

Interner Bericht
DESY F35-74/2
Oktober 1974

28. NOV. 1974

Bau eines Michelson-Interferometers
zur Messung des Brechungsindex von Gasen
und Messung des Brechungsindex von Freon 13 (CF₃Cl)

von

Henning Wriedt

Bau eines Michelson-Interferometers
zur Messung des Brechungsindex von Gasen
und Messung des Brechungsindex von Freon 13 (CF_3Cl)

von
Henning Wriedt

Hamburg 1974

Inhaltsverzeichnis:

	Seite
I. Einleitung	1
II. Der Brechungsindex transparenter Medien	5
1. Zur Theorie des Brechungsindex transparenter Medien	5
2. Optische Verfahren zur Messung des Brechungsindex	7
III. Die interferometrische Bestimmung des Brechungsindex	8
1. Vorteile gegenüber anderen Methoden	8
2. Verschiedene Interferometertypen	8
2.1 Zweistrahlinterferometer	8
2.1.1 Michelson-Interferometer	8
2.1.2 Mach-Zehnder-Interferometer	9
2.1.3 Jamin-Interferometer	9
2.1.4 Rayleigh-Interferometer	9
2.2 Vielstrahlinterferometer	10
2.2.1 Fabry-Perot-Interferometer	10
3. Vorteile des Michelson-Interferometers	10
4. Zur Theorie des Michelson-Interferometers	11
IV. Der experimentelle Aufbau	14
1. Das Michelson-Interferometer	14
1.1 Lichtquelle	14
1.2 Optik	14
1.3 Justierung der Optik	15
2. Das Gassystem	15
2.1 Gaszufuhr und Druckregelung	16
2.2 Druckgefäße im Strahlengang	17
2.3 Temperaturregelung	18
3. Der Interferenzstreifen-Zähler	18
3.1 Opto-elektronische Wandlung	18
3.2 Prinzip der Interferenzstreifen-Zählung	19
3.3 Elektronik des Interferenzstreifen-Zählers	22
3.3.1 Analogteil	22
3.3.2 Logikteil	23

	Seite
V. Messungen und Ergebnisse	24
1. Ablauf einer Messung	24
2. Fehlerquellen	25
2.1 Temperatur	25
2.2 Druck	27
2.3 Brechungsindex	28
2.4 Zusammenfassung	37
3. Ergebnisse	38
4. Vergleich der Ergebnisse mit anderen Messungen	39
5. Vorschläge zur Verbesserung der Apparatur und für weitere Messungen	43
VI. Zusammenfassung	44
VII. Anhang	45
A1 Der Einfluss der endlichen Ausdehnung der Blendenöffnungen auf die Spannungssignale der Photomultiplier	45
A2 Zufällig Zählungen durch 50 Hz-Störsignale	48
A3 Zustandsgleichungen von Freon 13	49
3.1 Die Zustandsgleichung nach Albright und Martin	49
3.2 Die Zustandsgleichung nach Michels et al.	49
3.3 Die Zustandsgleichung nach Rombusch und Giesen	50
Literaturverzeichnis	52

Bau eines Michelson-Interferometers zur Messung des Brechungsindex von Gasen und Messung des Brechungsindex von Freon 13 (CF_3Cl)

I. Einleitung

In dieser Arbeit wird ein Michelson-Interferometer mit elektronischer Zählung der Interferenzstreifen beschrieben, mit dem Brechungsindex von Gasen in einem Druckbereich zwischen 0 at und etwa 50 at gemessen werden können. Die Wellenlänge des verwendeten Lichtes kann zwischen 250 nm und 650 nm liegen.

Ausserdem werden die mit dieser Apparatur gemessenen Brechungsindizes von Freon 13 (CF_3Cl) im Druckbereich zwischen 0 at und 38 at bei vier Temperaturen, nämlich 20°C , 30°C , 40°C und 50°C , angegeben und mit anderen Messungen verglichen.

In der Hochenergiephysik wird zur Messung der Geschwindigkeit elektrisch geladener Teilchen der Čerenkov-Effekt benutzt: Bewegt sich ein elektrisch geladenes Teilchen geradlinig in einem transparenten Medium (Radiator), das den Brechungsindex $n(\lambda)$ hat, mit einer Geschwindigkeit, die grösser als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium ist, so werden Photonen unter einem bestimmten Winkel kegelförmig zur Bahn des Teilchens emittiert. Dieser Winkel ist durch die Beziehung

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

gegeben,

wobei θ der Winkel zwischen der Richtung des geladenen Teilchens und der Emissionsrichtung des Photons,

$n(\lambda)$ der Brechungsindex des Radiators für Licht der Wellenlänge λ und $\beta = \frac{v}{c}$ das Verhältnis der Teilchengeschwindigkeit zur Vakuumlichtgeschwindigkeit ist.

Geladene Teilchen mit kleinen Impulsen werden in Hochenergie-Experimenten mit Hilfe von Schauer- und Reichweitezählern, einer Messung der spezifischen Ionisationsverluste sowie einer Flugzeitmessung identifiziert. Um geladene Teilchen mit grossen Impulsen zu identifizieren, benutzt man Čerenkovzähler anstelle von Flugzeitmessungen.

Die Grenze zwischen Flugzeitmessung und Benutzung von Čerenkovzählern wird wesentlich bestimmt durch die Differenz der Geschwindigkeit von Pionen und Kaonen für denselben Impuls sowie durch die Dimensionierung des Spektrometers.

Beim Doppelarmspektrometer (DASP) bei DORIS liegt diese Grenze bei einem Impuls von etwa $1.7 \text{ GeV}/c$ ¹⁾. Bei diesem Impuls beträgt die Geschwindigkeit für

Pionen: $0,99665 \cdot c$,

Kaonen: $0,96030 \cdot c$.

Damit Pionen mit dem Impuls p Čerenkov-Photonen erzeugen, Kaonen desselben Impulses dies jedoch nicht tun, muss gemäss Gl. 1 der Brechungsindex $n(\lambda)$ des Radiators die Bedingung

$$\left(1 + \frac{m_{\pi}^2}{2p^2}\right)^{1/2} < n(\lambda) < \left(1 + \frac{m_K^2}{2p^2}\right)^{1/2} \quad (1a)$$

erfüllen,

wobei m_{π} die Ruhemasse des Pions,

m_K die Ruhemasse des Kaons,

p der Impuls des Pions bzw. des Kaons

und $n(\lambda)$ der Brechungsindex des Radiators für Licht der Wellenlänge λ ist.

Für den Impuls $p = 1.7 \text{ GeV}/c$ lautet die Bedingung 1a:

$$1,0034 < n(\lambda) < 1,0413.$$

Der einzige bekannte flüssige Stoff, dessen Brechungsindex diese Bedingung erfüllt, ist flüssiges Helium bei einer Temperatur von $4,22^{\circ}\text{K}$ mit $n = 1,0206$ für $\lambda = 589,6 \text{ nm}$ ²⁷⁾. Neben den Schwierigkeiten, die sich aufgrund der extrem tiefen Temperatur ergäben, verhindert insbesondere die Eigenschaft zu szintillieren den Einsatz von flüssigem Helium als Radiator für Čerenkovzähler ²⁶⁾.

Man ist deshalb darauf angewiesen, gasförmige Radiatoren mit möglichst hohen Brechungsindizes zu finden. Beispiele für solche Gase sind Freon 13 (CF_3Cl), Neopentan (C_5H_{12}), FC 75 ($\text{C}_8\text{F}_{16}\text{O}$):

Tabelle 1

Brechungsindizes verschiedener Gase

Radiator	λ [nm]	T [°C]	$(n_\lambda - 1) \cdot 10^4$						
			p[at]: 5,0	10,0	15,0	20,0	25,0	30,0	35,0
CF ₃ Cl (diese Messung)	632,8	20	37	78	126	183	255	361	-
		30	36	75	120	171	233	310	424
		40	34	72	114	161	216	281	362
		50	33	69	108	152	202	257	322
C ₅ H ₁₂ (nach 26)	nicht ange- geben	nicht ange- geben	p[at]: 1,03						
			18						
C ₈ F ₁₆ O (nach 2)	nicht ange- geben	228	p[at]: 1,0 3,0 5,0 7,0 10,0 15,0						$\Delta n_\lambda \cdot 10^4$
		228	gemessen	11	27	51	102	-	-
flüssig (nach 3)	470	20	2800						
				berechnet	28	48	65	103	243

Da zum einen der Brechungsindex eines Gases mit wachsendem Druck zunimmt, zum anderen zumindest FC 75 mit $T_c = 227,1^\circ\text{C}$ eine sehr hohe kritische Temperatur hat, ist die Kenntnis des Brechungsindex in solchen Druck- und Temperaturbereichen erforderlich, die im allgemeinen nicht tabelliert vorliegen.

Ausserdem ist man daran interessiert, den Brechungsindex für UV-Licht zu messen, weil die Zahl der emittierten Čerenkov-Photonen umso grösser ist, je kürzer ihre Wellenlänge ist.

Denn für die spektrale Verteilung der Čerenkov-Photonen gilt^{4, 5)}:

$$N = 2\pi\alpha \cdot l \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \cdot \lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\bar{\lambda})} \right) \approx 2\pi\alpha l \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \cdot \lambda_2} \cdot \sin^2\theta \quad (2)$$

wobei

- N die Anzahl der Photonen, die emittiert werden,
 l die Weglänge im Radiator,
 $\lambda_2 - \lambda_1$ das Wellenlängenintervall des emittierten Lichtes,
 $n(\bar{\lambda})$ der Brechungsindex des Radiators für Licht der
(mittleren) Wellenlänge $\bar{\lambda}$ ($\approx \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$)
und α die Feinstrukturkonstante ist.

Damit sind folgende wesentliche Forderungen an das Michelson-Interferometer festgelegt:

- a) der optische Teil des Interferometers muss aus Quarz bestehen, damit er für UV-Licht durchlässig ist,
- b) die Zählung der Interferenzstreifen muss elektronisch erfolgen, denn wegen des grossen zu messenden Brechungsindex-Intervalls ($1,0000 \leq n \leq 1,0500$) müssen grössenordnungsmässig 10.000 Interferenzstreifen gezählt werden,
- c) der Druckbehälter des Interferometers muss auf Drucke von $0 \text{ at} \leq p \leq 50 \text{ at}$ und Temperaturen von $20^\circ\text{C} \leq T \leq 50^\circ\text{C}$ ausgelegt sein.

Wegen der technologischen Schwierigkeiten, die bei Temperaturen bis zu 300°C auftreten (z.B. das Problem des Dichtungsmaterials), wurde darauf verzichtet, das Interferometer für Messungen mit FC 75 auszulegen.

II. Der Brechungsindex transparenter Medien

II. 1 Zur Theorie des Brechungsindex transparenter Medien

Geht eine ebene Welle von einem isotropen Medium I in ein isotropes Medium II über, in denen sie die Geschwindigkeiten V_I bzw. V_{II} hat, so wird sie an der Trennfläche der beiden Medien gebrochen. Dabei gilt das Snelliussche Brechungsgesetz:

$$\frac{\sin\alpha_I}{V_I} = \frac{\sin\alpha_{II}}{V_{II}} \quad (3)$$

wobei α der Winkel zwischen ebener Welle und Trennflächennormalen ist.

Das Verhältnis

$$n_{I,II} = \frac{\sin\alpha_I}{\sin\alpha_{II}} = \frac{V_I}{V_{II}} \quad (4)$$

wird als Brechungsindex für den Übergang vom ersten ins zweite Medium bezeichnet.

Handelt es sich um elektromagnetische Wellen, die vom Vakuum in ein Medium I übergehen, so nennt man das Verhältnis

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\alpha_I} = \frac{c}{V_I} \quad (5)$$

den absoluten Brechungsindex des Mediums I.

Diese Ableitung des Brechungsindex aus der klassischen Theorie geht nicht explizit aus von der Wechselwirkung zwischen dem Medium und der es durchlaufenden elektromagnetischen Welle.

Eine Erklärung der Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex sowie seines Verlaufs im Bereich von Eigenfrequenzen (Spektrallinien) des Mediums ist nur bei Berücksichtigung der atomaren Struktur der Materie möglich.

Ausgehend von der Wechselwirkung zwischen dem Feld der elektromagnetischen Welle und dem der Moleküle des Mediums lässt sich das Lorentz-Lorenzsche Gesetz ableiten

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = R \cdot \frac{\rho}{M} \quad (6)$$

wobei R die Molrefraktion,

ρ die Dichte

und M das Molekulargewicht des Mediums ist.

Gleichung (6) beruht auf der Annahme vollständiger Isotropie des Mediums, ferner ist vorausgesetzt, dass das Medium nicht magnetisierbar ist, also für die magnetische Permeabilität μ

$$\mu = 1$$

gilt.

Zur Ableitung des Lorentz-Lorenzschen Gesetzes wird ausserdem der Zusammenhang zwischen Brechungsindex n und Dielektrizitätskonstante ϵ gemäss der Maxwell-Relation

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (7)$$

benutzt.

Nach dem Lorentz-Lorenzschen Gesetz ist die Molrefraktion R eine atomare Grösse, die unabhängig von Druck und Temperatur des Mediums ist, sofern sich nicht dessen Aggregatzustand ändert. Allerdings ist R abhängig von der Frequenz der eingestrahnten elektromagnetischen Welle. Daraus ergibt sich dann die Dispersion (Frequenzabhängigkeit) des Brechungsindex.

Geht man davon aus, dass die Elektronen des Mediums von der eingestrahnten elektromagnetischen Welle zu einer erzwungenen Schwingung angeregt werden, so ergibt sich für die Molrefraktion R :

$$R = \frac{4\pi}{3} \cdot N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \sum_{\nu} \frac{a \cdot f_{\nu} \cdot (\omega_{\nu}^2 - \omega^2)}{(\omega_{\nu}^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{g}{m} \cdot \omega\right)^2} \quad (8)$$

wobei N die Avogadro'sche Zahl,

e die Elementarladung,

m die Elektronenmasse,

g die Dämpfungskonstante,

a die Anzahl der Elektronen pro cm^3 ,

f_{ν} die - zur Übergangswahrscheinlichkeit für die Absorptionswellenlänge ν proportionale - Oszillatorstärke

und ω_{ν} die zur Absorptionswellenlänge ν des Mediums gehörende Kreisfrequenz ist.

Damit gilt also für den Brechungsindex n :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\rho}{M} \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \sum_{\nu} \frac{a \cdot f_{\nu} \cdot (\omega_{\nu}^2 - \omega^2)}{(\omega_{\nu}^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{g}{m} \cdot \omega\right)^2} \quad (9)$$

bzw. für den Spezialfall der normalen Dispersion, also $g = 0$:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\rho}{M} \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \sum_{\nu} \frac{a \cdot f_{\nu}}{(\omega_{\nu}^2 - \omega^2)} \quad (10)$$

Eine ausführliche Ableitung dieser Formeln befindet sich in Refs. 6, 7 und 8.

II.2 Optische Verfahren zur Messung des Brechungsindex

Die verschiedenen optischen Verfahren zur Messung des Brechungsindex eines Stoffes arbeiten entweder mit einer Winkelmessung oder mit der Zählung von Interferenzstreifen.

- Verfahren, bei denen ein Winkel gemessen wird, benutzen das Snelliussche Brechungsgesetz (Gl. 3), die meisten den Spezialfall des Grenzwinkels der Totalreflexion oder die Ablenkung bei streifendem Einfall des Lichtes. Geräte, die hierauf beruhen, sind z.B. das Abbe-Refraktometer und das Pulfrich-Refraktometer. Bei ihnen lässt sich eine Messgenauigkeit für den Brechungsindex n von der Grössenordnung 10^{-4} erreichen⁸⁾.

Ebenfalls die spektrometrischen Verfahren beruhen auf einer Winkelmessung. Dabei wird an einem Prisma der zu untersuchenden Substanz der Winkel der Minimalablenkung bestimmt. Die maximal zu erreichende Genauigkeit für n liegt bei 10^{-5} ⁹⁾.

- Verfahren, bei denen Interferenzstreifen gezählt werden, benutzen Veränderungen der optischen Weglänge durch Verändern des Brechungsindex.

Die auf der Grundlage dieser Verfahren arbeitenden Geräte benutzen entweder zwei Strahlen oder viele Strahlen. Die wichtigsten Zweistrahlinterferometer sind das Michelson-Interferometer, das Mach-Zehnder-Interferometer, das Jamin-Interferometer und das Rayleigh-Interferometer, das wichtigste Vielstrahlinterferometer ist das von Fabry und Perot.

Die mit Interferometern maximal erreichbare Messgenauigkeit für den Brechungsindex n ist von der Grössenordnung 10^{-8} ^{8, 10)}.

III. Die interferometrische Bestimmung des Brechungsindex

III. 1 Vorteile gegenüber anderen Methoden

Ein allgemeiner Vorteil interferometrischer Messungen des Brechungsindex gegenüber anderen Methoden ist die erreichbare grössere Genauigkeit, die maximal 10^3 mal besser sein kann.

Für die spezielle Aufgabe, den Brechungsindex eines Gases als Funktion des Druckes und der Temperatur zu bestimmen, kommt hier hinzu, dass es bei einem Interferometer möglich ist, den Druck des betreffenden Gases kontinuierlich zu erhöhen und dabei ständig den Druck und die Anzahl der Interferenzstreifen zu registrieren. Bei den anderen Methoden ist es hingegen erforderlich, den Druck diskret zu erhöhen, also vor jeder Winkelmessung das Ventil zwischen Gas-Vorratsbehälter und Messgefäss zu schliessen und nach der Messung erneut zu öffnen, will man nicht eine zu grosse Ungenauigkeit in Kauf nehmen.

III. 2 Verschiedene Interferometertypen

III. 2.1 Zweistrahlinterferometer

Den verschiedenen Zweistrahlinterferometern ist gemeinsam, dass sie aus einer Lichtquelle bestehen, deren Licht, nachdem es parallelisiert worden ist, in zwei Teilstrahlen aufgespalten wird. Ein Teilstrahl wird nicht verändert und dient als Referenzstrahl, in den Strahlengang des zweiten wird das zu untersuchende Objekt gebracht. Auf dieselbe Weise wie der ursprüngliche Gesamtstrahl in die beiden Teilstrahlen aufgespalten wurde, werden diese wieder überlagert und das entstehende Interferenzbild wird abgebildet. Die unten aufgeführten Zweistrahlinterferometer unterscheiden sich in der Art der Aufspaltung des Strahls sowie - dadurch bedingt - des Abstandes zwischen den beiden Teilstrahlen.

III. 2.1.1 Michelson-Interferometer

Beim Michelson-Interferometer^{6, 7)} (Abb. 1) wird das parallele Licht mittels einer halbdurchlässigen, planparallelen Teilerplatte in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Mit Hilfe zweier ebener Spiegel werden die Teilstrahlen in sich reflektiert und durch die Teilerplatte wieder überlagert.

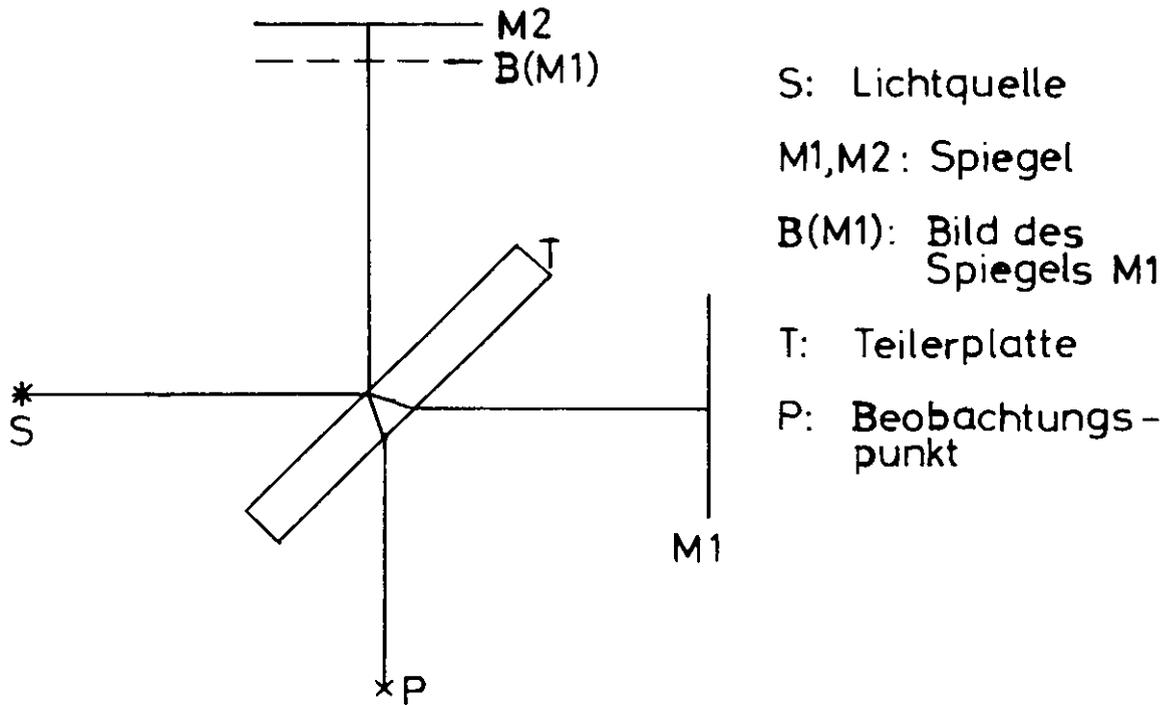


ABB. 1: MICHELSON-INTERFEROMETER

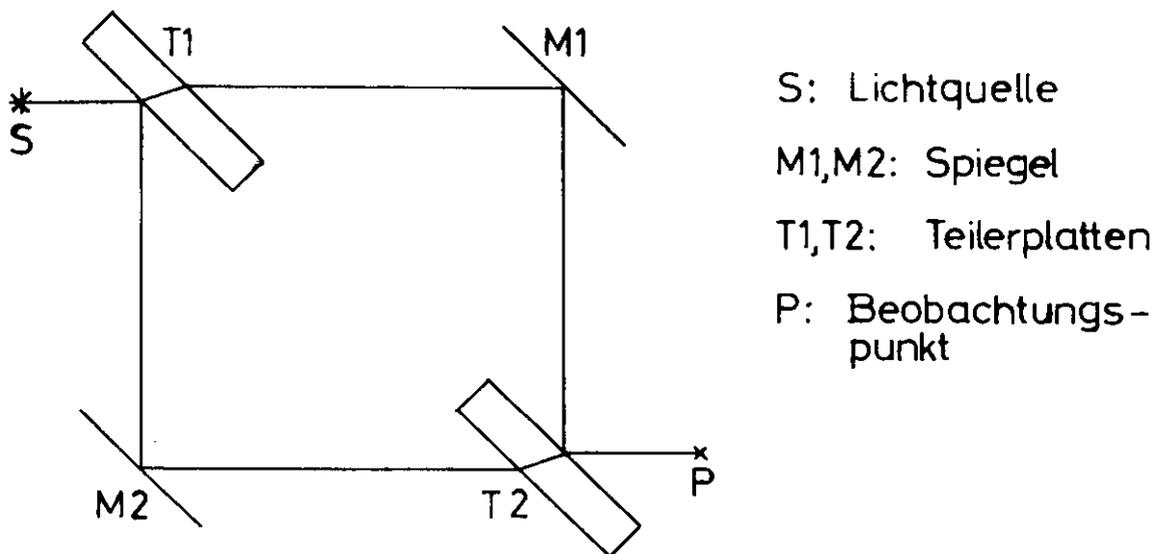


ABB. 2: MACH-ZEHNDER-INTERFEROMETER

Die Intensität beider aus dem Interferometer ausfallenden Teilstrahlen beträgt - unter Vernachlässigung der Absorption in den Spiegeln und in der Teilerplatte - 50% des einfallenden Strahles.

Die Teilerplatte kann sehr dünn hergestellt werden, so dass die Absorption dort kleingehalten werden kann.

III. 2.1.2 Mach-Zehnder-Interferometer

Die Aufspaltung des Strahles beim Mach-Zehnder-Interferometer ^{6, 7)} (Abb. 2) entspricht der beim Michelson-Interferometer. Die ebenen Spiegel sind allerdings unter 45° zu den Teilstrahlen angeordnet, so dass die Teilstrahlen durch eine zweite halbdurchlässige, planparallele Teilerplatte zum Interferieren gebracht werden.

Die Aussagen über die Intensität und die Dicke der Teilerplatten entsprechen denen für das Michelson-Interferometer.

III. 2.1.3 Jamin-Interferometer

Beim Jamin-Interferometer ^{6, 7)} (Abb. 3) wird das parallele Licht an einer unter 45° angeordneten planparallelen Platte aufgespalten, deren Vorderseite ein Drittel des einfallenden Lichtes reflektiert und deren Rückseite vollständig verspiegelt ist. Die beiden parallel zueinander verlaufenden Teilstrahlen fallen ebenfalls unter 45° auf eine zweite, identisch zur ersten hergestellte planparallele Platte, durch die sie zur Überlagerung gebracht werden.

Die Intensität beider aus dem Interferometer ausfallenden Teilstrahlen liegt maximal bei 30% des einfallenden Strahles. Hierbei ist die Absorption in den beiden planparallelen Platten nicht berücksichtigt, obwohl eine möglichst grosse Plattendicke erwünscht ist, damit der Abstand der beiden Teilstrahlen möglichst gross wird.

III. 2.1.4 Rayleigh-Interferometer

Beim Rayleigh-Interferometer ⁷⁾ (Abb. 4) wird das parallele Licht durch einen Doppelspalt in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Hinter zwei getrennten Druckgefässen befindet sich in jedem Teilstrahl eine dünne Glasplatte. Die eine ist fest angebracht, die andere ist um eine horizontale Achse drehbar, so dass sich optische Wegdifferenzen kompensieren lassen. Das Rayleigh-

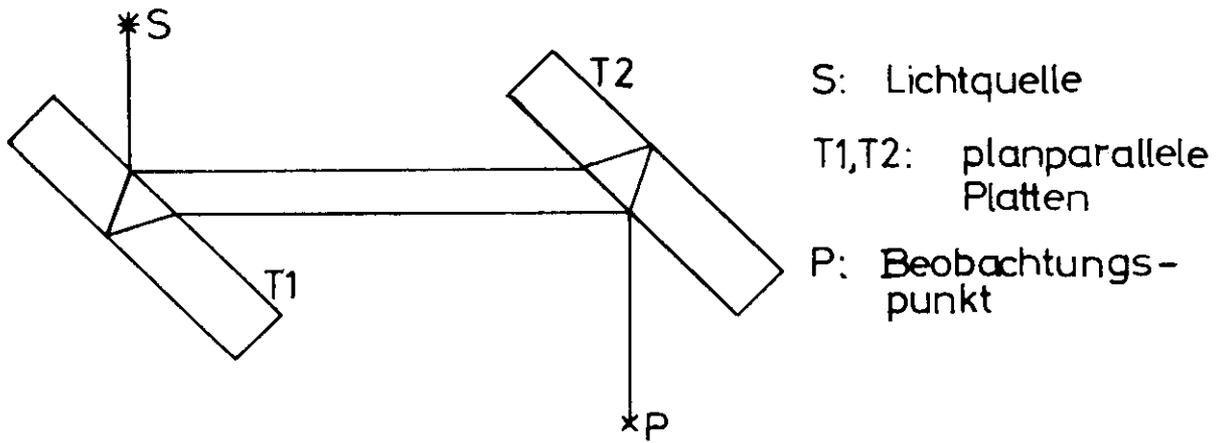


ABB.3: JAMIN-INTERFEROMETER

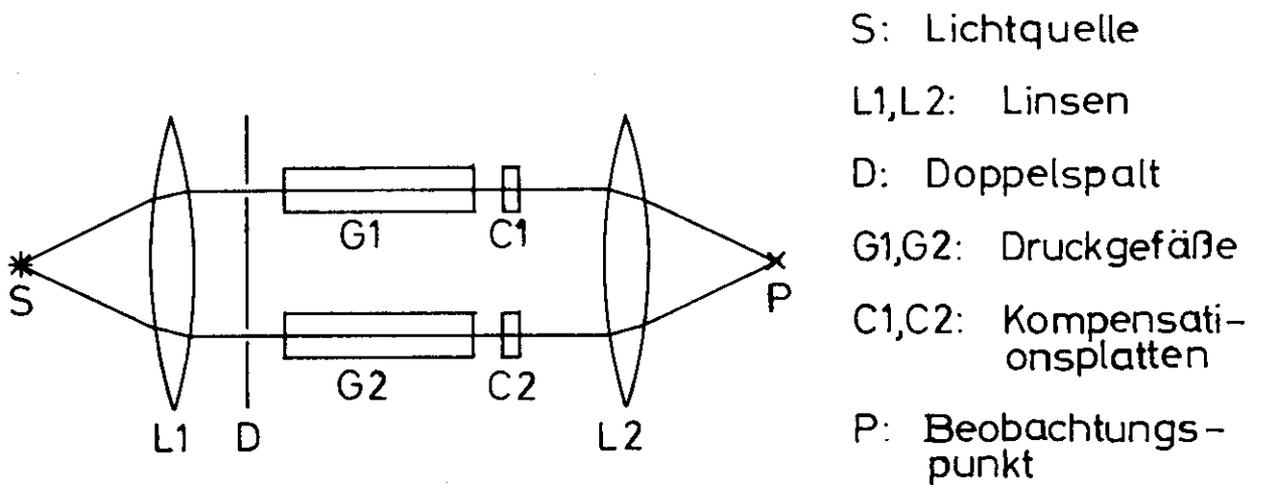


ABB.4: RAYLEIGH-INTERFEROMETER

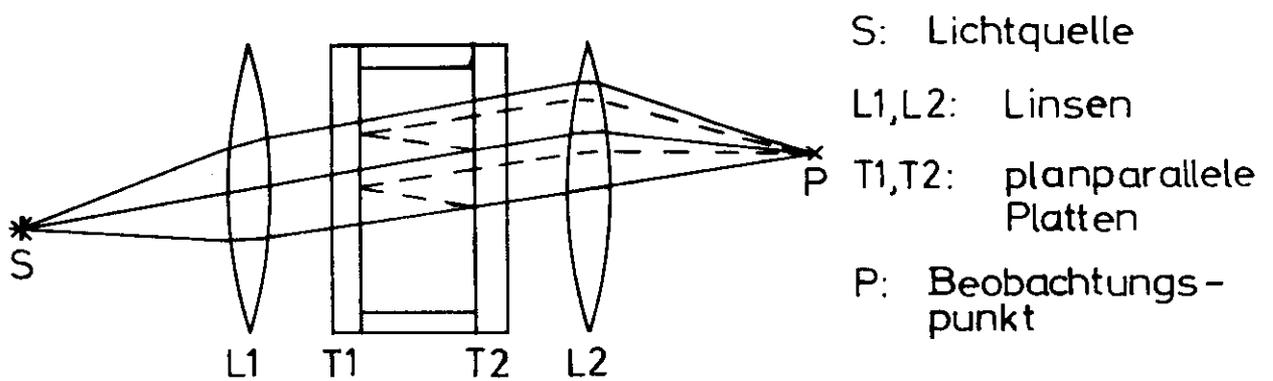


ABB.5: FABRY-PEROT-INTERFEROMETER

Interferometer wird dann derart benutzt, dass man die zur Kompensation der optischen Wegdifferenz nötige Drehung der Glasplatte misst, anstatt Interferenzstreifen zu zählen ¹¹⁾.

Intensitätsverluste treten bei diesem Interferometer nur durch die Absorption in den Kompensationsplatten auf.

III.2.2 Vielstrahlinterferometer

III. 2.2.1 Fabry-Perot-Interferometer

Ein Fabry-Perot-Interferometer ⁷⁾ (Abb. 5) besteht aus zwei planparallelen Glasplatten, die parallel zueinander justiert sind. Die einander zugewandten Oberflächen der Glasplatten sind teildurchlässig verspiegelt, der Reflexionsgrad ist hoch. Das parallele Licht fällt nicht genau senkrecht auf die Glasplatten, so dass auch mehrfach reflektierte Teilstrahlen zur Interferenz beitragen.

Eine Veränderung des Brechungsindex des Mediums zwischen den Glasplatten bewirkt eine Veränderung der Ordnung der Interferenzringe sowie ihrer Radien.

III. 3 Vorteile des Michelson-Interferometer

Für die Messung des Brechungsindex eines Gases über einen grossen Druckbereich bei verschiedenen Temperaturen wurde das Michelson-Interferometer den anderen Zweistrahlinterferometern aus folgenden Gründen vorgezogen:

- Gegenüber dem Jamin- und dem Rayleigh-Interferometer kann der Abstand zwischen den beiden Teilstrahlen problemlos beliebig gross gemacht werden. Das ist wichtig für die Konstruktion der Druckgefässe, die im Bereich von 0 at bis 50 at funktionieren sollen und dementsprechend dicke Wände besitzen müssen.
- Gegenüber dem Mach-Zehnder-Interferometer lässt sich das Michelson-Interferometer leichter justieren, da es eine planparallele Platte weniger besitzt.

Ein Fabry-Perot-Interferometer wurde nicht benutzt, weil durch die Bestimmung der Ordnung der Interferenz im Zentrum ¹²⁾ eine Fehlerquelle auftritt, die bei Zweistrahlinterferometern nicht existiert.

III. 4 Zur Theorie des Michelson-Interferometers

Nachdem die allgemeine Ausführung eines Michelson-Interferometers bereits in Abschnitt III. 2.1.1 beschrieben ist, sollen hier die Entstehung der Interferenzkurven und die Intensitätsverhältnisse sowie der Zusammenhang zwischen Änderung des Brechungsindex und Änderung der Ordnung der Interferenzkurven beschrieben werden. Interferenzkurven können nur dann entstehen, wenn zwischen den beiden Teilstrahlen eine optische Wegdifferenz besteht. Der optische Weg s ist definiert durch:

$$s = n \cdot d \quad (11)$$

wobei n der Brechungsindex

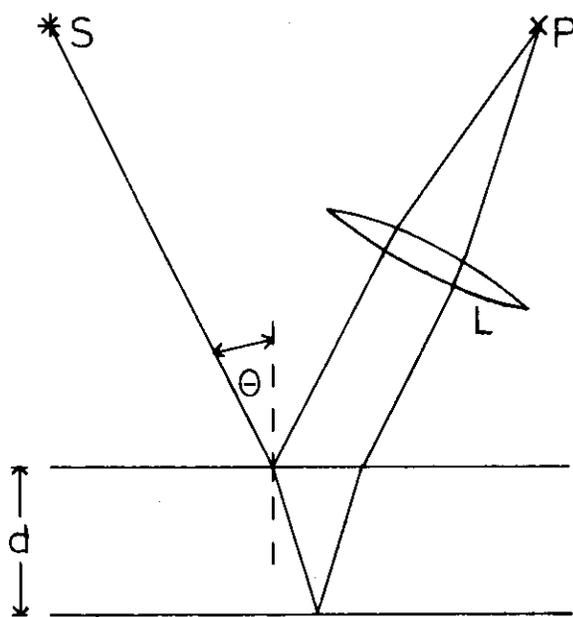
und d der geometrische Weg ist.

Man unterscheidet zwischen Interferenzkurven gleicher Neigung und Interferenzkurven gleicher Dicke.

Interferenzkurven gleicher Neigung entstehen, wenn das Bild des einen Spiegels des Interferometers genau parallel zum anderen Spiegel ist (Abb. 6), entsprechend der Entstehung von Interferenzkurven an einer planparallelen Platte. Ein von einer Lichtquelle S ausgehender Strahl wird zum Teil an der Oberseite der planparallelen Platte (entspricht dem Spiegel M_1), zum Teil an ihrer Unterseite (entspricht dem Bild des Spiegels M_2) reflektiert. Die beiden parallelen Teilstrahlen werden dann von einer Sammellinse in deren Brennebene fokussiert. Bei vorgegebener Plattendicke (entspricht dem Abstand des Spiegels M_1 vom Bild des Spiegels M_2) und Wellenlänge des verwendeten Lichtes hängt die Phasendifferenz zwischen den beiden Teilstrahlen nur vom Einfallswinkel θ ab.

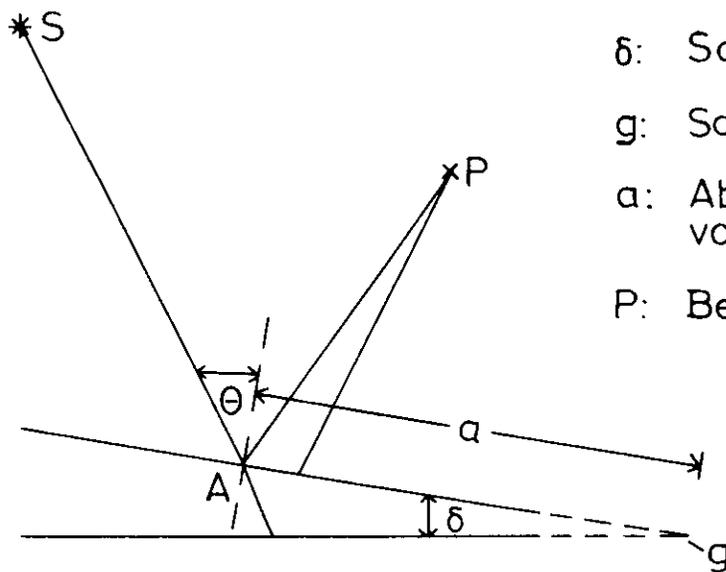
Bei Einstrahlung von parallelem Licht haben die Interferenzkurven die Form konzentrischer Kreise, sofern die Linsenachse parallel zur Normalen der planparallelen Platte ist, und die Form von Kegelschnitten, wenn die Linsenachse schief zur Normalen ist. Die Abstände benachbarter Kurven gleicher Helligkeit sind äquidistant, da sie nur vom Einfallswinkel θ abhängen.

Ändert man den Brechungsindex n in einem Arm des Michelson-Interferometers, das entspricht einer Änderung des Brechungsindex der planparallelen Platte, dann ändert sich der Abstand benachbarter Kurven gleicher Helligkeit für einen vorgegebenen Winkel θ .



- S: Lichtquelle
- θ : Einfallswinkel des Lichtes
- d: Plattendicke
- L: Linse
- P: Beobachtungspunkt

ABB.6: ENTSTEHUNG VON INTERFERENZKURVEN GLEICHER NEIGUNG



- S: Lichtquelle
- θ : Einfallswinkel des Lichtes
- δ : Schnittwinkel
- g: Schnittgerade
- a: Abstand des Punktes A von der Schnittgeraden g
- P: Beobachtungspunkt

ABB.7: ENTSTEHUNG VON INTERFERENZKURVEN GLEICHER DICKE

Interferenzkurven gleicher Dicke entstehen, wenn das Bild des einen Spiegels des Interferometers nicht parallel zum anderen Spiegel ist (Abb. 7), sondern einen Winkel $\delta \neq 0^\circ$ mit ihm bildet, entsprechend der Entstehung von Interferenzkurven an einer Keilplatte:

Ein unter einem Winkel θ einfallender Lichtstrahl wird zum Teil vom Spiegel M1, zum Teil vom Spiegel M2 (also anscheinend vom Bild des Spiegels M2) reflektiert. Die beiden reflektierten Teilstrahlen schneiden sich dann in einem Punkt P, der durch den Einfallswinkel θ , den Schnittwinkel δ sowie den Abstand a des Schnittpunktes A des einfallenden Strahles mit dem Spiegel M1 von der Schnittgeraden g des Spiegels M1 mit dem Bild des Spiegels M2 eindeutig bestimmt ist. Bei vorgegebenem Schnittwinkel δ und Wellenlänge des verwendeten Lichtes hängt die Phasendifferenz zwischen den beiden Teilstrahlen nur vom Einfallswinkel θ und vom Abstand a ab.

Bei Einstrahlung von parallelem Licht ergeben sich streifenförmige Interferenzkurven parallel zur Schnittgeraden g . Die Abstände benachbarter Geraden gleicher Helligkeit sind äquidistant, da sie nur vom Einfallswinkel θ und vom Schnittwinkel δ abhängen. Ändert man den Brechungsindex n in einem Arm des Michelson-Interferometers, dann ändert sich die Lage des Punktes P, nicht aber die Abstände benachbarter Geraden gleicher Helligkeit.

Für die Intensität I zweier interferierender Lichtstrahlen gilt ⁶⁾:

$$I = I_A + I_B + I_{\text{int}} \quad (12)$$

wobei I_A die Intensität des ersten,
 I_B die Intensität des zweiten Lichtstrahles
und I_{int} der Interferenzterm ist.

Für den Interferenzterm gilt:

$$I_{\text{int}} = 2 \cdot \sqrt{I_A \cdot I_B} \cdot \cos \vartheta \quad (13)$$

wobei ϑ die Phasendifferenz zwischen den beiden Lichtstrahlen ist.

Für den Spezialfall $I_A = I_B$ ergibt sich somit

$$I = 4 \cdot I_A \cdot \cos^2 \frac{\vartheta}{2} \quad (14)$$

Der Zusammenhang zwischen Änderung des Brechungsindex und Änderung der Ordnung der Interferenzkurven stellt sich wie folgt dar: In einem Arm des Michelson-Interferometers durchlaufe Licht der Wellenlänge λ auf einer

Strecke d ein Medium 2 mit dem Brechungsindex n_2 . An allen anderen Stellen befinde sich ein Medium 1 mit dem Brechungsindex n_1 . Am Beobachtungspunkt P befinde sich die Interferenzkurve der Ordnung m_0 . Eine Veränderung des Brechungsindex des Mediums 2 um Δn_2 führt dazu, dass sich der optische Weg des Lichtes durch dieses Medium um $\Delta s = \Delta n_2 \cdot 2d$ ändert. Dann erscheint am Punkt P die Interferenzkurve der Ordnung m_1 und es ergibt sich der Zusammenhang:

$$z \cdot \lambda = (m_1 - m_0) \lambda = \Delta s = \Delta n_2 \cdot 2d$$

bzw.

$$\Delta n_2 = z \cdot \frac{\lambda}{2d} . \quad (15)$$

Die Anzahl der Interferenzkurven gleicher Helligkeit, die am Beobachtungspunkt P vorbeiziehen, ist also ein Mass für die Änderung des Brechungsindex im Medium 2.

IV. Der experimentelle Aufbau

IV.1 Das Michelson-Interferometer

Auf einer $1000 \times 1500 \text{ mm}^2$ grossen Aluminiumplatte, die mit Schaumgummi gegen Erschütterungen gedämpft wird, ist das Michelson-Interferometer aufgebaut, das aus der Lichtquelle, der Optik und den Druckgefässen besteht.

IV.1.1 Lichtquelle

Als Lichtquelle wird ein Helium-Neon-Laser (Hersteller: Bradley Ltd.) verwendet, der mit einer Wellenlänge λ von $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ bei einer Linienbreite kleiner 10 kHz arbeitet, und dessen regelbare Ausgangsleistung bei maximal $0,5 \text{ mW}$ liegt (alle Angaben aus Ref. 13).

Wegen der geringen Linienbreite von $\Delta\lambda \approx 1,3 \cdot 10^{-17} \text{ m}$ ist gewährleistet, dass sich während der Messung, die sich über maximal 10^4 Ordnungen der Interferenzstreifen erstreckt, die Interferenzstreifen zweier Wellenlängen (z.B. λ und $\lambda + \Delta\lambda$) nicht derart überlagern, dass die hellen Streifen der einen Wellenlänge mit den dunklen der anderen zusammenfallen und deshalb keine Helligkeitsunterschiede registriert werden können. Dieser Fall tritt zum ersten Mal ein, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$(2m_{\text{gr}} + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} = 2m_{\text{gr}} \cdot \frac{\lambda + \Delta\lambda}{2} \quad (16)$$

wobei m_{gr} die niedrigste Ordnung der Interferenzstreifen ist, bei der ein dunkler Streifen der Wellenlänge λ mit einem hellen Streifen der Wellenlänge $\lambda + \Delta\lambda$ zusammenfällt. Für m_{gr} ergibt sich dann:

$$m_{\text{gr}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (17)$$

d.h. im Falle des verwendeten Lasers hat m_{gr} die Grössenordnung $2,5 \cdot 10^{10}$.

IV.1.2 Optik

Die optischen Komponenten sowie die beiden Druckgefässe sind auf einer optischen Bank angeordnet (Abb. 8), die aus zwei zueinander senkrechten Trägern besteht (Hersteller: Physik Instrumente GmbH). Unmittelbar hinter dem Laser befindet sich ein System, bestehend aus einem Mikroskopobjektiv, einem justierbaren Spalt und zwei Linsen, mit dem der Laser-Strahl aufge-

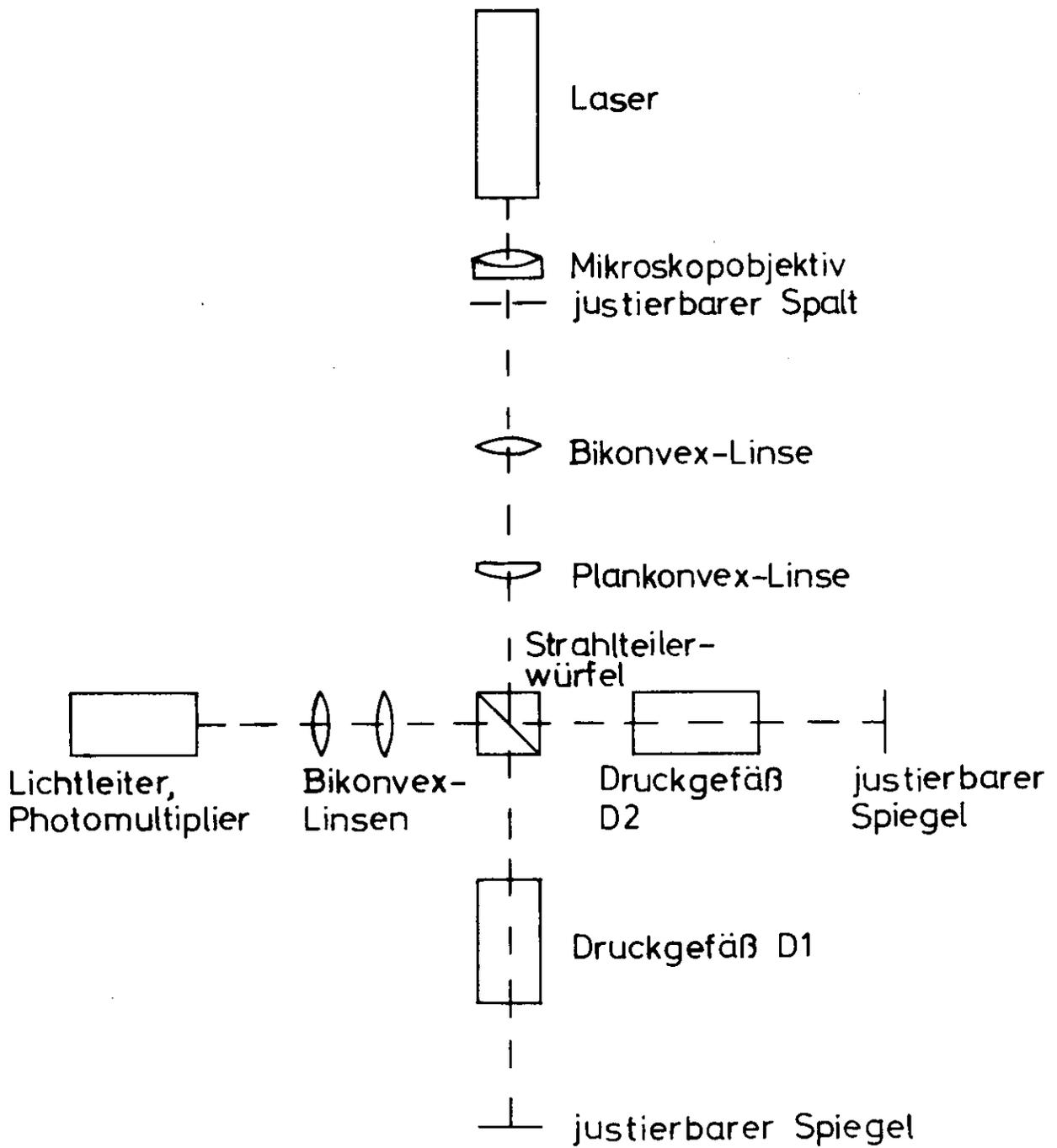


ABB. 8: KOMPONENTEN AUF DER OPTISCHEN
 BANK

weitert, seitlich begrenzt und wieder parallel gemacht wird. Dahinter befindet sich ein Strahlteilerwürfel, der das parallele Licht in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufspaltet. In jedem Teilstrahl befindet sich jeweils ein Druckgefäß auf der optischen Bank (Beschreibung in Abschnitt IV.2. 2), dahinter ist jeweils ein um zwei Achsen senkrecht zur Einfallsrichtung des Lichtes drehbarer ebener Spiegel angeordnet, der UV-Licht bis 250 nm reflektieren kann. Der eine der beiden Spiegel ist auf einem Mess-tisch befestigt und kann mittels einer Mikrometerschraube in Einfallsrichtung des Lichtes bewegt werden.

Nachdem die beiden reflektierten Teilstrahlen sich im Strahlteilerwürfel überlagert haben, wird der so entstandene Gesamtstrahl durch zwei Linsen auf ein System von Lichtleitern abgebildet. Beide Linsen, ebenso wie die beiden Linsen hinter dem Spalt, bestehen aus Suprasil I (Hersteller: Heraeus-Schott Quarzschmelze GmbH), das eine gute UV-Durchlässigkeit hat (Abb. 9) ²⁴⁾.

IV. 1. 3 Justierung der Optik

Das Michelson-Interferometer wurde so justiert, dass mit Interferenzstreifen gleicher Dicke gemessen werden konnte. Wie in Abschnitt III. 4 erläutert, hat dies gegenüber Interferenzkurven gleicher Neigung den Vorteil, dass sich die Breite der hellen bzw. dunklen Streifen während der Messung nicht ändert.

Durch die Justierung wird die Breite sowie die Lage der Interferenzstreifen festgelegt. Aus Gründen, die in Abschnitt IV. 3. 2 genannt werden, wurde eine Streifenbreite von ca. 2,5 mm bei horizontaler Streifenlage gewählt.

IV. 2 Das Gassystem

Das Gassystem umfasst

die Gasflasche, in der sich das Gas befindet, dessen Brechungsindex gemessen wird,

ein System von Ventilen und Manometern, mit dem die Gaszufuhr reguliert wird,

die beiden Druckgefäße, die sich in den beiden Teilstrahlengängen des Interferometers befinden,

sowie eine Apparatur, mit der die Temperatur des Gases in den beiden Druckgefäßen eingestellt und konstant gehalten wird.

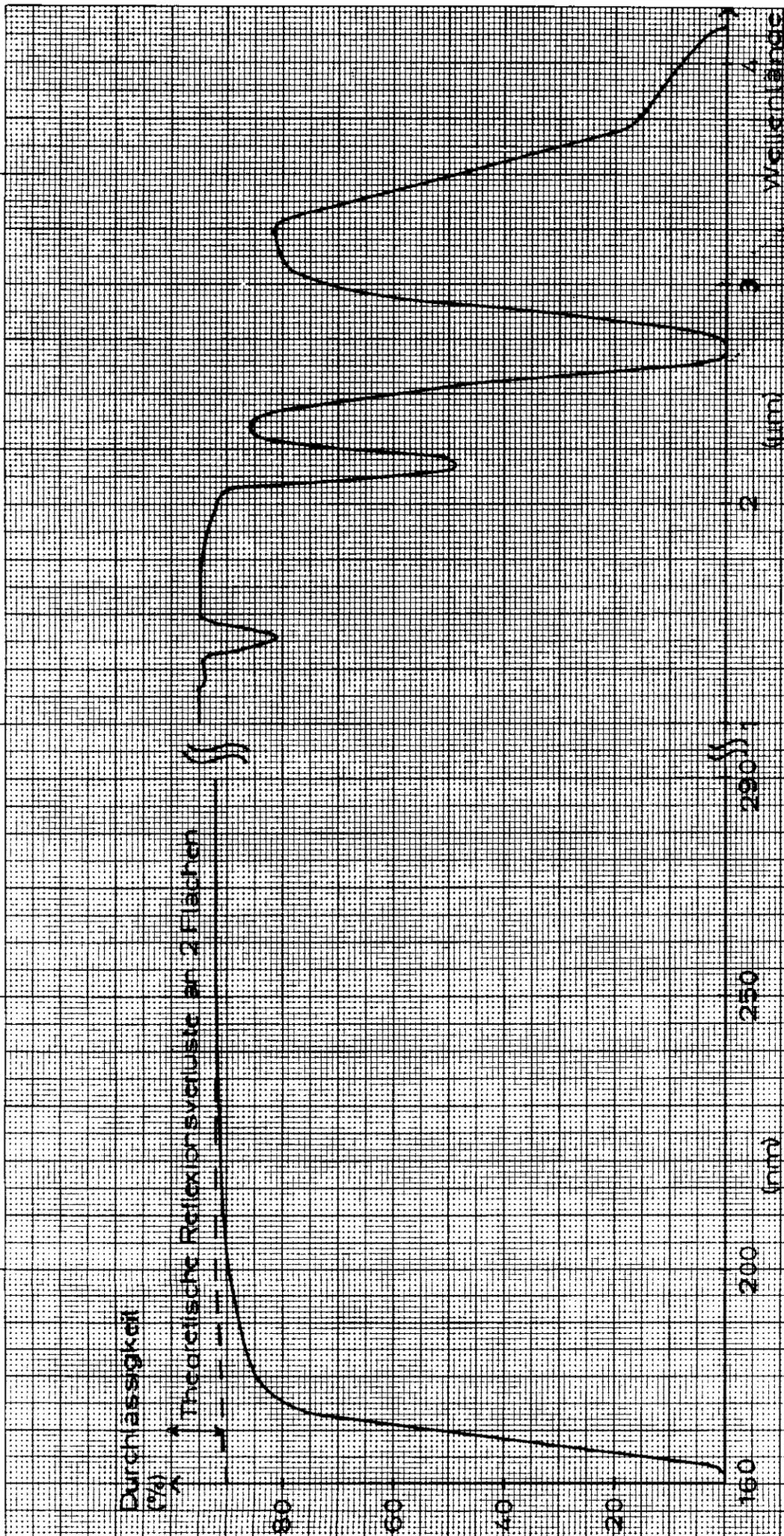


ABB.9 DURCHLÄSSIGKEIT VON SUPRASIL UND SPECTROSIL
Schichtdicke 10mm

Relative spektrale Empfindlichkeit

100 (%)

80

60

40

20

0

Wellenlänge

300

400

500

600

700

(nm)

ABB.10: RELATIVE SPEKTRALE EMPFINDLICHKEIT DER PHOTOMULTIPLIERTER 150 AVP

IV. 2. 1 Gaszufuhr und Druckregelung

Die Gasflasche, in der sich das Gas befindet, ist in einem mit Wasser gefüllten Behälter aufgestellt. Mittels eines Tauchsieders, der über ein einstellbares Thermometer gesteuert wird, lässt sich die Wassertemperatur regulieren. Damit ist es möglich, den Gasdruck in der Flasche zu erhöhen:

für die Messungen wurde Freon 13 verwendet, das bei Zimmertemperatur einen Druck von etwa 32 at hat. Weitere Eigenschaften von Freon 13 sind in der Tabelle 2 angegeben:

Tabelle 2

Eigenschaften von Freon 13

Summenformel: CF_3Cl

relative Molmasse: 104,46

Siedetemperatur bei 760 Torr: $-81,5^\circ \text{C}$

Kritischer Punkt:

- Kritische Temperatur: $28,9^\circ \text{C}$

- Kritischer Druck: 39,36 at

- Kritische Dichte: $0,578 \text{ g/cm}^3$

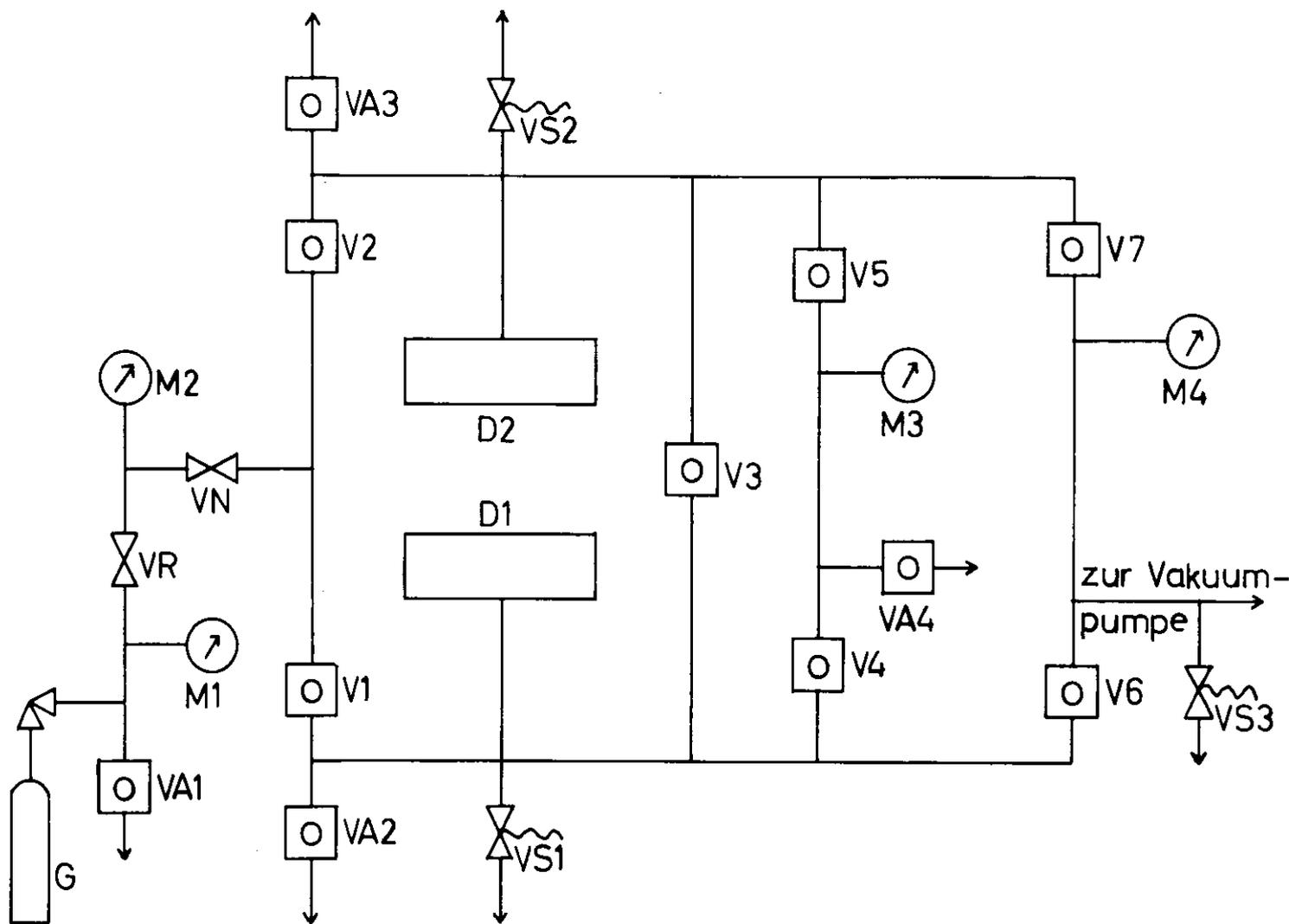
Dichte bei 0°C und 760 Torr: $4,7176 \cdot 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$

Diese Angaben stammen aus Refs. 14 - 16.

Eine Erwärmung der Gasflasche im Wasserbad auf ca. 40°C bewirkte eine Druckerhöhung auf etwa 38 at.

An die Gasflasche schliesst sich ein System von Ventilen und Manometern an (Abb. 11), mit dem der Druck in den beiden Druckgefässen gesteuert wird:

Am Anfang des Systems befindet sich ein Regulierventil VR, das nur Drucke unterhalb von 40 at auf der Seite des Systems zulässt. Dahinter ist ein Nadelventil VN angebracht, das eine sehr feine Regulierung der Gaszufuhr gestattet. Die übrigen Ventile V1 - V7 haben die Funktion, den Gasfluss in das eine der beiden Druckgefässe zu leiten sowie das andere mit einer Vakuumpumpe zu verbinden. Durch geeignetes Öffnen und Schliessen der Ventile



- G: Gasflasche
- D1,D2: Druckgefäße
- M1: Manometer, 0-315 at
- M2: --- , 0-60 at
- M3: --- , 0-40 at, Kl. 0.6
- M4: --- , -1-3 at, Kl. 1.6
- VR: Regulierventil
- VN: Nadelventil
- VA1-VA4: Abbläbventile
- V1-V7: Ventile
- VS1,VS2: Sicherheitsventile, 40 at
- VS3: Sicherheitsventil, 14 at

ABB.11: GASVERSORGUNG DER DRUCKGEFÄSSE

ist es möglich, den Zustand der beiden Druckgefässe zu vertauschen. Damit ist ohne neue Justierung der Optik eine Vergleichsmessung möglich, bei der nun jenes Druckgefäss, das zuvor mit dem Gas gefüllt war, evakuiert wird und umgekehrt.

Weiter gehören zu diesem System Sicherheitsventile VS1 - VS3, die einen Druck grösser 40 at in den Druckgefässen bzw. grösser 1,4 at auf die Vakuumpumpe verhindern sollen. Ausserdem sind vier Manometer M1 - M4 in das System eingebaut, die den Druck in der Gasflasche, den auf das Nadelventil, den im gasgefüllten Druckbehälter und den Druck im evakuierten Druckbehälter anzeigen.

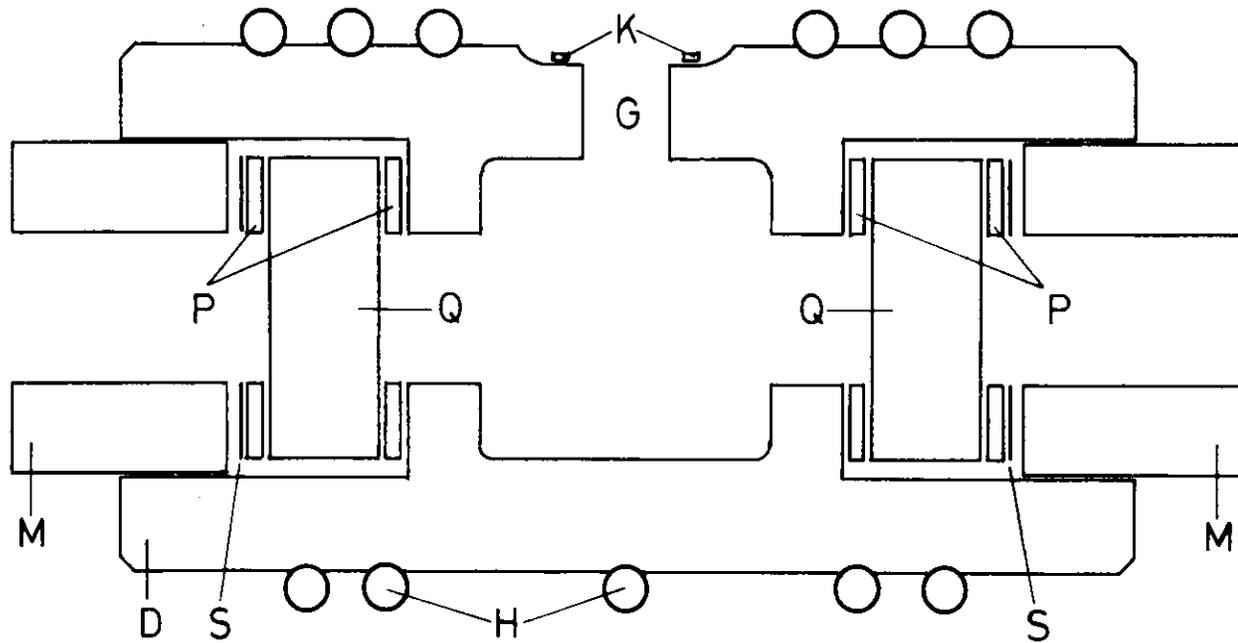
Wie schon erwähnt, ist eine Vakuumpumpe an das Gassystem angeschlossen, die vor jeder Messung beide Druckgefässe und während der Messung das eine evakuiert.

IV. 2. 2 Druckgefässe im Strahlengang

In den Druckgefässen soll bei Drucken bis zu 50 at gemessen werden können, aus Sicherheitsgründen sind sie deshalb so ausgelegt, dass sie Drucken bis zu 150 at standhalten.

Ein Druckgefäss (Abb. 12) besteht jeweils aus dem eigentlichen, aus einem Messingstück gedrehten, 140 mm langen, zylinderförmigen Druckkörper. Auf seiner Oberseite ist eine Bohrung angebracht, die eine Ermeto-Verschraubung mit einer Kupferdichtung aufnimmt, durch die das Gas über eine biegsame Kupferleitung in das Druckgefäss gelangt. An jedem Ende des Druckkörpers befinden sich eine Messingmutter mit Aussengewinde, eine Messingscheibe, eine 2 mm dicke Perbunanscheibe, eine 15 mm dicke Quarzscheibe aus Spectrosil B (Hersteller: Thermal Quarz-Schmelze GmbH), das eine gute UV-Durchlässigkeit hat (Abb. 9) ²⁵⁾ und eine weitere, 2 mm dicke Perbunanscheibe. Die Messingmutter hat einen Durchmesser von 45 mm, alle anderen Scheiben haben einen Durchmesser von 40 mm. Bis auf die Quarzscheiben haben alle anderen Elemente in der Mitte eine kreisförmige Öffnung von 20 mm Durchmesser, durch die das Licht hindurchgelangt.

Die aus Messing- und Perbunanscheiben bestehende Dichtung hielt bei einem Test einer kurzfristigen Belastung von 150 at stand, auch während der Messungen funktionierten sie bei einer Dauerbelastung bis 38 at im Tem-



- D: Druckgefäß
- G: Durchführung für Füllgas
- H: Kupferrohr des Heizkreislaufes
- K: Kupferdichtung
- M: Messingmutter
- P: Perbunanscheibe
- Q: Quarzscheibe
- S: Messingscheibe

Maßstab: 1:1

ABB.12: DRUCKGEFÄSS (LÄNGSSCHNITT)

peraturbereich von 20° C bis 50° C einwandfrei.

IV. 2. 3 Temperaturregelung

Die Temperatur des Gases wird durch einen eigenen Heizkreislauf geregelt: In einem Thermostaten (Hersteller: Gebr. Haake) wird die Heizflüssigkeit - für die Messungen wurde Wasser verwendet - auf die zuvor an einem Thermometer eingestellte Temperatur erwärmt und mittels einer Umwälzpumpe in dünnwandige Kupferrohre gepumpt, die um die Druckgefäße gewickelt und mit ihnen hartverlötet sind. Im Thermostaten befindet sich ein Wärmeaustauscher, durch den Kühlwasser fließt. Damit wird erreicht, dass die dem Wasser durch die Umwälzpumpe zusätzlich zu der durch die elektrische Heizung zugeführte Energie wieder abgeführt werden kann.

Etwa eine Stunde vor einer Messung wird die Heizung eingeschaltet und die Druckgefäße auf die Temperatur aufgeheizt, bei der der Brechungsindex des Gases gemessen werden soll. Wegen der grossen Wärmekapazität der Druckbehälter sowie der geringen Einströmgeschwindigkeit des Gases ist gewährleistet, dass sich die Gastemperatur sehr schnell einstellt.

Um die Wärmeabstrahlung der Druckgefäße klein zu halten, sind sie gegen die optische Bank mit Moosgummi wärmeisoliert.

IV. 3 Der Interferenzstreifen-Zähler

Der Interferenzstreifenzähler besteht aus zwei Teilen:
im ersten werden die optischen Signale in elektrische umgewandelt,
im zweiten werden die elektrischen Signale verstärkt und gezählt.

IV. 3. 1 Opto-elektronische Wandlung

Das Licht aus dem Interferometer wird auf die polierten Stirnflächen eines Systems von vier Plexi-Lichtleitern fokussiert, die bis auf die Stirnflächen lichtdicht isoliert sind. Die Dicke der aufeinandergeklebten Lichtleiter beträgt jeweils 3 mm, ihre Länge ca. 250 mm.

Um möglichst wenig Licht auf die Lichtleiter und damit auf die empfindlichen Photomultiplier fallen zu lassen, ist auf die dem Interferometer zugewandten Stirnflächen eine Blende geklebt, die vier kreisförmige Öffnungen mit einem Durchmesser von 0,53 mm enthält, die jeweils einen Abstand von 4 mm voneinander haben. Da die Lichtleiter jeweils 3 mm dick sind und die Lichtabdichtung aus Aluminiumfolie und schwarzem Isolierband zwischen den Lichtleitern etwa 1 mm dick ist, fällt Licht durch genau eine Blendenöffnung auf jeden Lichtleiter. Die dem Interferometer abgewandte Stirnfläche jedes Lichtleiters ist auf das Fenster jeweils eines Photomultipliers vom Typ 150 AVP (Hersteller: Valvo) aufgeklebt, der die Lichtsignale in Spannungssignale E umwandelt. Genauso wie die Lichtleiter sind auch die vier Multiplier lichtdicht isoliert, zusätzlich sind sie zum Schutz gegen magnetische Streufelder in μ -Metall-Folie eingehüllt. Die Hochspannungsversorgung der Multiplier erfolgt mit Hilfe eines Hochspannungs-Netzgerätes vom Typ NU 1250 (Hersteller: Nucletron) und eines Hochspannungsverteilers (Hersteller: Oltronix) über vier Spannungsteiler (Abb. 13). Die Spannungssignale E aus den Multipliern werden über BNC-Kabel zur Elektronik geführt.

IV. 3. 2 Prinzip der Interferenzstreifen-Zählung

Um neben der Anzahl der an den Blendenöffnungen vorbeilaufenden Interferenzstreifen auch ihre Bewegungsrichtung (von oben nach unten oder von unten nach oben) ermitteln zu können, benötigt man zwei phasenverschobene Spannungssignale. Diese Signale sind proportional zur Intensität zweier Lichtstrahlen, für die die Phasendifferenz ϑ ihrer beiden Teilstrahlen unterschiedlich ist. Dieser Unterschied der Phasendifferenzen ϑ wird zu $\pi/2$ gewählt, so dass für die Spannungssignale E_I und E_{II} analog zu Gl. 14 gilt:

$$\begin{aligned} E_I &= \alpha \cdot J_I = \alpha \cdot 4J_A \cdot \cos^2 \frac{\vartheta}{2} \\ E_{II} &= \alpha \cdot J_{II} = \alpha \cdot 4J_A \cdot \cos^2 \frac{\vartheta + \pi/2}{2} \end{aligned} \quad (18)$$

wobei α eine Proportionalitätskonstante ist.

Die Elektronik, die im nächsten Unterabschnitt beschrieben wird, ist so geschaltet, dass immer dann auf den Vorwärtszähl-Eingang eines Vorwärts-

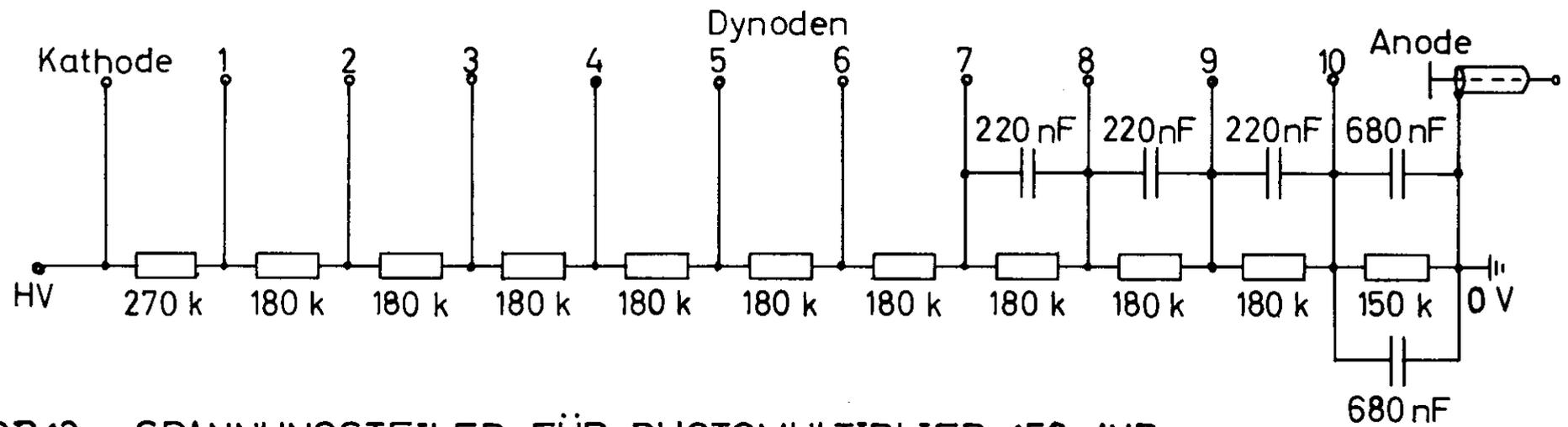


ABB.13: SPANNUNGSTEILER FÜR PHOTOMULTIPLIER 150 AVP

-Rückwärtszählers ein Zählimpuls gegeben wird, wenn das Spannungssignal E_I den Wert

$$E_O = \alpha \cdot 2 J_A \quad (19)$$

von kleineren zu grösseren Werten hin überschreitet und gleichzeitig das Signal E_{II} grösser als E_O ist.

Entsprechend wird ein Zählimpuls auf den Rückwärtszähl-Eingang desselben Vorwärts-Rückwärtszählers gegeben, wenn das Signal E_I den Wert E_O von grösseren zu kleineren Werten hin überschreitet und gleichzeitig E_{II} grösser als E_O ist (Abb. 14). Da E_I und E_{II} um $\pi/4$ phasenverschoben sind, erhält der Vorwärts-Rückwärtszähler nur einen Zählimpuls in jeder Periode von E_I , d.h. in jedem Intervall $0 \leq \psi < 2\pi$, sofern sich die Laufrichtung der an den Blendenöffnungen vorbeiwandernden Interferenzstreifen in jener Periode nicht ändert. Wenn die Laufrichtung der Interferenzstreifen wechselt, so wechselt auch die Richtung, in der sich die Phasendifferenz ψ ändert, d.h. ψ ändert in den Gln. 18 das Vorzeichen und es ergibt sich:

$$E'_I = \alpha \cdot 4J_A \cdot \cos^2 \frac{-\psi}{2} = \alpha \cdot 4J_A \cdot \cos^2 \frac{\psi}{2} \quad (18a)$$

$$\begin{aligned} E'_{II} &= \alpha \cdot 4J_A \cdot \cos^2 \frac{-\psi + \pi/2}{2} \\ &= \alpha \cdot 4J_A \cdot \sin^2 \frac{\psi + \pi/2}{2} \end{aligned}$$

Damit gilt also:

$$E_I = E'_I \quad (18b)$$

$$E_{II} = 2E_O - E'_{II}$$

d.n. der Vorwärts-Rückwärtszähler erhält wie vorher einen Zählimpuls in jeder Periode von E'_I , jedoch wird dieser Impuls anders als vor dem Richtungswechsel auf den anderen Eingang des Vorwärts-Rückwärtszählers gegeben (Abb. 15).

Um Rauschsignale aufgrund von Untergrundhelligkeit und Streustrahlung auszuschalten, war - entsprechend dem Vorgehen von Schuster¹⁰⁾ - geplant, zwei weitere phasenverschobene Spannungssignale aufzunehmen und jeweils die Signale aus den Multipliern 1 und 3 bzw. 2 und 4 voneinander zu subtrahieren. Wenn U die Intensität der Untergrundhelligkeit und der Streu-

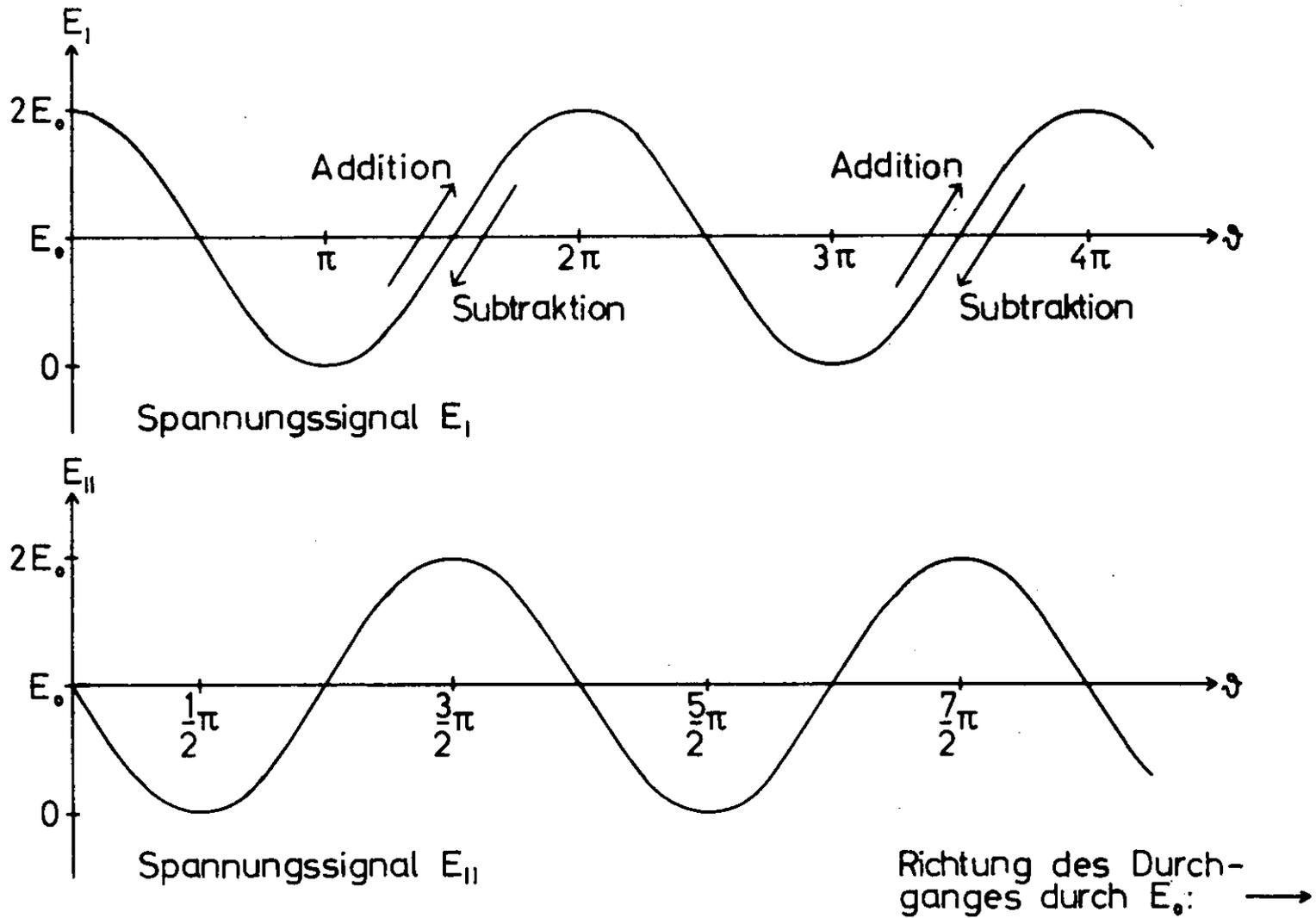


ABB.14: ZÄHLUNG DER INTERFERENZSTREIFEN

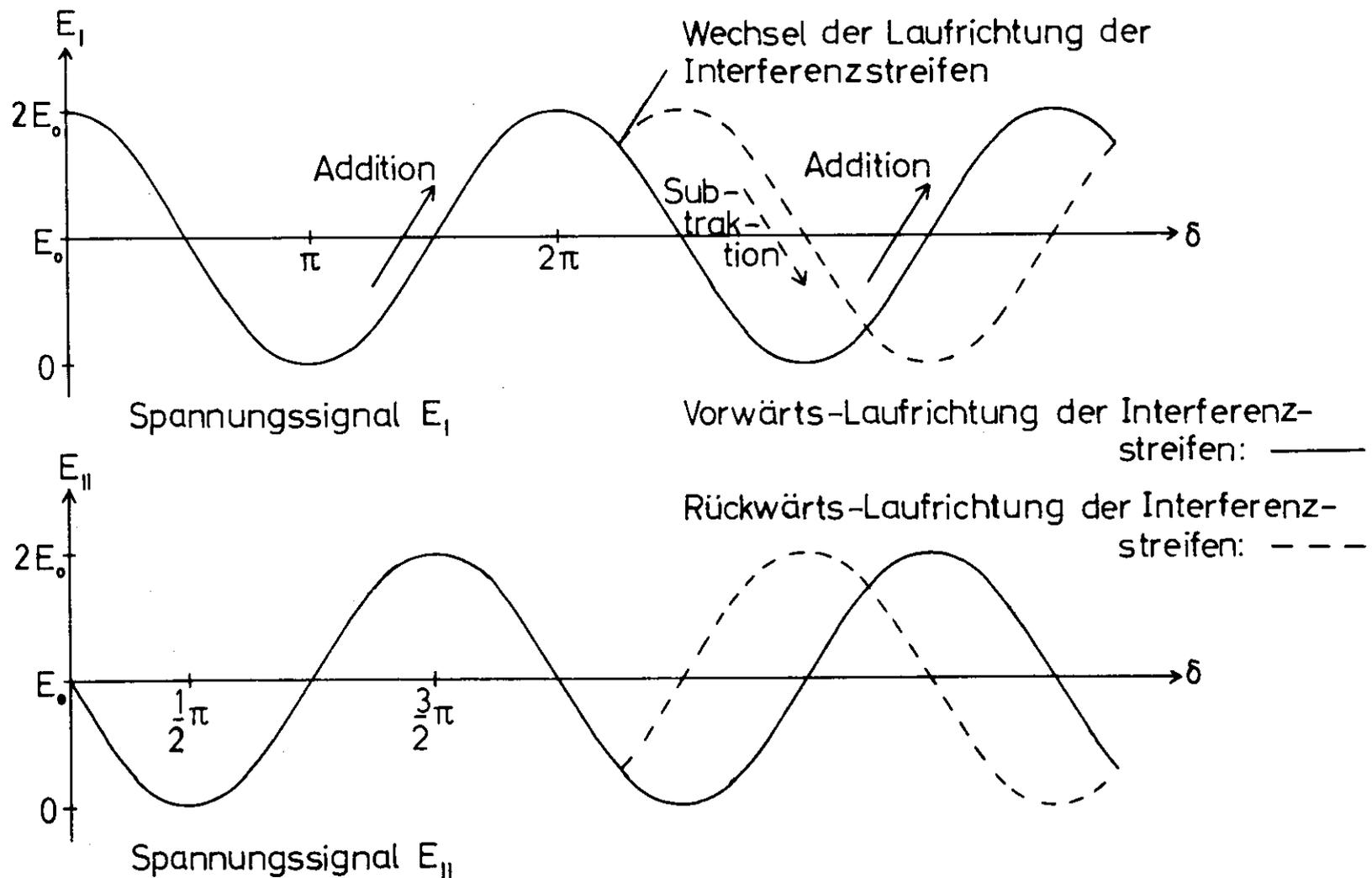
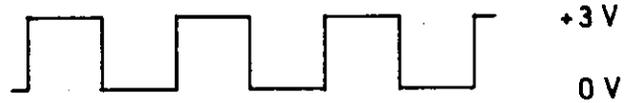


ABB.15: ZÄHLUNG DER INTERFERENZSTREIFEN BEI WECHSELNDER LAUFRICHTUNG

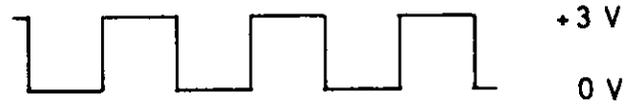
E_I : Input von IC 7413 N
Pin-Nr. 13



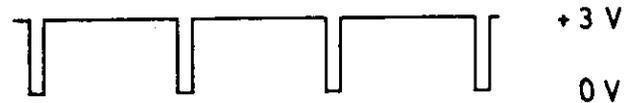
$E_{I,\overline{TTL}}$: Output von IC 7413 N
Pin-Nr. 8



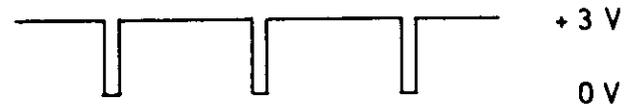
$\overline{E_{I,\overline{TTL}}}$: Output von IC 7404 N
Pin-Nr. 12



$\overline{Q(E_{I,\overline{TTL}})}$: Output von IC 74121 N
Pin-Nr. 1



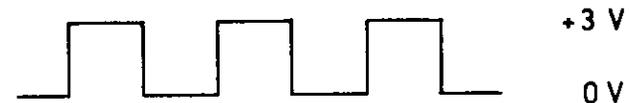
$\overline{Q(\overline{E_{I,\overline{TTL}}})}$: Output von IC 74121 N
Pin-Nr. 1



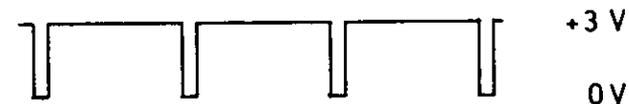
E_{II} : Input von IC 7413 N
Pin-Nr. 1



$E_{II,\overline{TTL}}$: Output von IC 7413 N
Pin-Nr. 6



$(\overline{Q(E_{I,\overline{TTL}})} \vee E_{II,\overline{TTL}})$: Output von
IC 7432 N, Pin-Nr. 6



$(\overline{Q(\overline{E_{I,\overline{TTL}})}) \vee E_{II,\overline{TTL}})$: Output von
IC 7432 N, Pin-Nr. 3



Zeit t →

ABB.15A: SCHEMA DER VERARBEITUNG DER SPANNUNGSSIGNALE E_I UND E_{II}

strahlung ist, ergibt sich bei einem Unterschied von jeweils $3\pi/2$ zwischen den Phasendifferenzen ψ der einzelnen Spannungssignale:

$$\begin{aligned}
 E_1 &= \alpha \cdot (U + J_1) = \alpha \cdot (U + 4J_A \cdot \cos^2 \frac{\psi}{2}) \\
 E_2 &= \alpha \cdot (U + J_2) = \alpha \cdot (U + 4J_A \cdot \cos^2 \frac{\psi + 3\pi/2}{2}) \\
 E_3 &= \alpha \cdot (U + J_3) = \alpha \cdot (U + 4J_A \cdot \cos^2 \frac{\psi + \pi}{2}) \\
 E_4 &= \alpha \cdot (U + J_4) = \alpha \cdot (U + 4J_A \cdot \cos^2 \frac{\psi + \pi/2}{2})
 \end{aligned} \tag{20}$$

und für die Differenzen der Signale gilt:

$$\begin{aligned}
 E_{I}^D &= E_1 - E_3 = \alpha \cdot 4 J_A \cdot \cos \psi \\
 E_{II}^D &= E_2 - E_4 = \alpha \cdot 4 J_A \cdot \sin \psi
 \end{aligned} \tag{21}$$

Trotz der veränderten Form der Spannungssignale wird der Vorwärts-Rückwärtszähler angesteuert wie oben beschrieben, lediglich für den Wert E_0^D - analog zu E_0 - gilt:

$$E_0^D = 0. \tag{22}$$

Im Verlauf von Probemessungen zeigte sich, dass die Rauschsignale aufgrund von Untergrundhelligkeit und Streustrahlung besser durch eine elektronisch gesetzte Schwelle als durch die Subtraktion zweier Signale unterdrückt werden können. Deshalb wurde die Elektronik so ausgelegt, dass nur zwei Spannungssignale mit einem Unterschied der Phasendifferenzen ψ von $\pi/2$ berücksichtigt wurden.

In der bisherigen Diskussion ist die endliche Ausdehnung der Blendenöffnungen vernachlässigt worden. Eine genauere Untersuchung (Anhang A1) zeigt, dass sich bei Berücksichtigung der endlichen Grösse der Blendenöffnungen nichts an der Form der Spannungssignale ändert ($E \sim \cos^2 \psi/2$ bleibt erhalten), allerdings verkleinert sich ihre Amplitude. Deshalb muss die Breite der Interferenzstreifen möglichst gross sein gegenüber dem Durchmesser der Blendenöffnungen. Während der Messungen betrug das Verhältnis Breite eines Interferenzstreifens zu Blendenöffnungs-Durchmesser etwa 5 : 1.

IV. 3. 3 Elektronik des Interferenzstreifen-Zählers

Die Elektronik des Interferenzstreifen-Zählers ist aus integrierten Bausteinen (ICs) aufgebaut. Sie besteht aus zwei Teilen, einem Analogteil, in dem die Spannungssignale verstärkt und in TTL-Signale umgewandelt werden, und einem Logikteil, in dem die Zählung der Interferenzstreifen erfolgt und der Inhalt des Vorwärts-Rückwärts-Zählers optisch sichtbar gemacht wird (Abb. 16a, 16b). Die Versorgungsspannungen von +24 V, +6 V, 0 V, -6 V und -24 V für die Elektronik werden aus einem NIM-Überrahmen vom Typ NU 312 C (Hersteller: Nucletron) abgenommen und durch Zenerdioden vom Typ ZY 9,1 auf die benötigten + 14,9 V sowie durch Siliziumdioden vom Typ 1 N 4007 auf + 5,3 V bzw. auf + 3,2 V vermindert.

IV. 3. 3. 1 Analogteil

Die vom Photomultiplier kommenden Spannungssignale E_I bzw. E_{II} haben eine typische Amplitude von 0,6 V, wenn sie in die Elektronik gelangen. Sie durchlaufen im Analogteil zunächst ein Tiefpass- und ein Hochpassglied. Die Grenzfrequenzen sind zu 34 Hz für den Tiefpass und zu 0,016 Hz für den Hochpass berechnet; damit wird erreicht, dass sowohl hochfrequentes Rauschen und 50 Hz-Untergrundsignale aus dem Netz unterdrückt als auch Gleichspannungsanteile abgeblockt werden. Danach werden die Signale E_I bzw. E_{II} jeweils in zwei Operationsverstärkern vom Typ SN 72 741 N (Hersteller: Texas Instruments) etwa um den Faktor acht verstärkt. Die Verstärkung im ersten Operationsverstärker, der einen Vorwiderstand von 1 M Ω hat, liegt bei zwei, im zweiten Operationsverstärker mit einem Vorwiderstand von 10 k Ω beträgt sie vier. Der gemessene Frequenzgang der Spannungsverstärkung der Operationsverstärker, die bei einer Eingangsspannung von 50 mV auf 20 dB für $\nu = 0$ Hz eingestellt war, ist in Abb. 17 wiedergegeben:

Bis $\nu = 5$ kHz beträgt die Verstärkung konstant 20 dB, erst bei höheren Frequenzen sinkt sie ab. Da während der Messungen die Spannungssignale eine Frequenz von ca. 3 Hz haben, kann man sicher sein, dass die Form der Signale durch den Frequenzgang der Operationsverstärker nicht verändert wird.

Nach den Operationsverstärkern durchlaufen die Signale E_I bzw. E_{II} erneut ein Tiefpass- und ein Hochpassglied mit den Grenzfrequenzen 19 Hz beim

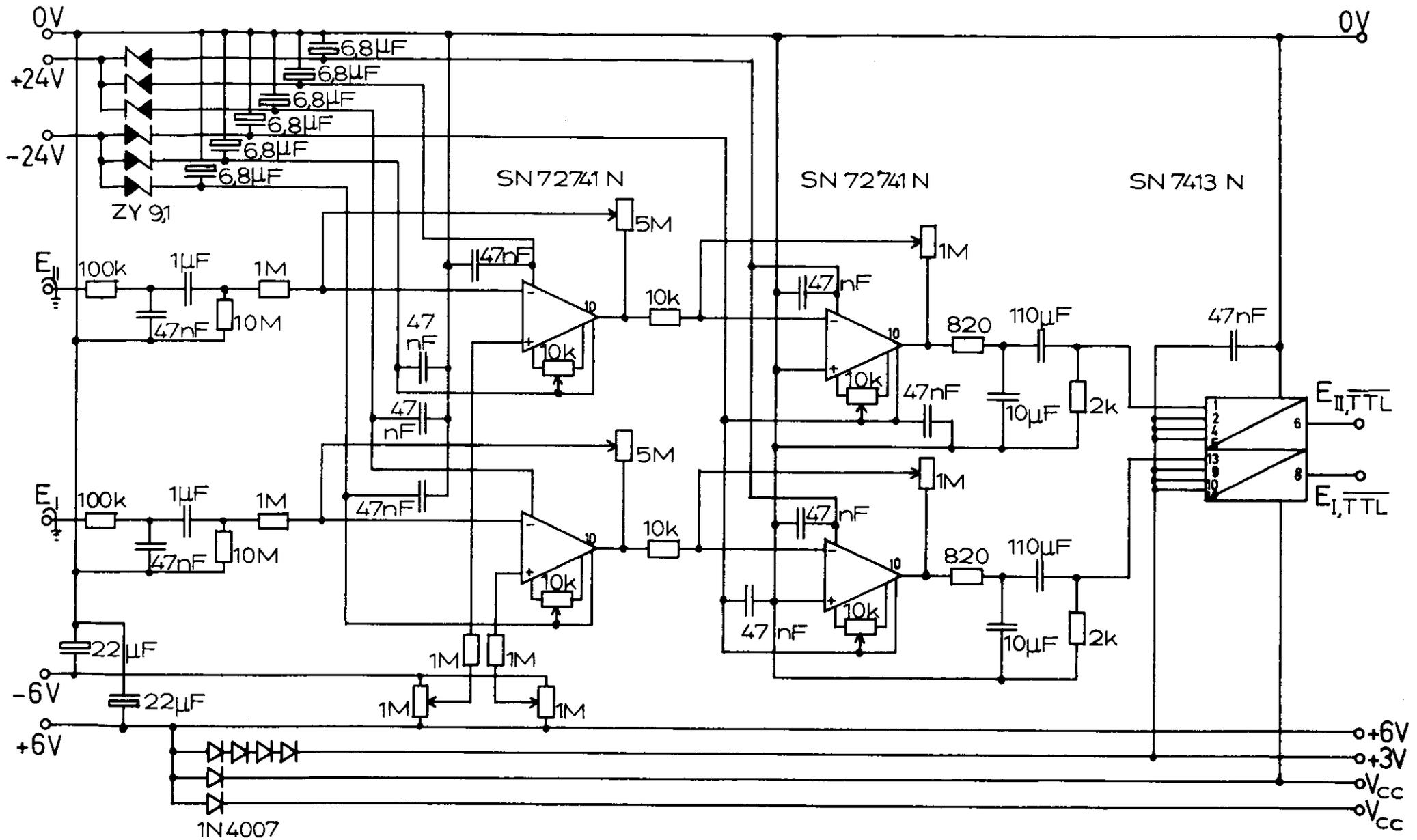


ABB.16a: ELEKTRONIK DES INTERFERENZSTREIFEN-ZÄHLERS (ANALOGTEIL)

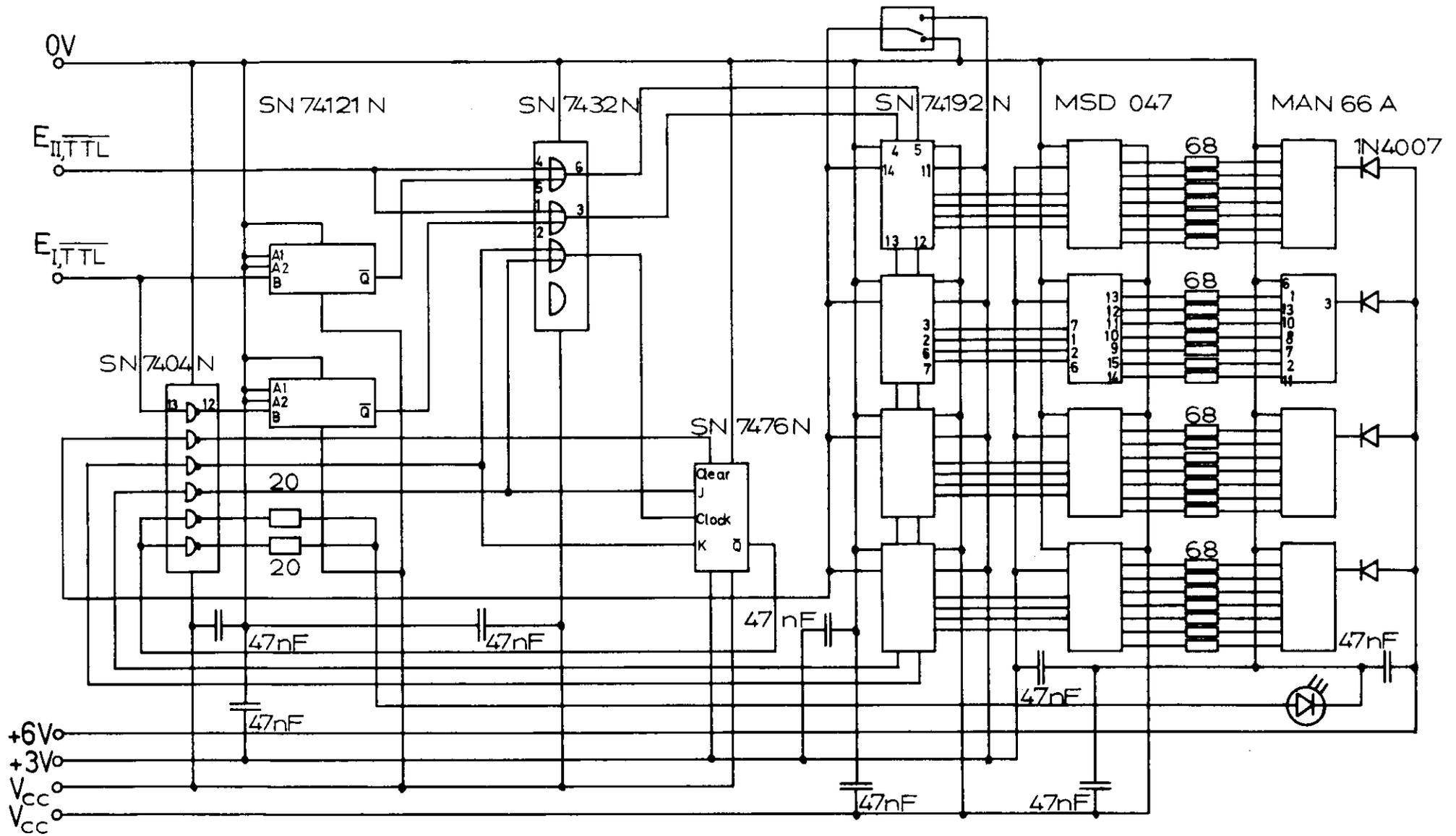


ABB.16b: ELEKTRONIK DES INTERFERENZSTREIFEN-ZÄHLERS (LOGIKTEIL)

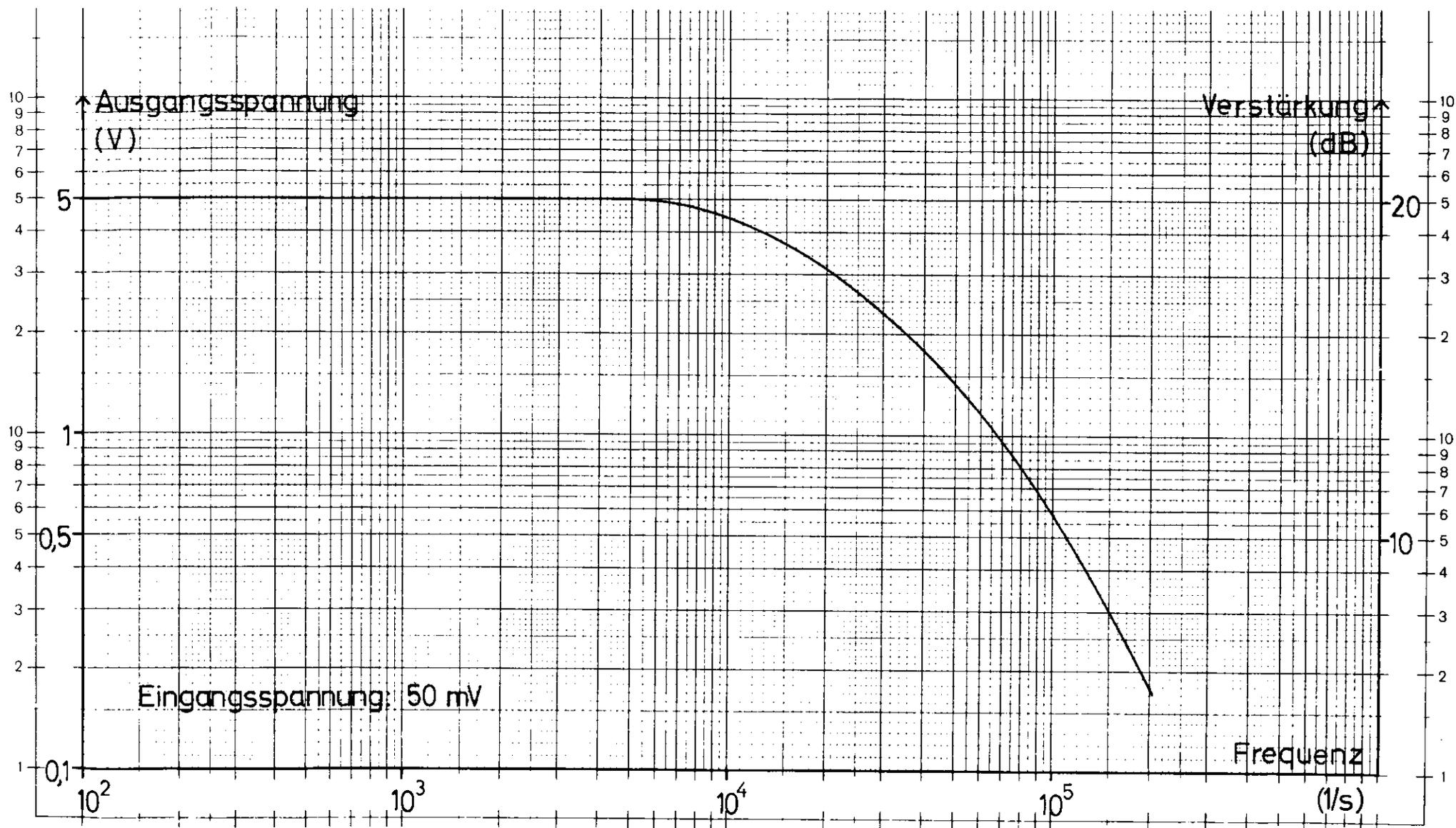


ABB.17: FREQUENZGANG DER SPANNUNGSVERSTÄRKUNG DER OPERATIONSVERSTÄRKER

Tiefpass und 0.72 Hz beim Hochpass, dabei sinkt die Amplitude auf etwa 3 V ab. Auf diese Weise wird hochfrequentes Rauschen unterdrückt, gleichzeitig wird durch die gleichspannungsmässige Trennung der Operationsverstärker vom nachfolgenden Teil der Elektronik erreicht, dass die Signale E_I bzw. E_{II} symmetrisch um $U = 1,3$ V liegen. Dies ist der günstigste Wert, da der nachfolgende doppelte NAND-Schmitt-Trigger vom Typ SN 7413 N (Hersteller: Texas Instruments) bei einer Eingangsspannung $U_{in} > 1,7$ V eine Ausgangsspannung $U_{out} = 0,2$ V, entsprechend dem logischen Zustand "0", bzw. bei einer Eingangsspannung $U_{in} < 0,9$ V eine Ausgangsspannung $U_{out} = 3,3$ V, entsprechend dem logischen Zustand "1" erzeugt.

IV. 3. 3. 2 Logikteil

Die von den Spannungssignalen E_I im Schmitt-Trigger erzeugten Signale $E_I, \overline{\text{TTL}}$ werden einerseits in einem Inverter vom Typ SN 7404 (Hersteller: Texas Instruments) invertiert und dann auf einen monostabilen Univibrator vom Typ SN 74121N (Hersteller: Texas Instruments) gegeben, andererseits werden die Signale $E_I, \overline{\text{TTL}}$ direkt auf einen Univibrator desselben Typs gegeben. Jedesmal wenn die Eingangsspannung eines Univibrators vom logischen Zustand "0", d.h. $U_{in} \leq 0,8$ V, in den logischen Zustand "1", d.h. $U_{in} \geq 2$ V, übergeht, entsteht in ihm ein invertierter Ausgangspuls mit $U_{out} = 0,2$ V und einer Dauer von 30 ns (Abb. 15A).

Die Ausgangspulse der Univibratoren werden jeweils zusammen mit den von den Signalen E_{II} im Schmitt-Trigger erzeugten Signalen $E_{II}, \overline{\text{TTL}}$ auf je ein logisches ODER des Typs SN 7432N (Hersteller: Texas Instruments) geschickt. Die Ausgangspulse der beiden ODER gelangen auf den Vorwärts- bzw. Rückwärtszähleingang eines Vorwärts-Rückwärtszählers, der durch eine Serienschaltung von vier synchronen Vorwärts-Rückwärts Dezimal-Zählern des Typs SN 74192N (Hersteller: Texas Instruments) realisiert ist. Die maximale Zählfrequenz des Zählers liegt mit 32 MHz wesentlich über der Frequenz der Interferenzstreifen von etwa 3 Hz. Der "Übertrag"-Ausgang des vierten Dezimal-Zählers steuert über ein J-K Master-Slave-Flip-Flop des Typs SN 7476 N (Hersteller: Texas Instruments) eine Leuchtdiode. Mit dieser Anordnung lassen sich bis zu 19.999 Interferenzstreifen zählen.

Die Inhalte der vier Dezimal-Zähler lassen sich durch einen Schalter auf 0 zurückstellen.

Die Auslese der BCD-codierten Dezimal-Zähler erfolgt über vier BCD zu Sieben-Segment-Decodierer / Treiber vom Typ MSD 047 (Hersteller: Monsanto), die vier rote Sieben-Segment-Anzeigen vom Typ MAN 66 A (Hersteller: Monsanto) betreiben.

V. Messungen und Ergebnisse

V. 1 Ablauf einer Messung

Etwa eine Stunde vor Beginn der eigentlichen Messung werden beide Druckgefässe evakuiert und auf die Messtemperatur aufgeheizt. Bei Mess-temperaturen von 30° C oder mehr wird ausserdem der Raum, in dem die Messung stattfindet, mittels eines Heizlüfters erwärmt; damit soll erreicht werden, dass sich beim Einströmen von Freon 13 in den Druckbehälter in der Nähe des kritischen Punktes keine Schlieren bilden. Die Schlierenbildung lässt sich nur verhindern, wenn die Temperatur von Freon 13 beim Eintritt in den Druckbehälter grösser als die kritische Temperatur von $28,9^{\circ}$ C ist.

Die Hochspannung wird so eingestellt, dass die aus dem Photomultiplier kommenden Spannungssignale vor dem ersten Tiefpass eine Amplitude von etwa 0.6 V haben. Während der Messungen betrug sie 1.3 kV bzw. 1.4 kV. Obwohl das Licht des Lasers direkt auf die Lichtleiter und damit auf die Multiplier fällt, ist die erforderliche Hochspannung so gross; denn in dem Spektralbereich, in dem der Laser Licht emittiert (632,8 nm), beträgt die relative spektrale Empfindlichkeit der Photokatode des Multipliers nur etwa 8% ¹⁷⁾ (Abb. 10).

Unmittelbar vor Beginn der Messung wird das Regulierventil geöffnet, die Evakuierung des Druckgefässes, in das das Gas gefüllt werden soll, beendet und der Inhalt des Interferenzstreifen-Zählers auf 0 gestellt.

Mit dem Öffnen des Nadelventils beginnt die Zählung der Interferenzstreifen. Das Nadelventil wird so weit geöffnet, dass die Zählfrequenz etwa 2 - 3 Hz beträgt. Diese Frequenz wird während der gesamten Messung durch Nachstellen des Nadelventils beibehalten.

Nach dem Durchlaufen von jeweils 100 Interferenzstreifen wird jedesmal der Druck auf dem Manometer abgelesen. Wegen des langsamen Einströmens des Gases in das Druckgefäss kann das Manometer ohne Einbussen an Genauigkeit abgelesen werden, ohne dass die Unterbrechung der Gaszufuhr erforderlich ist.

Während der gesamten Messung werden die Spannungssignale am Eingang der Schmitt-Trigger mit einem Tastkopf abgenommen und auf einem Oszillographen

sichtbar gemacht. Dadurch ist die Kontrolle der Form und der Amplitude der Signale möglich, ausserdem werden zufällige Zählungen bzw. Zählverluste besser erkannt.

Obwohl das Michelson-Interferometer so justiert ist, dass Interferenzstreifen gleicher Dicke beobachtet werden (Abschnitt III. 4), ändert sich am Ort der Blende vor der Stirnfläche der Lichtleiter die Breite der Streifen. Dies beruht darauf, dass der Punkt P, in dem sich die reflektierten Teilstrahlen schneiden, im Laufe der Messung seine Lage ändert. Damit ändert sich sein Abstand vom Linsensystem, das ihn auf die Lichtleiter abbildet, und somit auch die Vergrößerung der Interferenzstreifen am Ort der Blende.

Die Änderung der Streifenbreite betrug etwa 50%, d.h. der 9000. Streifen war etwa halb so breit wie der erste, deshalb war es nicht möglich, eine automatische Vorwärts-Rückwärts-Zählung vorzunehmen, die auf einer konstanten Phasenbeziehung und damit einer konstanten Streifenbreite beruht (Abschnitt IV. 3. 2). Da der Brechungsindex von Freon 13 mit zunehmendem Druck monoton wächst, sofern die Temperatur konstant bleibt, ändert sich die Richtung nicht, in die die Streifen laufen, wie auch durch Beobachtung verifiziert wurde. Deshalb wurde darauf verzichtet, mögliche Wechsel der Laufrichtung der Streifen zu registrieren und der Zähler wurde nur als Vorwärtszähler betrieben. Elektronisch wurde dies so realisiert, dass auf den Rückwärtszähleingang des Vorwärts-Rückwärtszählers eine konstante Spannung von 3.2 V, entsprechend dem logischen Zustand "1", gegeben wurde.

V. 2 Fehlerquellen

Im folgenden werden die Fehler angegeben, die in die Messgrößen Temperatur T, Druck p und Brechungsindex n eingehen.

V. 2. 1 Temperatur

Das Einstellen und Messen der Temperatur geschieht in einem Thermostaten und nicht unmittelbar in den Druckgefässen. Da die Raumtemperatur unter der Messtemperatur liegt - mit Ausnahme der Messung bei 20⁰ C -, muss man die Abkühlung der Zuleitungen und der Druckgefässe berücksichtigen. Deshalb wird zusätzlich zu den Ungenauigkeiten beim Einstellen und Ablesen der

Temperatur sowie dem endlichen Abstand zwischen Ein- und Ausschalttemperatur des Thermostaten, die etwa $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ betragen, ein weiterer Fehler von $+0.5^{\circ}\text{C}$ angenommen. Insgesamt ergibt sich damit ein mittlerer Fehler bei der Temperaturmessung von etwa $+0.5^{\circ}\text{C}$ -0.7°C .

Um Aussagen über die totale Genauigkeit der Messungen machen zu können, werden die Fehler der einzelnen Messgrößen in relative Fehler des Brechungsindex umgerechnet. Diese Umrechnung erfolgt für den Fehler der Temperatur auf der Grundlage einer Messung bei einer Temperatur von 30°C unter Heranziehung von Messungen bei 20°C und 40°C :

Tabelle 3

Relativer Fehler der Temperatur, ausgedrückt als relativer Fehler des Brechungsindex

Druck p [at]	mittlerer relativer Fehler des Brechungsindex [o/00]	maximaler relativer Fehler des Brechungsindex [o/00]
1	± 0	± 0
5	+ 1,6 - 1,8	+ 1,6 - 2,5
10	+ 2,0 - 3,1	+2,0 -4,5
15	+ 2,4 - 3,8	+ 2,4 - 5,4
20	+ 2,8 - 5,1	+ 2,8 - 7,3
25	+ 3,7 - 6,8	+ 3,7 - 9,7
30	+ 4,8 -11,1	+ 4,8 -15,9
35	+ 7,3 -18,9	+ 7,3 -27,0

V. 2. 2 Druck

Die Fehler der Druckmessungen ergeben sich aus der Messungenauigkeit des Manometers M3 und dem Ablesefehler.

Da die Messungenauigkeit vom Hersteller zu $\pm 0,6\%$ des Messbereiches von 40 at, das sind $\pm 0,24$ at, angegeben wird, wurde das Manometer M3 nachgeeicht. Dafür wurde ein Rohrfeder-Messwerk vom Typ TDE 220 (Hersteller: Schoppe & Faeser GmbH) mit einem Messumformer vom Typ CMR 200 (Hersteller: Hartmann & Braun AG) benutzt, der über ein Digital-Voltmeter vom Typ 3440 A (Hersteller: Hewlett-Packard) ausgelesen wurde. Die Ungenauigkeit dieses Manometers wird zu $\pm 0,2\%$ des Messbereiches von 40 at, das sind $\pm 0,08$ at, angegeben. Die Eichmessungen ergaben, dass auch für das Manometer M3 diese Ungenauigkeit angegeben werden kann. Zusammen mit dem Ablesefehler von $\pm 0,05$ at erhält man einen mittleren Fehler von $\pm 0,09$ at und einen maximalen Fehler von $\pm 0,13$ at.

Aus demselben Grund wie bei dem Fehler der Temperatur werden auch die relativen Fehler des Druckes in relative Fehler des Brechungsindexes umgerechnet. Diese Umrechnung erfolgt ebenfalls auf der Grundlage einer Messung bei einer Temperatur von 30° C:

Tabelle 4

Relativer Fehler des Druckes, ausgedrückt als relativer Fehler des Brechungsindexes

Druck p	mittlerer relativer Fehler des Druckes	mittlerer relativer Fehler des Brechungsindexes	maximaler relativer Fehler des Druckes	maximaler relativer Fehler des Brechungsindexes
[at]	[o/oo]	[o/oo]	[o/oo]	[o/oo]
1	90,0	90,0	130,0	130,0
5	18,0	18,9	26,0	27,4
10	9,0	9,7	13,0	14,0
15	6,0	7,2	8,7	10,4
20	4,5	6,1	6,5	8,9
25	3,6	5,1	5,2	7,3
30	3,0	5,1	4,3	7,3
35	2,6	5,6	3,7	8,0
40	2,3	-	3,3	-

Gegenüber diesem Fehler ist der Fehler, der durch das Einströmen des Gases in die Druckgefäße auch während des Ablesens des Manometers entsteht, vernachlässigbar klein.

Die Messungenauigkeit des Manometers für das Vakuum, M4, wird zu $\pm 1,6\%$ des Messbereiches von 4 at angegeben, das sind $\pm 6,4 \cdot 10^{-2}$ at. Die Ablesegenauigkeit von M4 beträgt $\pm 10^{-2}$ at. Da die Vakuumpumpe für Drucke bis zu 10^{-4} at ausgelegt ist, kann auch dieser Fehler vernachlässigt werden, und es wird angenommen, dass das Vakuum ideal 0 at beträgt.

V. 2. 3 Brechungsindex

Wie man aus der Formel für den Brechungsindex (Gl. 15)

$$n - 1 = z \cdot \frac{\lambda}{2d} \quad (15a)$$

ersieht, ergibt sich der Fehler des Brechungsindex aus den Fehlern der Wellenlänge, der Länge des Druckraumes und der Streifenzahl.

Der relative Fehler nimmt dann die Gestalt an:

$$\frac{\Delta(n-1)}{n-1} = \frac{\Delta z}{z} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta d}{d} \quad (23)$$

Die Linienbreite des verwendeten Lichtes ist kleiner als 10 kHz, das entspricht einem absoluten Fehler der Wellenlänge von etwa $1,3 \cdot 10^{-17}$ m bzw. einem relativen Fehler von etwa $2 \cdot 10^{-11}$, damit kann dieser Fehler vernachlässigt werden.

Die Länge eines Druckraumes wird bestimmt, indem man mit einer Mikrometerschraube die Länge des Druckgefäßes einschliesslich der beiden Messingmuttern misst. Davon zieht man dann jeweils die mit einem Tiefenmass gemessenen Abstände zwischen Aussenfläche der Messingmutter und Quarzplatte sowie die mit einer Schublehre gemessenen Dicken der zwei Quarzplatten ab. Die systematischen Fehler betragen bei der Mikrometerschraube $\pm 2 \cdot 10^{-3}$ mm, beim Tiefenmass $\pm 5 \cdot 10^{-2}$ mm und bei der Schublehre $\pm 5 \cdot 10^{-2}$ mm.

Die Längenmessungen wurden bei 0 at und bei 30 at, jeweils bei 23° C vorgenommen, die Ergebnisse sind in der Tabelle 5 aufgeführt:

Tabelle 5:

Druckgefäß I (alle Längen in mm)

	0 at			30 at		
	Messwert	maximaler Fehler	mittlerer Fehler	Messwert	maximaler Fehler	mittlerer Fehler
Länge des Druckgefäßes incl. Gewinde	155,160	0,029	0,027	155,155	0,017	0,015
Abstand Gewinde - Quarzfenster A	32,50	0,07	0,05	32,45	0,07	0,05
Abstand Gewinde - Quarzfenster B	32,49	0,07	0,05	32,45	0,05	0,05
Dicke des Quarzfensters A	15,00 ⁺⁾	0,05	0,05	15,00 ⁺⁾	0,05	0,05
Dicke des Quarzfensters B	15,00 ⁺⁾	0,05	0,05	15,00 ⁺⁾	0,05	0,05
resultierende Länge des Druckraumes	60,17	0,27	0,10	60,26	0,24	0,10

+): Die Dicke der Quarzfenster wurde vor dem Einbau, also bei 1 atm und 23° C gemessen.

zu Tabelle 5:

		Druckgefäß II			(alle Längen in mm)		
		0 at			30 at		
	Messwert	maximaler Fehler	mittlerer Fehler	Messwert	maximaler Fehler	mittlerer Fehler	
Länge des Druckgefäßes incl. Gewinde	155,179	0,018	0,016	155,173	0,017	0,015	
Abstand Gewinde - Quarzfenster A	32,43	0,08	0,06	32,38	0,08	0,06	
Abstand Gewinde - Quarzfenster B	32,45	0,05	0,05	32,41	0,07	0,05	
Dicke des Quarzfensters A	15,00 ⁺⁾	0,05	0,05	15,00 ⁺⁾	0,05	0,05	
Dicke des Quarzfensters B	15,00 ⁺⁾	0,05	0,05	15,00 ⁺⁾	0,05	0,05	
resultierende Länges des Druckraumes	60,30	0,25	0,11	60,38	0,27	0,11	

+) : Die Dicke der Quarzfenster wurde vor dem Einbau, also bei 1 atm und 23° C gemessen.

In Gl. 15a geht die Voraussetzung ein, dass die Länge des evakuierten Druckraumes gleich der Länge des mit dem Gas gefüllten Druckraumes ist.

Falls die Länge des evakuierten Druckraumes grösser ist, tritt kein Fehler auf. Im umgekehrten Fall geht Gl. 15a über in:

$$n = n_V \cdot \frac{d_V}{d} + n_L \cdot \left(1 - \frac{d_V}{d}\right) + z \cdot \frac{\lambda}{2d} \quad (15b)$$

wobei n_V der Brechungsindex des Vakuums

n_L der Brechungsindex von Luft,

d die Länge des Gas-Druckraumes

und d_V die Länge des Vakuum-Druckraumes ist.

Setzt man $n_V = 1$, $n_L = 1 + 276,5 \cdot 10^{-6}$ (interpoliert für $\lambda = 632,8$ nm nach den Angaben in ¹⁴⁾), $d = 60,38$ mm und $d_V = 60,17$ mm, so ergibt sich aus Gl. 15b:

$$n = 1 + 10^{-6} + z \cdot \frac{\lambda}{2d}$$

gegenüber

$$n = 1 + z \cdot \frac{\lambda}{2d}$$

aus Gl. 15a.

Da während der Messungen stets $z \cdot \frac{\lambda}{2d} > 10^{-3}$ ist, wird dieser Fehler vernachlässigt und stets angenommen, dass die Länge des Vakuum-Druckraumes gleich der Länge des Gas-Druckraumes ist.

Die Reinheit des verwendeten Freon 13 ist besser als 99,0%. Da vom Hersteller keine weiteren Angaben vorliegen, kann eine Korrektur für Fremdgase nicht vorgenommen werden. Folgt man den Angaben von Malessa ¹²⁾ über die Verunreinigungen von Freon 13, dass sie etwa zu 80% aus fluorierten Kohlenwasserstoffen (CHF_3 , CHClF_2 , CF_2Cl_2) bestehen, deren Brechungsindizes von der Grössenordnung desjenigen von Freon 13 sind, dann kann man diesen Fehler vernachlässigen.

Bei der Zählung der Interferenzstreifen treten folgende Fehler auf:

- Starke Erschütterungen im Gebäude übertragen sich auf die Aluminiumplatte und führen zum vorübergehenden Verschwinden der Interferenzstreifen, obwohl weiterhin Gas in das Druckgefäss einströmt. Es werden also zuwenig Streifen gezählt. Um diese Fehlerquelle auszuschalten, wurden - neben der Lagerung der Aluminiumplatte auf Schaumgummi - die Messungen zu Zeiten durch-

geführt, in denen kaum Erschütterungen auftraten.

- Andere Erschütterungen führen nicht zu einem Verschwinden der Interferenzstreifen, sondern zu einer kurzzeitigen Umkehr ihrer Laufrichtung, so dass ein oder zwei Streifen dreifach gezählt werden. Dieser Fehler tritt nur dann auf, wenn der Zähler lediglich als Vorwärtszähler betrieben wird. Messungen zu erschütterungsarmen Zeiten lassen auch diesen Fehler fast vollständig verschwinden.

- Durch Schlieren und Turbulenzen im Gas, die nur in der Nähe des kritischen Punktes oder bei zu schnellem Einströmen des Gases auftreten, werden ebenfalls Streifen zuviel gezählt. Während sich die Einströmgeschwindigkeit des Gases sehr leicht durch Schliessen des Nadelventils reduzieren lässt, kann man die Schwierigkeiten in der Nähe des kritischen Punktes nur dann beseitigen, wenn die Messung bei einer Temperatur erfolgt, die oberhalb der kritischen Temperatur von $28,9^{\circ}$ C liegt. Die Erwärmung des Gases bereits in der Gasflasche sowie die Aufheizung des Raumes bewirken, dass das Gas nicht erst im Druckgefäss, sondern bereits in der Zuleitung die kritische Temperatur überschreitet. Diese Massnahmen sind bei Messungen unterhalb der kritischen Temperatur wirkungslos, deshalb war es nicht sinnvoll, bei einer Messtemperatur von 20° C einen Druck von 32,8 at, bei dem die Schlierenbildung begann, wesentlich zu überschreiten.

- Die Verminderung der Streifenbreite während der Messung bewirkt eine Verkleinerung der Spannungssignal-Amplitude der Photomultiplier, da sich das Verhältnis Interferenzstreifenbreite zu Blendenöffnungs-Durchmesser verringert (s. auch Anhang A1). Dadurch wird auch die Amplitude der verstärkten Signale geringer. Liegt sie am Eingang des Schmitt-Triggers unter 0,8 V, dann schaltet dieser nicht mehr korrekt, es werden zu wenig Streifen gezählt. Abhilfe lässt sich dadurch schaffen, dass man die Verstärkung der Photomultiplier-Signale so gross wählt, dass auch bei einer Verringerung der Streifenbreite um 50% die Signalamplitude am Eingang des Schmitt-Triggers grösser als 0,8 V ist. Allerdings treten bei einer Vergrösserung der Verstärkung andere Schwierigkeiten auf, die weiter unten diskutiert werden.

- Zufällige Zählungen werden verursacht zum einen durch hochfrequente Störsignale auf den Versorgungsspannungs-Leitungen, die ausserhalb dieses

Experimentes erzeugt werden (externe Störungen). Zum anderen werden sie verursacht beim Ein- bzw. Ausschalten von Geräten, die für dieses Experiment benötigt werden (interne Störungen), so beim Einschalten der Hochspannungsversorgung und der Vakuumpumpe sowie beim Schalten der Temperaturregler des Heizlüfters und des Tauchsieders.

Die externen Störungen werden abgeblockt durch ein Funk-Entstörgerät (Hersteller: Siemens) sowie zusätzlich durch Kondensatoren mit einer Kapazität von 47 nF, die in der Elektronik zwischen die Versorgungsleitungen und Masse geschaltet werden.

Da diese Massnahmen nicht ausreichten, um auch die internen Störungen zu beseitigen, wurde auf alle störenden Schaltvorgänge während der Messungen verzichtet, insbesondere wurden der Heizlüfter und der Tauchsieder vor Beginn der Messung abgeschaltet.

- Eine weitere Ursache für zufällige Zählungen stellt ein 50 Hz-Untergrundsignal dar, das nur dann auftritt, wenn ein Interferenzbild auf die Lichtleiter abgebildet wird, nicht jedoch, wenn der eine Strahl im Interferometer ausgeblendet wird. Die Amplitude dieses 50 Hz-Signals ist am Ausgang des Multipliers etwa halb so gross wie das durch die Interferenzstreifen erzeugte Signal. Das 50 Hz-Signal wird zwar in der Elektronik durch die Tiefpassglieder abgeschwächt, aber es verschwindet nicht vollständig. Deshalb ist die Verstärkung der Elektronik so niedrig einzustellen, dass dies 50 Hz-Rauschen keine Zählimpulse erzeugt. Diese Forderung muss im Zusammenhang gesehen werden mit der oben abgeleiteten Forderung, die Verstärkung möglichst groß zu wählen, um bei einer Verminderung der Streifenbreite um 50% keine Zählverluste in Kauf zu nehmen. Der Kompromiss, der gewählt wird, sieht eine Wahl der Verstärkung derart vor, dass die Amplitude des 50 Hz-Signals am Eingang des Schmitt-Triggers deutlich unter 0,8 V liegt.

Nullmessungen bei ruhenden Interferenzstreifen ergaben typische Zählraten von 10 bis 50 in 5 Minuten. Aus diesen Werten lassen sich die zufälligen Zählungen während einer Messung abschätzen, wie es in Anhang A2 beschrieben ist.

Die so entstehenden relativen Fehler sind in der folgenden Tabelle angegeben, dabei wird eine Zählfrequenz der Interferenzstreifen von 2 Hz und eine Maximalamplitude der 50 Hz-Störsignale von 0,9 V bei einer Zählrate von 10 zufälligen Signalen pro Minute angenommen:

Tabelle 6:

Relativer Fehler durch zufällige Zählungen als Funktion der ungestörten Signalamplitude A_s am Eingang des Schmitt-Triggers

A_s [V]	relativer Fehler [o/oo]
3,0	0
2,5	0
2,0	1,7
1,5	4,4

Da zu Beginn der Messung die ungestörte Signalamplitude A_s am Eingang des Schmitt-Triggers 3 V beträgt und erst im Laufe der Messung wegen der Verringerung der Interferenzstreifenbreite absinkt, tritt dieser Fehler erst gegen Ende der Messung auf. Deshalb sind die in der Tabelle 6 angegebenen Fehler zu gross, denn sie gehen davon aus, dass der Fehler während der gesamten Messung auftritt. Eine genauere Abschätzung, die dies berücksichtigt, ist in der Tabelle 8 angegeben. Sie hat folgenden Zusammenhang zwischen Zahl der Interferenzstreifen und Signalamplitude A_s zur Grundlage und beruht auf einer Messung bei einer Temperatur von 30° C:

Tabelle 7:

Anzahl der Interferenzstreifen	A_s [V]
0 - 3000	2,5
3000 - 6000	2,0
6000 - 9000	1,5

Tabelle 8:

Relativer Fehler durch zufällige Zählungen

Druck p [at]	Anzahl der Interferenzstreifen	relativer Fehler [o/oo]
1,0	100	0
5,0	700	0
10,0	1400	0
15,0	2300	0
20,0	3300	0,2
25,0	4500	0,6
30,0	6000	0,9
35,0	8100	1,8

In den weiteren Betrachtungen wird nur der zuletzt diskutierte Fehler berücksichtigt, da die anderen Fehlerquellen entweder beseitigt werden konnten oder sich zum Teil kompensieren, wie die durch Erschütterungen verursachten Fehler.

Der Gesamtfehler für den Brechungsindex setzt sich also folgendermassen aus dem Fehler der Länge des Druckraumes und dem Fehler der Zahl der Interferenzstreifen zusammen

Tabelle 9:

Mittlerer relativer Fehler des Brechungsindex

Druck p	Länge des Druckraumes	Anzahl der Interferenzstreifen	Brechungsindex insgesamt (n - 1)
[at]	[o/oo]	[o/oo]	[o/oo]
1	1,8	0	1,8
5	1,8	0	1,8
10	1,8	0	1,8
15	1,8	0	1,8
20	1,8	0,2	2,0
25	1,8	0,6	2,4
30	1,8	0,9	2,7
35	1,8	1,8	3,6

Tabelle 10:

Maximaler relativer Fehler des Brechungsindex

Druck p	Länge des Druckraumes	Anzahl der Interferenzstreifen	Brechungsindex insgesamt (n - 1)
[at]	[o/oo]	[o/oo]	[o/oo]
1	4,5	0	4,5
5	4,5	0	4,5
10	4,5	0	4,5
15	4,5	0	4,5
20	4,5	0,2	4,7
25	4,5	0,6	5,1
30	4,5	0,9	5,4
35	4,5	1,8	6,3

V. 2. 4 Zusammenfassung

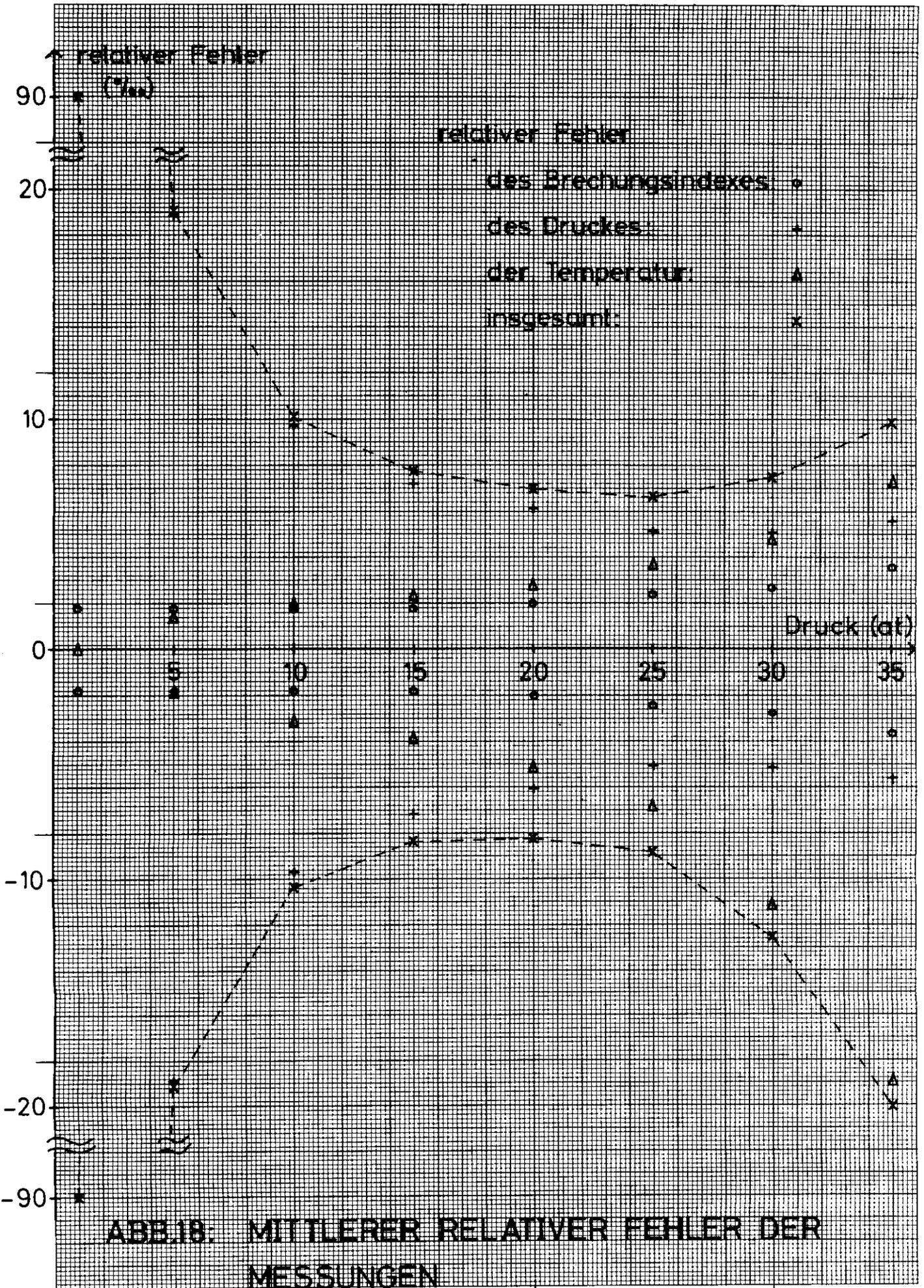
Die Zusammenfassung aller bisher diskutierten Fehler ergibt folgendes Bild (s. auch Abb. 18 und 19):

Tabelle 11:

<u>Mittlerer relativer Fehler der Messungen</u>				
Druck p [at]	Brechungsindex (n - 1) [o/oo]	Druck [o/oo]	Temperatur [o/oo]	Insgesamt [o/oo]
1	1,8	90,0	± 0	± 90,0
5	1,8	18,9	+ 1,6 - 1,8	± 19,1
10	1,8	9,7	+ 2,0 - 3,1	+ 10,1 - 10,3
15	1,8	7,2	+ 2,4 - 3,8	+ 7,8 - 8,3
20	2,0	6,1	+ 2,8 - 5,1	+ 7,0 - 8,2
25	2,4	5,1	+ 3,7 - 6,8	+ 6,7 - 8,8
30	2,7	5,1	+ 4,8 - 11,1	+ 7,5 - 12,5
35	3,6	5,6	+ 7,3 - 18,9	+ 9,9 - 20,0

Tabelle 12: Maximaler relativer Fehler der Messungen

Druck p [at]	Brechungsindex (n-1) [o/oo]	Druck [o/oo]	Temperatur [o/oo]	Insgesamt [o/oo]
1	4,5	130,0	± 0	± 134,5
5	4,5	27,4	+ 1,6 - 2,5	+ 33,5 - 34,4
10	4,5	14,0	+ 2,0 - 4,5	+ 20,5 - 23,0
15	4,5	10,4	+ 2,4 - 5,4	+ 17,3 - 20,3
20	4,7	8,9	+ 2,8 - 7,3	+ 16,4 - 20,9
25	5,1	7,3	+ 3,7 - 9,7	+ 16,1 - 22,1
30	5,4	7,3	+ 4,8 - 15,9	+ 17,5 - 28,6
35	6,3	8,0	+ 7,3 - 27,0	+ 21,6 - 41,3



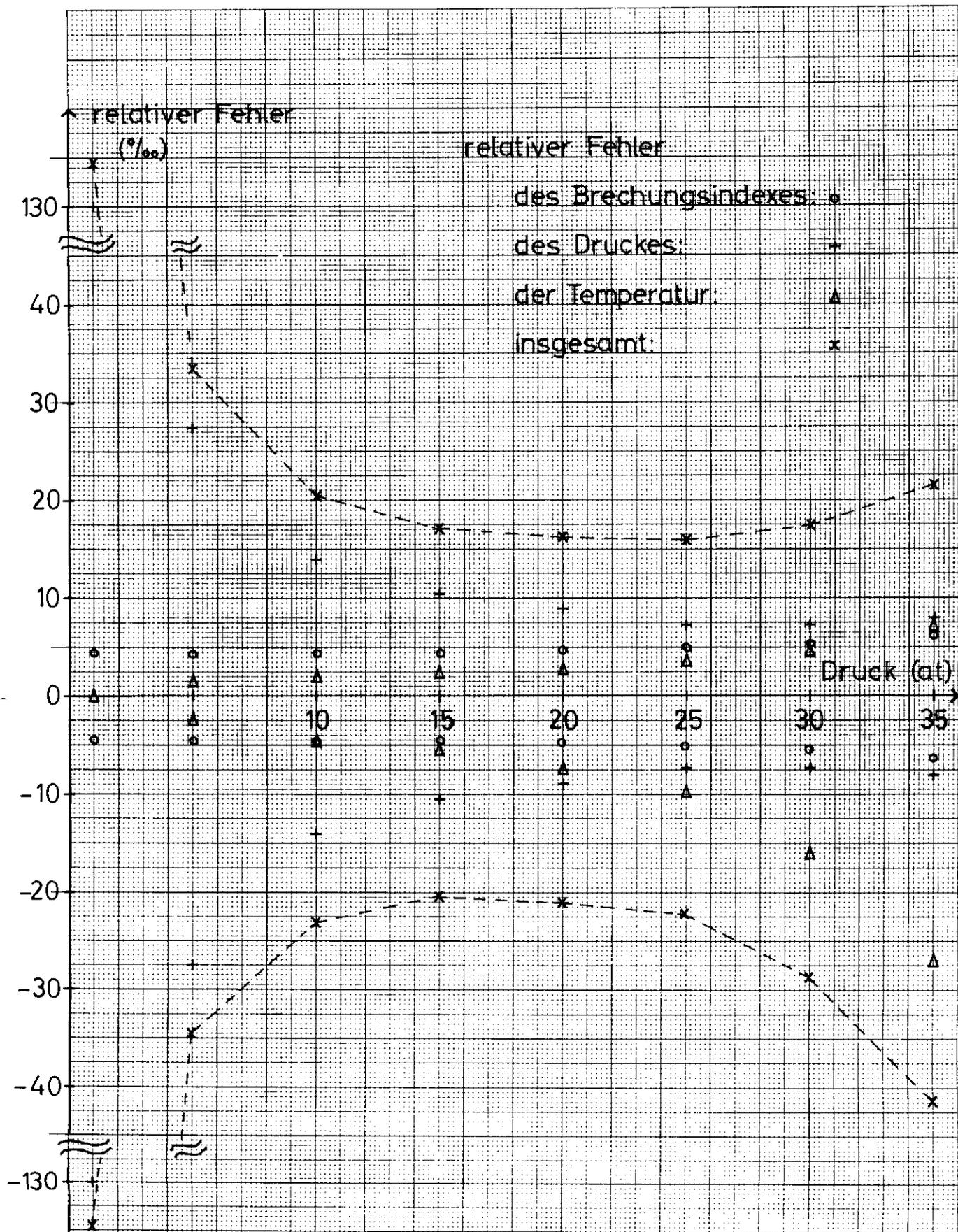


ABB.19: MAXIMALER RELATIVER FEHLER DER MESSUNGEN.

V. 3 Ergebnisse

Es wurden insgesamt zwölf Messungen durchgeführt:

in einer ersten Messreihe wurde bei Temperaturen von 20° C, 30° C, 40° C und 50° C das Druckgefäss I evakuiert und das Gefäss II mit Freon gefüllt. Dieselbe Konstellation der Druckgefässe lag während der dritten Messreihe vor, bei der höhere Drucke als in der ersten Messreihe erreicht wurden. Allerdings wurde auf eine Messung bei 20° C verzichtet, da bereits in der ersten Messreihe Schlieren in der Nähe des kritischen Punktes auftraten. Während der zweiten Messreihe, die bei denselben Temperaturen wie die erste durchgeführt wurde (die Messung bei 50° C erfolgte zweimal), war Druckgefäss II evakuiert und Gefäss I wurde mit Freon gefüllt.

Die gemessenen Brechungsindizes sind in den Tabellen 13 - 15 zusammengestellt und in den Abbildungen 20 bis 34 aufgetragen. Um die gemessenen Interferenzstreifenanzahlen in Brechungsindizes umzurechnen, wurden gemäss Gl. 15a unter Berücksichtigung der Expansion des mit Freon gefüllten Druckgefässes folgende Umrechnungsfaktoren verwendet:

Tabelle 16:

α. Gefäss I evakuiert, Gefäss II mit Freon gefüllt		
Druck p [at]	d [mm]	$\frac{\lambda}{2d} \cdot 10^6$
0,00 - 1,85	60,30	5,247
1,90 - 5,60	60,31	5,246
5,65 - 9,35	60,32	5,245
9,40 - 13,10	60,33	5,244
13,15 - 16,85	60,34	5,244
16,90 - 20,60	60,35	5,243
20,65 - 24,35	60,36	5,242
24,40 - 28,10	60,37	5,241
≥ 28,15	60,38	5,240

1. MESSAGE:=====
=====

Tabelle 13

TEMPERATUR (GRAD CELSIUS):

2

3

4

5

DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1
1.95	1	1.95	1	1.95	1	1.95	1
2.25	16	2.25	16	2.25	16	2.25	16
3.	21	3.	21	3.	21	3.	21
3.65	26	3.65	26	3.65	26	3.65	26
4.35	31	4.35	31	4.35	31	4.35	31
5.	37	5.	37	5.	37	5.	37
5.7	42	5.7	42	5.7	42	5.7	42
6.35	47	6.35	47	6.35	47	6.35	47
7.	52	7.	52	7.	52	7.	52
7.65	58	7.65	58	7.65	58	7.65	58
8.25	63	8.25	63	8.25	63	8.25	63
8.9	68	8.9	68	8.9	68	8.9	68
9.45	73	9.45	73	9.45	73	9.45	73
10.15	79	10.15	79	10.15	79	10.15	79
10.65	84	10.65	84	10.65	84	10.65	84
11.25	89	11.25	89	11.25	89	11.25	89
11.75	94	11.75	94	11.75	94	11.75	94
12.35	99	12.35	99	12.35	99	12.35	99
12.9	105	12.9	105	12.9	105	12.9	105
13.45	110	13.45	110	13.45	110	13.45	110
13.95	115	13.95	115	13.95	115	13.95	115
14.55	121	14.55	121	14.55	121	14.55	121
15.	126	15.	126	15.	126	15.	126
15.5	131	15.5	131	15.5	131	15.5	131
16.	136	16.	136	16.	136	16.	136
16.45	142	16.45	142	16.45	142	16.45	142
16.95	147	16.95	147	16.95	147	16.95	147
17.4	152	17.4	152	17.4	152	17.4	152
17.95	157	17.95	157	17.95	157	17.95	157
18.35	163	18.35	163	18.35	163	18.35	163
18.75	168	18.75	168	18.75	168	18.75	168
19.2	173	19.2	173	19.2	173	19.2	173
19.6	178	19.6	178	19.6	178	19.6	178
20.15	184	20.15	184	20.15	184	20.15	184
20.45	189	20.45	189	20.45	189	20.45	189
20.85	194	20.85	194	20.85	194	20.85	194
21.25	199	21.25	199	21.25	199	21.25	199
21.65	205	21.65	205	21.65	205	21.65	205
22.	21	22.	21	22.	21	22.	21
22.4	215	22.4	215	22.4	215	22.4	215
22.8	221	22.8	221	22.8	221	22.8	221
23.15	225	23.15	225	23.15	225	23.15	225
23.45	231	23.45	231	23.45	231	23.45	231
23.8	236	23.8	236	23.8	236	23.8	236
24.15	241	24.15	241	24.15	241	24.15	241
24.45	246	24.45	246	24.45	246	24.45	246
24.8	252	24.8	252	24.8	252	24.8	252
25.1	257	25.1	257	25.1	257	25.1	257
25.4	262	25.4	262	25.4	262	25.4	262

1. MESSREIHE (FORTSETZUNG)

=====

TEMPERATUR (GRAD CELSIUS):

20		30		40		50	
DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1
25.70	. 267	27.35	. 267	29.05	. 267	30.75	. 267
26.00	. 273	27.65	. 273	29.45	. 273	31.15	. 273
26.25	. 278	28.00	. 278	29.80	. 278	31.60	. 278
26.55	. 283	28.35	. 283	30.20	. 283	32.00	. 283
26.80	. 288	28.65	. 288	30.55	. 288	32.40	. 288
27.10	. 294	29.00	. 294	30.90	. 294	32.80	. 294
27.40	. 299	29.25	. 299	31.20	. 299	33.20	. 299
27.65	. 304	29.60	. 304	31.60	. 304	33.55	. 304
27.90	. 309	29.90	. 309	31.90	. 309	33.95	. 309
28.15	. 315	30.20	. 315	32.25	. 315	34.35	. 315
28.35	. 320	30.45	. 320	32.55	. 320	34.45	. 318
28.60	. 325	30.75	. 325	32.85	. 325		
28.80	. 330	31.00	. 330	33.20	. 330		
29.00	. 336	31.25	. 336	33.55	. 336		
29.25	. 341	31.50	. 341	33.85	. 341		
29.45	. 346	31.75	. 346	34.10	. 346		
29.70	. 351	32.00	. 351	34.40	. 351		
29.90	. 357	32.20	. 354	34.55	. 355		
30.05	. 362	32.45	. 360				
30.25	. 367	32.75	. 367				
30.45	. 372	32.95	. 372				
30.60	. 377	33.20	. 377				
30.80	. 383	33.40	. 383				
30.95	. 388	33.60	. 388				
31.15	. 393	33.85	. 393				
31.20	. 398	34.05	. 398				
31.40	. 404	34.25	. 404				
31.50	. 409	34.40	. 400				
31.65	. 414						
31.80	. 419						
31.95	. 425						
32.10	. 430						
32.15	. 435						
32.25	. 440						
32.40	. 446						
32.45	. 451						
32.60	. 456						
32.65	. 461						
32.80	. 467						
32.95	. 472						

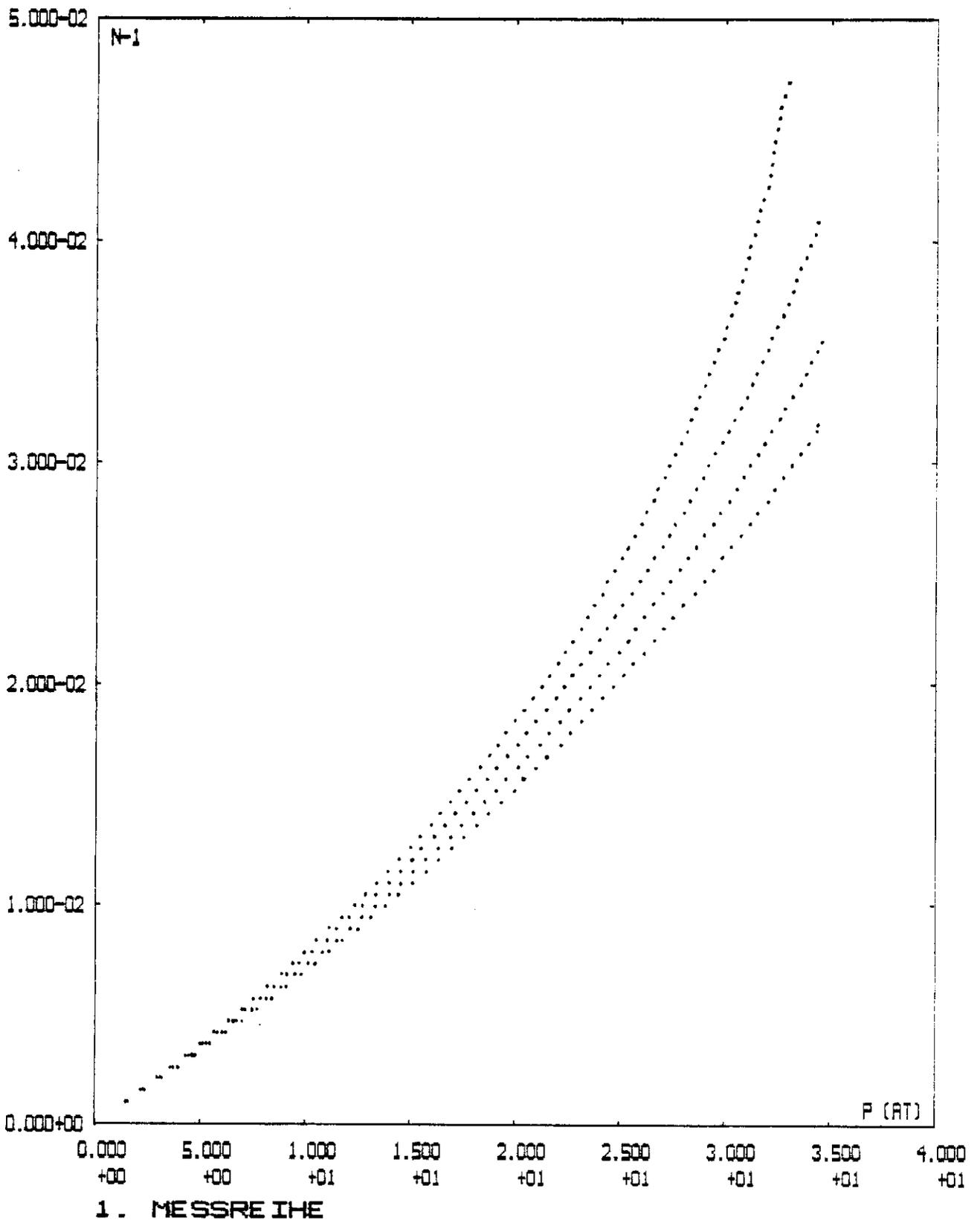
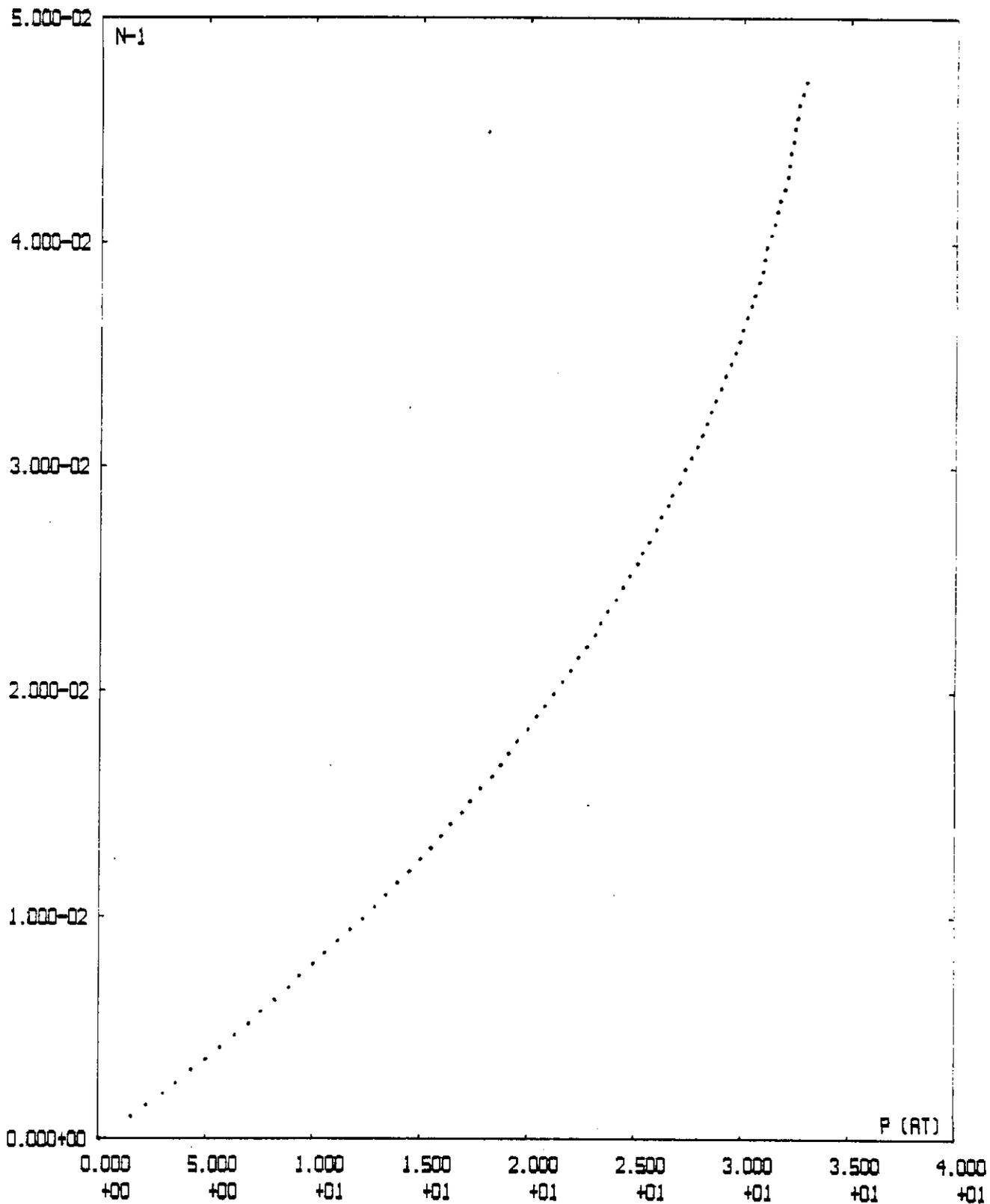
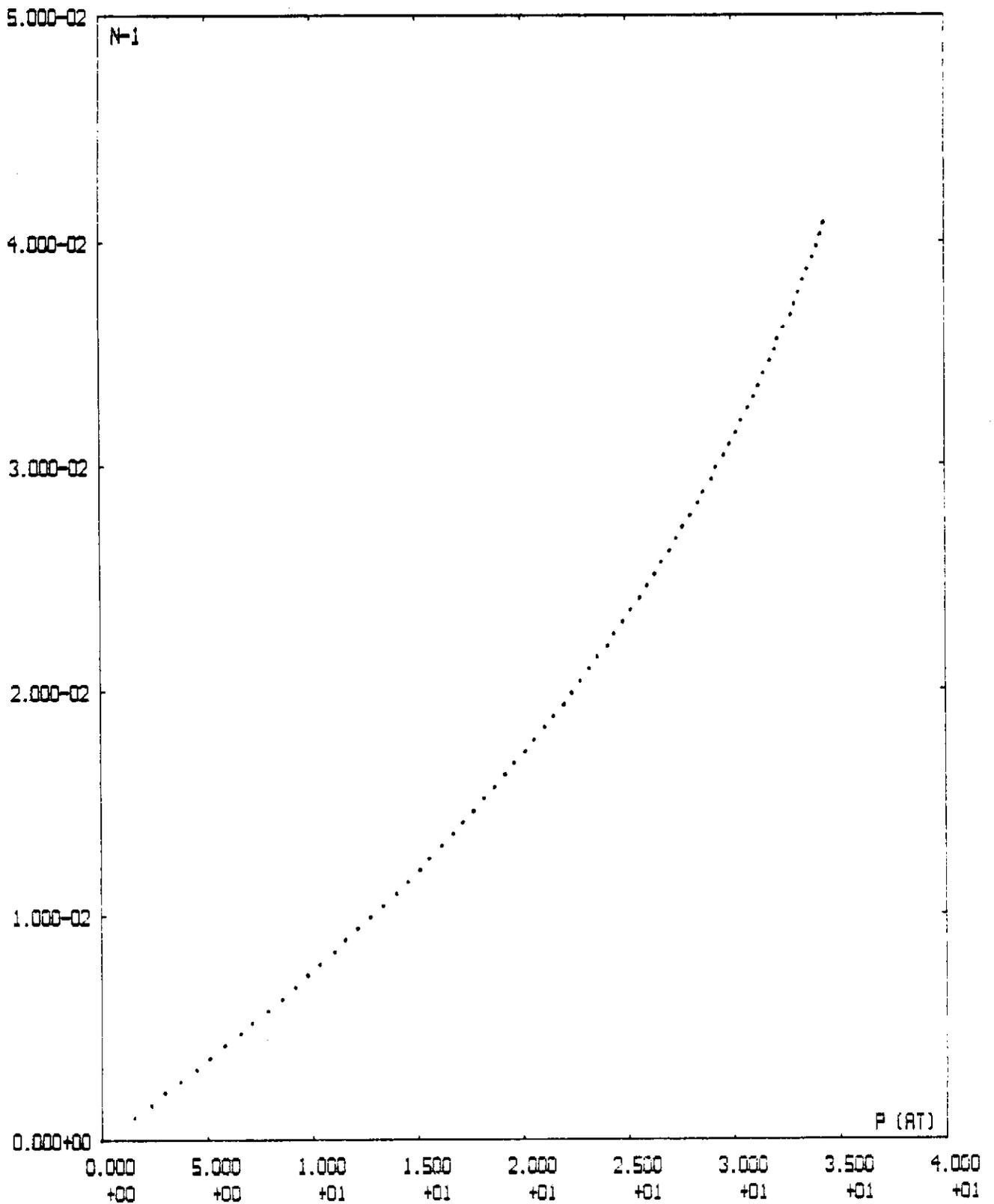


ABB.20



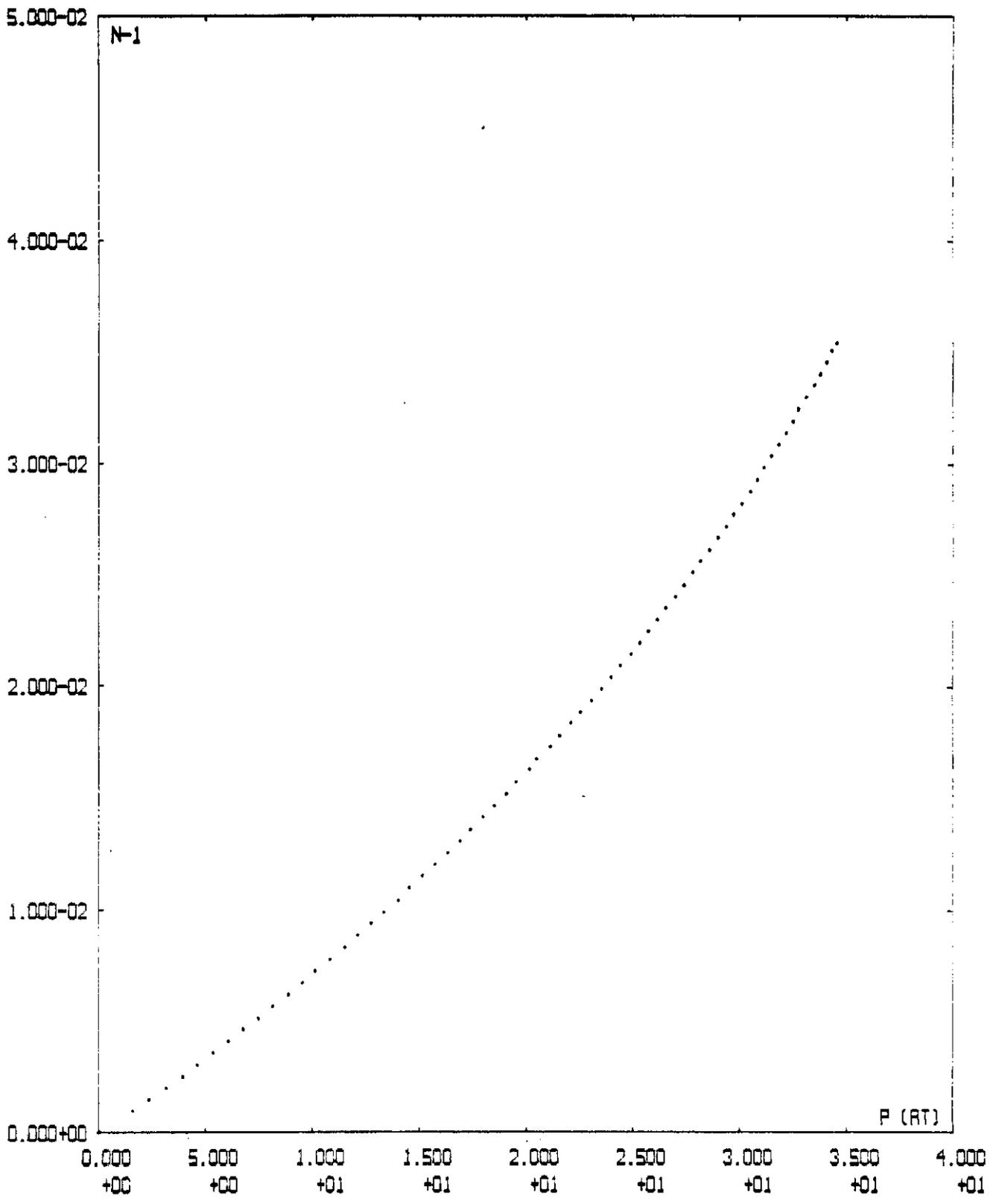
1. MESSREIHE
 20 GRAD CELSIUS

ABB.21



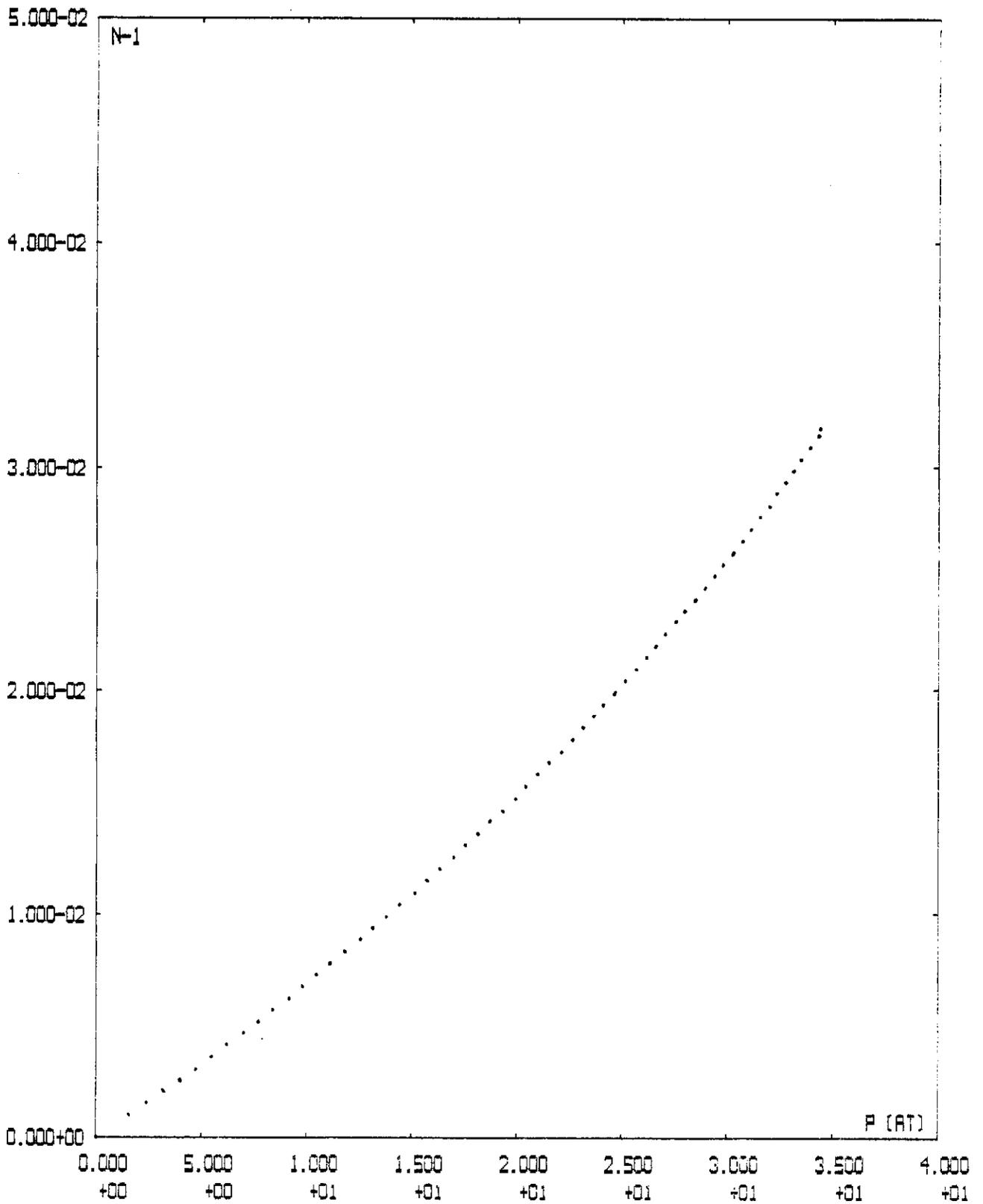
1. MESSREIHE
 30 GRAD CELSIUS

ABB.22



1. MESSREIHE
40 GRAD CELSIUS

ABB.23



1. MESSREIHE
 50 GRAD CELSIUS

ABB.24

2. MESSREIHE

=====

Tabelle 14

TEMPERATUR (GRAD CELSIUS):

20		30		40		50		50	
DRUCK (AT)	N-1								
0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
1.55	0.0011	1.55	0.0011	1.60	0.0011	1.65	0.0011	1.60	0.0011
2.25	0.0016	2.35	0.0016	2.40	0.0016	2.45	0.0016	2.40	0.0016
2.95	0.0021	3.05	0.0021	3.15	0.0021	3.25	0.0021	3.20	0.0021
3.65	0.0026	3.80	0.0026	3.90	0.0026	4.05	0.0026	3.95	0.0026
4.35	0.0032	4.50	0.0032	4.65	0.0032	4.80	0.0032	4.75	0.0032
5.05	0.0037	5.15	0.0037	5.35	0.0037	5.60	0.0037	5.45	0.0037
5.70	0.0042	5.85	0.0042	6.05	0.0042	6.35	0.0042	6.25	0.0042
6.35	0.0047	6.60	0.0047	6.80	0.0047	7.05	0.0047	6.95	0.0047
7.00	0.0053	7.25	0.0053	7.45	0.0053	7.80	0.0053	7.70	0.0053
7.60	0.0058	7.95	0.0058	8.25	0.0058	8.50	0.0058	8.45	0.0058
8.25	0.0063	8.60	0.0063	8.85	0.0063	9.20	0.0063	9.15	0.0063
8.90	0.0068	9.20	0.0068	9.55	0.0068	9.95	0.0068	9.85	0.0068
9.50	0.0074	9.85	0.0074	10.20	0.0074	10.60	0.0074	10.50	0.0074
10.05	0.0079	10.45	0.0079	10.85	0.0079	11.30	0.0079	11.20	0.0079
10.65	0.0084	11.05	0.0084	11.45	0.0084	12.00	0.0084	11.85	0.0084
11.20	0.0089	11.65	0.0089	12.15	0.0089	12.70	0.0089	12.55	0.0089
11.80	0.0095	12.25	0.0095	12.75	0.0095	13.35	0.0095	13.20	0.0095
12.35	0.0100	12.85	0.0100	13.35	0.0100	14.00	0.0100	13.85	0.0100
12.90	0.0105	13.40	0.0105	13.95	0.0105	14.65	0.0105	14.50	0.0105
13.40	0.0110	14.00	0.0110	14.55	0.0110	15.30	0.0110	15.15	0.0110
14.00	0.0116	14.60	0.0116	15.20	0.0116	15.95	0.0116	15.75	0.0116
14.50	0.0121	15.10	0.0121	15.75	0.0121	16.60	0.0121	16.35	0.0121
15.00	0.0126	15.65	0.0126	16.30	0.0126	17.20	0.0126	17.00	0.0126
15.50	0.0131	16.20	0.0131	16.90	0.0131	17.80	0.0131	17.60	0.0131
16.00	0.0137	16.75	0.0137	17.45	0.0137	18.40	0.0137	18.20	0.0137
16.45	0.0142	17.25	0.0142	18.00	0.0142	19.00	0.0142	18.80	0.0142
16.95	0.0147	17.75	0.0147	18.55	0.0147	19.60	0.0147	19.40	0.0147
17.40	0.0152	18.25	0.0152	19.10	0.0152	20.20	0.0152	19.95	0.0152
17.90	0.0158	18.75	0.0158	19.60	0.0158	20.75	0.0158	20.50	0.0158
18.35	0.0163	19.25	0.0163	20.15	0.0163	21.35	0.0163	21.05	0.0163
18.80	0.0168	19.70	0.0168	20.65	0.0168	21.85	0.0168	21.60	0.0168
19.25	0.0173	20.20	0.0173	21.15	0.0173	22.40	0.0173	22.10	0.0173
19.65	0.0179	20.60	0.0179	21.70	0.0179	22.95	0.0179	22.65	0.0179
20.05	0.0184	21.05	0.0184	22.15	0.0184	23.45	0.0184	23.20	0.0184
20.45	0.0189	21.55	0.0189	22.60	0.0189	24.00	0.0189	23.65	0.0189
20.85	0.0194	22.00	0.0194	23.05	0.0194	24.45	0.0194	24.25	0.0194
21.25	0.0200	22.40	0.0200	23.55	0.0200	25.00	0.0200	24.80	0.0200
21.65	0.0205	22.85	0.0205	24.00	0.0205	25.45	0.0205	25.25	0.0205
22.00	0.0210	23.25	0.0210	24.40	0.0210	26.00	0.0210	25.80	0.0210
22.40	0.0215	23.65	0.0215	24.90	0.0215	26.45	0.0215	26.25	0.0215
22.75	0.0221	24.05	0.0221	25.35	0.0221	26.95	0.0221	26.75	0.0221
23.10	0.0226	24.45	0.0226	25.80	0.0226	27.45	0.0226	27.20	0.0226
23.45	0.0231	24.85	0.0231	26.20	0.0231	27.95	0.0231	27.65	0.0231
23.80	0.0236	25.20	0.0236	26.60	0.0236	28.40	0.0236	28.20	0.0236
24.05	0.0242	25.60	0.0242	27.00	0.0242	28.85	0.0242	28.65	0.0242
24.40	0.0247	26.00	0.0247	27.45	0.0247	29.35	0.0247	29.10	0.0247
24.80	0.0252	26.35	0.0252	27.85	0.0252	29.80	0.0252	29.55	0.0252
25.10	0.0257	26.70	0.0257	28.25	0.0257	30.20	0.0257	30.00	0.0257
25.40	0.0263	27.05	0.0263	28.65	0.0263	30.65	0.0263	30.40	0.0263

2. MESSAGE TIME (POSTSETTING)

=====

TEMPERATURE (GRADE CELSIUS):

	2	3	4	5	5
DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1
25.7	268	127.2	263	131.1	268
26.	278	127.2	273	131.55	273
26.3	278	128.1	278	131.95	279
26.55	284	128.4	284	132.3	284
26.85	288	128.75	288	132.75	288
27.1	294	129.	294	133.15	294
27.4	298	129.4	298	133.55	299
27.6	305	129.65	305	133.85	305
27.9	311	130.	311	134.25	315
28.15	315	130.25	319	134.35	315
28.4	321	130.55	321	134.65	315
28.6	328	130.8	328		
28.8	331	131.5	331		
29.15	333	131.35	336		
29.25	341	131.7	341		
29.45	347	131.85	347		
29.55	352	132.5	352		
29.85	357	132.25			
30.5	362	132.95			
31.25	368	132.7			
31.4	373	133.5			
31.6	378	133.25			
31.8	383	133.45			
31.9	389	133.55			
31.1	394	133.7			
31.25	398	134.5			
31.4	404	134.25			
31.55	411	134.45			
31.65	415	134.5			
31.3	42	134.4			
31.95	424	134.25			
32.5	431				
32.15	434				
32.25	441				
32.4	447				
32.45	452				
32.55	457				
32.7	462				
32.7	462				
33.5	473				
33.25	478				
33.4	483				
33.6	488				
33.9	494				

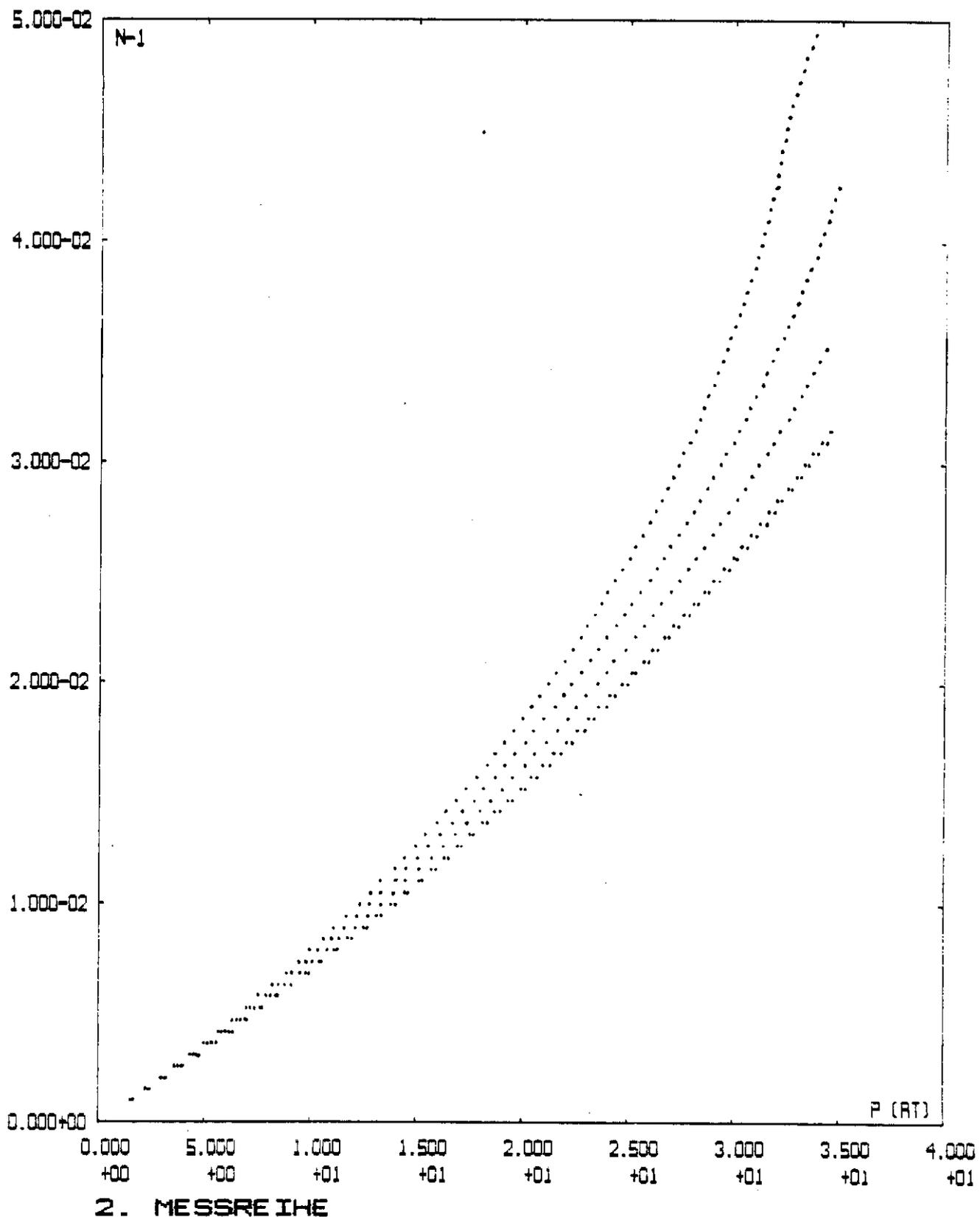
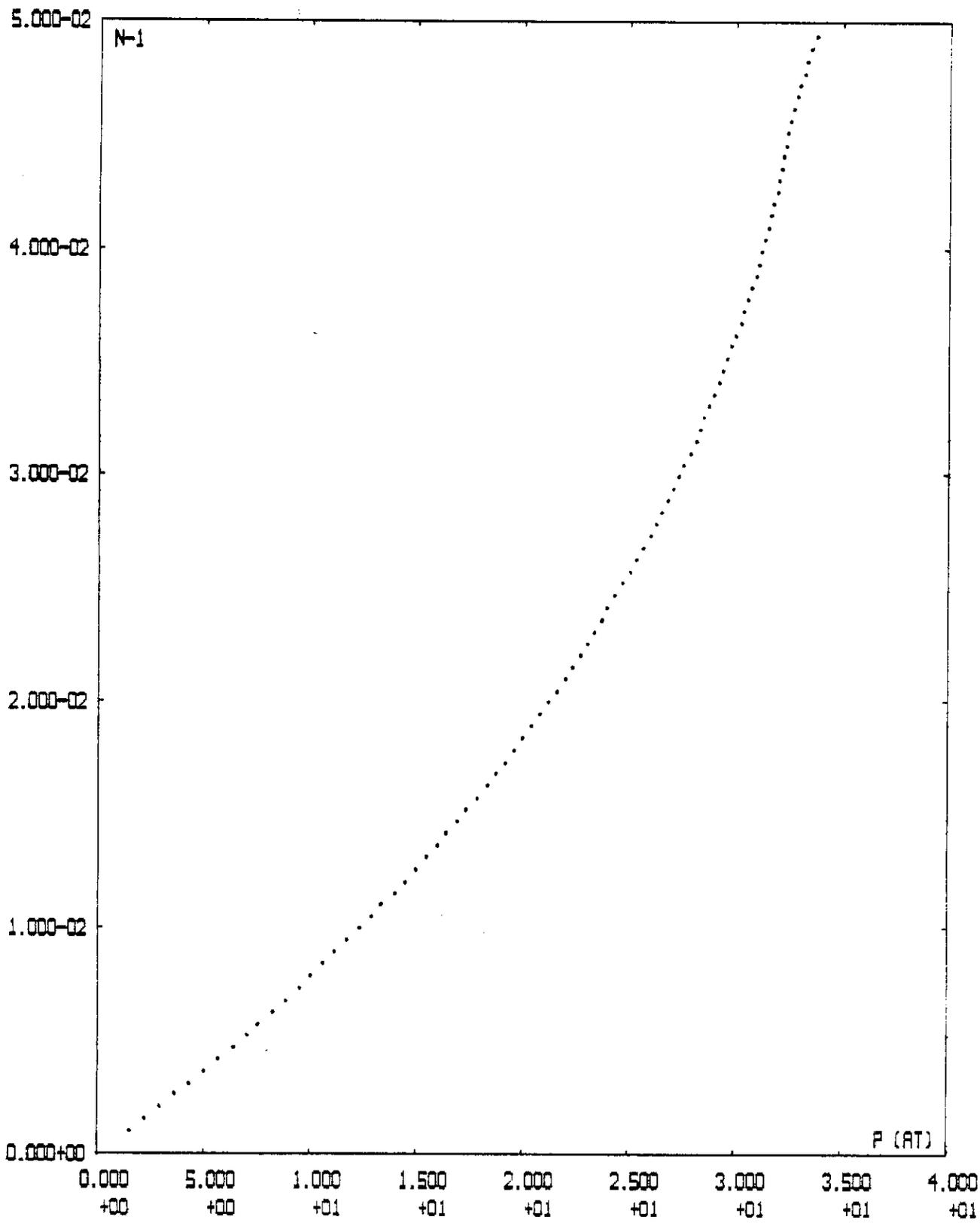
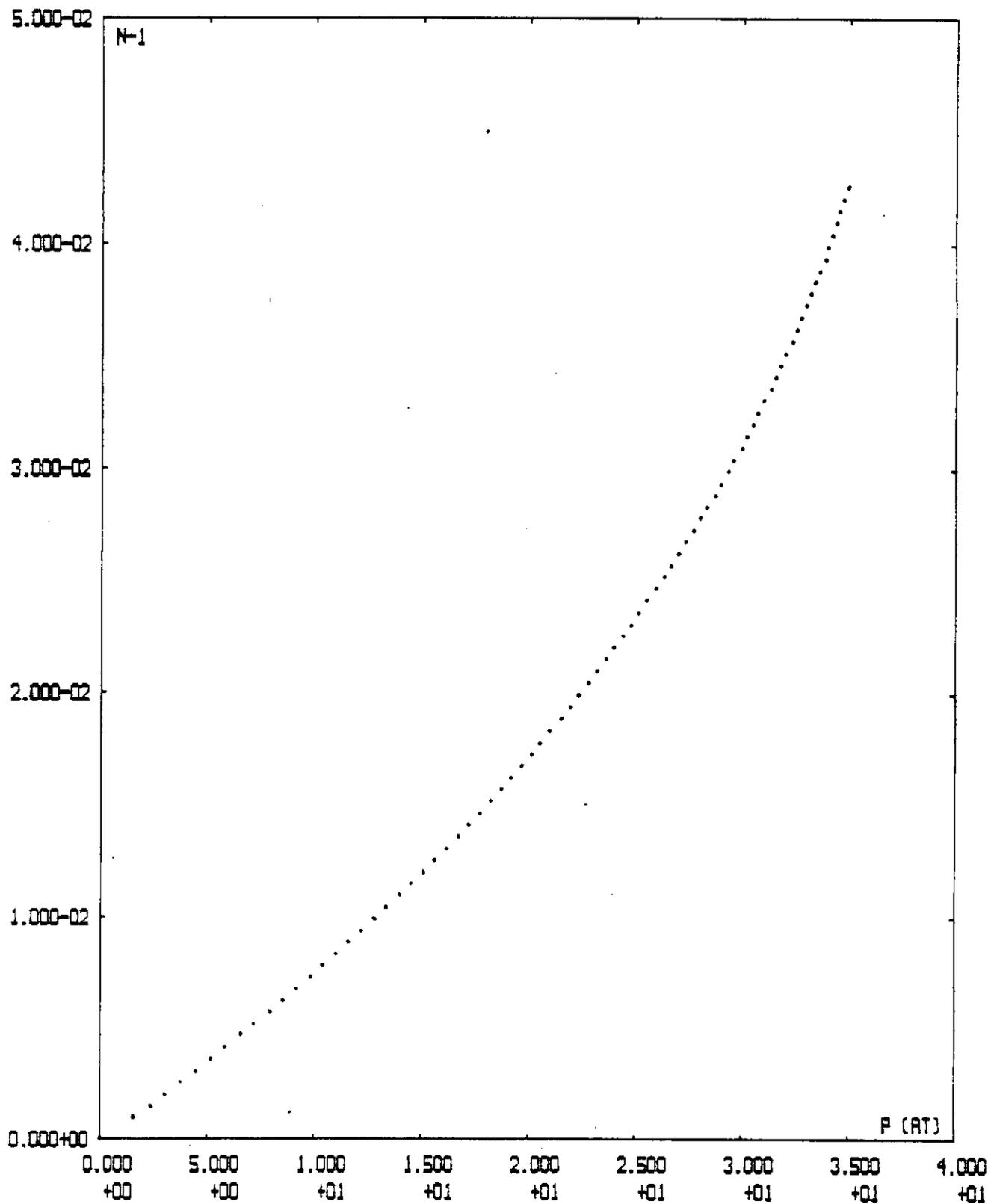


ABB.25



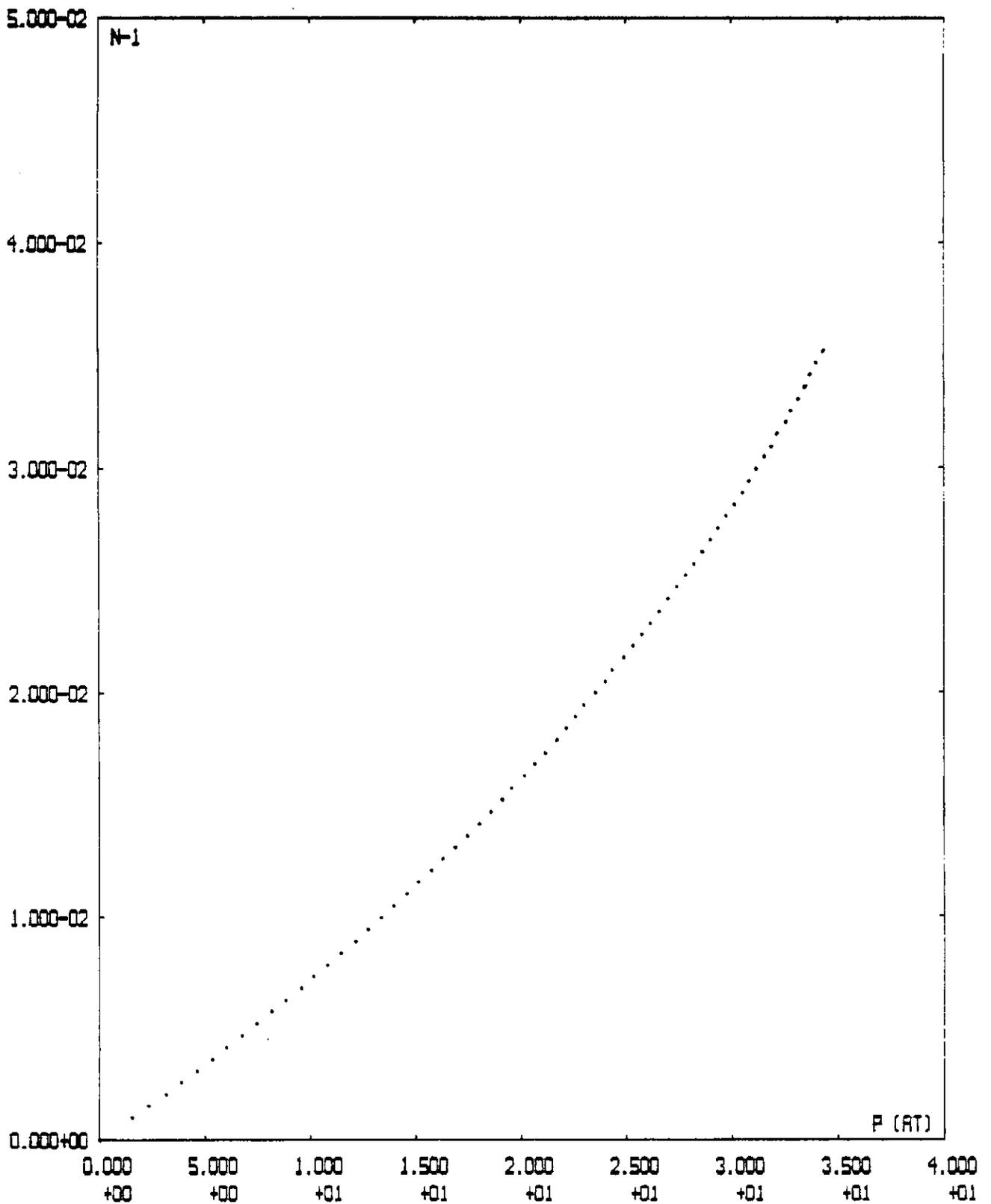
2. MESSREIHE
 20 GRAD CELSIUS

ABB.26



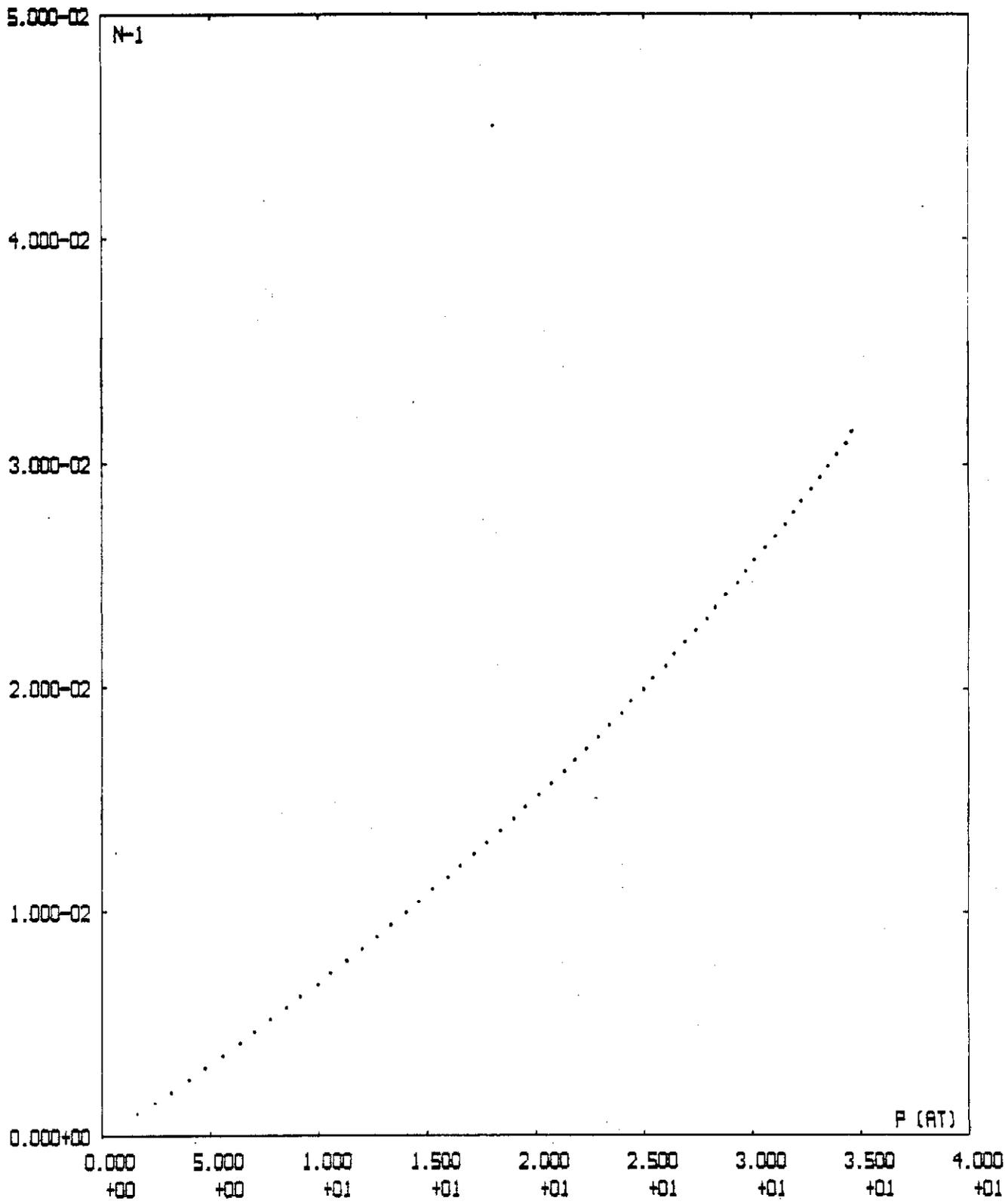
2. MESSREIHE
 30 GRAD CELSIUS

ABB.27



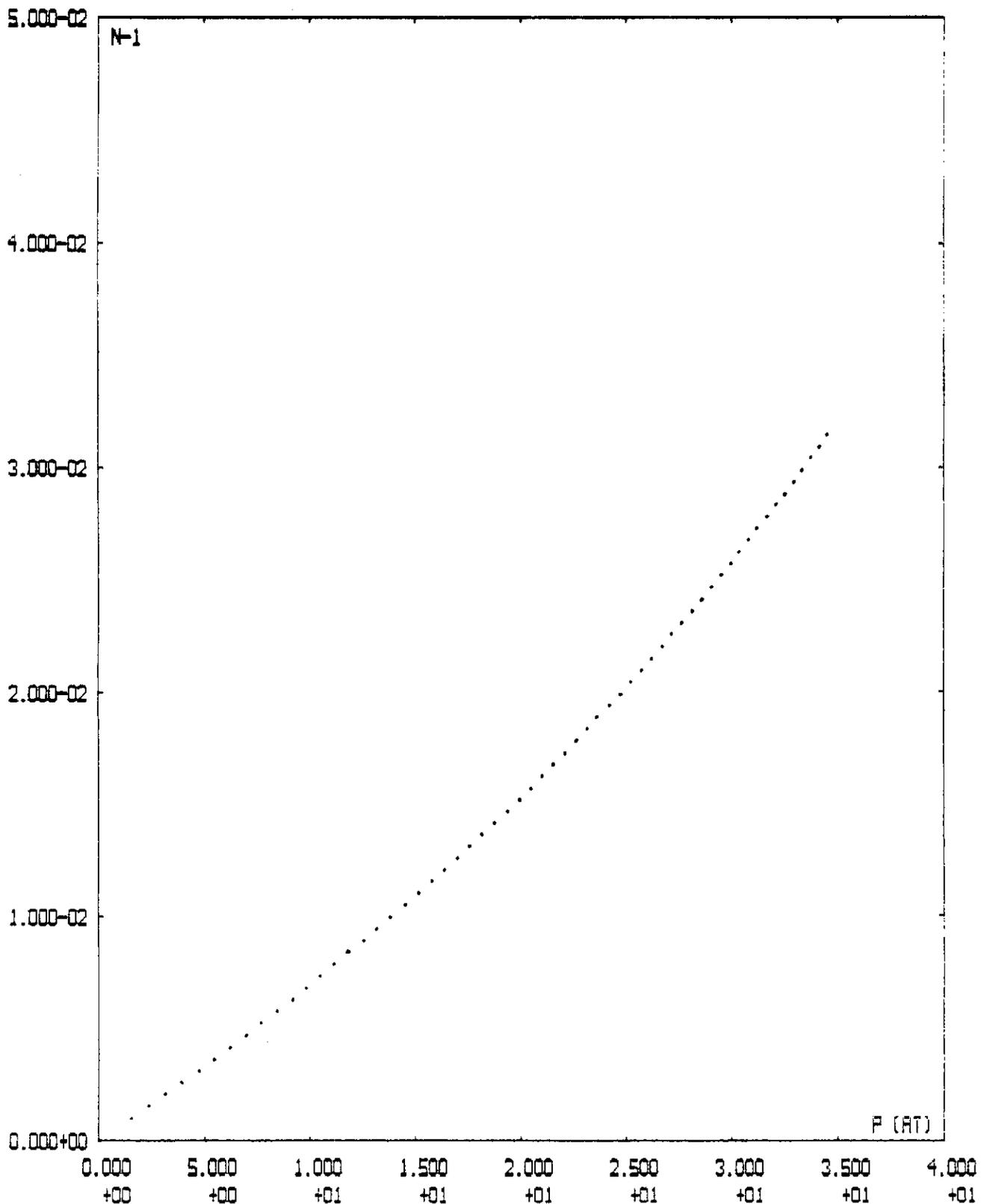
2. MESSREIHE
 40 GRAD CELSIUS

ABB.28



2. MESSREIHE
 50 GRAD CELSIUS

ABB.29



2. MESSREIHE
 50 GRAD CELSIUS

ABB.30

3. MESSREIHE

Tabelle 15

TEMPERATUR (GRAD CELSIUS):

3°

4°

5°

DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1
1.60	0010	1.55	0011	1.65	0011
2.30	0016	2.35	0016	2.45	0016
3.05	0021	3.1	0021	3.25	0021
3.75	0026	3.85	0026	4.00	0026
4.45	0031	4.6	0031	4.8	0031
5.15	0037	5.3	0037	5.55	0037
5.85	0042	6.0	0042	6.25	0042
6.60	0047	6.75	0047	7.0	0047
7.20	0052	7.40	0052	7.75	0052
7.90	0058	8.15	0058	8.45	0058
8.55	0063	8.85	0063	9.2	0063
9.20	0068	9.5	0068	9.9	0068
9.80	0073	10.2	0073	10.6	0073
10.45	0079	10.85	0079	11.25	0079
11.15	0084	11.45	0084	11.95	0084
11.65	0089	12.10	0089	12.6	0089
12.25	0094	12.75	0094	13.25	0094
12.90	0100	13.35	0100	13.95	0100
13.45	0105	13.95	0105	14.6	0105
14.10	0111	14.6	0111	15.20	0111
14.60	0115	15.2	0115	15.35	0115
15.15	0121	15.80	0121	16.45	0121
15.65	0126	16.35	0126	17.0	0126
16.20	0131	16.9	0131	17.65	0131
16.75	0136	17.45	0136	18.25	0136
17.25	0142	18.0	0142	18.85	0142
17.75	0147	18.55	0147	19.45	0147
18.25	0152	19.1	0152	20.0	0152
18.80	0157	19.60	0157	20.65	0157
19.25	0163	20.15	0163	21.1	0163
19.75	0168	20.65	0168	21.65	0168
20.20	0173	21.15	0173	22.0	0173
20.65	0178	21.65	0178	22.75	0178
21.10	0184	22.15	0184	23.05	0184
21.60	0189	22.6	0189	23.80	0189
22.00	0194	23.10	0194	24.25	0194
22.5	0199	23.55	0199	24.80	0199
22.90	0205	24.0	0205	25.3	0205
23.25	0211	24.45	0211	25.8	0211
23.65	0215	24.95	0215	26.25	0215
24.15	0220	25.35	0220	26.75	0220
24.45	0225	25.8	0225	27.25	0225
24.85	0231	26.20	0231	27.80	0231
25.25	0236	26.6	0236	28.25	0236
25.65	0241	27.05	0241	28.7	0241
26.00	0245	27.45	0245	29.20	0245
26.35	0252	27.85	0252	29.6	0252
26.70	0257	28.3	0257	30.05	0257
27.05	0262	28.65	0262	30.5	0262

3. MESSREIHE (FORTSETZUNG)

=====

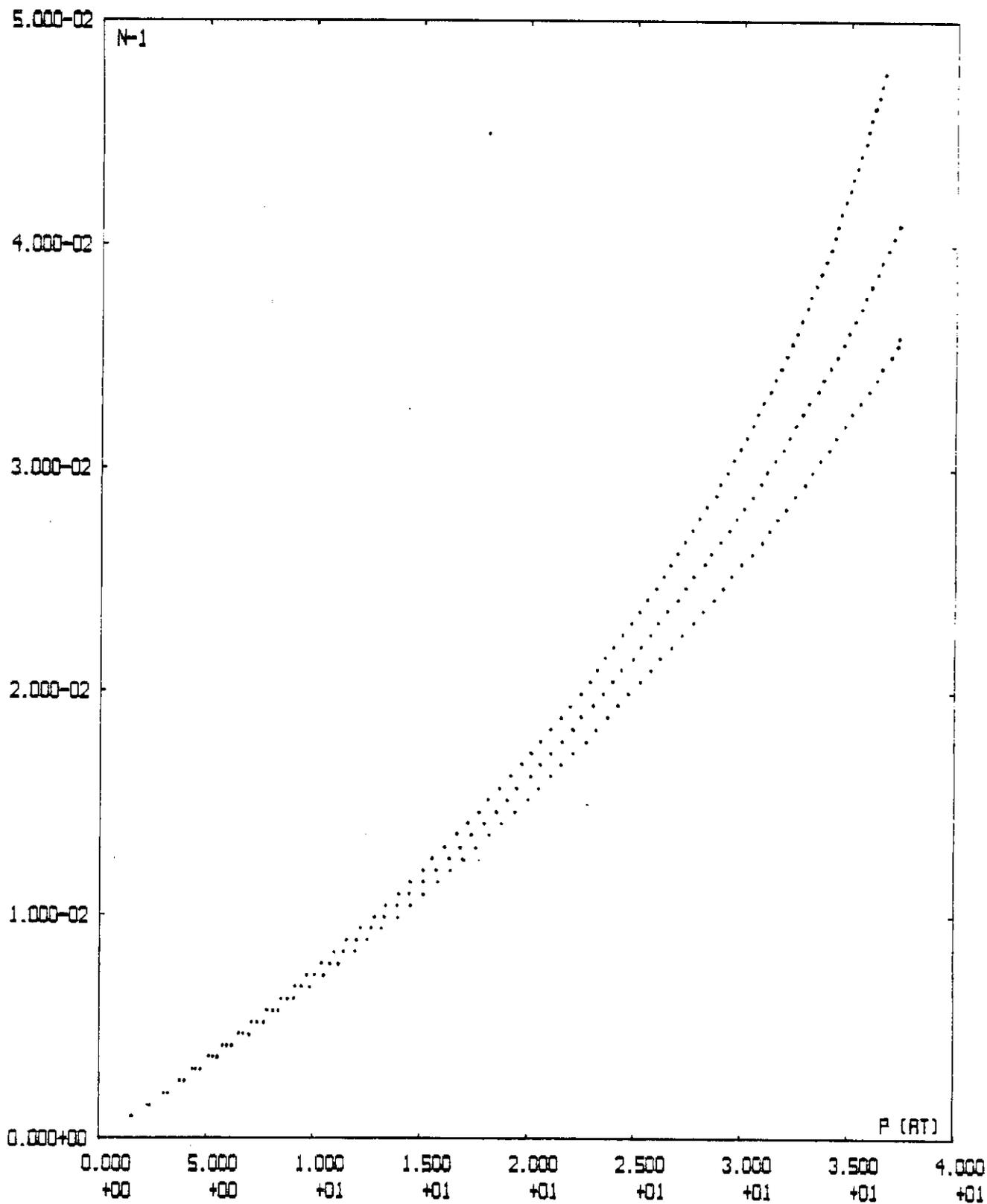
TEMPERATUR (GRAD CELSIUS):

3

4

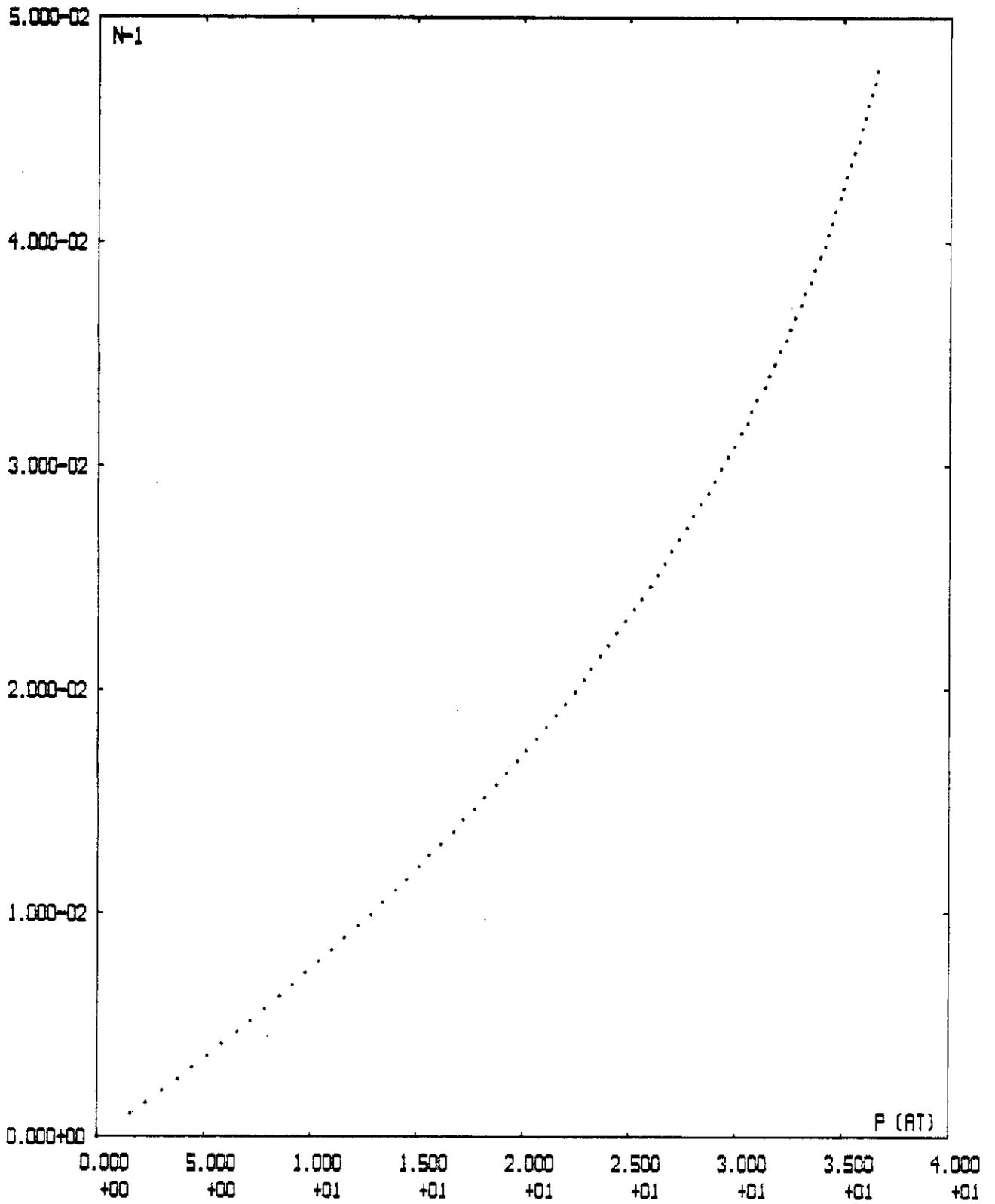
5

DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1	DRUCK (AT)	N-1
27.4	. 267	29.75	. 267	31.95	. 267
27.75	. 273	29.45	. 273	31.3	. 273
28.15	. 279	29.87	. 273	31.7	. 278
28.4	. 283	30.2	. 283	32.1	. 283
28.75	. 288	31.55	. 288	32.5	. 288
29.15	. 294	30.9	. 294	32.95	. 294
29.4	. 299	31.25	. 299	33.37	. 299
29.65	. 304	31.6	. 304	33.7	. 304
29.95	. 309	31.95	. 309	34.1	. 309
30.25	. 315	32.25	. 315	34.45	. 315
30.55	. 321	32.6	. 321	34.85	. 321
30.8	. 325	32.9	. 325	35.2	. 325
31.15	. 331	33.2	. 331	35.6	. 331
31.35	. 336	33.55	. 336	35.95	. 336
31.6	. 341	33.85	. 341	36.3	. 341
31.85	. 346	34.15	. 346	36.6	. 346
32.1	. 351	34.45	. 351	37.	. 351
32.35	. 356	34.75	. 356	37.3	. 356
32.6	. 362	35.	. 362	37.4	. 359
32.8	. 367	35.3	. 367		
33.15	. 372	35.6	. 372		
33.25	. 377	35.85	. 377		
33.5	. 383	36.1	. 383		
33.7	. 388	36.35	. 388		
33.95	. 393	36.6	. 393		
34.15	. 398	36.85	. 398		
34.3	. 404	37.1	. 404		
34.5	. 409	37.35	. 409		
34.65	. 414				
34.85	. 419				
35.15	. 425				
35.2	. 431				
35.4	. 435				
35.6	. 441				
35.75	. 446				
35.9	. 451				
36.05	. 456				
36.2	. 461				
36.35	. 467				
36.5	. 472				
36.65	. 477				



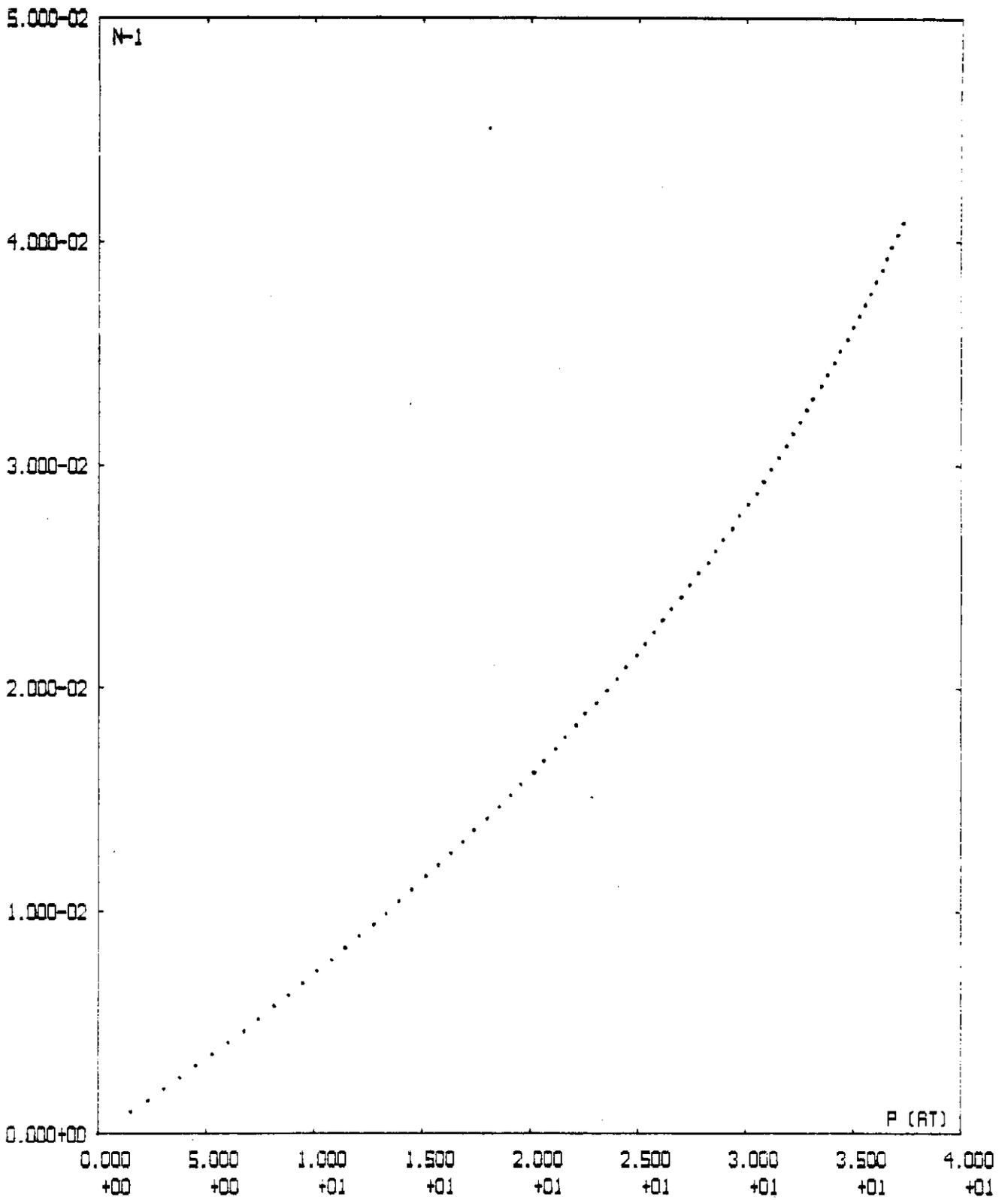
3. MESSREIHE

ABB.31



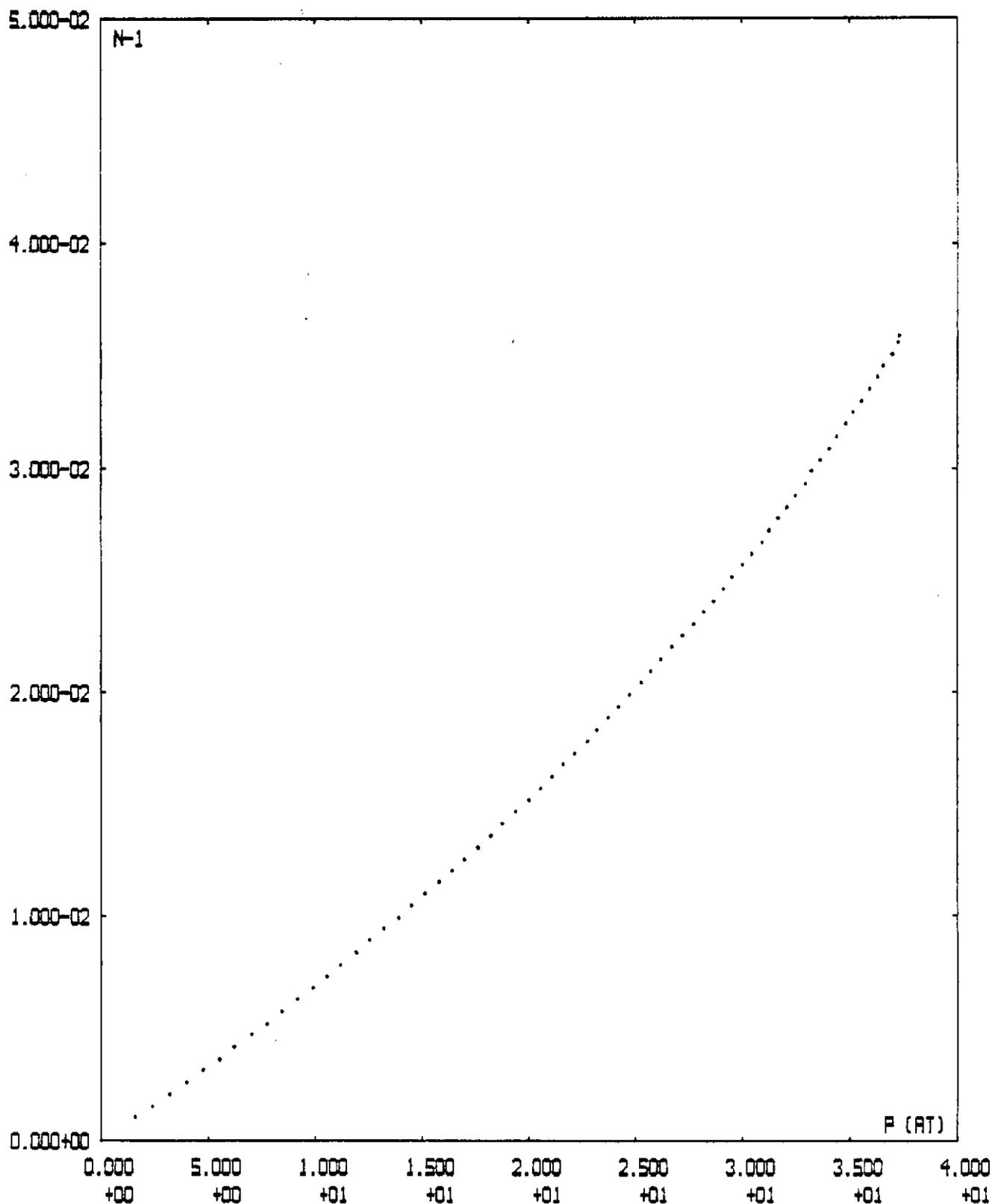
3. MESSREIHE
 30 GRAD CELSIUS

ABB.32



3. MESSREIHE
 40 GRAD CELSIUS

ABB.33



3. MESSREIHE
 50 GRAD CELSIUS

ABB.34

Tabelle 17:

β. Gefäss I mit Freon gefüllt, Gefäss II evakuiert:

Druck p [at]	d [mm]	$\frac{\lambda}{2d} \cdot 10^6$
0,00 - 1,65	60,17	5,258
1,70 - 5,00	60,18	5,258
5,05 - 8,30	60,19	5,257
8,35 - 11,65	60,20	5,256
11,70 - 15,00	60,21	5,255
15,05 - 18,30	60,22	5,254
18,35 - 21,65	60,23	5,253
21,70 - 25,00	60,24	5,252
25,05 - 28,30	60,25	5,251
≥ 28,35	60,26	5,251

Aus den zwölf Messungen wurden Kurven gleichen Brechungsindex errechnet. Die aus den ersten beiden Messreihen ermittelten Kurven sind in Abbildung 35, die aus der dritten Messreihe berechneten Kurven sind in Abbildung 36 aufgetragen.

V. 4 Vergleich der Ergebnisse mit anderen Messungen

In der Literatur finden sich Brechungsindexmessungen von Freon 13 bei Hayes et al. ¹⁸⁾, bei Niederer ¹⁹⁾ und bei Malessa ¹²⁾. Die Messungen von Hayes et al. wurden in zwei dicht benachbarten Temperaturintervallen zwischen 23,9° C und 26,0° C bzw. zwischen 26,0° C und 27,1° C, die von Niederer bei 22,0° C ausgeführt. Deshalb ist ein Vergleich mit den hier vorgenommenen Messungen nur bei 20° C bzw. 30° C sinnvoll. Da die Messungen von Hayes et al. bei einer Wellenlänge von $\lambda = 546,0$ nm, die von Niederer bei 546,1 nm erfolgten, wurden die Messungen von Malessa über die Dispersion der Molrefraktion von Freon 13 extrapoliert, um den Wert der Molrefraktion R für $\lambda = 632,8$ nm zu berechnen.

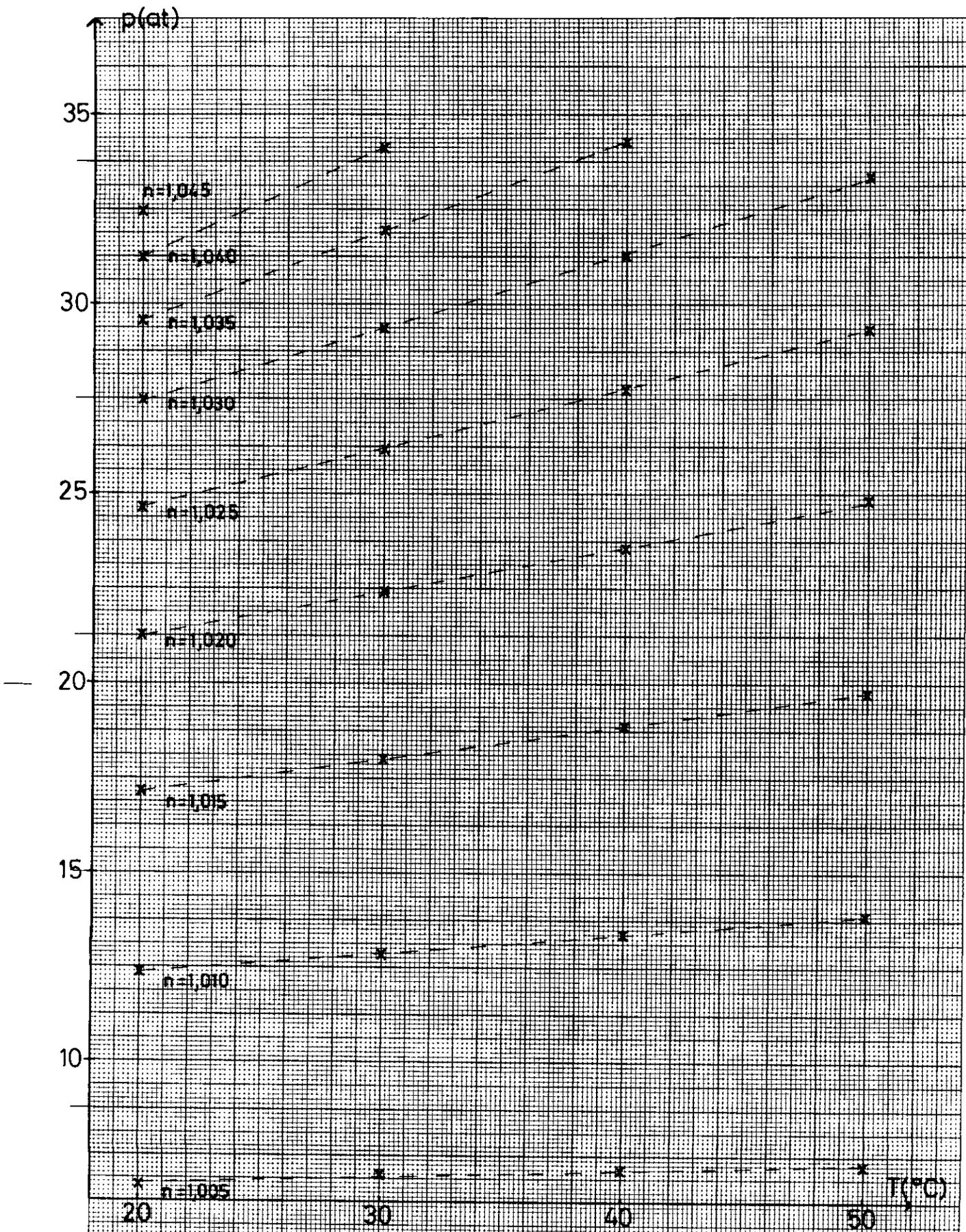


ABB. 35. KURVEN GLEICHEN BRECHUNGSINDEXES
MESSREIHEN 1,2

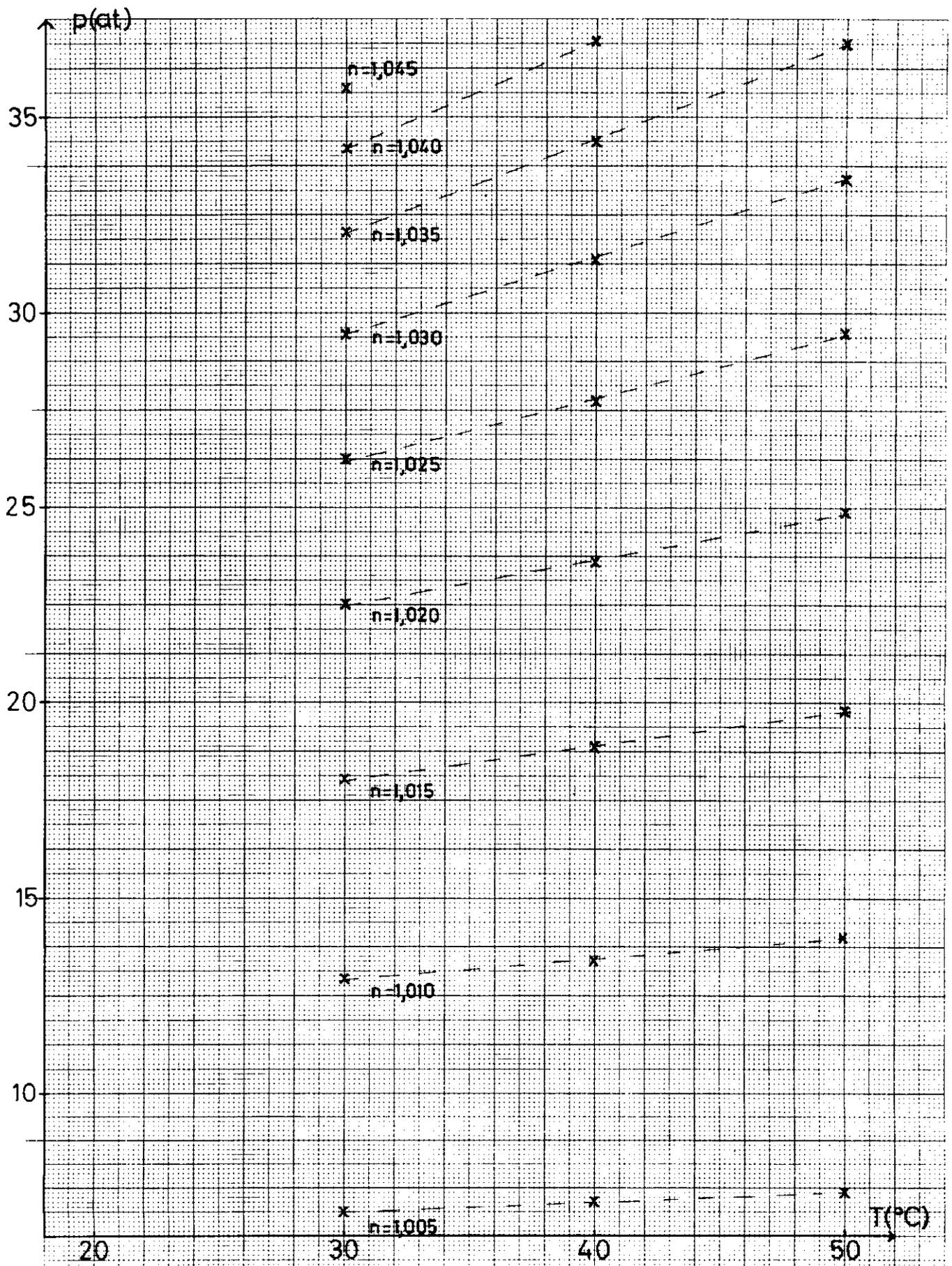


ABB.36: KURVEN GLEICHEN BRECHUNGSINDEXES
MESSREIHE 3

Der extrapolierte Wert ergibt sich zu

$$R = 11,80 \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}} \quad \text{für } \lambda = 632,8 \text{ nm}$$

gegenüber dem gemessenen Wert von

$$R = 11,92 \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}} \quad \text{für } \lambda = 546,2 \text{ nm.}$$

Mit Hilfe dieser Zahlenwerte wurden die von Hayes et al. und die von Niederer gemessenen Brechungsindizes gemäss Gl. 6 umgerechnet in Brechungsindizes für die Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Mittels der Zustandsgleichung von Freon 13 nach Albright und Martin (Anhang A3) wurde die Dichte von Freon 13 bei 20° C und 30° C , bei 22° C sowie bei 26° C bzw. $26,2^\circ \text{ C}$ als Funktion des Druckes berechnet. Die so berechneten Dichten wurden benutzt, um aus den hier bei 20° C und 30° C gemessenen Brechungsindizes diejenigen für 22° C sowie für 26° C bzw. $26,2^\circ \text{ C}$ gemäss Gleichung 6 zu interpolieren:

Tabelle 18: Vergleich mit den Messungen von Hayes et al.

Druck p at	diese Messung, auf 26° C bzw. $26,2^\circ \text{ C}$ umgerechnet $(n-1) \cdot 10^4$	Messung von Hayes et al. auf $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ umgerechnet $(n-1) \cdot 10^4$
---------------	--	--

$T = 26,0^\circ \text{ C}$

3,5 ₀	24	26
7,0 ₅	51	52
10,5 ₅	81	82
14,0 ₅	112	114

$T = 26,2^\circ \text{ C}$

17,6 ₀	149	149
21,1 ₀	189	189
24,6 ₀	235	236
28,1 ₀	290	292
31,6 ₅	362	360

Tabelle 19:

Vergleich mit den Messungen von Niederer

Druck p	diese Messung auf 22°C umgerechnet	Messung von Niederer auf $\lambda = 632,8\text{nm}$ umgerechnet
[at]	$(n-1) \cdot 10^4$	$(n-1) \cdot 10^4$
1,5 ₀	10	11
2,2 ₅	16	16
2,9 ₅	21	21
3,6 ₅	26	27
4,3 ₅	31	32
5,0 ₅	37	37
5,7 ₀	42	43
6,4 ₀	47	48
7,0 ₅	53	53
7,7 ₀	58	59
8,3 ₅	63	64
8,9 ₅	68	69
9,6 ₀	74	75
10,2 ₀	80	80
10,8 ₀	85	85
11,4 ₀	90	90
11,9 ₅	95	96
12,5 ₅	101	101
13,1 ₀	106	106
13,6 ₅	111	112
14,2 ₀	117	117
15,2 ₅	128	128
16,3 ₀	138	138
17,3 ₀	150	149
18,3 ₀	160	160
19,2 ₀	171	170
20,1 ₅	182	181
21,0 ₀	194	192

Zum Vergleich dieser Messungen mit denen von Malessa ¹²⁾ wurde aus den gemessenen Brechungsindizes die Molrefraktion R aus drei verschiedenen Zustandsgleichungen von Freon 13 (s. Anhang A3) berechnet:

a) Es wurde die Zustandsgleichung nach Albright und Martin ²⁰⁾ benutzt; zur Bestimmung von R wurde über die mittleren Molrefraktionen, die sich aus jeder der zwölf Messungen ergaben, gemittelt.

b) Es wurde die Zustandsgleichung nach Michels et al. ^{14, 16)} benutzt. Da in den Quellen ^{14, 16)} nur die Koeffizienten für bestimmte Temperaturen und Drucke tabelliert sind, konnten zur Bestimmung der Molrefraktion R lediglich die Messungen bei 30° C und 50° C herangezogen werden, aus denen die Brechungsindizes bei acht verschiedenen Drucken interpoliert wurden. Aus diesen Werten wurden sieben mittlere Molrefraktionen (drei 30° C-Messungen, vier 50° C-Messungen) berechnet, über die wiederum gemittelt wurde, um R zu bestimmen.

c) Es wurde die Zustandsgleichung nach Rombusch und Giesen ²¹⁾ benutzt; zur Bestimmung von R wurde über die mittleren Molrefraktionen, die sich aus jeder der zwölf Messungen ergaben, gemittelt.

d) Um die Bestimmung von R nach a) bzw. c) mit der nach b) besser vergleichen zu können, wurden die Molrefraktionen für die in b) benutzten Druckwerte (1, 5, 10, 15, 20, 25, 30 und 35 atm) zusätzlich nach a) und c) berechnet und analog zu b) gemittelt.

Damit ergibt sich für die Molrefraktion R bei $\lambda = 632,8 \text{ nm}$:

Tabelle 20:

<u>Molrefraktion von Freon 13 bei $\lambda = 632,8 \text{ nm}$</u>			
R, berechnet nach Verfahren a) :	0,1126	cm ³ /g	± 1%
R, berechnet nach Verfahren b) :	0,1122	cm ³ /g	± 3%
R, berechnet nach Verfahren c) :	0,1115	cm ³ /g	± 1%
R, berechnet nach Verfahren a) und den Druckwerten von b) :	0,1124	cm ³ /g	± 3%
R, berechnet nach Verfahren c) und den Druckwerten von b) :	0,1103	cm ³ /g	± 3%
R, extrapoliert aus den von Malessa gemessenen Daten :	0,1130	cm ³ /g	± 0,5%

Die Ungenauigkeit von R ist zum einen bestimmt durch den Fehler der Messungen (Abschnitt V. 2. 4), zum anderen durch den Fehler der Dichteberechnung. Die Unterschiede in den berechneten Dichten aufgrund der benutzten Zustandsgleichungen liegen zwischen 0,0% und 13,2%. Bei der Mittelung nach a) bzw. c) wird die Ungenauigkeit für R zu $\pm 1\%$ abgeschätzt, bei der Mittelung nach b) zu $\pm 3\%$.

V. 5 Vorschläge zur Verbesserung der Apparatur und für weitere Messungen

Im Verlauf der Messungen und der Auswertung haben sich Mängel gezeigt, deren Beseitigung sowohl eine Erhöhung der Präzision der Messungen als auch eine Erweiterung des Messbereiches zuliesse.

Um die Apparatur besser gegen Erschütterungen im Gebäude zu isolieren und damit auch die Messungen unabhängig von der Tageszeit durchführen zu können, empfiehlt es sich, die Aluminiumplatte, auf der die Apparatur angeordnet ist, durch einen schwingungs isolierten Labortisch zu ersetzen.

Da die Genauigkeit der Messungen stark durch die Ungenauigkeit der Temperaturmessung und bei Drucken bis 10 at durch die der Druckmessung beeinflusst wurde (Abschnitte V. 2. 1, V. 2. 2 und V. 2. 4), sollte in Zukunft die Temperaturmessung mit Thermoelementen vorgenommen werden. Ferner sollte ein zusätzliches Manometer mit einer Messungenauigkeit bis zu $\pm 0,2\%$ zur Druckmessung im Bereich von 0 at bis 10 at eingesetzt werden.

Wie in Abschnitt I dargelegt wurde, ist die Anzahl der emittierten Čerenkov-Photonen umgekehrt proportional zum Quadrat ihrer Wellenlänge, d.h. man ist besonders interessiert an der Kenntnis des Brechungsindex im kurzwelligen Bereich des sichtbaren Lichtes. Daher empfiehlt es sich, die hier beschriebenen Messungen bei kleineren Wellenlängen als $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ zu wiederholen. Als Lichtquelle sollte ein Laser verwendet werden, da er in der Justierbarkeit der Optik und der Grösse der Intensität einer Quecksilberdampflampe überlegen ist.

Um auch die Brechungsindizes anderer Gase messen zu können, sollte die Apparatur explosions sicher ausgelegt werden; denn z.B. Neopentan (C_5H_{12}), das einen hohen Brechungsindex hat (s. Abschnitt I), ist als Gas-Luft-Gemisch explosionsfähig²²⁾, bei seiner Verbrennung bei 25°C und 1 atm wird eine Energie von 840,5 kcal/Mol frei²³⁾.

VI. Zusammenfassung

Mit einem Michelson-Interferometer mit elektronischer Zählung der Interferenzstreifen wurde der Brechungsindex von Freon 13 (CF_3Cl) bei einer Wellenlänge $\lambda = 632,8$ nm im Druckbereich zwischen 0 at und 38 at bei 20°C , 30°C , 40°C und 50°C gemessen.

Der mittlere relative Fehler der Messungen liegt, abhängig vom Druck, zwischen 0.7% und 9%.

Die aus diesen Messungen interpolierten Werte für $26,0^\circ\text{C}$ bzw. $26,2^\circ\text{C}$ stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Messungen von Hayes et al. ¹⁸⁾ überein, ebenso wie die interpolierten Werte für $22,0^\circ\text{C}$ im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Messungen von Niederer ¹⁹⁾ übereinstimmen.

Aus den gemessenen Werten des Brechungsindex wurde die Molrefraktion R zu $0,1126 \text{ cm}^3/\text{g} \pm 1\%$ berechnet und mit dem aus den Messungen von Malessa ¹²⁾ extrapolierten Wert von $R = 0,1130 \text{ cm}^3/\text{g} \pm 0,5\%$ für $\lambda = 632,8$ nm verglichen.

VII. Anhang

Al.) Der Einfluss der endlichen Ausdehnung der Blendenöffnungen auf die Spannungssignale der Photomultiplier

Zur Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung der Blendenöffnungen auf die Spannungssignale der Photomultiplier muss man Gl. 18:

$$E_I = \alpha \cdot J_I = \alpha \cdot 4J_A \cdot \cos^2 \frac{\psi}{2}$$

$$E_{II} = \alpha \cdot J_{II} = \alpha \cdot 4J_A \cdot \cos^2 \frac{\psi + \pi/2}{2} \quad (18)$$

ersetzen durch:

$$E_I^a = \alpha \cdot J_I^a = \alpha \cdot 4J_A \cdot \frac{2}{\pi r^2} \cdot \int_{-r}^{+r} (r^2 - y^2)^{1/2} \cdot \frac{1}{2y} \cdot \int_{\psi-y}^{\psi+y} \cos^2 \frac{\psi}{2} d\psi dy \quad (18A)$$

$$E_{II}^a = \alpha \cdot J_{II}^a = \alpha \cdot 4J_A \cdot \frac{2}{\pi r^2} \cdot \int_{-r}^{+r} (r^2 - y^2)^{1/2} \cdot \frac{1}{2y} \cdot \int_{\psi-y}^{\psi+y} \cos^2 \frac{\psi + \pi/2}{2} d\psi dy$$

wobei r der Radius der Kreisblende ist.

Die Auswertung der Integrale in Gl. 18 A führt auf:

$$E_I^a = \alpha \cdot 4J_A \cdot \left(\frac{1}{2} + \cos \psi \cdot \frac{1}{\pi r^2} \cdot \int_{-r}^{+r} (r^2 - y^2)^{1/2} \cdot \frac{\sin y}{y} dy \right)$$

$$E_{II}^a = \alpha \cdot 4J_A \cdot \left(\frac{1}{2} + \cos \left(\psi + \frac{\pi}{2} \right) \cdot \frac{1}{\pi r^2} \cdot \int_{-r}^{+r} (r^2 - y^2)^{1/2} \cdot \frac{\sin y}{y} dy \right) \quad (18B)$$

Setzt man

$$C(r) = \frac{1}{\pi r^2} \cdot \int_{-r}^{+r} (r^2 - y^2)^{1/2} \cdot \frac{\sin y}{y} dy$$

dann kann man Gl. 18B umformen in:

$$\begin{aligned} E_{\text{I}}^a &= \alpha \cdot 4J_A \cdot \{2C(r) \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} + (\frac{1}{2} - C(r))\} \\ E_{\text{II}}^a &= \alpha \cdot 4J_A \cdot \{2C(r) \cdot \cos^2 \frac{\varphi + \pi/2}{2} + (\frac{1}{2} - C(r))\} \end{aligned} \quad (18C)$$

$C(r)$ lässt sich durch die Ungleichung:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\text{Si}(r')}{r'} \geq C(r) \geq \frac{1}{2} \cdot \frac{\text{Si}(r)}{r}$$

abschätzen, wenn

$$\text{Si}(r) = \int_0^r \frac{\sin y}{y} dy \quad (\text{Sinus-Integral})$$

und $r' = \frac{r}{\sqrt{2}}$ ist.

Das Ergebnis der numerischen Berechnung von $C(r)$ ist in der Tabelle 21 aufgeführt. Da weiter gilt:

$$0 < \frac{\text{Si}(r)}{r} < 1 \quad \text{für } r \neq 0$$

und

$$\frac{\text{Si}(r)}{r} = 1 \quad \text{für } r = 0 ,$$

erhält man aus Gl. 18C für den Fall einer punktförmigen Blendenöffnung Spannungssignale gemäss Gl. 18. Im vorliegenden Fall einer ausgedehnten Blendenöffnung bestehen die Spannungssignale aus einem konstanten Anteil $\alpha \cdot 4J_A \cdot (\frac{1}{2} - C(r))$ - und einem Anteil proportional zu $\cos^2 \frac{\varphi}{2}$ dessen Amplitude allerdings um den Faktor $\frac{1}{2C(r)}$ kleiner ist als die bei punktförmiger Blendenöffnung.

Tabelle 21:

Berechnung des Integrals C (r)

<u>r</u>	<u>C (r)</u>
7,5 ⁰	0,4996
15,0 ⁰	0,4986
22,5 ⁰	0,4968
30,0 ⁰	0,4943
45,0 ⁰	0,4873
60,0 ⁰	0,4778
75,0 ⁰	0,4658
90,0 ⁰	0,4517
105,0 ⁰	0,4356
120,0 ⁰	0,4180
135,0 ⁰	0,3991
150,0 ⁰	0,3793
180,0 ⁰	0,3383
270,0 ⁰	0,2252
360,0 ⁰	0,1546
450,0 ⁰	0,1238
540,0 ⁰	0,1079
630,0 ⁰	0,0925
720,0 ⁰	0,0787

Hier wie in der vorhergehenden Ableitung ist der Radius r der Kreisblende angegeben in Einheiten der Phasendifferenz zwischen den beiden interferierenden Lichtstrahlen, d.h. bei einem r von 180^0 überdeckt die Öffnung der Kreisblende genau einen Interferenzstreifen.

A2.) Zufällige Zählungen durch 50 Hz-Störsignale

Die Anzahl der zufälligen Zählimpulse während einer Messung aufgrund von 50 Hz-Störsignalen wird durch folgende Größen bestimmt:

- Anzahl der zufälligen Zählungen pro Minute bei ruhenden Interferenzstreifen, N_0 ,
- Frequenz der Störsignale, ν_{St} ,
- maximale Amplitude der Störsignale, A_{St}^{max}
- Frequenz der Interferenzstreifen, ν_I ,
- Amplitude der Zählsignale durch Interferenzstreifen, A_I ,
- Spannungsdifferenz zwischen den Schwellen des Schmitt-Triggers, U_S .

Im folgenden wird angenommen, dass die Zählsignale, die durch die Interferenzstreifen bewirkt werden, symmetrisch um den Mittelwert der beiden Schwellenspannungen des Schmitt-Triggers liegen. Es soll nun abgeschätzt werden, wie gross das Zeitintervall T_{St} ist, in dem durch die Überlagerung von Zählsignal und Störsignal ein zufälliger Zählimpuls ausgelöst werden kann.

Die Spannungsänderung S von Zähl- bzw. Störsignal wird abgeschätzt zu:

$$S_I = 2\nu_I \cdot A_I$$

und

$$S_{St} = 2\nu_{St} \cdot A_{St}^{max}$$

Es sei $t_{St} = 1/2\nu_{St}$ die Zeit, die das Störsignal benötigt, um von seinem Minimal- zum Maximalwert zu gelangen. Notwendige Voraussetzung für einen zufälligen Zählimpuls ist dann:

$$(S_{St} - S_I) \cdot t_{St} - U_S > 0 \quad .$$

Daraus errechnet sich T_{St} zu

$$T_{St} = \{(S_{St} - S_I) \cdot t_{St} - U_S\} \cdot \frac{1}{S_I}$$

$$= \frac{A_{St}^{max} - \frac{\nu_I}{\nu_{St}} \cdot A_I - U_S}{2\nu_I \cdot A_I}$$

Zur Berechnung des relativen Fehlers durch zufällige Zählungen muss das Zeitintervall T_{St} verglichen werden mit dem Zeitintervall T_{St}^0 , in dem ein zufälliger Zählimpuls in Abwesenheit des Zählsignals möglich ist. Für

T_{ST}^o gilt:

$$T_{St}^o = \frac{1}{4v_I} ,$$

damit ergibt sich für den relativen Fehler:

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{T_{St}}{T_{St}^o} \cdot \frac{N_o}{60v_I} = \frac{A_{St}^{max} - \frac{v_I}{v_{St}} \cdot A_I - U_S}{30v_I \cdot A_I} \cdot N_o$$

A3.) Zustandsgleichungen von Freon 13

In der Literatur wurden drei verschiedene Gleichungen zur Berechnung des Zusammenhanges von Druck, Dichte und Temperatur von Freon 13 gefunden:

3.1. Die Zustandsgleichung nach Albright und Martin ²⁰⁾

Albright und Martin geben folgende Gleichungen an:

$$\begin{aligned} P &= A + BT + CT^{-4} \\ A &= -2,837d^2 + 1,594 \cdot 10^{-2} d^3 - 3,964 \cdot 10^{-4} d^4 \\ B &= 1,027 \cdot 10^{-1} d + 2,328 \cdot 10^{-3} d^2 + 4,944 \cdot 10^{-7} d^4 \\ C &= -2,355 \cdot 10^{10} d^2 + 2,87 \cdot 10^7 d^4 - 5,816 \cdot 10^3 d^6, \end{aligned}$$

wobei p der Druck in psia

d die Dichte in lb/cu.ft,

und T die Temperatur in $^{\circ}$ Rankine ist ^{+) .}

Nach Angabe der Autoren lässt sich die Dichte im Bereich $0 \text{ at} \leq p < 38 \text{ at}$ bis auf 0.7% genau berechnen.

3. 2 Die Zustandsgleichung nach Michels et al. ^{14, 16)}

Michels et al. geben folgende Gleichung an:

$$pV_A = A + B\rho_A + C\rho_A^2 + Z\rho_A^3 + D\rho_A^4 + E\rho_A^5 + F\rho_A^6 + G\rho_A^7 ,$$

+) : 1 psia = 68,9467 mbar = $7,03069 \cdot 10^{-2}$ at

1 lb/cu.ft = $1,601845 \cdot 10^{-2}$ g/cm³

0° Rankine = 0° Kelvin $491,682^{\circ}$ Rankine = $273,16^{\circ}$ Kelvin = 0° Celsius

(alle Angaben nach Ref. 28)

wobei p der Druck in atm,

V_A das Volumen in Amagat-Einheiten

und ρ_A die Dichte in Amagat-Einheiten ist.

Für die Koeffizienten gilt:

p [atm]	$p \cdot V_A$		Koeffizienten		
	30°C	50°C		30°C	50°C
0	1,12374	1,19788	A = RT	1,12374	1,19758
1	1,11385	1,18940	B · 10 ²	-1,11914	-1,00886
5 ⁺⁾	1,07295	1,15462	C · 10 ⁵	4,97747	2,88105
10	1,01371	1,10915	Z · 10 ⁷	-4,48440	1,485614
15	0,96004	1,06116	D · 10 ⁹	7,334543	-1,202476
20	0,89528	1,01018	E · 10 ¹¹	-5,653134	0,1907077
25	0,82160	0,95569	F · 10 ¹³	1,916589	0,0463648
30	0,73318	0,89683	G · 10 ¹⁶	-2,284664	0
35	0,61391	0,83232	für ρ_A -Werte	0 ... 223	0 ... 223

⁺⁾ In beiden Quellen werden diese pV_A -Werte für $p = 3$ atm angegeben, die Rechnungen zeigen jedoch, dass sie sich auf einen Druck von $p = 5$ atm beziehen müssen.

3.3 Die Zustandsgleichung nach Rombusch und Giesen ²¹⁾

Rombusch und Giesen geben folgende Gleichung an:

$$p = p_k \cdot \left\{ 1 - (1 - \delta)^5 \cdot \left(1 + a_0 \cdot \delta + \frac{a_1 \cdot (a_2 - \delta) \cdot \delta^2}{1 + 4(1 - \delta)^2} \right) + \right. \\ \left. + (\delta - 1) \cdot \sum_{j=1}^6 b_j \cdot \delta^j + \frac{(\delta - 1)^2}{\delta} \cdot \sum_{j=2}^4 c_j \cdot \delta^j \right\},$$

mit $\delta = \frac{\rho}{\rho_k}$ und $\delta = \frac{T}{T_k}$

wobei p der Druck in bar,

ρ die Dichte in $g \cdot cm^{-3}$

und T die Temperatur in °K ist.

Für die Koeffizienten gilt:

kritische Temperatur:	T_k	=	301,93 ^o K
kritischer Druck:	p_k	=	38,649 bar
kritische Dichte:	ρ_k	=	0,58106 g · cm ⁻³
	a_0	=	1,387196
	a_1	=	4,080055
	a_2	=	1,770299
	b_1	=	3,61280
	b_2	=	6,31242
	b_3	=	-2,43252
	b_4	=	-4,37355
	b_5	=	4,79146
	b_6	=	-1,00000
	c_2	=	-8,45705
	c_3	=	14,88758
	c_4	=	-5,66068

Nach Angabe der Autoren ist die Gleichung gültig im Bereich $0 < \delta < 1.8$ und $0.5 < \varphi < 2,0$; sie lässt eine Berechnung der Dichte mit einem maximalen Fehler von 1,5% zu.

Literaturverzeichnis

- 1) Buschhorn et al.,
Vorschlag für eine Experimentieranordnung an den DESY-Speicherringen,
DESY-Interner Bericht, Hamburg 1971
- 2) Genovese
A Differential Gas Cerenkov Counter for High Energy Particles,
Bachelor's thesis, Cambridge (Mass.) 1957
- 3) Herder
Entwicklung und Test eines differentiellen Flüssigkeit-Cerenkov-
Zählers, Diplomarbeit, Bonn 1973
- 4) Zrelov
Cherenkov Radiation in High-Energy Physics, Bd. I u. II
Jerusalem 1970
- 5) Jelley,
Cherenkov Radiation and its Applications, London 1958
- 6) Born
Optik, Berlin / Heidelberg 1965
- 7) Born, Wolf
Principles of Optics, London 1959
- 8) dtV-Lexikon der Physik, München 1970
- 9) Kohlrausch,
Praktische Physik, Bd. I, Stuttgart 1968
- 10) Schuster
Ein Jamin-Interferometer für eine hochauflösende Gas-Cerenkov-Kammer,
Diplomarbeit, Bonn 1966
- 11) Galbraith et al.
Refractive Index Measurements in a Gas Čerenkov Counter,
AERE-R 3867, Harwell 1961
- 12) Malessa
Molrefraktionen von Kohlendioxyd und einigen fluorierten Kohlenwasser-
stoffen, Diplomarbeit, Hamburg 1968

- 13) Instruction Manual for Lasers Type 611 & 612, G. & E. Bradley Ltd., London 1967
- 14) Landolt-Börnstein
Zahlenwerte und Funktionen aus Physik·Chemie·Astronomie·Geophysik·Technik, II. Band, 1. Teil - Heidelberg 1971
- 15) D'Ans-Lax
Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Bd. I - Heidelberg 1967
- 16) Michels et al.
J.Chem.Eng.Data 11 (1966), S. 449 ff
- 17) Fotovervielfacher, Datenblätter aus dem VALVO-Handbuch
Röhren und Halbleiterbauelemente für die
Kernphysik 1970-71, Hamburg 1970
- 18) Hayes et al.
Index and Dispersion of some Cerenkov Counter Gases
ANL-6916, Argonne 1964
- 19) Niederer
Index of Refraction and Dispersion of Several Gases in Cerenkov Counter
Use, BNL 6889, Brookhaven 1961
- 20) Albright, Martin, Ind. Eng. Chem. 44 (1952), S. 188
- 21) Rombusch, Giesen,
Kältetechnik-Klimatisierung 18 (1966), S. 37 ff
- 22) Schmidt (Hrsg.),
Gefährliche Stoffe, 12. Ergänzungslieferung, Mainz-Wiesbaden 1973
- 23) Beilsteins Handbuch der Organischen Chemie, 3. Ergänzungswerk, 1. Band,
1. Teil, Berlin·Göttingen·Heidelberg 1958
- 24) Quarzglas für die Optik, Q-B1/111, Heraeus-Schott Quarzschmelze GmbH,
Hanau (o.J.)
- 25) Spectrosil, Synthetisches Quarzglas, OS 1/d, Thermal-Quarz-Schmelze GmbH,
Wiesbaden (o.J.)
- 26) Spillantini
Cerenkov Light Detection from a Liquid Hydrogen Counter,
LNF-74/6 (P), Frascati 1974
- 27) Galbraith, Williams (Hrsg.)
High Energy and Nuclear Physics Data Handbook, Chilton 1964

- 28) Sacklowski, Röhrl
Einheitenlexikon, 4. Auflage, Stuttgart 1973

Danksagung

Den Mitgliedern der DESY-Gruppe F35 möchte ich danken für ihre bereitwillige Unterstützung dieser Arbeit durch viele Gespräche und Hinweise.

Insbesondere danke ich Herrn Prof. Dr. P. Schmüser für die Förderung dieser Arbeit sowie für die Durchsicht des Manuskriptes. Ihm und Herrn Dr. H. Genzel gebührt mein Dank für ihre Anregungen und Ratschläge sowie die stete Bereitschaft, auftretende Fragen zu diskutieren.

Für die Unterstützung bei der Entwicklung und beim Bau der Elektronik danke ich Herrn Dipl. Phys. K.-H. Mess und Herrn H.-J. Schirmmacher.

Zweifellos ist diese Arbeit nicht vorstellbar ohne die tatkräftige Hilfe von Frau T. Stötzer und der Herren U. Balszuweit, G. Krohn, C.-H. Sellmer sowie vor allem von Herrn D. Brauer, der auch die Druckgefäße konstruiert hat. Sie haben jederzeit und mit unerschöpflicher Geduld die Fragen des Autors beantwortet. Dafür möchte ich ihnen besonders herzlich danken.

Mein Dank gilt auch den vielen Mitarbeitern des DESY, die ich hier nicht namentlich aufzählen kann. Stellvertretend für sie möchte ich die DESY-Gruppe B2 unter der Leitung von Herrn G. Kessler erwähnen, die die Anlage zur Regelung der Gaszufuhr konstruiert und gebaut hat, sowie die Herren J. Busse und J. Koll, die mir ihre Erfahrungen beim Bau von Gas-Cerenkovzählern und beim Umgang mit Freonen vermittelt haben.

Der letzte, aber nicht der geringste Dank gilt Frau B. Lücke, die diese Arbeit getippt hat.

