

Interner Bericht
DESY F35-77/02
April 1977

DESY-Bibliothek

6. MAI 1977

Messung des Brechungsindex von Gasen für
Cerenkovzähler mit einem Michelson-Interferometer

von

Michael Plath

Michael Plath

" MESSUNG DES BRECHUNGSINDEX VON GASEN FÜR
CERENKOVZÄHLER MIT EINEM MICHELSON-INTERFEROMETER."

Gutachter: Prof. Dr. Schmüser, Prof. Dr. Gerdau
Hamburg, den 20.1.1977



Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung.....	1	4.	Durchführung und Auswertung der Messungen.....	26
2.	Die Bestimmung des Brechungsindex von Gasen.....	4	4.1.	Durchführung der Messungen.....	26
2.1.	Der Brechungsindex von Gasen.....	4	4.2.	Darstellung der Meßpunkte.....	27
2.2.	Das Michelson-Interferometer.....	6	4.3.	Bestimmung des experimentellen Fehlers.....	28
2.3.	Interferenzen gleicher Neigung.....	8	4.3.1.	Fehler des Druckes.....	29
2.4.	Interferenzen gleicher Dicke.....	9	4.3.2.	Fehler der Temperatur.....	29
2.5.	Die Bestimmung des Brechungsindex mit einem Interferometer.....	10	4.3.3.	Fehler des Brechungsindex.....	30
3.	Der experimentelle Aufbau.....	13	4.3.4.	Der Gesamtfehler.....	33
3.1.	Optischer Aufbau.....	13	4.4.	Ergebnisse.....	33
3.1.1.	Optischer Aufbau mit einem Laser.....	13	4.5.	Vergleich mit anderen Messungen.....	36
3.1.2.	Optischer Aufbau mit einer Quecksilber- dampflampe.....	14	4.6.	Vorschläge zur Verbesserung der Apparatur....	36
3.2.	Gassystem.....	16	5.	Zusammenfassung.....	38
3.2.1.	Die Gase.....	16	6.	Literaturangabe.....	39
3.2.2.	Druckregelung.....	16			
3.2.3.	Druckgefäße.....	17			
3.2.4.	Temperaturregelung.....	18			
3.3.	Zählung der Interferenzstreifen.....	19			
3.3.1.	Optoelektronische Umwandlung.....	19			
3.3.2.	Konstruktion des Zählers.....	20			
3.3.3.	Aufbau der Elektronik.....	22			
3.3.4.	Testen und Einstellen der Elektronik.....	23			

1. Einleitung

Um in der Hochenergiephysik Teilchen mit gleicher Ladung und gleichem Impuls unterscheiden zu können, ist es notwendig neben ihrem Impuls p auch die Geschwindigkeit v zu bestimmen. Eine Geschwindigkeitsbestimmung unter Anwendung des Cerenkov-Effektes ermöglicht Messungen von v nahe der Lichtgeschwindigkeit c , die durch Flugzeitmessungen nicht mehr getrennt werden können: Wenn ein geladenes Teilchen durch ein transparentes Medium hindurchtritt, so polarisiert es die Atome längs seiner Bahn. Ist die Geschwindigkeit des Teilchens $\beta=v/c$ kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Medium mit dem Brechungsindex n , so interferiert das durch Polarisation entstandene Feld destruktiv; gilt aber $\beta > c/n$, so wird durch positive Überlagerung unter dem Cerenkovwinkel θ Licht ausgesandt. Zwischen β , n und θ besteht die Beziehung:¹⁾

$$(1) \cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot n}$$

Bei einer genauen Kenntnis des Brechungsindex n des polarisierten Mediums und der Messung des Winkels θ ist es möglich, die Geschwindigkeit β des hindurchtretenden Teilchens zu bestimmen. Um mit hoher Wahrscheinlichkeit Elektronen von Pionen zu trennen, werden in die Detektoranordnung DASP (Doppelarmspektrometer) des DESY-Speicherringes DORIS Cerenkovzähler eingebaut, die als Schwellenzähler mit großer Winkelakzeptanz ausgelegt wurden²⁾; d.h. es werden nur Elektronen nachgewiesen, deren Geschwindigkeit β größer ist als die Lichtgeschwindigkeit des Mediums, und die damit einen Impuls oberhalb des Schwellenimpulses

$$(2) p_S = \frac{m_e}{\sqrt{n^2-1}}$$

m_e : Masse des Elektrons

besitzen.

Um mit hoher Wahrscheinlichkeit Elektronen nachzuweisen, benötigt man eine hohe Anzahl N erzeugter Photonen. Wegen der Beziehung¹⁾

$$(3) N = 2\pi\alpha l \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)$$

l : Weglänge im Medium

α : Feinstrukturkonstante

(λ_1, λ_2) : Wellenlängenintervall der emittierten Photonen

benutzt man Füllgase mit hohem Brechungsindex n .

Um Elektronen von Pionen zu trennen, ist n nach oben

begrenzt durch den Maximalimpuls $p_{\max, \pi}$ vorkommender Pionen:

$$(2a) \quad n < \sqrt{\frac{m_\pi^2}{p_{\max, \pi}^2} + 1}$$

Als nichtbrennbare Gase kommen dafür Freon 114

($CClF_2CClF_2$), Freon 12 (CCl_2F_2) und Freon 13 (CF_3Cl) zur

Verwendung. Diese Arbeit hat eine Bestimmung der Brechungs-

indizes von Freon 114 und Freon 12 mit einem Michelson-

-Interferometer zur Aufgabe, da die Brechungsindizes

dieser beiden Gase und insbesondere die Dispersion

nicht genau bekannt sind. Sie baut auf auf die Diplom-

arbeit von H. Wriedt, die den Bau eines Michelson-

-Interferometers zur Messung des Brechungsindex von

Gasen und die Messung von Freon 13 zum Inhalt hat³⁾.

Auf Grund der Konstruktion des DASP-Cerenkovzählers

ist ein Über- und Unterdruck des Füllgases nicht möglich,

daher wurde diese Messung auf einen Druckbereich

von $0-2 \text{at}$ ($1 \text{at} = 9,80665 \cdot 10^4 \text{N/m}^2$) beschränkt.

Wegen der Dispersion des Brechungsindex sollten Messungen bei verschiedenen Wellenlängen des eingestrahlten Lichtes erfolgen. Auf Grund der spektralen Verteilung, der durch den Cerenkoveffekt erzeugten Photonen, ¹⁾

$$(4) \frac{dN}{d\lambda} \sim \frac{1}{\lambda^2}$$

und der Empfindlichkeit der gebräuchlichen Photomultiplier von 220-600nm ist es notwendig, die Dispersion der Brechungsindizes im UV-nahen Bereich des sichtbaren Spektrums zu kennen.

Die Anforderung an die Messung der Brechungsindizes von Freon 11⁴ und Freon 12 ergibt sich wie folgt:

- Messung des Brechungsindex im Druckbereich von 0-2at und bei verschiedenen Temperaturen im Bereich der Zimmertemperatur
- Eine hohe Genauigkeit der Messung der Brechungsindizes, die durch die Verwendung eines Interferometers erreicht werden kann
- Eine Messung im UV-nahen Bereich des sichtbaren Spektrums
- Eine Abschätzung der Dispersion durch eine Vergleichsmessung mit anderer Wellenlänge.

2. Die Bestimmung des Brechungsindex von Gasen

In diesem Abschnitt wird auf die Definition des Brechungsindex, die Möglichkeit der Messung mit einem Interferometer und die Entstehung von Interferenzen eingegangen.

2.1. Der Brechungsindex von Gasen

Das Verhältnis der Brechungsindizes n_{21} zweier Medien 1 bzw. 2 ist folgendermaßen definiert:

$$(5) \quad n_{21} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_2}{v_1}$$

- α_1 : Einfallswinkel im Medium 1
- α_2 : Einfallswinkel im Medium 2
- v_1 : Lichtgeschwindigkeit im Medium 1
- v_2 : Lichtgeschwindigkeit im Medium 2

Dieser Quotient ist gleichzeitig das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit in den Medien. Betrachtet man den Übergang zwischen Vakuum und einem Medium, so erhält man

$$(5a) \quad n = \frac{c}{v}$$

- c : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
- v : Lichtgeschwindigkeit im Medium

den absoluten Brechungsindex des Mediums.

Die Abhängigkeit des Brechungsindex n von der Dichte ρ des Mediums und der Wellenlänge λ des eingestrahlten

Lichtes wird durch das Lorentz-Lorenz'sche Gesetz ausgedrückt. Für ein isotropes Medium mit der magnetischen Permeabilität $\mu = 1$ gilt: ⁴⁾

$$(6) \quad \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{S}{M} M_R$$

S : Dichte des Medium
M : Molekulargewicht des Medium
M_R : Molrefraktion des Mediums

wobei die Molrefraktion M_R durch: ⁴⁾

$$(7) \quad M_R = \frac{e^2}{m} \sum_k \frac{(\omega_{0k}^2 - \omega^2) \cdot f_k}{(\omega_{0k}^2 - \omega^2)^2 + \delta_k^2 \omega^2}$$

e : Elementarladung
m : Elektronenmasse
δ_k : Dämpfungskoeffizient
f_k : Oszillatorstärke
ω : Kreisfrequenz des einfallenden Lichts
ω₀ : Eigen-Kreisfrequenz der Oszillatoren

gegeben ist.

Im Falle der normalen Dispersion, d.h. in Gebieten zwischen den Absorptionslinien des Mediums wird δ_k²ω² Null, und es ergibt sich:

$$(7a) \quad M_R = \frac{e^2}{m} \sum_k \frac{f_k}{(\omega_{0k}^2 - \omega^2)}$$

Die Bestimmung des Brechungsindex n von Gasen ist mit zwei Meßverfahren gegeben: mit Refraktometern und Interferometern. Bei der Verwendung von Refraktometern bestimmt man den Winkel der Totalreflexion, der Zusammenhang zum Brechungsindex ist durch Gl.(5) gegeben. Interferometer beruhen auf der Messung

monochromatischer Lichtbündel, die nach Durchlaufen getrennter, miteinander vergleichbarer optischer Wege wieder vereinigt werden und interferieren. Messungen mit Interferometern lassen eine wesentlich genauere Bestimmung des Brechungsindex zu, im Vergleich zu Refraktometern.

2.2. Das Michelson-Interferometer

Für die Messungen dieser Arbeit wurde ein Michelson-Interferometer (Abb.1) verwendet.

Es besteht aus zwei Spiegeln M1 und M2, und einem Strahlteiler T, dessen halbdurchlässige Reflexionsfläche einen Winkel von 45° zu den Spiegeln bildet.

Als Strahlteiler kommen Strahlteilerwürfel oder plane Glasplatten zur Verwendung. Eine kohärente Punktlichtquelle S befindet sich im Brennpunkt der Linse O1. Von ihr wird paralleles Licht in Richtung des Strahlteilers T ausgesandt. An diesem wird der Strahl zur Hälfte in Richtung des Spiegels M1 reflektiert, dort gespiegelt, und nach Durchlaufen von T durch die Linse O2 in P abgebildet. Der andere Teil des Strahls durchläuft den Strahlteiler T, wird vom Spiegel M2 gespiegelt, läuft zurück nach T, und wird nach Reflexion an T von der Linse O2 in P abgebildet. Im Punkt P₁ interferieren die beiden Teilstrahlen miteinander. Denkt man sich den Spiegel M2 an der Fläche des Strahlteilers T gespiegelt, so entsteht im anderen Arm des Interferometers ein Spiegelbild M2' von M2, das parallel zu M1 liegt. Je nach der Länge der Arme

des Interferometers besteht ein Abstand d zwischen $M1$ und $M2'$. Die Weglänge $2d$ entspricht der Wegdifferenz zwischen den beiden Teilstrahlen. Ist $2d$ ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ des in S emittierten Lichtes, so interferieren die Teilwellen in P_1 konstruktiv. Ist $2d$ ein ungerades ganzzahliges Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$, so interferieren die Teilwellen in P_1 destruktiv.

Es gilt nach Durchlaufen des Interferometers für die Überlagerung der Teilwellen mit der Intensität I_1 bzw. I_2 in P_1 :⁵⁾

$$(8) \quad I = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$$

wobei die Phasendifferenz δ zwischen den beiden Teilwellen durch die Wegdifferenz D zwischen den Teilstrahlen gegeben ist:

$$(9) \quad \delta = \frac{2\pi D}{\lambda}$$

λ : Wellenlänge des eingestrahltten Lichtes

Mit der Annahme, daß der Strahlteiler halbdurchlässig ist, ist $I_1 = I_2$ und damit:

$$(10) \quad I = 4 I_1 \cos^2 \frac{\delta}{2}$$

Beim Michelson-Interferometer ergeben sich aus der Ausdehnung der Lichtquelle und der Justierung der beiden Spiegel $M1$ und $M2$ zueinander zwei Interferenzstrukturen: Interferenzen gleicher Neigung (auch Haidinger'sche Ringe) oder Interferenzen gleicher Dicke (auch Fizeau'sche Streifen).

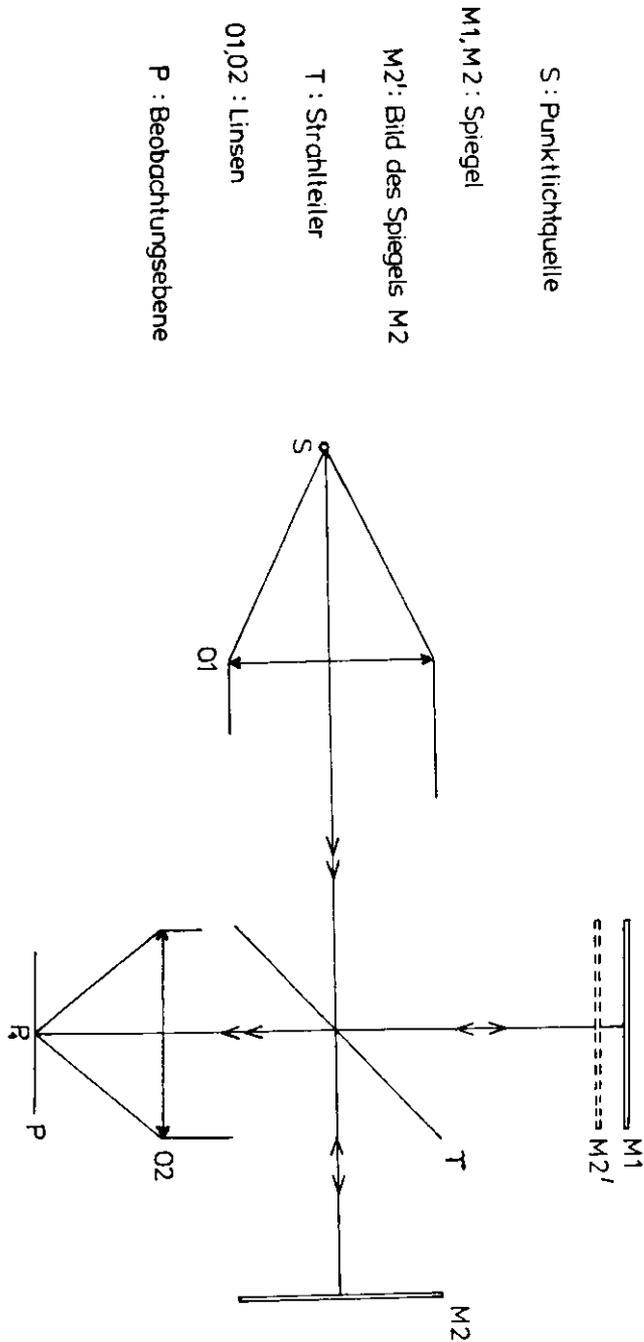


Abb. 1 MICHELSON-INTERFEROMETER

Das Entstehen der Interferenzen des Interferometers ist mit der Entstehung von Interferenzen an der Luftplatte M_1M_2' vergleichbar.

2.3. Interferenzen gleicher Neigung

Interferenzen gleicher Neigung entstehen, wenn es sich bei S um eine ausgedehnte Lichtquelle handelt, und M_1 und M_2 so justiert sind, daß die Ebene von M_1 und M_2' parallel zueinander liegen, und eine Luftplatte M_1M_2' mit der Dicke d bilden. Die von S ausgehenden Strahlen fallen unter verschiedenen Einfallswinkeln θ_1 auf M_1M_2' . Betrachtet man einen Lichtstrahl, der von S_1 in S ausgeht (Abb.2), so ergibt sich für die Wegdifferenz seiner Teilstrahlen 1 und 1', die sich in P_1 überlagern,

$$(11) D = 2d \cos \theta$$

wobei mit θ der Winkel zwischen Strahl und Normalen der Luftplatte bezeichnet wird.

Alle Strahlen, die von Punkten rotationssymmetrisch zu der Normalen von S ausgehen (in Abb. 2 sind sie durch S_1 und S_2 dargestellt), fallen unter dem gleichen Einfallswinkel θ_1 auf M_1M_2' , es entsteht die gleiche Phasendifferenz zwischen den Teilstrahlen und diese überlagern sich zu Punkten gleicher Helligkeit in P . Die in P entstehende Interferenzstruktur besteht aus Ringen mit abwechselnder Dunkelheit und Helligkeit. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Normale der Linse O_2 parallel zur Normalen von M_1M_2' ist, sonst entstehen Ellipsen. Die Breite der Ringe bleibt nicht konstant,

- d : Plattendicke
- θ_1 : Einfallswinkel
- θ_1' : Abbildungswinkel

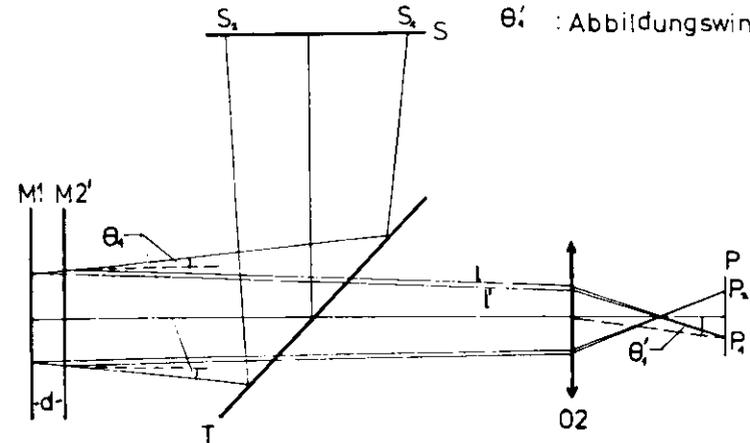
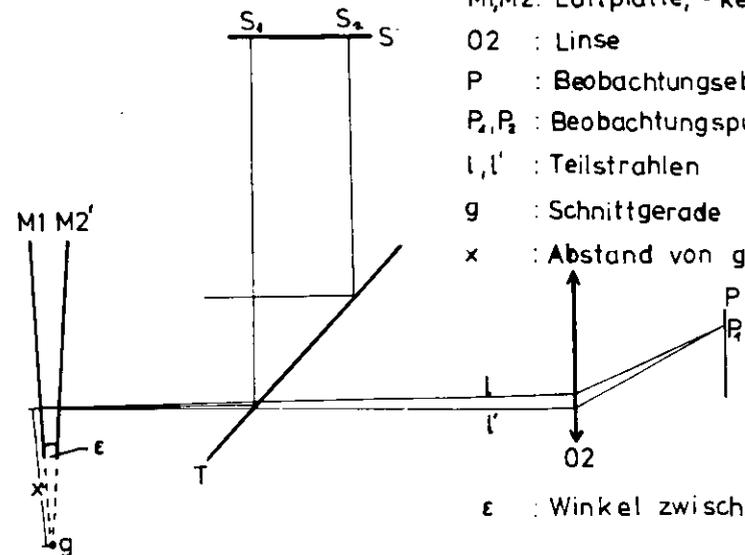


Abb. 2 INTERFERENZEN gleicher Neigung

- S : Lichtquelle
- S_1, S_2 : Ausgangspunkte von Strahlen
- T : Strahlteiler
- M_1, M_2 : Luftplatte, - keil
- O_2 : Linse
- P : Beobachtungsebene
- P_1, P_2 : Beobachtungspunkte
- l, l' : Teilstrahlen
- g : Schnittgerade
- x : Abstand von g



- ϵ : Winkel zwischen M_1 und M_2

Abb. 3 INTERFERENZEN gleicher Dicke

sondern sie ändert sich wie folgt:

Zwischen einem Ring gleicher Helligkeit und dem Zentrum der Interferenz besteht mit Gl. (9) und (11) und der Periodizität 2π von θ die Beziehung:

$$(12) \quad \frac{2 \cos \theta \cdot d}{\lambda} = \frac{2d}{\lambda} - m \quad \text{mit } m=1,2,3,\dots$$

wobei θ der Einfallswinkel und m die Ordnung des Ringes ist. Bei kleinem Winkel θ ergibt sich

$$(13) \quad \theta = \sqrt{\frac{\lambda}{d}} \sqrt{m}$$

Aus der Proportionalität zwischen Einfallswinkel θ und Abbildungswinkel θ' (Abb. 2) und der Proportionalität zwischen θ' und dem Abstand r des Ringes vom Zentrum der Interferenzstruktur ergibt sich:

$$(14) \quad r \sim \sqrt{m}$$

Für die Breite eines Ringes ergibt sich aus der Differenz zweier Radien:

$$(15) \quad r_{m+1} - r_m \sim (\sqrt{m+1} - \sqrt{m})$$

Die Breite der Ringe nimmt mit zunehmender Ordnung der Interferenz ab, die Interferenzstruktur ist vergleichbar mit den Ringen einer Fresnel'schen Zonenplatte.

2.4. Interferenzen gleicher Dicke

Bei dieser Interferenzerscheinung wird paralleles Licht benötigt, das nur mit einer punktförmigen Lichtquelle S im Brennpunkt von O_1 (Abb. 1) erreicht wird.

Die Spiegel M_1 und M_2 seien so justiert, daß die Flächen von M_1 und M_2 einen Winkel ϵ ausgehend von der Schnittgeraden g bilden (Abb. 5).

Ein von S_1 in S ausstehender Strahl wird teils an M_2 teils an M_1 im Abstand x von g reflektiert und die Teilstrahlen l und l' werden durch die Linse O_2 in den Punkt P_1 auf P abgebildet. Die Wegdifferenz D zwischen den Teilstrahlen l und l' ist bei sehr kleinem Einfallswinkel gegeben durch:

$$(16) \quad D = 2x \sin \epsilon$$

Die Wegdifferenz zwischen zwei Teilstrahlen eines Lichtstrahls ist also abhängig vom Ort des Auftreffens des Lichtstrahls auf den Luftkeil. Alle Strahlen mit gleicher Wegdifferenz der Teilstrahlen liegen auf einer Parallelen zu g und erzeugen in P eine Linie gleicher Helligkeit. Die Interferenzstruktur in P besteht aus Streifen mit abwechselnder Helligkeit und Dunkelheit. Die Streifen sind äquidistant, da die Dicke des Luftkeils linear zunimmt. Die Streifenbreite ist nach Gl. (16) durch den Winkel ϵ gegeben. Interferenzen gleicher Dicke sind nur mit Lichtquellen zu erzeugen, die einer Punktlichtquelle sehr nahe kommen. Bei einer ausgedehnten Lichtquelle kommt es durch Überlagerung der beiden beschriebenen Interferenzstrukturen zu einem Verschwinden der Gesamtstruktur.

2.5. Die Bestimmung des Brechungsindex mit einem Interferometer

In den beiden Armen des Michelson-Interferometers befinden sich auf der Weglänge l jeweils ein Medium l

mit dem Brechungsindex n_1 bzw. ein Medium 2 mit dem Brechungsindex n_2 . Gilt $n_1 = n_2$ so durchlaufen die beiden Teilstrahlen die gleichen optischen Wege

$$(17) s = n_1 2l$$

und die justierte Interferenzstruktur bleibt unverändert. Verändert man n_1 relativ zu n_2 , so entsteht eine optische Wegdifferenz zwischen den beiden Teilstrahlen, die durch

$$(18) \Delta s = (n_1 - n_2) \cdot 2l$$

gegeben ist. Man betrachte in einer justierten Interferenzstruktur, Interferenzen gleicher Neigung bzw. Interferenzen gleicher Dicke, einen Punkt P mit maximaler Intensität, die nach Gl. (9) bei einer Phasendifferenz von $\delta = 2\pi z$ mit $z=0,1,2,3,\dots$ gegeben ist. Mit Gl. (9) und $D = \Delta s$ ergibt sich:

$$(19) (n_1 - n_2) 2l = \Delta s = z \cdot \lambda$$

oder

$$(20) \Delta n = (n_1 - n_2) = z \cdot \frac{\lambda}{2l}$$

wobei z die Anzahl der durchlaufenden Interferenzmaxima ist. Bei dieser Messung wurde statt des Mediums 2 Vakuum benutzt. Aus Gl. (20) ergibt sich:

$$(20a) n_1 - 1 = z \cdot \frac{\lambda}{2l}$$

Mit der Zählung der Interferenzmaxima ist ein Maß für die Änderung des Brechungsindex n_1 gegeben.

Bei der Vergrößerung des Brechungsindex n_1 erscheint es, als würde sich die justierte Interferenzstruktur bewegen, bei den Interferenzen gleicher Neigung wird eine kontinuierliche Vergrößerung der Ringradien und bei den Interferenzen gleicher Dicke eine Bewegung der Streifen in eine zu ihnen senkrechte Richtung beobachtet. Es ändern sich jedoch weder die Einfallswinkel θ_i noch die Keildicke $D(x)$. Jeder Punkt der justierten Interferenzstruktur ändert periodisch seine Intensität.

Die Änderung des Brechungsindex ist begrenzt durch die Auflösung des Interferometers. Das Auflösungsvermögen ist begrenzt durch die Linienbreite des eingestrahlten Lichtes. Ein Verwischen der Interferenzstruktur tritt auf, wenn die Maxima der m -ten Ordnung der Welle $\lambda + \Delta\lambda$ mit den Minima der $(m+1)$ -ten Ordnung der Welle λ zusammenfallen:

$$(21) (m+1) \frac{\lambda}{2} = m \frac{(\lambda + \Delta\lambda)}{2}$$

Die Ordnung m_A , bei der keine Interferenz mehr zu beobachten ist, ist durch die Beziehung

$$(22) m_A = \frac{\lambda}{2\Delta\lambda}$$

gegeben.

3. Der experimentelle Aufbau

Dieser Abschnitt umfaßt den optischen Aufbau, die Beschreibung des Gassystems, die Temperaturregelung und die Zählung der Änderung der Interferenzstruktur.

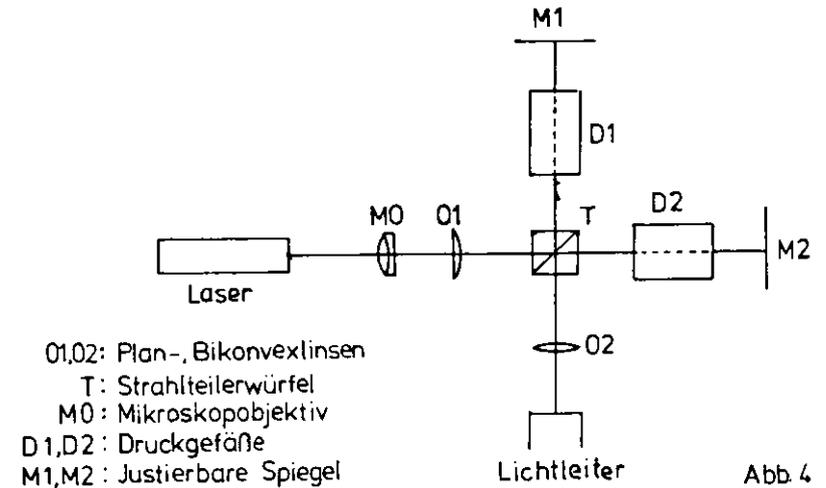
3.1. Optischer Aufbau

Aus den im Abschnitt 1 genannten Gründen wird der Brechungsindex n bei zwei verschiedenen Wellenlängen gemessen, wobei für $\lambda = 632,8\text{nm}$ ein He-Ne-Laser und für $\lambda = 435,8\text{nm}$ eine Quecksilberdampf Lampe verwendet wird. Das Michelson-Interferometer wird auf einer $1000 \times 1500\text{mm}^2$ großen Aluminiumplatte aufgebaut. Um die Gebäudeerschütterungen zu dämpfen, ist die Platte auf Schaumstoff gelagert und die träge Masse durch Auflegen von Bleiziegeln erhöht. Die optischen Komponenten sowie die beiden Druckgefäße sind auf einer optischen Bank (Hersteller: Physik Instrumente GmbH) montiert, die aus zwei zueinander senkrechten Trägern besteht.

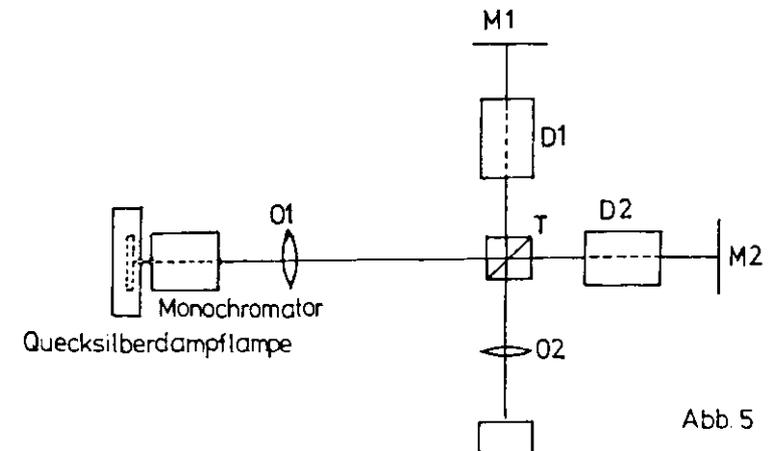
3.1.1. Optischer Aufbau mit einem Laser

Als Lichtquelle wird ein He-Ne-Laser (Hersteller: Bradley Ltd.) benutzt, der mit einer Wellenlänge von $632,8\text{nm}$ und einer Frequenzbreite kleiner als 10kHz angegeben ist,⁶⁾ was einem Wellenlängenintervall von $\Delta\lambda = 1,34 \cdot 10^{-6}\text{nm}$ entspricht. In diesem Wellenlängenintervall tritt ein Verwischen der Interferenzstruktur nach Gl. (22) erst bei einer $2,4 \cdot 10^{10}$ ten Ordnung der Interferenz auf. Diese Messung erstreckt sich jedoch nur über maximal 800 Interferenzstreifen.

Vor dem Laser befindet sich ein Mikroskopobjektiv M0 (Abb. 4) im Brennpunkt einer nachfolgenden Plankon-



Optischer Aufbau mit Quecksilberdampf Lampe



vexlinse ($f=5\text{cm}$). Mit dieser Anordnung wird ein aufgefächerter Strahl von etwa 5mm Durchmesser erreicht. Durch den folgenden Strahlteilerwürfel T wird der Strahl in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgespalten. In jedem Teilstrahl befindet sich ein Druckgefäß D1 bzw. D2. Es folgen je ein Planspiegel M1 bzw. M2, die in zwei Achsen senkrecht zum Strahl justierbar sind. Der eine Spiegel ist auf einem Schlitten montiert, der mit einer Mikrometerschraube in Strahlrichtung verschiebbar ist, um die geometrische Wegdifferenz zwischen den Teilwegen variieren zu können. Die aus dem Strahlteilerwürfel heraustretenden Teilstrahlen werden durch eine Bikonvexlinse O2 ($f=10\text{cm}$) auf ein System von Lichtleitern abgebildet. Die verwendeten Linsen bestehen aus Quarzglas (Suprasil I, Hersteller: Heraeus-Schott Quarzschmelze GmbH), welches Licht bis zu einer Wellenlänge von 250nm durchläßt⁷⁾.

Justierung des Aufbaus:

Die Spiegel des Michelson-Interferometers wurden so justiert daß die Interferenzfigur durch Interferenz gleicher Dicke entsteht. Die Dicke der Streifen wird durch die Änderung des Winkels $g+90^\circ$ zwischen den Spiegeln M1 und M2 auf 8mm eingestellt.

3.1.3. Optischer Aufbau mit einer Quecksilberdampf-Lampe

Es wurde eine Quecksilberdampf-Niederdruck-Lampe (Hersteller: Philips) mit Quarzkolben und Quarzbrenner verwendet. Die Lampe wird von einem Transformator (Hersteller: Philips) mit der erforderlichen Speisepannung von 600V versorgt. Zur Filterung einer einzelnen Spektrallinie dient ein Monochromator (Hersteller: Bausch and Lomb Ltd.). Auf die Verwendung von Farbfiltern wurde

verzichtet, um eine höhere Absorption zu vermeiden. Es wurde die Hg-Linie von $\lambda=435,8\text{ nm}$ benutzt. Diese Linie wurde gewählt, da sie sehr intensitätsreich ist und im UV-nahen Bereich des sichtbaren Spektrums liegt. Die Linienbreite der verwendeten Lampe beträgt $\Delta\lambda=0,04\text{ nm}$.⁸⁾

Betrachtet man das Wellenlängenintervall $\lambda+\Delta\lambda$, so kommt es nach Gl. (22) bei der 10 000. Ordnung der Interferenzen zu einem Verwischen der Interferenzstruktur. Die Quecksilberdampf-Lampe ist in einen zylindrischen Behälter montiert, der bis auf eine kreisförmige Öffnung von 2mm Durchmesser die Lampe lichtdicht abschließt.

Direkt an diese Öffnung schließt sich der Eingangsspalt des Monochromators an, der 1mm geöffnet wurde. (Abb.5). Vor dem Ausgangsspalt des Monochromators, der ebenfalls auf eine Breite von 1mm eingestellt wurde, befindet sich eine Bikonvexlinse ($f=5\text{cm}$) im Abstand der Brennweite, um annähernd paralleles Licht zu erhalten. Der übrige Aufbau des Michelson-Interferometers wird wie in 3.1.2. beschrieben beibehalten.

Justierung des Aufbaus:

Wegen der geringen Intensität der Quecksilberdampf-Lampe konnte die Breite des Ausgangsspalt nicht verringert werden. Die Verwendung einer Lochblende mit einem kleinen Durchmesser relativ zur Spaltbreite war ebenfalls nicht möglich. Damit erscheint der Ausgangsspalt als ausgedehnte Lichtquelle und es wurden Interferenzen gleicher Neigung justiert. Die Interferenzstruktur wurde so eingestellt, daß ein breiter Ring niedriger Ordnung von 8mm Breite über den Blenden der Photomultiplier lag.

3.2. Gassystem

Das Gassystem umfaßt die Gase, deren Brechungsindizes bestimmt werden sollen, die Druckregelung, bestehend aus einem System von Ventilen und Manometern, mit der eine Druckänderung des Gases vorgenommen wird, die Druckgefäße, die das zu messende Gas aufnehmen und die Temperaturregelung der Druckgefäße.

3.2.1. Die Gase

Bei den Gasen Freon 114 und Freon 12 handelt es sich um fluorierte Kohlenwasserstoffe. Sie wurden handelsüblichen Druckflaschen entnommen, in denen bei Zimmertemperatur ein Druck von 2 at und 5 at besteht. Einige Eigenschaften der Gase sind in Tabelle 1 angegeben.

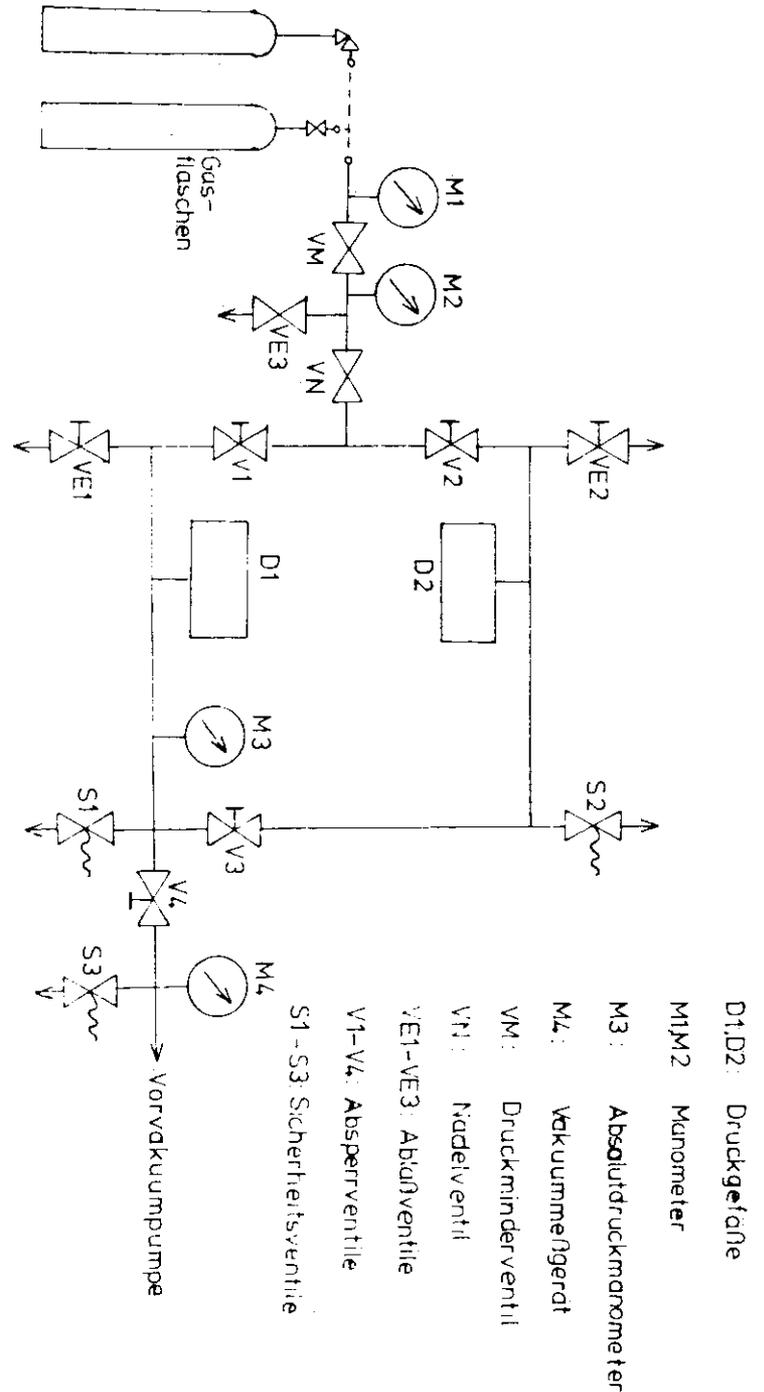
Tabelle 1	Freon 114	Freon 12
chem. Formel	CCl_2F_2	$CClF_2$
Molekulargewicht	170,926	120,93
Siedepunkt	3,55°C	-29,8°C
kritische Temperatur	147,7°C	112°C
kritischer Druck	33,8 at	43,4 at
kritische Dichte	0,582 kg/l	0,558 kg/l

Angaben aus 9)

3.2.2. Druckregelung

An die Gasflasche mit dem für die Messung bestimmten Gas wird folgendes Regelungssystem angeschlossen. (Abb.6)
Mit einem Druckminderventil VM wird der Flaschendruck

Abb 6 Druckregelssystem



auf etwa 2 at verringert, wobei die Manometer M1 und M2 zur Kontrolle des Druckes dienen. Mit Hilfe eines Nadelventils VN kann eine feine Regulierung der Gaszufuhr vorgenommen werden. Das Ventilsystem V_1-V_4 ermöglicht die Gaszufuhr und die Evakuierung der einzelnen Druckgefäße D1 oder D2.

Ein Absolutdruckmanometer M3 (Hersteller: Wallace und Tiernan-Chlorator GmbH) mit einer Güteklasse 0,1 °C dient zur Messung der Druckänderung.

Das Instrument besitzt eine Spiegelskala und ermöglicht Druckmessungen von 0-3,5 at. Die Güte des Vakuums, das mit einer Vorvakuumpe erzeugt wird, wird mit einem Vakuummeßgerät M4 (Hersteller: Leybold) mit einer Genauigkeit von $3 \cdot 10^{-5}$ at bestimmt. Die Ventile VE1-VE3 dienen zur Entlüftung des Systems. Die Sicherheitsventile S1 und S2 sollen einen Druck größer als 40 at auf die Druckgefäße, S3 einen Druck größer als 1,4 at auf die Vakuumpumpe verhindern.

3.2.3. Druckgefäße

Die Druckgefäße (Abb. 7) bestehen aus einem 140mm langen, zylinderförmigen Druckkörper, der aus Messing gedreht wurde. In die offenen Frontflächen sind 15mm dicke Quarzscheiben aus Spektrosil B (Hersteller: Thermal-Quarz-Schmelze GmbH), die Licht bis zu einer Wellenlänge von etwa 250nm durchlassen¹⁰⁾, eingelassen und mit einer Messingmutter verschraubt. Die entstehende Öffnung für das durch die Druckgefäße hindurchtretende Licht ist auf 20mm begrenzt. Über eine Bohrung in der Oberseite der Druckgefäße sind diese über eine biegsame, kupferbespannte Druckleitung mit dem Druckregelsystem verbunden. Die Länge l des während der Messung mit Gas gefüllten Druckraumes des Druck-

Druckgefäße (Langsschnitt)

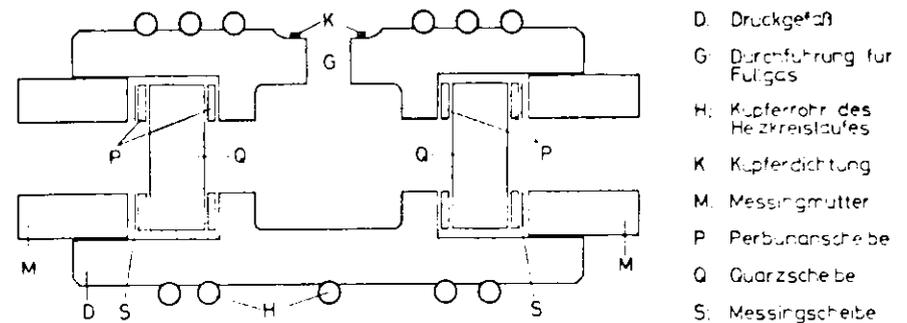


Abb. 7

Relative spektrale Empfindlichkeit des Photomultipliers 150 AVP

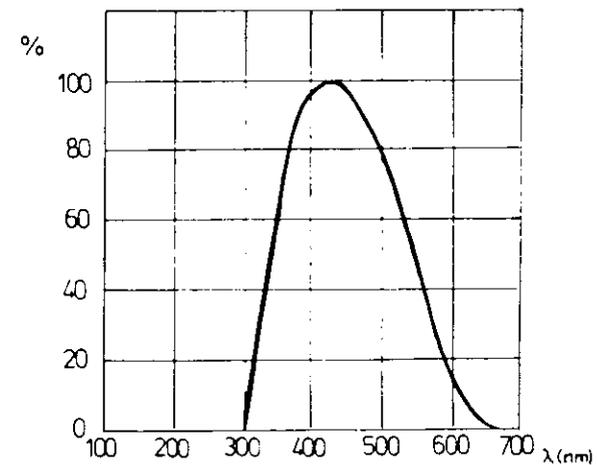


Abb. 8

gefäßes D1 beträgt 60,24mm und die Länge l des während einer Messung evakuierten Druckraumes des Druckgefäßes D2 60,25mm. Genauere Angaben über die Druckgefäße sind der Diplomarbeit von H. Wriedt zu entnehmen.³⁾

3.2.4. Temperaturregelung

Um die Bestimmung des Brechungsindex bei verschiedenen Temperaturen vornehmen zu können, werden die Druckgefäße durch folgenden Wärmekreislauf auf eine vorwählbare Temperatur erwärmt:

Kupferrohre sind spiralförmig um die Druckgefäße gewickelt und mit ihnen hartverlötet. In einem Thermostaten (Hersteller: Gebr. Haake) wird Wasser auf eine einstellbare Temperatur erwärmt und mit Hilfe einer Umwälzpumpe durch die Kupferrohre der Druckgefäße gepumpt. Eine Kühlung des Thermostaten wird mit einem Wärmeaustauscher, der von Leitungswasser durchflossen wird, erreicht. Die Druckgefäße sind bis auf die Stirnflächen mit Moosgummi und Schaumstoffmatten wärmeisoliert. Um die genaue Temperatur des mit Gas gefüllten Druckgefäßes D1 festzustellen, ist an der Oberfläche ein Thermoelement befestigt, das mit einem Temperaturmeßgerät (Hersteller: Metrawatt) verbunden ist. Das Gerät verfügt über eine Spiegelskala und ist mit der Güteklasse 1 % angegeben. Es wurde in einem Meßbereich bis 70°C gemessen.

3.3. Zählung der Interferenzstreifen

Eine Änderung des Brechungsindex n in einem Arm des Interferometers bewirkt eine sinusförmige Intensitätsänderung in einem Punkt P. Dies wird von Photomultipliern in ein Signal E umgewandelt und durch eine Elektronik gezählt.

3.3.1. Optoelektronische Umwandlung

Für die Umwandlung des optischen Signals in ein Spannungssignal E wurden zwei Photomultiplier Typ 150 AVP (Hersteller: Valvo) verwendet. Auf die Fenster der Photomultiplier sind Lichtleiter geklebt, deren Stirnflächen kreisförmige Lochblenden mit 0,53mm Durchmesser tragen, auf die während der Messung die Interferenzstruktur abgebildet wird. Der Abstand der Lochblenden beträgt 4mm, er ist durch die Dicke der Lichtleiter und des Isoliermaterials der Lichtisolierung gegeben. Die Photomultiplier sind zusätzlich zur Abschirmung magnetischer Streufelder mit μ -Metallfolie umwickelt. Die Versorgung der Photomultiplier erfolgt mit negativer Hochspannung aus einem Hochspannungsnetzgerät Typ NU 1250 (Hersteller: Nucleon) unter Verwendung eines Spannungsteilers (Hersteller: Oltronix). Für die Verbindung zwischen Photomultipliern und Zähler werden BNC-Kabel verwendet. Die Empfindlichkeit der Photomultiplier für die Wellenlänge der Quecksilberdampfampe liegt bei etwa 100 %, die des Lasers bei etwa 5 % (Abb.8)¹¹⁾. Nähere Angaben Ref. 3).

3.3.2. Konstruktion des Zählers

Vorversuche ergaben, daß das Signal E von folgenden Störungen überlagert wurde:

- 50 Hz-Störsignale beim Laser und 100 Hz-Störsignale bei der Quecksilberdampflampe, die durch Netzfrequenz der Versorgungsspannung verursacht wurden.
- Gebäudeerschütterungen, die sich in einer Pin- und Herbewegung der Interferenzstreifen und -ringe, zum Teil auch in der Auslöschung der Interferenzstruktur zeigten.
- Starke Gebäudeerschütterungen oder Schlierenbildung bei zu hoher Einströmungsgeschwindigkeit des Gases führten zur Umkehrung der Laufrichtung der Interferenzstreifen und -ringe.

Die Störsignale der Netzfrequenz können durch zwei Tiefpässe geglättet werden. Kleine Störsignale durch Gebäudeerschütterungen werden durch weit auseinander liegende Schaltschwellen S_o , S_u (Abb.9b) bei der Umwandlung des sinussignals in ein Rechtecksignal verhindert. Um Fehlzählungen von Störsignalen mit einer Amplitude größer als $S_o - S_u$ zu verhindern, wurde mit dem Rechtecksignal ein Univibrator angesteuert, der in der geplanten Zählfrequenz von 1 Hz schwingt. Löst ein Störsignal kurz vor dem Signal E einen Impuls des Univibrators aus, so wird der folgende reguläre Impuls von E nicht gezählt. Löst ein reguläres Signal einen Impuls aus, so können während dieser Impulsdauer keine Impulse von Störsignalen Zählungen hervorrufen. Um mit einer reinen Vorwärtszählung die dreimalige Zählung, die ein kurzfristig rücklaufender Streifen auslösen würde, zu verhindern, werden zwei Photomultiplier benutzt, um die Laufrichtung der

Interferenzstreifen und -ringe wie folgt festzustellen:

Die Streifen- bzw. Ringbreite entspricht der Differenz zwischen minimaler und maximaler Intensität. Bei einer Breite von 8mm der Streifen oder Ringe vor den Blenden B1 und B2 der Photomultiplier 1 und 2 (Abb.9a) ergibt sich eine Periode von 16mm für die Intensitätsverteilung, die sich wie $F(x) = \cos^2 x$ verhält. Bei einem Blendenabstand von 4mm ergibt sich daher ein Phasenunterschied von $\frac{\pi}{4}$ zwischen den Blenden der beiden Photomultiplier. Ändert man den Brechungsindex n, so besteht zwischen den Ausgangssignalen E_1 und E_2 der Photomultiplier eine konstante Phasendifferenz von $\frac{\pi}{4}$, hervorgerufen durch die verschiedenen Anfangslagen in der Intensitätsverteilung der Interferenzstruktur (Abb.9a). Gemäß Gl. (10) ergibt sich:

$$(23) \quad E_1 = \alpha 4 I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2}$$

$$(23a) \quad E_2 = \alpha 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{\delta}{2} + \frac{\pi}{4} \right)$$

α : Proportionalitätskonstante

und bei Änderung der Bewegungsrichtung:

$$(24) \quad E'_1 = E_2$$

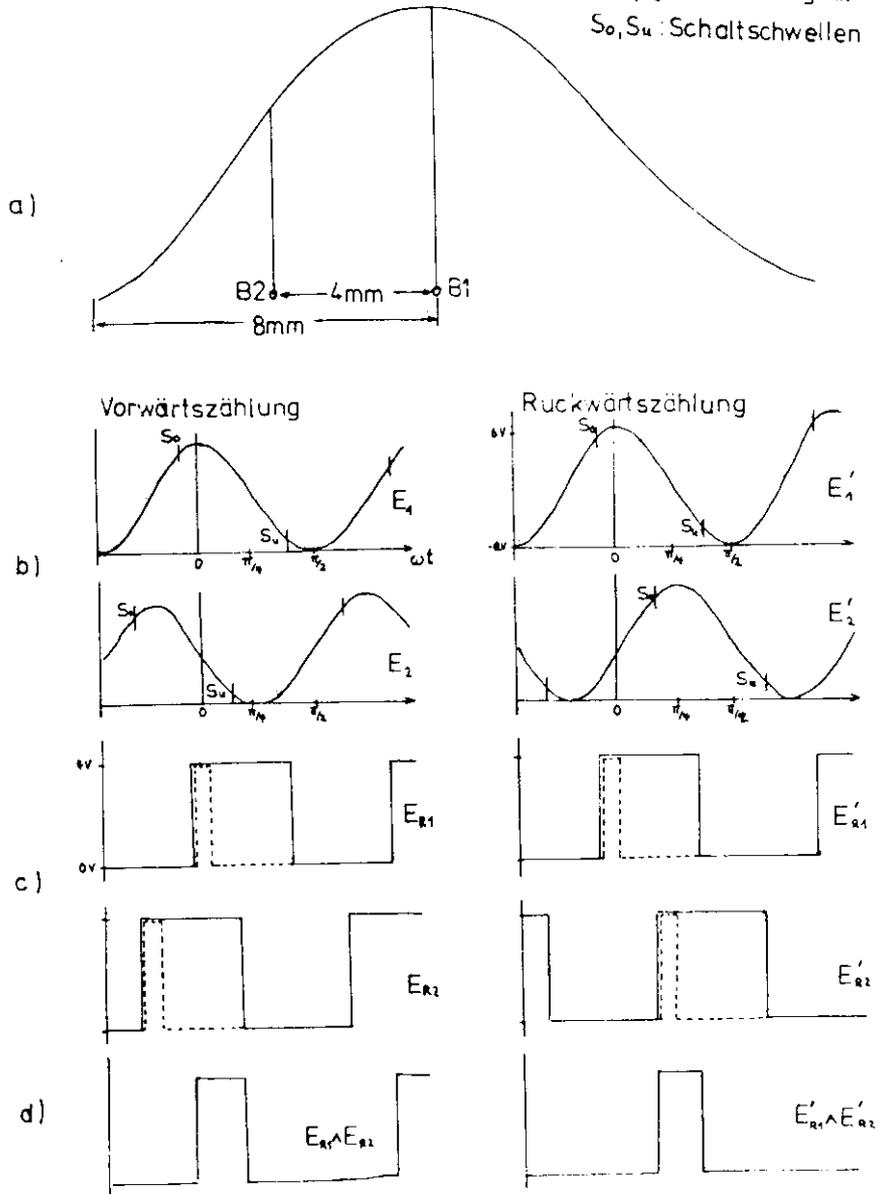
$$(24a) \quad E = \alpha 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{\delta}{2} - \frac{\pi}{4} \right)$$

(Abb.9b)

Mit einer geeigneten Logik wird durch diese Änderung des Phasenunterschieds eine Vorwärts-, Rückwärtszählung durchgeführt.

Abb. 9

B1, B2: Blenden der Photomult. 1 u. 2
 E₁, E₂, E'₁, E'₂: Ausgangssignale " "
 E_{R1}, E_{R2}, E'_{R1}, E'_{R2}: Rechtecksignale " "
 S₀, S_u: Schaltschwellen



Bestimmung der Laufrichtung der Interferenzstreifen, -ringe

3.3.3. Aufbau der Elektronik

Die für die Zählung der Interferenzstreifen benötigte Elektronik wird aus integrierten Schaltkreisen aufgebaut, die in zwei Kassetten passend für einen NIM-Überrahmen Typ NU3120 (Hersteller: Nucleon) eingebaut werden. Die Versorgungsspannungen von $\pm 6V$ und $\pm 12V$ wird mit Elektrolytkondensatoren von $6,8 \mu F$ und Netz-drosseln stabilisiert, wobei die Versorgungsspannung V_{cc} für die logischen Bausteine mit Siliciumdioden von $6V$ auf $5,3V$ vermindert wird.

Die Elektronik besteht aus zwei baugleichen Analogteilen, in denen die Signale in TTL-Signale umgewandelt werden und einem Logik- und Zählerteil, wo die Laufrichtung der Streifen bzw. Ringe bestimmt, und die Impulse gezählt werden.

Analogteil:

Das Signal E_1 bzw. E_2 wird nach Durchlaufen eines Tiefpasses mit der Grenzfrequenz von 30 Hz und eines Hochpasses mit einer Grenzfrequenz von $0,0016 \text{ Hz}$, der zur kapazitiven Abkoppelung der Photomultiplier dient, von zwei Operationsverstärkern Typ SN72741P (Hersteller: Texas Instruments) verstärkt (Abb.10). Wegen des hohen Eingangswiderstands konnte die Verstärkung des ersten Operationsverstärkers nicht größer als 5-fach gewählt werden. Im Gegenkopplungsglied befindet sich ein Tiefpass mit der Grenzfrequenz von 8 Hz .

Die Verstärkung des zweiten Operationsverstärkers ist, über ein Trimpotentiometer regelbar, bis zu einem Faktor 100 ausgelegt. Mit Hilfe der Referenzspannung am "Plus"-Eingang des ersten Operationsverstärkers ist das Signal in der Nullage verschiebbar. Mit einem Operationsverstärker wird das sinusförmige Signal

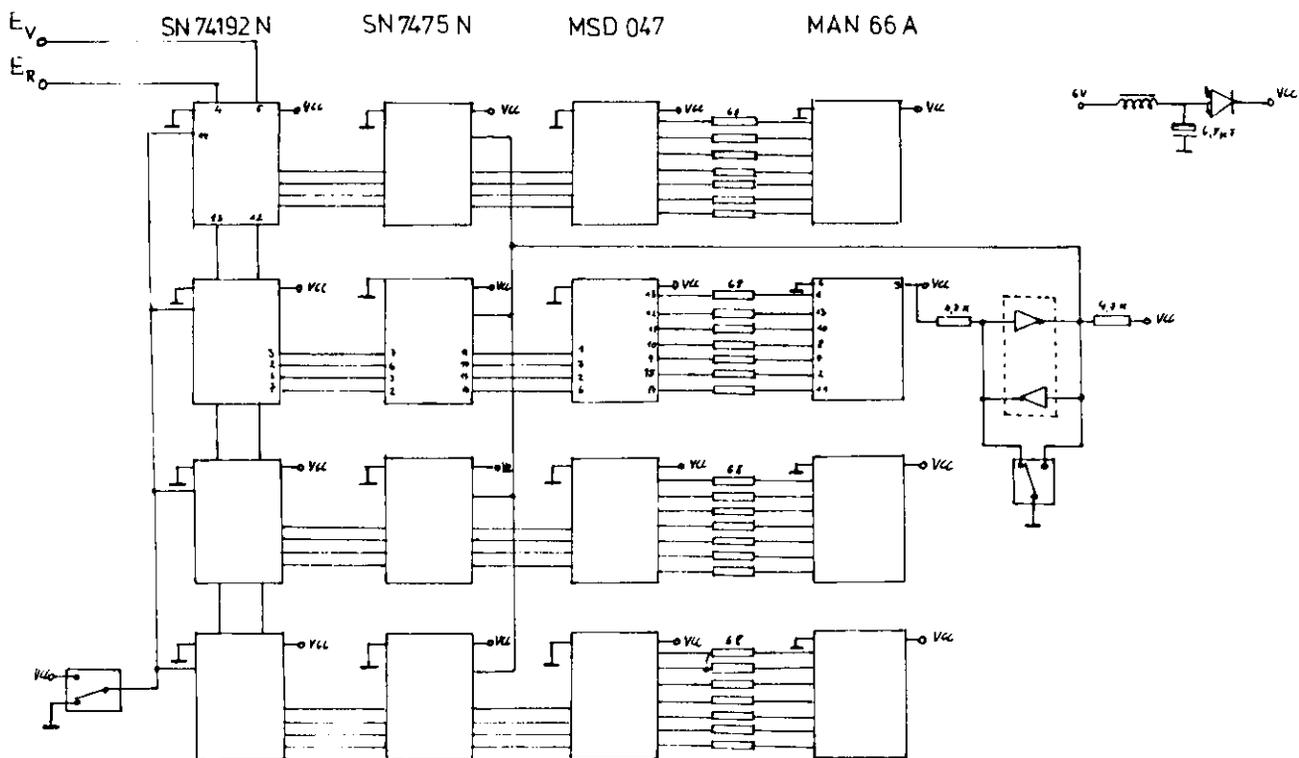


Abb.11 Elektronik des Interferenzstreifenzählers (Zähler)

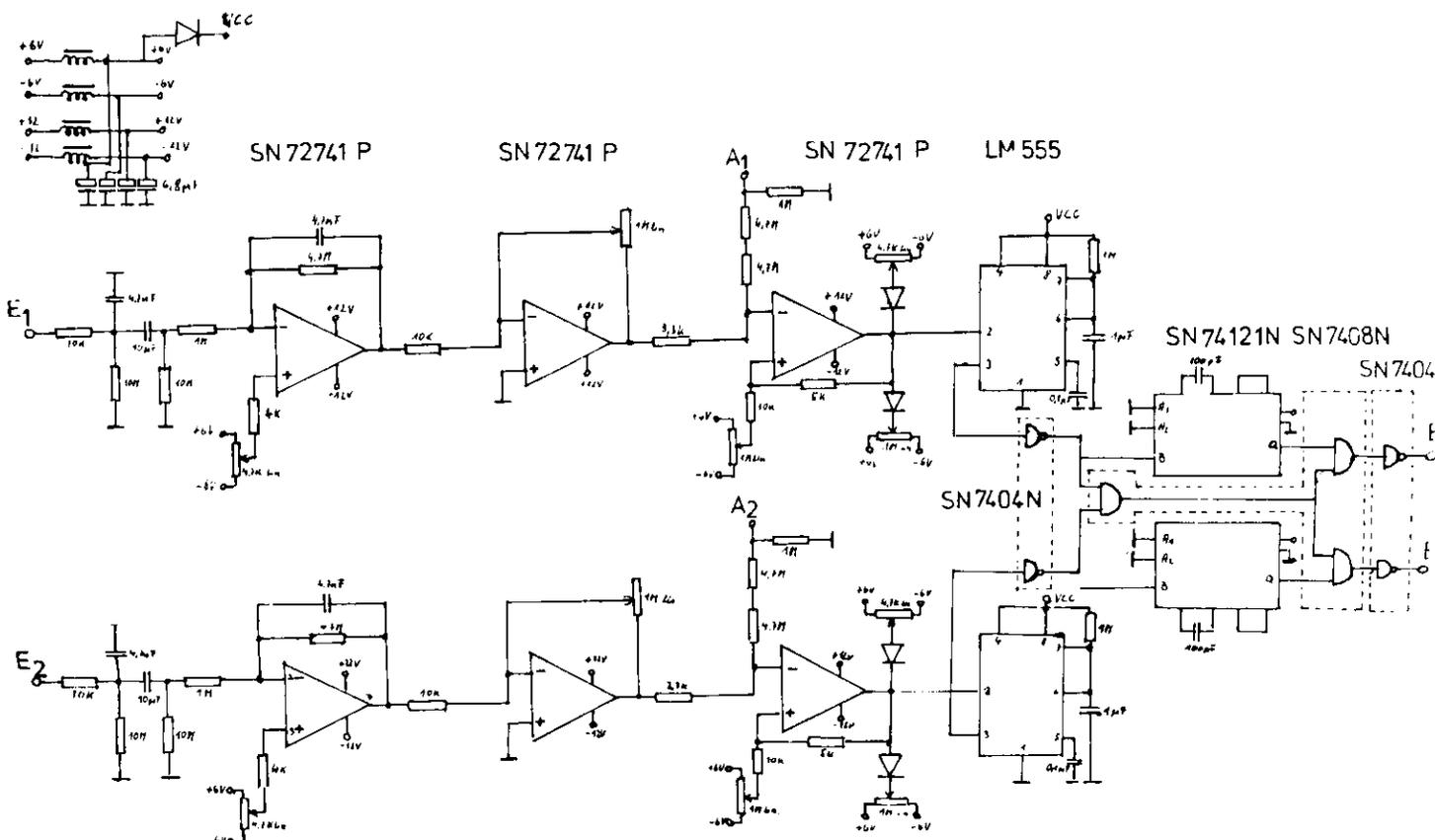


Abb.10 Elektronik des Interferenzstreifenzählers (Analog- u. Logikteil)

in ein Rechtecksignal E_{R1} bzw. E_{R2} gewandelt. Aufgrund der Hysterese des Bausteins können die Schaltschwellen S_o und S_u des Rechtecksignals (Abb.9b) bei unterschiedlichen Spannungswerten des Sinussignals gesetzt werden. Die Schaltschwellen sind abhängig von den "High"- und "Low"-Spannungen V_H und V_L des Rechtecksignals am Ausgang des Operationsverstärkers und der Wahl der Widerstände in der Mitkopplung. V_H und V_L sind mit Hilfe von Trimpotentiometern einstellbar. Mit einer variablen Referenzspannung am "Plus"-Eingang läßt sich die Differenz $S_o - S_u$ der Schaltschwellen verschieben. Mit einem Univibrator Typ LM555 (Hersteller: National Semiconductor Corp.) wird das Rechtecksignal mit einer Frequenz von 1 Hz stabilisiert.

Logik- und Zählerteil:

Mit einem Baustein vom Typ SN7408 (Hersteller: Texas Instruments) wird das logische "UND" der Rechtecksignale von E_1 und E_2 gebildet. (Abb.9d und 10). Gleichzeitig werden die Signale auf die Eingänge von Univibratoren Typ SN74121 (Hersteller: Texas Instruments) gegeben. Diese erzeugen bei ansteigenden Flanken der Rechtecksignale einen Impuls von 100 ns Länge (Abb.9c).

Mit Hilfe von zwei "UND"-Funktionen wird einerseits bei gleichzeitigem "High"-Zustandes des Univibrators von E_1 und der ersten "UND"-Funktion ein Impuls auf den Vorwärtseingang eines Zählers, andererseits bei gleichzeitigem "High"-Zustandes des Univibrators von E_2 und der ersten "UND"-Funktion ein Impuls auf den Rückwärtseingang des Zählers gegeben.

Der Zähleraufbau befindet sich in der zweiten Kasette und ist mit BNC-Kabeln verbunden (Abb.11). Für den Vorwärts-, Rückwärtszähler wurde eine Serienschaltung von zwei synchronen Dezimalzählern Typ SN74192N (Hersteller: Texas Instruments) verwendet.

Der Inhalt des Zählers wird mit vier Decodierern Typ MSD047 (Hersteller: Monsanto) decodiert und in einer Sieben-Segment-Anzeige vom Typ MAX66A (Hersteller: Monsanto) sichtbar gemacht. Zwischen Zähler- und Decodierbausteinen befinden sich vier Speicherflipflops Typ SN7475N (Hersteller: Texas Instruments), die bei Betätigung eines prellfreien Tasters den momentanen Wert des Zählers speichern und auf der Anzeige sichtbar lassen, während der Zähler intern weiterläuft. Mit Hilfe eines Tasters kann der Zählerinhalt auf 0 gesetzt werden.

3.3.4. Testen und Einstellen der Elektronik

Um die Funktion der elektronischen Zählung zu kontrollieren, wurde ein Sinusgenerator mit der Frequenz zwischen 0,5-2 Hz gebaut (Abb.12), da verfügbare Geräte nur eine minimale Frequenz von 10 Hz besaßen. Er besteht aus einem Univibrator Typ LM555 (Hersteller: National Semiconductor Corp.), der mit einer über ein Trimpotentiometer regelbaren Frequenz schwingt und einem Resonanzkreis mit einem Operationsverstärker Typ $\mu A741$ (Hersteller: National Semiconductor Corp.), wobei die Resonanzfrequenz mit einem Trimpotentiometer abgestimmt wird. Die Amplitude des Signals wird mit einem Trimpotentiometer in einem Spannungsteiler variiert.

Beim Test der Zählerelektronik wurde auch bei maximaler Verstärkung keine Verzerrung des Signals beobachtet.

Die Spannungswerte des erzeugten Rechteckimpulses wurden auf $V_H = 4V$ und $V_L = 0V$ eingestellt, wobei die Schaltschwellen $S_o = V_H$ und $S_u = V_L$ entsprechen. Mit der Referenzspannung der ersten Operationsverstärker wurde eine Nulllage des Eingangssignals von 2V eingestellt.

Während der Messungen wurde die Verstärkung der Operationsverstärker und die Versorgungsspannung der Photomultiplier so eingestellt, daß die Amplitude der Signale vor dem dritten Operationsverstärker 4V betrug.

4. Durchführung und Auswertungen der Messungen

In diesem Abschnitt wird die Durchführung der einzelnen Messungen beschrieben, die Meßreihen dargestellt, eine Abschätzung der experimentellen Fehler vorgenommen und die Meßergebnisse ausgewertet.

4.1. Durchführung der Messungen

Es wurden jeweils drei Messungen bei Temperaturen von 15°, 25°, 35° und 45° Celsius durchgeführt. Die Raumtemperatur wurde den Meßtemperaturen angenähert. Für die 15°C-Messungen erfolgte eine zusätzliche Abkühlung des im Heizkreislaufes zirkulierenden Wassers mit Hilfe eines Tauchkühlers (Hersteller: Calora). Es zeigten sich bei den evakuierten Druckgefäßen und vergleichbaren erschütterungsarmen Zeiten bei Temperaturen von 15°C und 45°C ein erhöhter Störuntergrund verursacht durch die höhere thermische Bewegung der Luft vor den Fenstern der Druckgefäße. Versuchsmessungen mit Freon 12 und der Quecksilberdampfampe als Lichtquelle, in der in Abschnitt 3.1.2. beschriebenen Justierung mit Ringen niedriger Ordnung, ergaben eine hohe Anzahl von Fehlzählungen durch die Überlagerung des Signals von Störsignalen durch Erschütterungen mit gleichgroßer Amplitude. Es zeigte sich, daß bei Justierung von Ringen höherer Ordnung auf die Blenden der Photomultiplier das Verhältnis zwischen Störsignalamplitude zu Signalamplitude abnahm und damit die Häufigkeit der Fehlzählungen durch das Verschwinden des Signals E. Mit Gl. (15) nimmt jedoch die Ringbreite mit höherer Ordnung ab. Um die Ringbreite zu erhöhen, muß die Interferenzstruktur stärker vergrößert werden. Bei einer Vergrößerung war jedoch wegen der geringen Intensität der Quecksilberdampfampe eine Justierung und eine

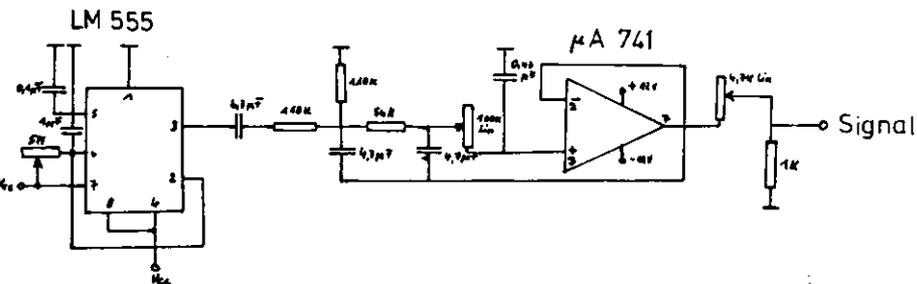


Abb. 12 Sinusgenerator für $\gamma = 1\text{Hz}$

Bestimmung der Ringbreite nicht mehr möglich.

Aus diesem Grunde wurde bei Messungen mit der Quecksilberdampfampe auf eine Vorwärts-, Rückwärtszählung verzichtet. In der Elektronik wurde dafür an den von E_2 gesteuerten Univibrator Typ SN74121 (Abb.10) die Versorgungsspannung V_{CC} angelegt.

Etwa eine Stunde vor der Messung wurde der Thermostat eingeschaltet und auf die für die Messung geplante Temperatur eingestellt. Kurz vor der Messung erfolgte die Evakuierung der Druckgefäße, die auf dem Vakuummeßgerät verfolgt wurde. Das mit der Vorvakuumpumpe erreichbare Vakuum lag bei $2,6 \cdot 10^{-4}$ at. Während einer Messung wurde das Nadelventil VN so reguliert, daß die Frequenz des Signals E_1 bzw. E_2 etwa 1 Hz betrug. Das Absolutmanometer M3 wurde in Schritten von 0,5 at abgelesen, wobei mit der Betätigung des Tasters der Speicherflipflops die Zähleranzeige zwischengespeichert wird. Über die gesamten Messungen wurden die Spannungssignale E_1 bzw. E_2 an den Punkten A_1 und A_2 (Abb.10) abgenommen und über einen Oszillographen verfolgt. Ebenfalls wurde die Temperatur der Druckgefäße kontrolliert. Um die Möglichkeit von Fehlzählungen durch Verschwinden der Interferenzstruktur zu vermeiden, wurden die Messungen in erschütterungsarmen Abendstunden vorgenommen. Bei den Meßpunkten von 0,1 at ergab sich auf Grund des größeren Volumens des Absolutmanometers M3 zu dem Druckgefäß D1 eine Druckdifferenz, die abhängig von der Einströmgeschwindigkeit ist. Es wurden dem abgelesenen Druckwert eine zu hohe Zahl von Interferenzstreifen zugeordnet. Bei höheren Druckwerten beobachtete man ein Verschwinden dieses Effekts. Um Fehlzählungen zu verhindern wurde auf eine langsamere Einströmgeschwindigkeit verzichtet und die Meßwerte für $p=0,1$ at bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

Die Messung des Brechungsindex von Freon 114 bei einer Temperatur von 15°C wurde bei 1,5 at abgebrochen, da eine zunehmende Verflüssigung des Gases eine weitere Messung nicht zuließ.

4.2. Darstellung der Meßpunkte

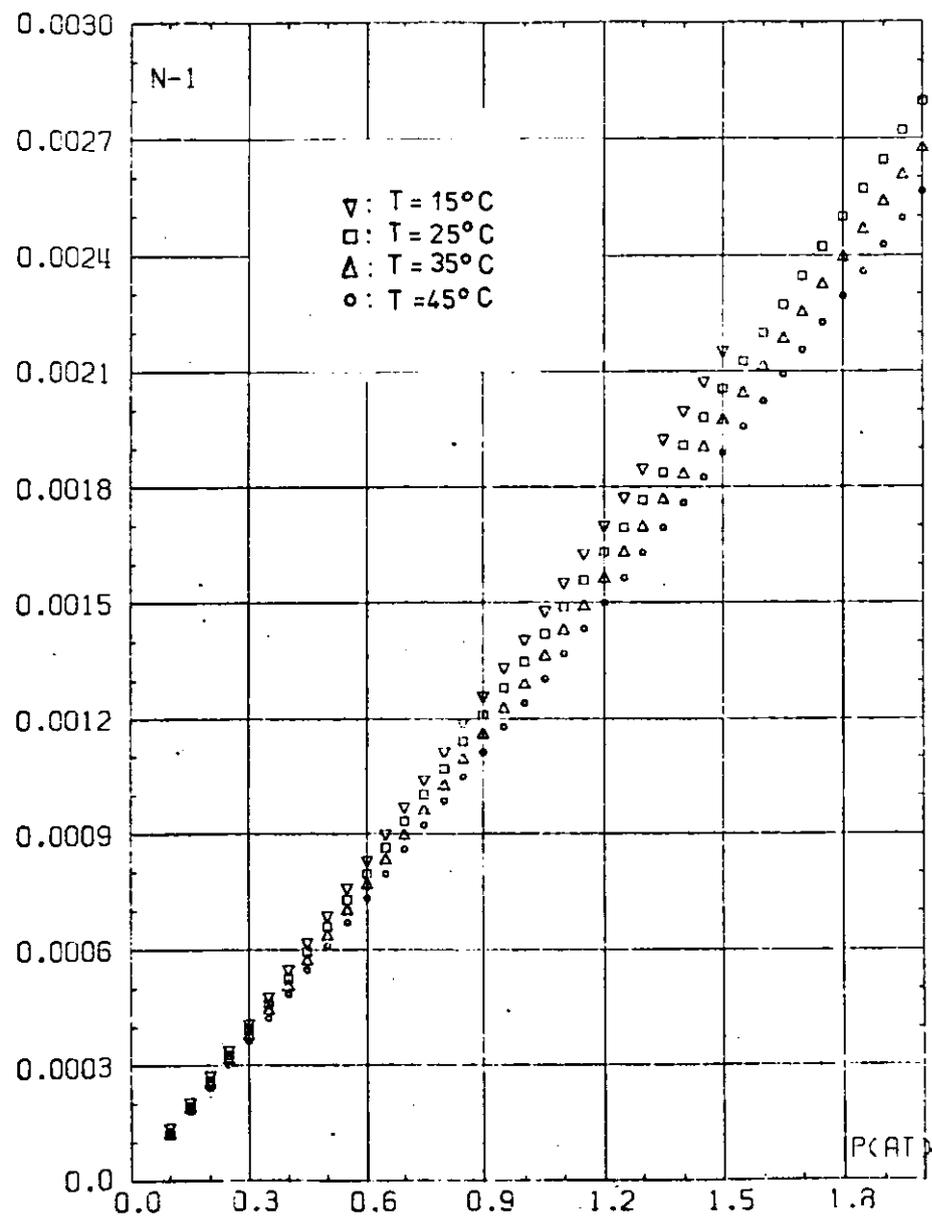
Eine Umrechnung der gemessenen Interferenzstreifenzahlen Z in den Brechungsindex folgt nach :

$$(20a) \quad n-1 = Z \frac{\lambda}{2l}$$

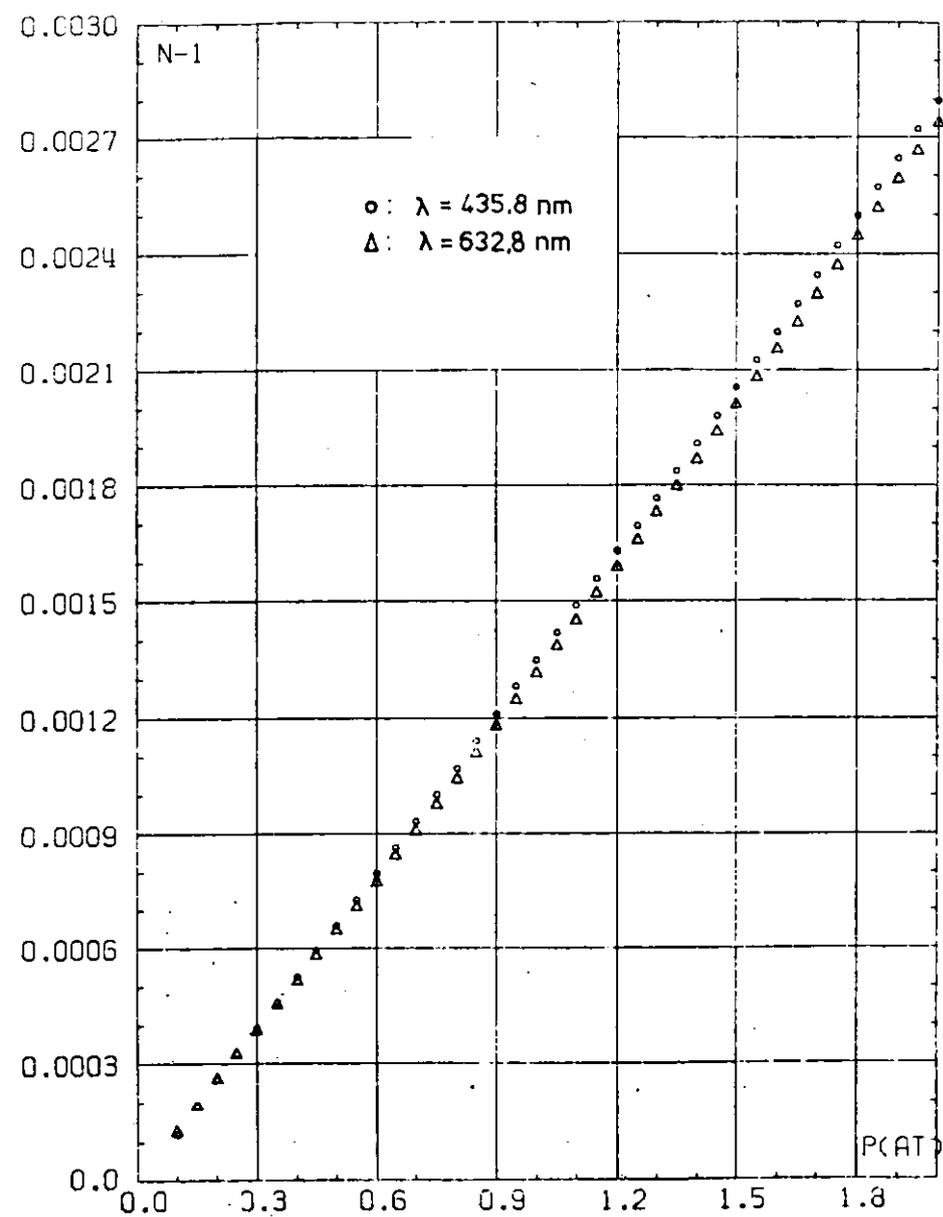
wobei für λ die Wellenlänge des jeweils verwendeten Lichtes und für l die Länge des Gasraumes der Druckgefäße eingesetzt wird. Der Mittelwert von $(n-1)$ der zu jedem Meßpunkt erfolgten drei Messungen wird in den Tabellen 2 und 3 angegeben. In Abb.14 wird $n-1$ von Freon 114 in Abhängigkeit vom Druck p bei Temperaturen von $15^\circ, 25^\circ, 35^\circ$ und 45°C und bei einer Wellenlänge $\lambda=455,8\text{nm}$ dargestellt. Um die Meßpunkte zu unterscheiden wurden die verschiedenen Temperaturen entsprechend gekennzeichnet. Um die Dispersion des Brechungsindex darzustellen, ist in Abb.15 $n-1$ für $\lambda=435,8\text{nm}$ und $\lambda=632,8\text{nm}$ des eingestrahlteten Lichtes bei $T=25^\circ\text{C}$ in Abhängigkeit von p dargestellt. Die Abbildungen 16 und 17 zeigen analog den Brechungsindex von Freon 12.

4.3. Bestimmung der experimentellen Fehler

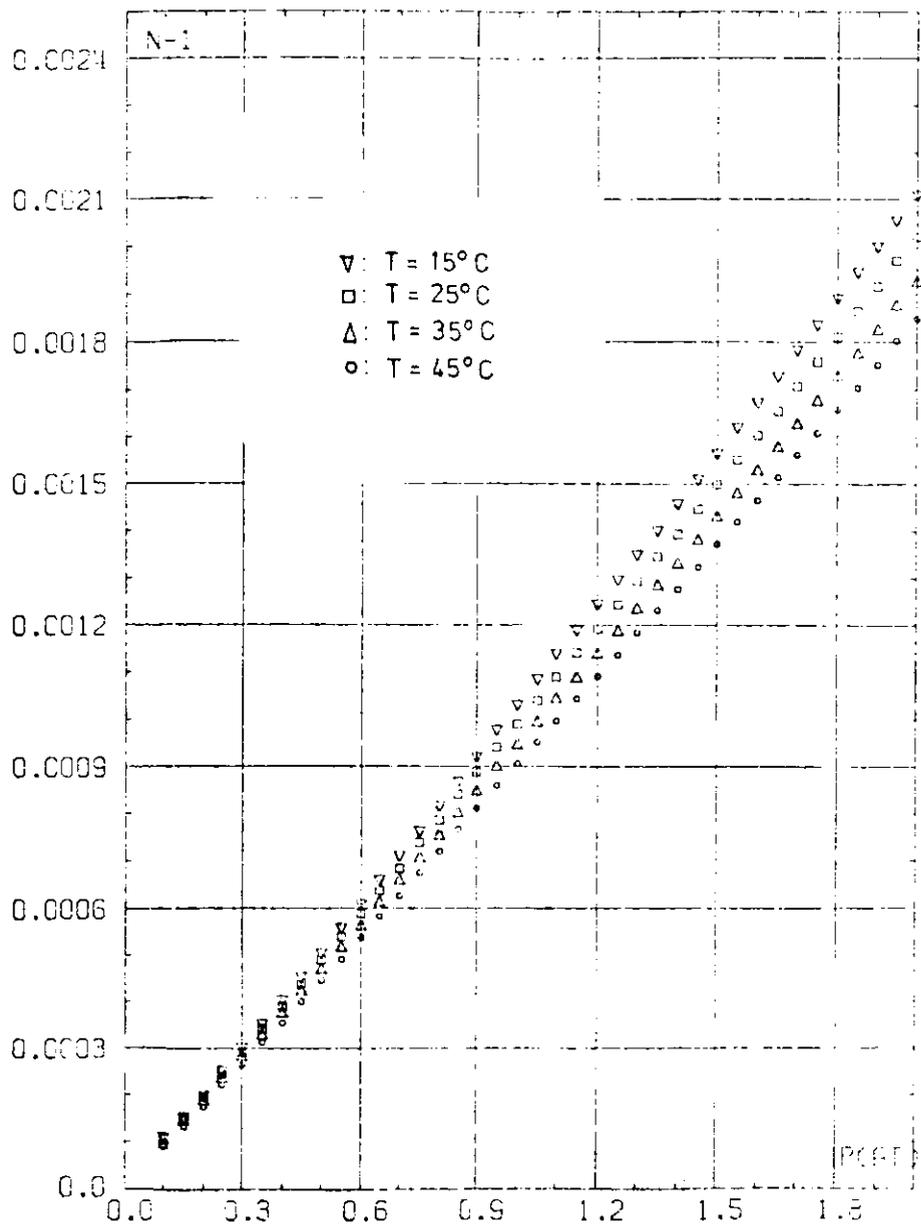
Im folgenden werden die Fehler betrachtet, mit denen die drei Meßgrößen p, T und $n-1$ behaftet sind. Um eine Aussage über den Gesamtfehler machen zu können, werden die Fehler von p und T in Fehler des Brechungsindex umgerechnet.



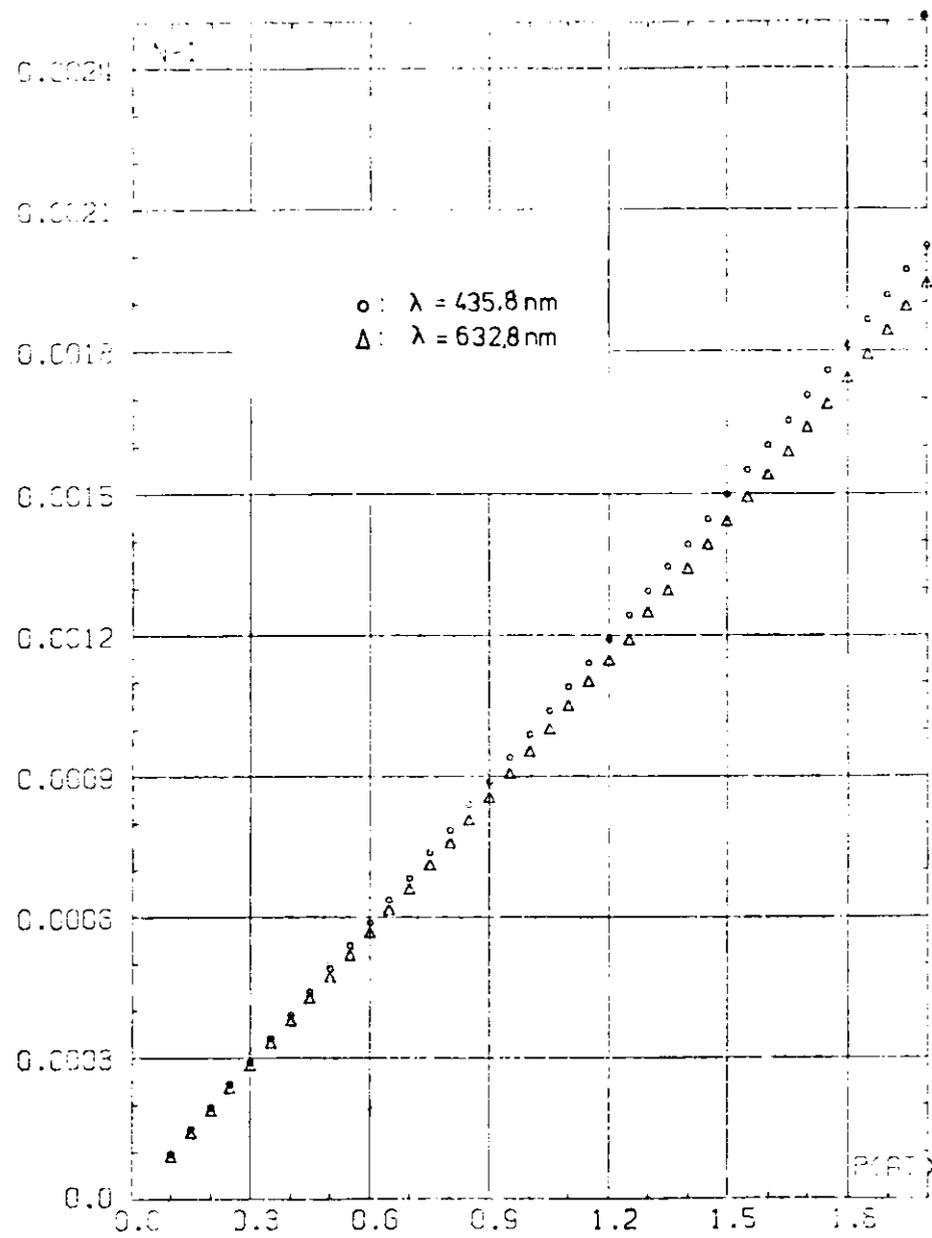
(n-1) von Freon 114 in Abhängigkeit von p bei T = 15°, 25°, 35°, 45° C und $\lambda = 435,8 \text{ nm}$



(n-1) von Freon 114 in Abhängigkeit von p bei $\lambda = 435,8 \text{ nm}$ und $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, T = 25° C



($n-1$) von Freon 12 in Abhängigkeit von p bei $T = 15^\circ, 25^\circ, 35^\circ, 45^\circ \text{C}$ und $\lambda = 435,8 \text{ nm}$



($n-1$) von Freon 12 in Abhängigkeit von p bei $\lambda = 435,8 \text{ nm}$ und $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, $T = 25^\circ \text{C}$

Tabelle 2

(Meßreihen von Freon 114)

Druck p [at]	$(n-1) \cdot 10^6$				$\lambda = 632,8 \text{ nm}$	
	$\lambda = 435,8 \text{ nm}$				$T = 25^\circ \text{ C}$	
	Temperaturen :				mit VR	ohne VR
	15°C	25°C	35°C	45°C		
0.10	139	126	120	126	127	125
0.15	206	192	188	181	195	191
0.20	275	259	252	241	260	257
0.25	341	327	311	305	324	321
0.30	410	395	377	362	385	382
0.35	479	459	442	424	452	447
0.40	550	526	505	485	515	511
0.45	619	594	571	548	581	574
0.50	688	659	635	610	646	637
0.55	759	728	700	671	710	701
0.60	830	795	766	735	775	764
0.65	900	864	830	796	832	821
0.70	971	933	894	859	907	895
0.75	1042	1001	961	922	975	962
0.80	1115	1069	1025	986	1041	1027
0.85	1189	1140	1095	1050	1112	1097
0.90	1260	1209	1158	1112	1173	1157
0.95	1334	1281	1226	1178	1236	1219
1.00	1406	1349	1290	1240	1301	1283
1.05	1479	1419	1362	1305	1367	1348
1.10	1553	1489	1427	1369	1431	1411
1.15	1627	1558	1490	1433	1499	1477
1.20	1702	1631	1562	1500	1567	1544
1.25	1774	1695	1628	1564	1637	1613
1.30	1849	1766	1694	1628	1709	1684
1.35	1924	1837	1766	1691	1787	1761
1.40	1998	1907	1831	1758	1866	1839
1.45	2074	1980	1902	1825	1953	1925
1.50	2153	2054	1975	1890	2040	2011
1.55		2126	2042	1958	2081	2051
1.60		2199	2112	2024	2155	2127
1.65		2272	2183	2093	2225	2196
1.70		2346	2250	2156	2296	2266
1.75		2422	2323	2226	2370	2339
1.80		2498	2395	2295	2445	2414
1.85		2576	2465	2353	2517	2487
1.90		2655	2537	2427	2592	2560
1.95		2722	2606	2494	2664	2631
2.00		2796	2675	2563	2737	2707

VR: = Vorwärts-, Rückwärtszählung

mittlerer experimenteller Fehler: $\Delta(n-1) \cdot 10^6 = \pm 7$ für $\lambda = 435,8 \text{ nm}$
 $\Delta(n-1) \cdot 10^6 = \pm 8,4$ für $\lambda = 632,8 \text{ nm}$
 maximaler " " " : $\Delta(n-1) \cdot 10^6 = \pm 11$ für $\lambda = 435,8 \text{ nm}$
 $\Delta(n-1) \cdot 10^6 = \pm 12,8$ für $\lambda = 632,8 \text{ nm}$

Tabelle 3

(Meßreihen von Freon 12)

Druck at	$(n-1) \cdot 10^6$				$\lambda = 632,8 \text{ nm}$ Temperaturen : mit VR
	$\lambda = 632,8 \text{ nm}$				
	15°C	25°C	35°C	45°C	
0.10	112	98	104	91	89
0.15	175	149	145	135	134
0.20	202	196	189	176	185
0.25	275	244	235	221	233
0.30	304	291	281	264	270
0.35	371	341	327	312	320
0.40	405	390	374	355	374
0.45	455	440	422	400	424
0.50	506	490	468	446	466
0.55	559	539	516	491	516
0.60	610	589	564	537	563
0.65	662	632	611	582	615
0.70	712	684	657	626	658
0.75	764	736	705	674	709
0.80	818	786	752	720	756
0.85	869	840	800	767	805
0.90	922	893	847	812	852
0.95	979	940	898	859	905
1.00	1052	989	945	905	950
1.05	1087	1046	992	952	998
1.10	1141	1091	1042	997	1045
1.15	1192	1141	1088	1044	1099
1.20	1246	1192	1138	1092	1144
1.25	1296	1245	1185	1137	1197
1.30	1351	1294	1235	1184	1246
1.35	1404	1345	1283	1231	1292
1.40	1459	1395	1330	1277	1339
1.45	1512	1447	1380	1324	1390
1.50	1567	1499	1429	1373	1439
1.55	1621	1550	1478	1419	1490
1.60	1675	1605	1528	1466	1537
1.65	1730	1655	1576	1515	1586
1.70	1784	1706	1626	1562	1637
1.75	1837	1759	1675	1609	1687
1.80	1893	1811	1727	1658	1740
1.85	1947	1864	1775	1704	1789
1.90	2002	1916	1824	1752	1839
1.95	2057	1970	1875	1803	1890
2.00	2112	2021	1925	1850	1939

VR: = Vorwärts-, Rückwärtszählung

mittlerer experimenteller Fehler: $\Delta(n-1) \cdot 10^6 = \pm 7$ für $\lambda = 435,8 \text{ nm}$
 $\Delta(n-1) \cdot 10^6 = \pm 8,4$ für $\lambda = 632,8 \text{ nm}$
 maximaler " " " : $\Delta(n-1) \cdot 10^6 = \pm 11$ für $\lambda = 435,8 \text{ nm}$
 $\Delta(n-1) \cdot 10^6 = \pm 12,8$ für $\lambda = 632,8 \text{ nm}$

4.3.1. Fehler des Druckes

Der Fehler der Druckmessung ergibt sich aus der Genauigkeit des Absolutmanometers M3 und der Güte des Vakuums. Die Genauigkeit des Manometers ist mit 0,1 % des Skalenwertes von 3,5at angegeben, das entspricht einem Fehler von p=0,0035at. Der Ablesfehler ist wegen der Spiegelskala gegenüber diesem Fehler zu vernachlässigen. Der Fehler p_v=2,6 · 10⁻⁴at, der durch die Annahme eines absoluten Vakuums in D2 entsteht, ist dem gegenüber ebenfalls zu vernachlässigen.

Eine Umrechnung in einen Fehler des Brechungsindex erfolgt anhand der Meßreihe von Freon 114 bei T=15°C und λ=435,8nm, da dort n-1 am stärksten mit dem Druck anwächst. Es ergibt sich ein absoluter Fehler für den Brechungsindex:

$$\Delta(n-1)_p = \pm 3,6 \cdot 10^{-6}$$

4.3.2. Fehler der Temperatur

Wie in 3.2.3. beschrieben, wurde die Temperatur der Druckgefäße und nicht die Temperatur der Gase im Gasraum der Druckgefäße bestimmt. Wegen der hohen Wärmekapazität der Druckgefäße gegenüber dem Gasraum, der Anpassung der Gastemperatur an die Raumtemperatur durch lange Gasleitungen und der geringen Einströmgeschwindigkeit des Gases in das Druckgefäß ist gewährleistet, daß sich die Temperatur des einströmenden Gases sehr schnell einstellt. Der Fehler aus dem Temperaturunterschied zwischen den Wänden des Druckgefäßes und dem Gas im Druckgefäß wird daher als vernachlässigbar klein angenommen. Der Fehler der Temperaturmessung ergibt sich aus der Genauigkeit des verwendeten Meßinstruments von ΔT=0,7°C, wobei der Fehler des Ablesens der

Spiegelskala in diesem Fehler enthalten ist. Mit Hilfe einer Messung von Freon 114 bei T=35°C und

λ=435,8nm unter Heranziehung von Messungen bei T=25°C und T=45°C wird der Temperaturfehler in einen Fehler des Brechungsindex umgerechnet. Da die Temperaturaufspaltung der einzelnen Meßkurven mit n-1 anwächst und zwar ungefähr proportional zu n-1 ergibt sich ein relativer Fehler:

$$\frac{\Delta(n-1)_T}{n-1} = 0,003$$

4.2.3. Fehler des Brechungsindex

Die Bestimmung des Brechungsindex ergibt sich aus:

$$(20a) \quad n-1 = z \frac{\lambda}{2d}$$

Der Fehler der Messung des Brechungsindex ist daher gegeben aus dem Δz der Zählung der Interferenzstreifen und -ringe, der Linienbreite Δλ des eingestrahlt Lichtes und dem Fehler Δl der Länge l des Gasraumes der Druckgefäße. Eine Umrechnung in einen Fehler des Brechungsindex ergibt sich mit

$$(25) \quad \Delta(n-1) = \Delta z \frac{\lambda}{2l} + \Delta \lambda \frac{z}{2l} + \Delta l \frac{z \cdot \lambda}{2l^2}$$

Der Fehler Δλ der Zählung der Interferenzstreifen und -ringe entsteht durch Erschütterungen und Wärmebewegung der Luft vor den Fenstern der Druckgefäße. Da Fehlzählungen im wesentlichen durch Verschwinden der Interferenzstreifen verursacht werden, wird auf das geplante Vorgehen, eine Fehlereinschätzung aus den Messungen des Störuntergrundes bei stehender Interferenzstruktur verzichtet. Zur Abschätzung des Fehlers werden die maximalen Abweichungen der jeweiligen drei

Messungen vom Mittelwert benutzt. Tabelle 4 zeigt die mittlere und die maximale Abweichung der Meßpunkte der einzelnen Meßreihen. Es ergibt sich für Δz bzw.

Δz_{\max} ein mittlerer bzw. maximaler Gesamtfehler von:

$$\Delta z_b = 0,9 \text{ bzw. } \Delta z_{b,\max} = 1,7 \text{ für } \lambda = 435,8 \text{ nm}$$

und $\Delta z_r = 1,0$ bzw. $\Delta z_{r,\max} = 2,0$ für $\lambda = 632,8 \text{ nm}$

Tabelle 4
(Abweichung der Meßpunkte vom Mittelwert)

		$\lambda = 435,8 \text{ nm}$				$\lambda = 632,8 \text{ nm}$	
		$T = 25^\circ\text{C}$				$T = 25^\circ\text{C}$	
		15°C	25°C	35°C	45°C	mit VR o. VR	VR
mittlere Abweichung	Freon 114	1,1	0,9	0,6	0,7	0,8	0,9
	Freon 12	0,6	0,3	0,3	1,9	-	1,4
maximale Abweichung	Freon 114	1,7	1,3	1,3	1,7	1,3	1,7
	Freon 12	1,3	2,7	0,7	2,3	-	2,7

Der Fehler $\Delta\lambda$ der Linienbreite beträgt beim Laser $\Delta\lambda = 1,34 \cdot 10^{-6} \text{ nm}$. Dieser Fehler kann vernachlässigt werden. Der Fehler bei den Messungen mit der Quecksilberdampfampe ergibt sich aus der Linienbreite der Spektrallinien und der Bandbreite des Monochromators, die vom Hersteller mit $6,4 \text{ nm/mm}$ Ausgangsspaltbreite angegeben wird¹²⁾. Die Ausgangsspaltbreite betrug 1 mm (Abschnitt 3.1.3), und damit die Bandbreite des vom Monochromator durchgelassenen Lichtes $6,4 \text{ nm}$. Wie eine Spektralanalyse der Quecksilberdampfampe mit einem hochauflösenden Monochromator (Hersteller: Spex Production) ergab, liegen noch zwei weitere Linien in der Bandbreite

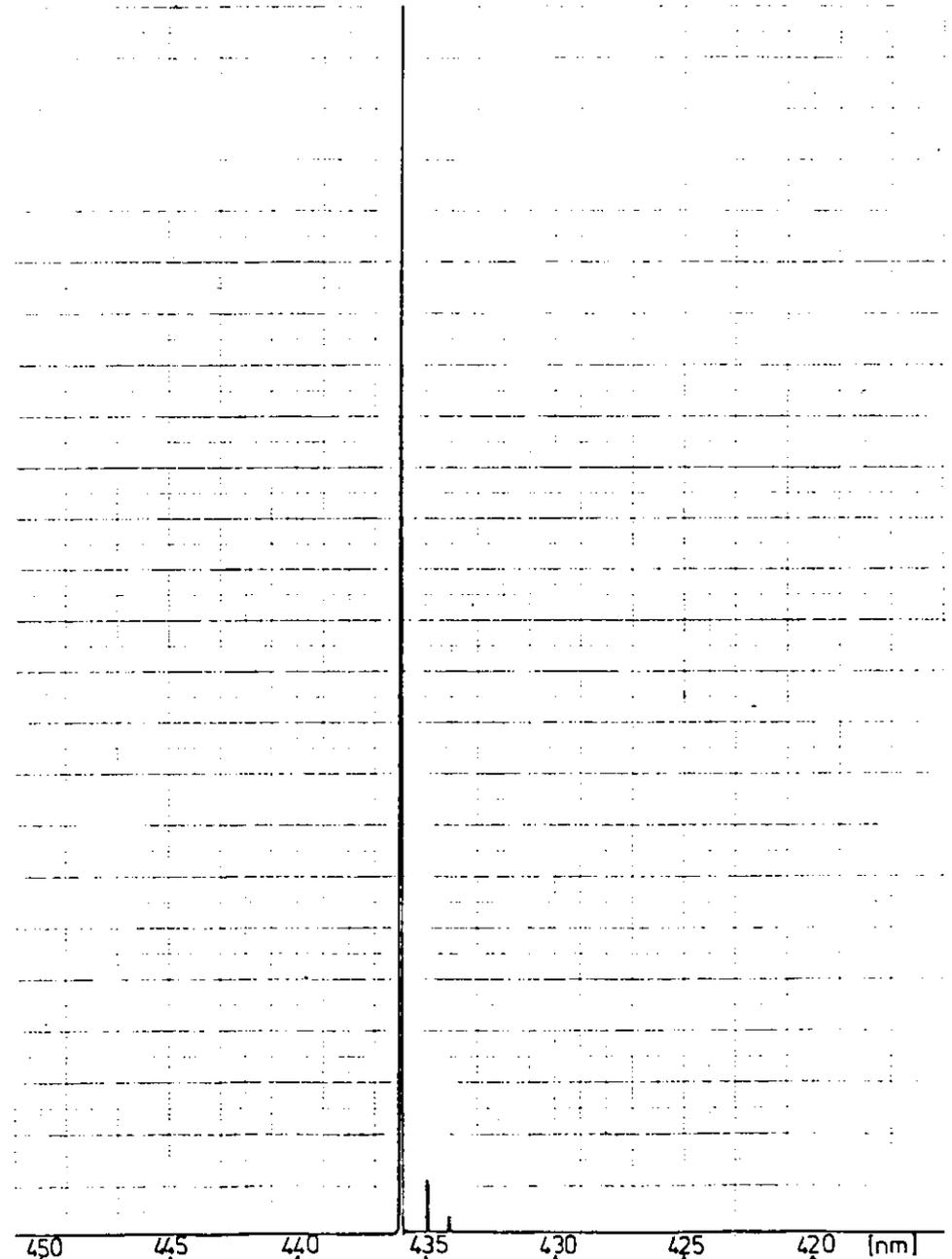


Abb. 18

Hg-Spektrum im Wellenlängenintervall 420 - 450 nm

des zum Aufbau mit der Quecksilberdampfampe verwendeten Monochromators bei $\lambda = 435\text{nm}$ und bei $\lambda = 434\text{nm}$ (Abb.18). Vergleicht man die Intensitäten, so ergibt sich relativ zu der Hauptlinie von $\lambda = 435,8\text{nm}$ eine Intensität von 4 % der Linie mit $\lambda = 435\text{nm}$ und 10 der Linie $\lambda = 434\text{nm}$. Da das Spektrum der drei Linien diskret ist, erzeugt jede der Linien ihre eigene Interferenzstruktur. Die drei Strukturen überlagern sich in P. Geht man davon aus, daß das Intensitätsverhältnis der drei Linien während der optoelektronischen Umwandlung und der Verstärkung erhalten bleibt, so beträgt die maximal mögliche Schwächung der Amplitude der Hauptlinie 0,3V gegenüber 3V. Dies führt zu keiner Beeinträchtigung der Zählung, da die Schaltschwellen des Rechtecksignals bei 2/3 der Maximalamplitude der Hauptlinie gesetzt wurden. Es ergibt sich ein Fehler von $\Delta\lambda = 0,04\text{nm}$ für die Messungen mit der Quecksilberdampfampe.

Der Fehler Δl ist bestimmt durch die Messung der Länge l des Gasraumes der Druckgefäße, des Abstandes zwischen den Außenflächen und den Quarzscheiben, und der Dicke der Quarzplatte. Die Dicke der Quarzplatte ist mit $15 \pm 0,05\text{mm}$ angegeben³⁾. Die Längenmessungen wurden bei $p=1\text{at}$ und $T=26^\circ\text{C}$ mit einer Schublehre und einem Tiefenmaß mit einer Genauigkeit von $\pm 2 \cdot 10^{-2}\text{mm}$ bzw. $\pm 5 \cdot 10^{-2}\text{mm}$ durchgeführt. Aus der Genauigkeit des Meßwerkzeuges, des Fehlers der Dicke der Quarzscheiben und einem statischen Fehler von 10 Messungen ergibt sich ein Gesamtfehler:

$$\Delta l_{D1} = \pm 0,046\text{mm} \quad \text{für Druckgefäß D1}$$

und

$$\Delta l_{D2} = \pm 0,07\text{mm} \quad \text{für Druckgefäß D2}$$

Der Fehler, der durch die verschiedenen Längen der Druckgefäße entsteht, wird gegenüber diesem Fehler vernachlässigt. Aus den drei Fehlern Δz , $\Delta\lambda$ und Δl ergibt sich nach Gl. (25) ein mittlerer bzw. maximaler Fehler für n-1:

$$\text{bzw.} \quad \begin{matrix} \Delta(n-1) = \pm 4,5 \cdot 10^{-6} \\ \Delta(n-1)_{\text{max}} = \pm 6,2 \cdot 10^{-6} \end{matrix} \quad \text{für } \lambda = 435,8\text{nm}$$

$$\text{und:} \quad \begin{matrix} \Delta(n-1) = \pm 6,4 \cdot 10^{-6} \\ \Delta(n-1)_{\text{max}} = \pm 8,92 \cdot 10^{-6} \end{matrix} \quad \text{für } \lambda = 632,8\text{nm}$$

wobei für z eine mittlere Streifenzahl angenommen wird.

4.3.4. Der Gesamtfehler

Der Gesamtfehler der Messungen ergibt sich aus den Einzelfehlern des Druckes, der Temperatur und der Zählung der Interferenzstreifen. Der Fehler der Temperatur wächst im Gegensatz zu den übrigen Fehlern proportional zu n-1 an. Um einen Gesamtfehler angeben zu können, wird ein mittlerer absoluter Fehler der Temperatur bei einem mittleren Druck von 1at und ein maximaler Fehler der Temperatur bei 2at angenommen. Dies erfolgte anhand der Meßreihen von Freon 114 bei 25°C und $\lambda = 435,8\text{nm}$, da dort n-1 stark mit dem Druck ansteigt. Es ergibt sich ein mittlerer bzw. maximaler Fehler:

$$\text{bzw.} \quad \begin{matrix} \Delta(n-1)_T = \pm 4 \cdot 10^{-6} \\ \Delta(n-1)_{T,\text{max}} = \pm 8,4 \cdot 10^{-6} \end{matrix}$$

Für den Gesamtfehler von n-1 ergibt sich ein mittlerer absoluter Fehler: #

$$\begin{matrix} \Delta(n-1) = \pm 7 \cdot 10^{-6} & \text{für } \lambda = 435,8\text{nm} \\ \Delta(n-1) = \pm 8,4 \cdot 10^{-6} & \text{für } \lambda = 632,8\text{nm} \end{matrix}$$

und ein maximaler Fehler:

$$\begin{matrix} \Delta(n-1)_{\text{max}} = \pm 11 \cdot 10^{-6} & \text{für } \lambda = 435,8\text{nm} \\ \Delta(n-1)_{\text{max}} = \pm 12,8 \cdot 10^{-6} & \text{für } \lambda = 632,8\text{nm} \end{matrix}$$

4.4. Ergebnisse

Um eine allgemeine Aussage über den Brechungsindex in Abhängigkeit von Druck und Temperatur machen zu können, wird nach Gl. (6) die Molrefraktion M_R bestimmt, wobei für die Dichte der Gase die Zustandsgleichung des realen Gases angenommen wird:

$$(26) \quad \delta = \frac{M \cdot p}{R \cdot T} \quad R = 8,3143 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{Mol}} : \text{ universelle Gaskonstante}$$

M : Molekulargewicht des Mediums

Es ergibt sich für Freon 114:

$$M_R = 22,543 \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}} \quad \text{für } \lambda = 435,8 \text{ nm}$$

$$M_R = 22,230 \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}} \quad \text{für } \lambda = 632,8 \text{ nm}$$

und für Freon 12:

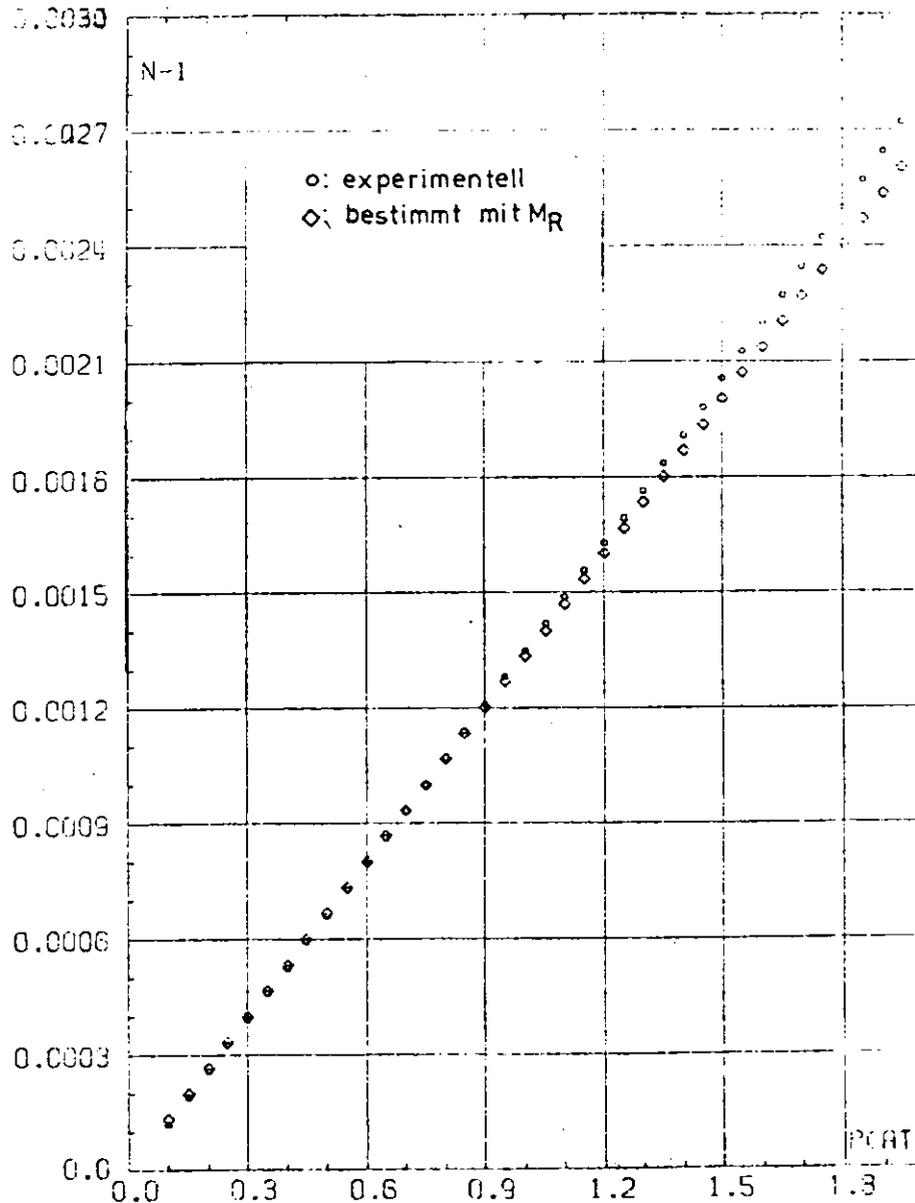
$$M_R = 16,568 \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}} \quad \text{für } \lambda = 435,8 \text{ nm}$$

$$M_R = 15,998 \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}} \quad \text{für } \lambda = 632,8 \text{ nm}$$

Bei der Extrapolation von M_R zeigten sich jedoch druckabhängige Abweichungen von den gemessenen Werten (Abb. 19), die bei maximalen Druckwerten +4,2 % und bei minimalen Druckwerten -4,5 % beträgt. Dies ist auf die Annahme, Freon 114 und Freon 12 seien als ideales Gas zu beschreiben, zurückzuführen.

Um eine genauere Funktion anzugeben, werden die Meßreihen durch ein Polynom angenähert. Der Brechungsindex ist bei konstanter Wellenlänge eine Funktion von p und T . Eine Abschätzung ergibt mit Gl. (6) und (26):

$$(27) \quad n-1 \sim \frac{p}{T}$$



Abweichung der mit Molrefraktion M_R bestimmten Werte zu experimentellen Meßpunkten von Freon 114 bei $T = 25^\circ \text{C}$, $\lambda = 435,8 \text{ nm}$

Wegen Gl. (27) wird als Variable des Polynoms

$$x = \frac{p}{T}$$

gewählt. Eine Optimierung der Annäherung des Polynoms ergab eine Änderung der Variablen zu:

$$x = \frac{p}{T-T_0} \quad T_0 = 70^\circ \text{K}$$

wobei p in [at], und T in [°Kelvin] wird.

Für das Polynom

$$n-1 = a \frac{p^2}{(T-T_0)^2} + b \frac{p}{(T-T_0)} + c$$

ergeben sich in Tabelle 6 folgende Koeffizienten:

Tabelle 6				
	a	b	c	
Freon 11 ^{1/4}	=435,8nm	2,708695	0,2957799	$0,5 \cdot 10^{-6}$
	=632,8nm	3,107675	0,2844856	$6,9 \cdot 10^{-6}$
Freon 12	=435,8nm	1,231285	0,2195517	$0,7 \cdot 10^{-6}$
	=632,8nm	1,015518	0,2125926	$11,9 \cdot 10^{-6}$

Die mittlere Abweichung von den Meßpunkten beträgt

$$\Delta(n-1)_F = \pm 3,6 \cdot 10^{-6}, \text{ die maximale Abweichung } \Delta(n-1)_{F, \max} = \pm 10,5 \cdot 10^{-6}$$

, womit der Fehler der Annäherung durch das Polynom innerhalb der Fehler der Meßwerte liegt (Abb. 20).

Für den Brechungsindex von Freon 11^{1/4} ergibt sich bei $p=1 \text{at}$, $T=25^\circ\text{C}$:

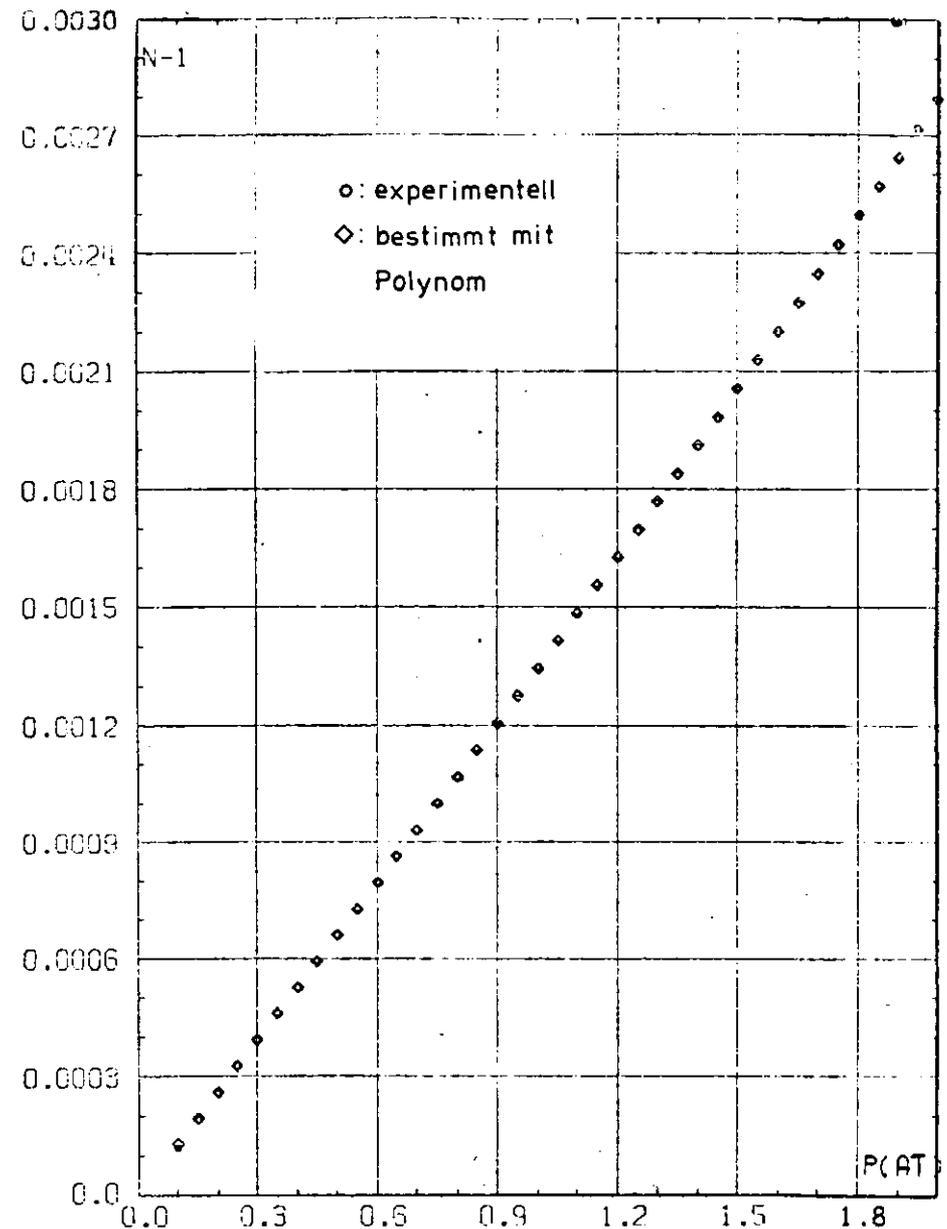
$$n = 1,001548 \pm 7 \cdot 10^{-6} \quad \text{für } \lambda = 435,8 \text{nm}$$

$$n = 1,001316 \pm 8,4 \cdot 10^{-6} \quad \text{für } \lambda = 632,8 \text{nm}$$

und für Freon 12:

$$n = 1,000986 \pm 7 \cdot 10^{-6} \quad \text{für } \lambda = 435,8 \text{nm}$$

$$n = 1,000950 \pm 8,4 \cdot 10^{-6} \quad \text{für } \lambda = 632,8 \text{nm}$$



Abweichung der mit dem Polynom $n-1 = a \frac{p^2}{(T-T_0)^2} + b \frac{p}{(T-T_0)} + c$ bestimmten Werten zu Meßpunkten von Freon 11^{1/4} bei $T = 25^\circ\text{C}$, $\lambda = 435,8 \text{nm}$

4.5. Vergleich mit anderen Messungen

Aus einer Messung von E.R. Laves ¹⁵⁾ et al. ergibt sich für Freon 12 $n=1,00101 \pm 4 \cdot 10^{-5}$ (der Wert wurde einem Diagramm entnommen) bei $p=1\text{at}$, $T=26^\circ\text{C}$ und $\lambda=456\text{nm}$. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmt das Meßergebnis dieser Arbeit überein.

Von V.P. Zrelow ¹⁴⁾ wird für Freon 12 $n=1,001150$ bei $p=1\text{atm}$, $T=0^\circ\text{C}$ und $\lambda=546\text{nm}$ angegeben. Eine Berechnung aus der Messung dieser Arbeit ergibt für $p=1\text{atm}$, $T=0^\circ\text{C}$: $n=1,001149$ für $\lambda=435,8\text{nm}$ und $n=1,001119$ für $\lambda=632,8\text{nm}$. Von der Firma DuPont ¹⁵⁾ werden Brechungsindizes für Freon 114 und Freon 12 angegeben, die aus den Molrefraktionen der einzelnen Elemente berechnet wurden:

Freon 114 $n=1,00135$ bei $T=70^\circ\text{F}(21,11^\circ\text{C})$, $p=1\text{atm}$

Freon 12 $n=1,00105$ bei $T=70^\circ\text{F}(21,11^\circ\text{C})$, $p=1\text{atm}$

(keine Wellenlängenangabe)

Eine Berechnung aus der Messung dieser Arbeit ergibt:

Freon 114 $n=1,001419$ für $\lambda=435,8\text{nm}$

Freon 12 $n=1,001037$ für $\lambda=435,8\text{nm}$

4.5. Vorschläge zur Verbesserung

Die Durchführung der Messungen wurde im wesentlichen durch das Auftreten von Gebäudeerschütterungen erschwert. Für weitere Messungen sollte eine schwingungsfreiere Lagerung des Versuchsaufbaus angestrebt werden. Um thermische Bewegung der Luft vor den Druckgefäßen zu verhindern, sollte die optische Bank in einem

licht- und wärmeisolierten Kasten montiert werden. Dies hätte auch den Vorteil, die Messungen nicht in einem abgedunkelten Meßraum durchführen zu müssen. Die Verbindung des Kastens mit einer geeigneten Absaugvorrichtung würde eine Messung des Brechungsindex von leicht brennbaren Gasen, wie z.B. Neopentan ($(\text{C}_2\text{H}_5)_4\text{C}$) mit einem höheren Brechungsindex als Freon 114 ermöglichen.

5. Zusammenfassung

Es wurden die Brechungsindizes von Freon 114 (CCl₂F₂CClF₂) und Freon 12 (CCl₂F₂) bestimmt. Die Messungen wurden in einem Druckbereich von 0-2at bei Temperaturen von 15°, 25°, 35° und 45°Celsius und Wellenlängen von λ=435,8nm und 632,8nm durchgeführt. Die Meßreihen wurden durch ein Polynom (s. Abschnitt 4.4.) angenähert.

Für einen Druck p=1at bei einer Temperatur T=25°C und

λ=435,8nm wurden die Brechungsindizes:

n=1,001348 ± 7·10⁻⁶ für Freon 114

und n=1,000986 ± 7·10⁻⁶ für Freon 12 gemessen.

Aus den Messungen mit λ=632,8nm ergibt sich bei

p=1at und T=25°C aus den gemessenen Brechungsindizes

n=1,001316 ± 8,4·10⁻⁶ für Freon 114

und n=1,000950 ± 8,4·10⁻⁶ für Freon 12.

Für das Wellenlängenintervall 435,8nm-632,8nm folgt bei

Annahme von normaler Dispersion eine Brechungsindex-

änderung von Δn=0,000032 für Freon 114

und Δn=0,000036 für Freon 12.

Es ergäbe sich für Cerenkovlicht mit λ =435,8nm nach

Gl. (2) ein Schwellenimpuls von

p_s=2,687 GeV/c² für Freon 114

und p_s=3,142 GeV/c² für Freon 12, bis zu dem

es noch möglich ist, Elektronen von Pionen zu trennen.

6. Literaturangabe

- 1) Jelley, J.V. Cerenkov Radiation and its Applications; Pergamon Press, London, New York, Paris 1958
- 2) Römer, O. Entwurf und Bau von Gas-Schwellen-Cerenkovzählern mit großer Winkelakzeptanz für das Doppelarmspektrometer DASP der DESY-Speicherringe DORIS; Diplomarbeit Marburg 1976
- 3) Wriedt, H. Bau eines Michelson-Interferometers zur Messung des Brechungsindex von Gasen und Messung des Brechungsindex von Freon 13; Diplomarbeit, Hamburg 1974
- 4) Born, M.; Wolf, E. Principles of Optics; Pergamon Press, London, New York, Paris 1959
- 5) Francon, M. Optical Interferometry; Academic Press, New York, London 1966
- 6) Instruction Manual for Lasers Type 611 und 612, G. and E. Bradley Ltd., London 1967
- 7) Quarzglas für die Optik; Heraeus-Schott Quarzschmelze GmbH, Hanau (o. Jahresangabe)
- 8) Saile, V. persönliche Mitteilung (Die Quecksilberdampf Lampe wurde zur Calibrierung eines hochauflösenden Monochromators benutzt).
- 9) Frigen-Fibel; Farbwerke Hoechst AG (o. Jahresangabe)
- 10) Spektrosil Synthetisches Quarzglas, Thermal-Quarzschmelze GmbH; Wiesbaden (o. Jahresangabe)
- 11) Fotovervielfacher; Valvo Handbuch, Hamburg 1975
- 12) High Intensity Grating Monochromator; Bausch and Lomb Incorporated; Rochester, New York (o. Jahresangabe)
- 13) Hayes, E.R.; Schlüter, R.A.; Tamosaitis, A. Index and Dispersion of some Cerenkov Counter Gases; Argonne Laboratory 1965

- 14) Zrelov, V.P.
Cerenkov Radiation in High-Energy Physics Bd.II;
Jerusalem 1970
- 15) DuPont, DeNemours & Co.
Technical Bulletin; Wilmington Delaware (o. Jahres-
angabe)