 0{,}05$
$2 \cdot 10^{-2} \pm 0{,}08 \cdot 10^{-2}$	9	$\overline{0{,}43} \pm 0{,}12$	$0{,}42 \pm 0{,}03$
$1{,}65 \cdot 10^{-2} \pm 0{,}05 \cdot 10^{-2}$	3	$\overline{0{,}42} \pm 0{,}12$	$0{,}34 \pm 0{,}03$
$1 \cdot 10^{-2} \pm^{0{,}1 \cdot 10^{-2}}_{0{,}8 \cdot 10^{-3}}$	1	$0{,}22 \pm 0{,}11$	$0{,}21 \pm 0{,}03$

5.6.4. Feinstrukturlinien-Absorption

Das Spektrum konnte leider nur bei einer Temperatur, $T=298^{o}K$, der Raumtemperatur, gemessen werden. Es standen keine geeigneten Mittel zur Verfügung, um auch bei tieferen Temperaturen zu messen. Die Möglichkeit, durch Aufheizen der Absorptionszelle bei höheren Temperaturen als der Raumtemperatur zu messen, schied aus, weil hierzu ein Thermostat mit kleiner Hysterese fehlte.

6. Zusammenfassung

Mit der gebauten Versuchsapparatur ist es möglich, das Inversionsspektrum des Ammoniaks zu beobachten, die Frequenzen der Feinstrukturlinien zu messen, ihre Hyperfeinstruktur zu beobachten und die Aufspaltung zu messen. Ferner läßt sich die Druckabhängigkeit der Linienbreiten beobachten und messen, und es lassen sich die maximalen Absorptionskoeffizienten der Feinstrukturlinien bestimmen.
Schwierig ist es, mit den Geräten des Versuchsaufbaus die X-Achse in MHz - Wobbelhub zu eichen. Dies ist notwendig, wenn die Trabantenabstände und die Halbwertsbreiten der druckverbreiterten Linien gemessen werden müssen. Aus den Trabantenabständen berechnet sich die Größe der Quadrupolkopplungskonstanten. Die beim Test der Apparatur angewendete Eichmethode mit dem Wellenmesser ist zu ungenau - die einzelnen Größen „eqQ" weisen Fehler bis zu 24% auf, ähnlich groß ist der Fehler der einzelnen Linienbreiten „$\Delta\nu_i$". Den stärksten Einfluß auf den Fehler hat die Achseneichung mit $\pm$ 2MHz bei 10MHz Wobbelhub. Aus diesem Grund ist eine andere Eichmethode zu empfehlen.
Möglich wäre es, durch Überlagern der Generatorfrequenz von z.B. 24GHz mit der Frequenz eines anderen Generators an der nichtlinearen Diodenkennlinie die Summen- und Differenzfrequenz der einzelnen Frequenzen zu bekommen. Die Differenzfrequenz würde im angenommenen Fall 24GHz-10GHz=14GHz betragen. Diese Frequenz ließe sich mit dem vorhandenen Frequenzzähler (bis 18GHz) auszählen. Durch eine weitere Messung wäre dann noch die Frequenz des tiefer schwingenden Generators zu zählen, um die gesuchte Frequenz des höher schwingenden Generators auszurechnen. Dies muß bei den Eckfrequenzen des gewählten Δf-Bereiches durchgeführt werden. Es ergibt sich dann aus der Differenz beider Werte der Wert des Wobbelhubs, und zwar mit größerer Genauigkeit wie im Fall der Eichung mit dem Wellenmesser. Die Schwierigkeit des Überlagerungsverfahrens besteht darin, daß es keine geeigneten Verbindungen für die beiden Hohlleitergrößen gibt.
Eine weitere und leichter durchzuführende Methode ist die, den Generator des Versuchsaufbaus auf 18GHz abzustimmen und mit einem geeigneten Übergang von Hohlleiter- auf Koaxialnorm an den Frequenzzähler anzuschließen. Der Adapter ist an die Stelle der Nachweisdiode zu montieren.

Ein geeigneter Adapter wird von der Firma „Narda Microwave Corporation" angeboten.

Typ: Waveguide to coaxial adapter, model 4608 für das K-Band, 18GHz-26,5GHz.

Mit dem Frequenzzähler lassen sich die Eckfrequenzen des Δf-Bereiches genau auszählen- die Differenz beider Frequenzen entspricht dem Wobbelhub. Der Generator muß dazu auf „Manual - Sweep" umgeschaltet werden.
Der notwendige Adapter stand jedoch für den Versuch nicht zur Verfügung, weshalb diese Möglichkeit der Eichung auch nicht versucht wurde.

Die in Kapitel 4.6. beschriebene Diodeneichung konnte nicht durchgeführt werden, da der Leistungsmeßkopf zur Reparatur an die Herstellerfirma eingeschickt war und bis zum Abschluß der Messungen noch nicht repariert war. Es wurde deshalb in allen Fällen der Leistungsmessung vorausgesetzt, daß die Proportionalität zwischen Diodenstrom und eingestrahlter Leistung zutrifft. Eine Fehlerangabe hierzu war nicht möglich.

7. Literaturverzeichnis

Molekülspektroskopie:

Barrow, G.M.
Introduction to Molecular Spectroscopy
McGraw-Hill Book Company, New York, 1962

Chang, R.
Basic Prinziples of Spectroscopy
McGraw-Hill, Kogakusha, Ltd., Tokyo, 1971

Cleeton, C.E. and Williams, N.H.
Electromagnetic Waves of 1,1 cm- Wave- Length and the Absorption Spectrum of Ammonia
Phys.Rev., Bd.45, S.234 ff, 1934

Eggert, J.
Lehrbuch der physikalischen Chemie
S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1968

Felmy, W.G. und Kurtz, H.
Spektroskopie
E. Klett Verlag, Stuttgart, 1976

Feynman, R.P.; Leighton, R.B.; Sands, M.
Lectures on Physics, Vol.III, Quantum Mechanics
Addison-Wesley Publishing Comp., 1971

Finkelnburg, W.
Einführung in die Atomphysik
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1967

Good, W.E.
The Inversion Spectrum of Ammonia
Phys.Rev., Bd. 70, No.3 and 4, S.213 ff, 1946

Gordy, W.
Microwave Spectroscopy
Handbuch der Physik, Bd.28, S.1 ff, 1957

Gordy, W. and Kessler, M.
Microwave Spectra: The Hyperfine Structure of Ammonia
Phys.Rev., Bd.71, S.640, 1947

Hellwege, K.H.
Einführung in die Physik der Molekeln
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1974

Hershberger, W.D.
The Absorption of Microwaves by Gases
Journal of applied Physics, Bd.17, S.495 ff, 1946

Ingram, D.J.E.
Radio and Microwave Spectroscopy
Buttworth & Co. (Publishers) Ltd., London, 1976

Koch, B.
Experimentelle Grundlagen der Spektroskopie des Zentimeter- und Millimeter-Gebietes
Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd.XXIV, S.222 ff, 1951

Kroto, H.W.
Molecular Rotation Spectra
John Wiley & Sons Ltd., London, 1975

Maier, W.
Die Mikrowellenspektren molekularer Gase und ihre Auswertung
Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd.XXIV, S.275 ff, 1951

Maier, W.
Mikrowellenspektren und Molekülstruktur
Zeitschrift für Elektrochemie, Bd.54, S.521 ff, 1950

Schaefer, C. und Matossi, F.
Das ultrarote Spektrum
Verlag von Julius Springer, Berlin, 1930

Schulze, W.
Molekülbau
Walter de Gruyter & Co., Berlin, 1970

Stuart, H.A.
Molekülstruktur
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1967

Sugden, T.M. and Kenney, C.N.
Microwave Spectroscopy of Gases
D. Van Nostrand Comp., London, 1965

Teller, E.
Die langwelligen Spektren, Theorie
Hand- und Jahrbuch der Physik, Nr.9, S.117 ff, 1934-1936

Townes, C.H. and Schawlow, A.L.
Microwave Spectroscopy
McGraw-Hill Book Company, New York, 1955

Whiffen, D.H.
Spectroscopy
Longman Group Ltd., London, 1972

Wright, N. and Randall, M.
The Far Infrared Absorption Spectra of Ammonia and Phosphine Gases under High Resolving Power
Phys.Rev., Vol.44, S. 391 ff

Mikrowellentechnik:

Baden Fuller, A.J.
Mikrowellen
Friedr.Vieweg & Sohn Verlag, Braunschweig, 1974

Bolz, G.
Aufbau und Eigenschaften von Rückwärtswellenröhren
Fernmeldetechnische Zeitschrift, FTZ, Heft 3, S.120 ff, 1959

und

Rückwärtswellenröhren für Millimetergebiet

Vorträge der Int.Tagung „Mikrowellenröhren"
Friedr.Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1961

Collin, R.E.
Grundlagen der Mikrowellentechnik
Friedr.Vieweg & Sohn, Berlin, 1973

Gundlach, F.W.
Stand und Zukunft der Mikrowellentechnik
Nachrichtentechnische Fachberichte, Bd.23, S.1 ff

Groll, H.
Mikrowellen Meßtechnik
Friedr.Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1969

Klages, G.
Einführung in die Mikrowellenphysik
Dietrich Steinkopff Verlag, Darmstadt, 1976

Kleen, W.
Verzögerungsleitungen mit periodischer Struktur in Wanderfeldröhren
Fernmeldetechnische Zeitschrift, FTZ, Heft 10, S.547 ff, 1954

Klinger, H.H.
Mikrowellen
Verlag für Radio-und Kinotechnik GmbH, Berlin, 1966

und

Physik und Technik der Mikrowellenröhren
Unterrichtsblätter der Deutschen Bundespost, 9.Jahrgang, Nr.7/8, 1956

Lane, J.A.
Microwave Power Measurement
P.Peregrimus Ltd., London, 1972

Megla, G.
Dezimeterwellentechnik
Berliner Union, Stuttgart, 1962

Meyer, E. und Pottel, R.
Physikalische Grundlagen der Hochfrequenztechnik
Friedr.Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1969

Pöschl, K.
Zur Theorie des Carzinotrons
Fernmeldetechnische Zeitschrift, FTZ, Heft 10, S.558 ff, 1954

Ramo, S.; Whinnery, J.R. and Van Duzer, T.
Fields and Waves in Communication Electronics
Wiley, 1965

Tischer, F.
Mikrowellen-Meßtechnik
Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1958

Velth, W.
Das Carzinotron, ein elektrisch durchstimmbarer Generator für Mikrowellen

Fernmeldetechnische Zeitschrift, FTZ, Heft 10, S.554 ff, 1954

Zinke, O. und Brunswig, H.
Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, 1. und 2. Band
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1973

Vakuumtechnik:

Brunner, W.F. and Batzer, T.H.
Practical Vacuum Techniques
Robert E. Krieger Publishing Comp., Huntington, New York, 1974

Busch, S.
Einführung in die allgemeine Vakuumtechnik
Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft mbH, Stuttgart, 1962

Diels, K. und Jaeckel, R.
Leybold Vakuum-Taschenbuch
Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1962

Mönch, G.C.
Hochvakuumtechnik
VEB Verlag Technik, Berlin, 1961

Pupp, W.
Vakuumtechnik
Verlag Karl Thiemig, München, 1972

Roth, A.
Vacuum Technology
North-Holland Publishing Comp., Amsterdam, New York, Oxford, 1976

Sonstige:

Hardtwig, E.
Fehler- und Ausgleichsrechnung
Bibliographisches Institut, Mannheim, 1968

Kopfermann, H.
Kernmomente
Akademische Verlagsgesellschaft mbH, Frankfurt, 1956

Gerätebeschreibung zum Mikrowellengenerator
Hewlett-Packard-Operating and Service Manual for Sweep-Oszillator 8690, 1972