

Bau einer Apparatur
zur Messung von Lebensdauern
angeregter Atomzustände
mit Hilfe des Hanle-Effektes

ZULASSUNGSARBEIT
zur Wissenschaftlichen Prüfung
für das Lehramt an Gymnasien
vorgelegt von
Wolf-Dieter Hasenclever

Freiburg i.B.

Januar 1970

Inhaltsverzeichnis

Seite

Vorwort	1
A EINLEITUNG	2
B DER VERSUCHSAUFBAU	8
1. Die Lichtquelle	9
2. Die Optik	10
3. Die Resonanzzelle	12
4. Die Kühlanlage	14
5. Die Magnetspulenordnung	15
6. Die Nachweisapparatur	19
Schlußbemerkungen	21
C DIE MESSUNGEN	22
1. Lebensdauermessungen	22
2. Messungen der Kurvenformen bei verschiedenen Polarisatorstellungen	29
3. Dampfdruckabhängigkeit des relativen Effektes	31
Anhang	33
Literaturverzeichnis	36

VORWORT

Ziel dieser Arbeit war es, eine Apparatur zur Messung von Lebensdauern angeregter Atomzustände mit Hilfe des Hanle-Effektes für das Fortgeschrittenen-Praktikum aufzubauen und zu erproben.

Der Hanle-Effekt als Spezialfall der in der angelsächsischen Literatur unter dem Namen "level-crossing" bekannten Methode ist besonders geeignet, um die Praktikanten mit einer modernen Möglichkeit der Bestimmung von Lebensdauern in der Atom- und Molekülphysik bekannt zu machen. Er bietet zudem im Hinblick auf die theoretische Behandlung verschiedene Möglichkeiten: Der Versuch kann halbklassisch oder quantenmechanisch gedeutet werden.

Ganz allgemein stellt der Hanle-Effekt eines der wenigen im Praktikum zu realisierenden Beispiele für die direkte Wechselwirkung von Strahlung und freien Atomen dar.

Bei der Ausführung der Arbeit ergab sich neben den üblichen Schwierigkeiten eines solchen Aufbaus und der Notwendigkeit, die Apparatur für den Praktikumsgebrauch robust genug zu machen, auch ein didaktisches Problem:

Der Versuch mußte für die Praktikanten interessant gestaltet werden, aber auch in der ihnen zur Verfügung stehenden recht kurzen Zeit durchschaubar sein.

A EINLEITUNG

Eine verhältnismäßig einfache und in neuerer Zeit oft angewandte Methode zur Bestimmung der Lebensdauer angeregter Atomzustände beruht auf einem von W. Hanle bereits 1924 entdeckten Effekt. (Abb. 1 zeigt schematisch eine Versuchsanordnung zur Untersuchung dieser Erscheinung.)

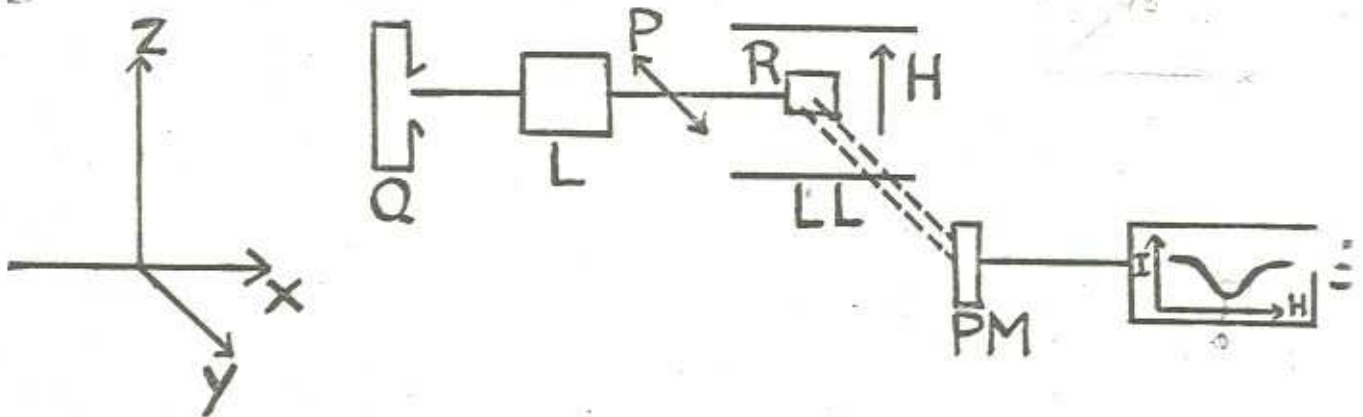


Abb. 1: Schematische Versuchsanordnung

Q Lichtquelle, L Linsensystem und Polarisator, P Polarisationsrichtung, R Resonanzzelle, H Magnetfeld, LL Lichtleiter, PM Photomultiplier, S Nachweissystem.

Eine Lichtquelle erzeugt Strahlung, die einem bestimmten elektronischen Übergang irgend eines Elementes entspricht. Dieses Licht wird parallel der y-Richtung in Abb. 1 linear polarisiert. Das Licht gelangt in eine Zelle, die mit Dampf des entsprechenden Elementes angefüllt ist.

Dort werden die Atome durch die Strahlung angeregt und beginnen nun ihrerseits, Licht mit derselben Frequenz auszusenden. In der Zelle findet also Resonanzfluoreszenz statt.

Die Zelle befindet sich nun innerhalb eines homogenen Magnetfeldes, das entlang der z-Richtung in Abb. 1 erzeugt wird.

Wenn ein Beobachter parallel der y-Richtung in die Zelle blickt und das Magnetfeld über den Wert 0 hinweg variiert, so stellt er bei der Feldstärke Null ein Intensitätsminimum, bei in positivem oder negativem Sinn ansteigendem Feld dagegen eine Intensitätszunahme (etwa von der in Abb. 1 angedeuteten Form) fest.

Halbklassisch läßt sich dieser Effekt folgendermaßen verstehen:
(vgl. hierzu (2), (3)).

Die Richtungsbezeichnungen sollen im folgenden den in Abb. 1
verwendeten entsprechen.

Das Leuchtelektron wird als gedämpfter Oszillator behandelt.
Wird dieser durch das linear polarisierte Licht angeregt, so
beginnt er parallel der y-Richtung zu schwingen. Wenn kein äus-
seres Magnetfeld vorhanden ist, oszilliert er entlang der y-
Richtung, bis er auf Grund seiner Strahlungsdämpfung abgeklun-
gen ist.

Wegen der Strahlungsverteilung bei einem schwingenden Dipol kann
man in diesem Fall in y-Richtung keine Intensität feststellen.
Legt man jedoch ein Magnetfeld senkrecht zur Polarisationsrich-
tung des einfallenden Lichtes, das heißt zur ursprünglichen
Schwingungsrichtung des Elektrons, an, so beginnt diese⁴, um
die Feldrichtung zu präzedieren. Die Präzessionsbewegung dauert
solange, bis die Schwingung des Elektrons vollständig aufgehört
hat. In einer zur Feldachse senkrechten Ebene beschreibt das
Elektron daher eine rosettenähnliche Figur.

Abb. 2 a zeigt dies für ein schwaches, Abb. 2 b für ein starkes
Feld.

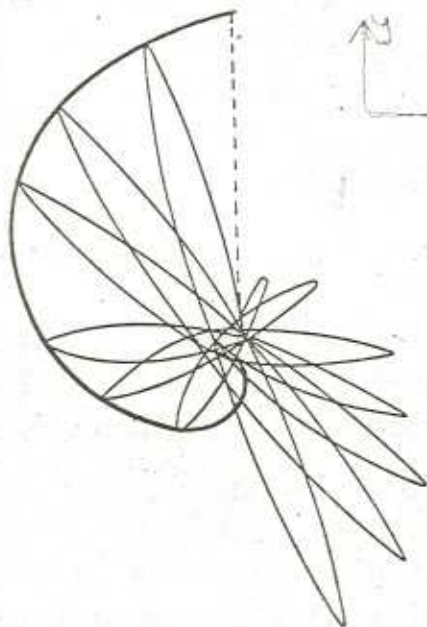


Abb. 2 a

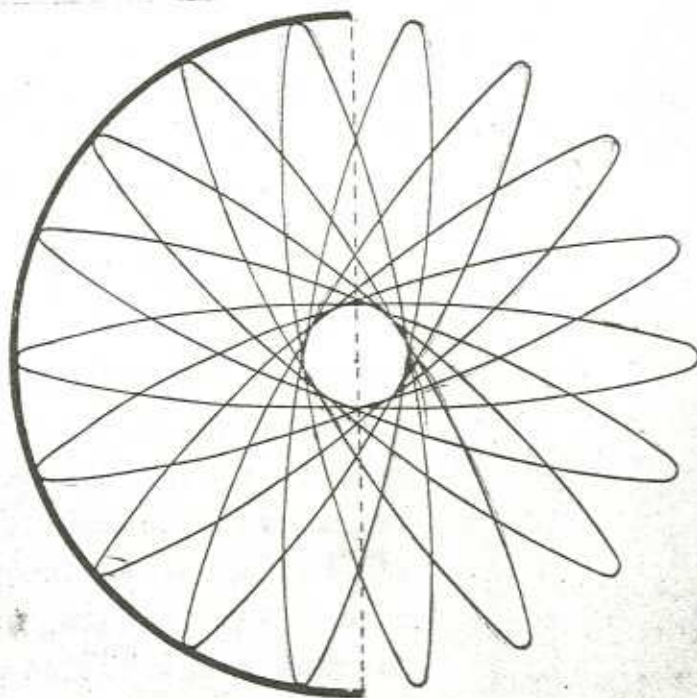


Abb. 2 b

(Beide Abbildungen sind entnommen aus (2)).

In Abb. 2 a ist die Umlaufszeit der Präzessionsbewegung groß gegenüber der Halbwertszeit der Abklingung. Die Amplitude der Schwingung kann z.B. nach einem Umlauf von 180 Grad praktisch verschwunden sein.

Dagegen ist in Abb. 2 b die Umlaufszeit der Präzessionsbewegung klein gegenüber der Halbwertszeit der Abklingung. Ein Umlauf der Bewegung kann durch eine vollständige Rosette - wie bei der ungedämpft schwingenden Elektron - beschrieben werden.

Der in der gestrichelt eingezeichneten Richtung (der y-Richtung) schauende Beobachter sieht demnach bei anwachsendem Magnetfeld bis zu einem Sättigungswert steigende Intensität.

Diese Überlegungen werden im folgenden quantitativ ausgeführt. Aus ihnen ergibt sich ein Zusammenhang zwischen dem Intensitätsverlauf in Abhängigkeit vom Magnetfeld und der mittleren Lebensdauer des angeregten Atomzustandes.

Das Elektron präzediert um die Feldrichtung mit der Larmor-Frequenz ω_L . - Die Verteilung der Dipolstrahlung in der x/y-Ebene ist im wesentlichen gegeben durch einen $\sin^2\theta$ -Ausdruck. θ ist im folgenden der Winkel zwischen Dipolachse und Beobachtungsrichtung. Die Beobachtungsrichtung fällt mit der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes zusammen.

θ kann ersetzt werden durch $\omega_L t$. Die Dämpfung der Elektronenschwingung wird durch den Term $e^{-\frac{t}{\tau}}$ beschrieben, wobei τ die mittlere Lebensdauer des angeregten Atomzustandes ist. Für den Fall kontinuierlicher Anregung und Beobachtung läßt sich die Strahlungsintensität beschreiben als:

$$I = C \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} \sin^2 \omega_L t dt \quad \text{mit} \quad \omega_L = \frac{g_j \mu_0 H}{\hbar}$$

C ist ein Proportionalitätsfaktor.

Dieses Integral ergibt ausgewertet für die Intensität in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke eine inverse Lorentz-Kurve mit dem asymptotischen Wert $I = \frac{C}{2\tau}$.

Sie hat die volle Halbwertsbreite $\frac{\hbar}{g_j \mu_0 \tau}$ wobei g_j der Lande'sche Faktor und μ_0 das Bohr'sche Magneton ist.

Hieraus folgt für die Lebensdauer des angeregten Zustandes, wenn $H_{\frac{1}{2}}$ die zum Erreichen der halben Höhe der vollen Intensität

nötige Feldstärke ist: $\tau = \frac{h}{2 g_j \mu_B H_{\frac{1}{2}}} \text{ sec} \quad \dots (1)$

(Das Magnetfeld wird gemessen in Gauß) $\mu_B [1 \text{ e.u.}]$

Der Hanle-Effekt ist ein Spezialfall des "level-crossing". Immer, wenn verschiedene Zeeman-Niveaus mit einer Differenz der magnetischen Quantenzahlen von 1 oder 2 durch ein von außen angelegtes Magnetfeld zur Überkreuzung gebracht werden, treten bei Variation des Feldes über den Kreuzungspunkt und geeigneter Polarisation der anregenden Strahlung dem Hanle-Effekt analoge Erscheinungen auf. Entdeckt wurde dieser level-crossing-Effekt durch Colegrove, Franken, Lewis und Sands 1959 (4).

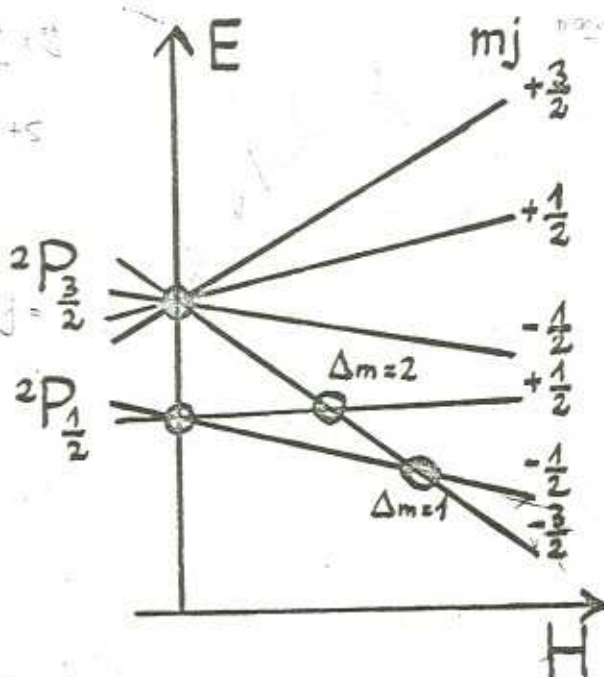


Abb. 3 zeigt die Zeeman-Aufspaltung der beiden Feinstrukturkomponenten eines 2P -Terms. (5). Der Zweig mit $P_{3/2}$, $m_j = -\frac{3}{2}$

schneidet nacheinander die beiden Äste mit $P_{1/2}$, $m_j = \pm \frac{1}{2}$. Zur Anregung der sich kreuzenden Niveaus mit $\Delta m = 2$ wird σ -Licht, zur Anregung der Niveaus mit $\Delta m = 1$ dagegen eine Überlagerung von π und σ -Licht verwendet. (vgl. 9)

Abb. 3 Feinstrukturaufspaltung eines 2P -Terms.

Eine frühe quantenmechanische Beschreibung dieser Phänomene lieferte Breit schon 1933 mit seiner unter der Bedingung der Pulsanregung entwickelten Formel. (6)

Die Rate $R(f, g)$, mit der Photonen der Polarisation f in der Resonanzzelle absorbiert und Photonen der Polarisation g von den dadurch angeregten Atomen reemittiert werden, beträgt:

$$R(f, g) = C \cdot \sum_{\substack{m, m' \\ \mu, \mu'}} \frac{f_{\mu m} f_{\mu' m'} g_{\mu m} g_{\mu' m'}}{1 - 2\pi i \tau \nu(\mu, \mu')} \quad \dots (2)$$

Hierbei ist : $\nu(\mu, \mu')$ die Frequenzdifferenz zwischen den angeregten Zuständen μ, μ' , τ die durchschnittliche Lebensdauer der angeregten Niveaus, $f_{\mu m} = \langle \mu | \vec{r} | m \rangle$ Übergangsmatrixelement bezüglich der Polarisationsrichtung m, m' Grundzustände der Atome usw.

Franken wies 1961 nach, (6), daß diese Formel auch für kontinuierliche Anregung gültig ist. Bei der Ableitung werden folgende Voraussetzungen gemacht:

- 1) Die Intensität der einfallenden Strahlung darf nicht so groß sein, daß die unteren Zustände entleert werden. Die meisten Atome sollen sich also stets in den Grundzuständen aufhalten
- 2) Übergänge zwischen den verschiedenen angeregten Niveaus sollen nicht stattfinden.
- 3) Die Linienbreite der anregenden Strahlung soll groß gegen die Energieaufspaltung der Niveaus in der Umgebung des level-crossing-Punktes sein.

Alle drei Bedingungen werden bei Verwendung normaler Spektrallampen gut erfüllt.

Bei Vorhandensein nur eines Grundzustandes a und zweier sich kreuzender Zustände b, c läßt sich die Breit'sche Formel aufspalten in:

$$..(2a) R(f, g) = C \cdot \left[R_0 + \frac{A}{1 - 2\pi i \tau \nu(b, c)} + \frac{A^*}{1 + 2\pi i \tau \nu(b, c)} \right]$$

wobei $R_0 = |f_{ab}|^2 |g_{ba}|^2 + |f_{ac}|^2 |g_{ca}|^2 = \text{const.}$

bis auf den konstanten Faktor C die Formel für große Energieaufspaltung ist, d.h. Emission und Absorption in größerem Abstand zum level-crossing-Punkt darstellt. Es ist:

$A = f_{ba} f_{ac} g_{ca} g_{ab}$. Die Größe A hängt wesentlich von den Winkeln zwischen Polarisationsrichtung, Feldrichtung, Einstrahlrichtung und Beobachtungsrichtung ab. (Zur expliziten Berechnung der Matrixelemente vergleiche (7)).

Ist A reell, so läßt sich $R(f, g)$ schreiben als:

$$R(f, g) = C R_0 + C \frac{2 A}{1 + 4\pi^2 \tau^2 \nu^2(b, c)} \quad \dots (3)$$

Es ergibt sich also für die zu R bei festem f und g proportionale Intensität des Resonanzlichtes in Abhängigkeit von der Energieaufspaltung eine Lorentz-Kurve mit der Halbwertsbreite

$$\Delta \nu_{\frac{1}{2}}(b, c) = \frac{1}{\pi \tau} \quad . \text{ Ist A rein imaginär, so ist:}$$

$$R(f, g) = C R_0 + C \frac{4\pi i \tau \nu(b, c) \cdot A}{1 + 4\pi^2 \tau^2 \nu^2(b, c)}$$

Die Intensität wird in diesem Falle in Abhängigkeit von der Energieaufspaltung durch eine Dispersionskurve dargestellt. (vgl. zu dem Vorstehenden besonders (6), (8), (9)).

Der Hanle Effekt ist ein Spezialfall des level-crossing beim Felde Null. Man betrachte z.B. den Hanle Effekt an einem 3P_1 -Term. Wird die Abhängigkeit der Intensität von der Energieaufspaltung durch eine Lorentz-Kurve dargestellt, so läßt sich die Lebensdauer des Niveaus mit Hilfe von Formel 3 bestimmen. Der 3P_1 -Term spaltet im Magnetfeld in drei Komponenten mit $m=0$ und $m=\pm 1$ auf. Bei geeigneter Anordnung wird nur die Strahlung der beiden Komponenten mit $m=\pm 1$ beobachtet. Die Aufspaltung im Magnetfeld beträgt in diesem Falle
$$\Delta \nu = \frac{2 g_j \mu_B H}{h} \dots (4)$$

H ist hier die Magnetfeldstärke, μ_B das Bohr'sche Magneton, g_j der Lande'sche Faktor. Mit Formel 4 ergibt sich für die Lebensdauer:
$$\tau = \frac{h}{2 g_j \mu_B H_{1/2}}$$
 $H_{1/2}$ ist dabei die zum Erreichen der $\frac{1}{2}$ halben Höhe der Lorentz-Kurve nötige Magnetfeldstärke. Dies stimmt genau mit dem auf Grund der halbklassischen Überlegung gewonnenen Resultat in Formel 1 überein.

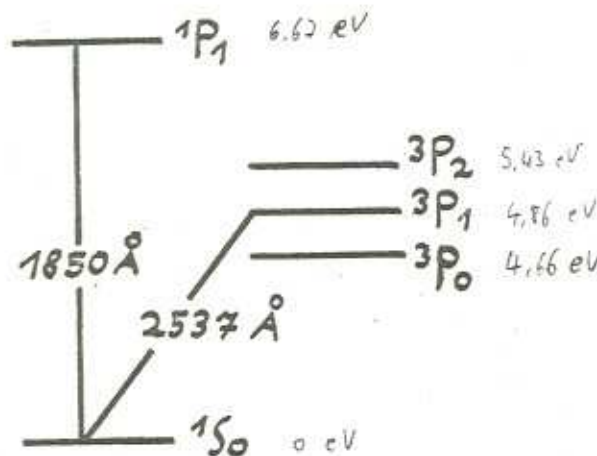
(Zu weiteren Anwendungen des level-crossing und des Hanle-Effektes, z.B. auf die Messung von Hyperfein-Strukturen, vgl. insbesondere (8), (9)).

Der nachfolgend beschriebene Versuch soll dazu dienen, die Lebensdauer des 3P_1 -Zustandes des Hg zu messen. Das Quecksilber wurde aus folgenden Gründen gewählt:

- 1) Ist die Lichtquelle leicht zu beschaffen und die Resonanzzelle verhältnismäßig unkompliziert herzustellen.
- 2) Ist die Intensität der benutzten 2537 Å-Linie recht hoch.
- 3) Läßt sich der Dampfdruck des Hg innerhalb der Resonanzzelle durch eine nicht besonders aufwendige Temperaturregelung gut einstellen.
- 4) Treten keine im Rahmen dieses Versuches störenden Effekte durch Hyperfein-Struktur-Aufspaltung auf.

Da der Übergang vom 3P_1 -Zustand des Hg zum 1S_0 -Grundzustand klassisch verboten ist, die 2537 Å-Linie des Hg also eine Interkombi-

nationslinie darstellt, (vgl. Abb. 4), ist die Lebensdauer dieses Zustandes verhältnismäßig lang :



Sie liegt in der Größenordnung von 10^{-7} Sekunden. Aus Formel folgt, daß das zur Messung der Lebensdauer erforderliche Magnetfeld dann etwa die Höhe von einem Gauß hat.

Da das Erdfeld in der Größenordnung von einigen Zehntel Gauß liegt, ist seine Kompensation erforderlich.

Abb. 4: Die unteren Energieniveaus des Hg (schematisch).

L-S-Kopplung

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

$$= \frac{g_L \{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)\} + g_S \{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)\}}{2J(J+1)}$$

A. 4533

B DER VERSUCHSAUFBAU

Den prinzipiellen Versuchsaufbau zeigt bereits Abb. 1. Zu den dort eingezeichneten Geräten kommt noch eine Spulenordnung zur Erdfeldkompensation sowie eine Kühlanlage zur Regelung des Dampfdruckes in der Resonanzzelle hinzu. Der Versuchsaufbau besteht also aus den folgenden Teilen:

- 1) der Lichtquelle
- 2) der Optik (Linsensystem, Filter und Polarisator)
- 3) der Resonanzzelle
- 4) der Kühlanlage zur Regulierung des Dampfdruckes
- 5) der Magnetspulenordnung
- 6) der Nachweisapparatur

Im folgenden sollen diese Teile im Einzelnen besprochen und ihre Ausführung begründet werden.

Zu 1: Die Lichtquelle

Als Lichtquelle wird das Brennrrohr einer serienmäßigen Osram Hg-Spektrallampe verwendet. Es wurde durch vorsichtiges Entfernen der Glasumhüllung und des Sockels des Serienmodells gewonnen. Die Gasentladung wird induktiv durch Hochfrequenz angeregt, die von einem serienmäßigen Sender (Modell Nr. DX-60 B der Firma Heathkit) über ein Koaxialkabel und einen Begrenzungswiderstand zugeführt wird. Die kapazitive Ankoppelung des Brennrrohres geschieht über zwei gebogene Kupferbleche, in denen es eingefast ist. Die Halterung besteht aus einer auf einem Standstab aufmon-

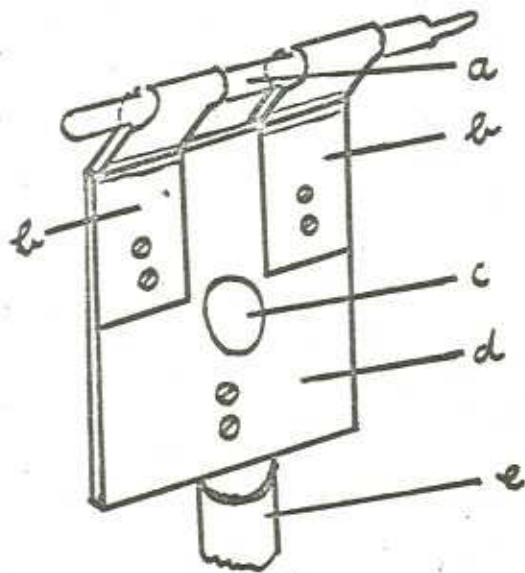


Abb. 5: Schemazeichnung der Lichtquelle.

a Brennrrohr, b Kupferbleche, c Zuführung des Koaxialkabels, d Plastikscheibe, e Standstab.

tierten Plastikscheibe. Abb. 5 zeigt die Skizze der Lichtquelle. Zur Ausblendung von Randstrahlen wurde diese hinter eine Lochblende gesetzt. Eine Hochfrequenzanregung erwies sich aus folgenden Gründen als notwendig:

a) Intensitätsschwankungen mußten sorgfältig vermieden werden, damit die Messungen hinreichend genau durchgeführt werden konnten. Hierzu war eine ruhige Entladung der Lichtquelle notwendig.

Bei der oben beschriebenen Anordnung konnten die Intensitätsschwankungen unter

günstigsten Meßbedingungen auf 0,1 % des gesamten empfangenen Signals gebracht werden. Mit denselben Meßbedingungen betrugen die Schwankungen bei Verwendung einer mit einem normalen Netzgerät betriebenen Spektrallampe ca. 1,3 % des Signals; bei einer ebenfalls mit Netzgerät betriebenen Hgkathodenlampe ergaben sich dagegen 0,8 % Schwankungen.

b) Der Untergrund von Streulicht sollte möglichst gering sein, um den eigentlichen Effekt besser meßbar zu machen. Hierzu

muß die Linie der anregenden Lichtquelle möglichst genau mit dem Absorptionsprofil des Dampfes in der Resonanzzelle übereinstimmen. Der Teil des Lichtes, der nicht absorbiert werden kann, trägt nämlich über normale Streuung und Streuung an den Wänden der Resonanzzelle nur zum Untergrund bei.

Die Lichtquelle soll also so kühl bleiben, daß keine Selbstumkehr auftritt und ihre Linien keine allzu starke Dopplerverbreiterung haben.

Dies wurde mit der Anregung durch Hochfrequenz recht gut erreicht:

Unter günstigen Meßbedingungen betrug das Verhältnis von Hanle-Signal zu Untergrund über 70 %. (vgl. auch Messungen S.32).

Bei Verwendung der Spektrallampe mit gewöhnlichem Netzgerät verschwand das Hanle-Signal dagegen mit dem Heißenwerden der Lampe innerhalb weniger Minuten gegen den Untergrund vollständig. Mit dieser Lampe war also ein Hanle-Effekt nicht meßbar. Der Effekt blieb bei Verwendung der Hohlkathodenlampe dagegen erhalten.

Die gegenüber der mit Hochfrequenz betriebenen Lampe um einen Faktor 10 schwächere Intensität der Hohlkathode gab schließlich den Ausschlag zur Verwendung der HF-Anordnung.

Zu 2: Die Optik

Das optische System besteht aus zwei Linsen zur Parallelisierung und Bündelung der Strahlung, einem Interferenzfilter und einem Polarisator. Wegen der Lage der verwendeten Linie im UV-Bereich mußte eine Quarzoptik verwendet werden. Das gesamte System wurde um 90 Grad drehbar in einem Messinggehäuse untergebracht.

Abbildung 6 zeigt einen Schnitt durch die Optik mit eingezeichnetem Strahlengang.

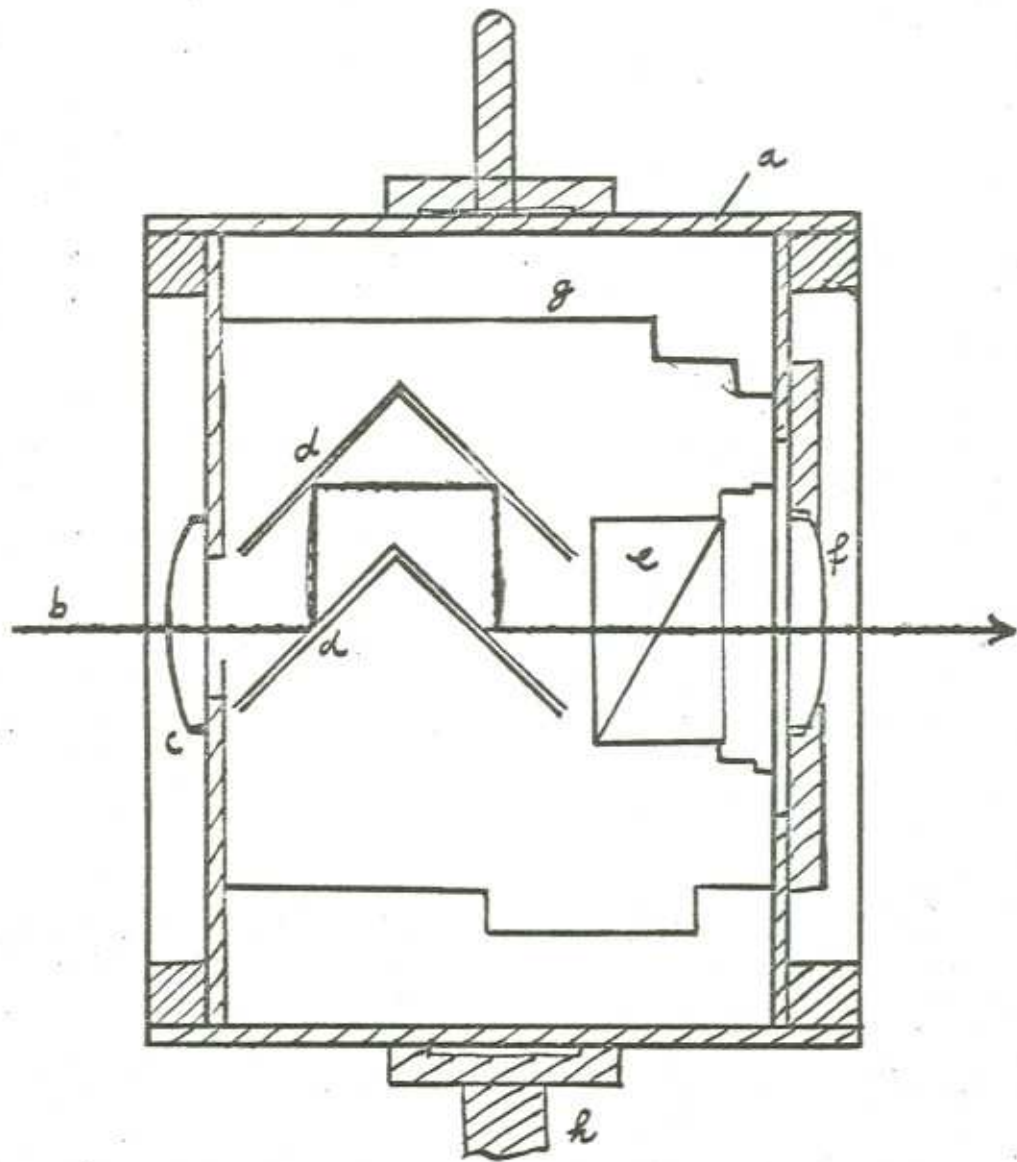


Abb. 6: Längsschnitt durch die Optik.

a Schnitt durch das äußere Gehäuse (schraffierte Teile),
b Strahlengang, c Linse mit $f = 5$ cm, d Reflexionsfilterplatte,
e Polarisator, f Linse mit $f = 15$ cm, g Begrenzung des inneren
Filtergehäuses, h Halterungsstab.

Wegen der nur bei parallelem Strahlengang vorhandenen Wirksamkeit des Reflexionsfilters und des Polarisators wurde die von der Lochblende kommende Strahlung zunächst durch eine Quarzlinse mit $f = 5$ cm parallelisiert.

Anschließend gelangt das Licht in das Interferenzfilter. Verwendet wurde das Interferenz-Reflexionsfilter UV-R-250 der Firma Schott/Mainz. Dieses hat sein Maximum bei 2500 Å. Die Halbwertsbreite der Durchlaßkurve beträgt 400 Å. Die spektrale Durchlässigkeit oberhalb 3200 Å ist kleiner als 10^{-5} (Firmenangaben). Das Filter besteht aus 4 Reflexionsplatten, die mit einer dielektrischen Schicht bedampft sind.

Nach Durchgang durch das Filter gelangt das Licht in den Polarisator. Benutzt wird dabei ein Prisma nach Glan der Firma Halberlin.

Hierauf wird die Öffnung der Lochblende durch eine zweite Quallinse ($f=15\text{cm}$) in die Resonanzzelle abgebildet.

Das Filter wurde verwendet, um den Untergrund des zu messenden Signals möglichst klein zu halten. Der Polarisator dient ebenfalls diesem Zweck. Außerdem gestattet er, bei verschiedenen Polarisationsrichtungen unterschiedliche Kurvenformen aufzunehmen.

Die Bündelung des Lichtes in die Resonanzzelle geschieht aus Intensitätsgründen und zur Vermeidung von Streulicht. Die Strahlung weicht damit allerdings von der Bedingung ab, daß der Winkel ihrer Einfallsrichtung zum Magnetfeld entweder 0 oder 90 Grad betragen soll.

Die Abweichung ist jedoch gering und verfälscht die Kurvenform nicht erkennbar - wie aus den Messungen hervorgeht.

Ebenso wie die Lichtquelle ist auch die Optik auf einer optischen Bank befestigt.

Zu 3: Die Resonanzzelle

Die Zelle besteht aus einem Quarzglaszylinder mit 3,5 cm Durchmesser und einer Höhe von 4,0 cm. An diesen ist eine "Nase" angesetzt, die zur Kühlung dient.

Als Halterung wird das Abschmelzstück verwendet.

Zur Vermeidung von Streulicht ist die Zelle zum Teil mit optischem Lack überzogen. Abb. 7 zeigt ein Photo der Zelle.

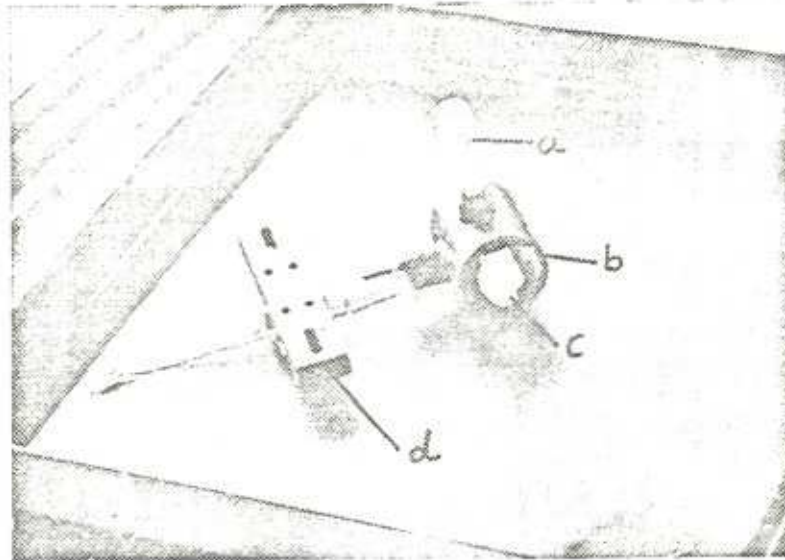


Abb. 7 Photo der Resonanzzelle.
a: Kühl Nase b: Beobachtungsfenster
c: Eintrittsfenster d: Halterung

In der Zelle befindet sich Quecksilberdampf und ein kleiner Vorrat an Hg-Tröpfchen.

Die Herstellung geschah folgendermaßen: An die Zelle wurde ein Vorratsbehälter angeschmolzen und mit chemisch reinem Hg gefüllt.

Anschließend wurde die Zelle an einer Vakuumapparatur angeschlossen, evakuiert und ausgeheizt. Dann wurde das Quecksilber aus dem Vorratsbehälter in die Zelle hinüberdestilliert und danach die Zelle abgeschmolzen.

Der Restgasanteil in der Zelle beträgt etwa 5×10^{-5} Torr. Durch Restgase verursachte störende Effekte werden jedoch erst bei wesentlich höheren Werten bemerkbar (vgl. (2)).

Benutzt wurde das natürliche Isotopengemisch des Quecksilbers, da wegen des geringen Anteiles an Isotopen ungeraden Kernspins (weniger als 5 %) Hyperfeinstruktureffekte nicht merklich auftreten. (vgl. (2), (3)). Dies erlaubt die Anwendung der Formel 1 beim Isotopengemisch des natürlichen Hg.

Die Halterung der Zelle wurde einstellbar gemacht, um den Weg des Resonanzlichtes durch die Zelle möglichst gering einjustieren zu können.

Zu 4.: Die Kühlanlage

Um den Dampfdruck des Hg in der Resonanzzelle einstellen zu können, muß die Temperatur in der Zelle zu regeln sein. Der Dampfdruck wird durch die kälteste Stelle bestimmt. (Im Anhang befindet sich die Dampfdruck-Temperatur-Kurve des Hg). Es genügt also, die eine Nase der Zelle (s. Abb. 7) zu kühlen. Dies geschieht, indem die Zellennase in die Einbuchtung eines Kühlgefäßes aus Messing hineingebracht wird. Abb. 8 zeigt einen Querschnitt durch das Kühlgefäß.

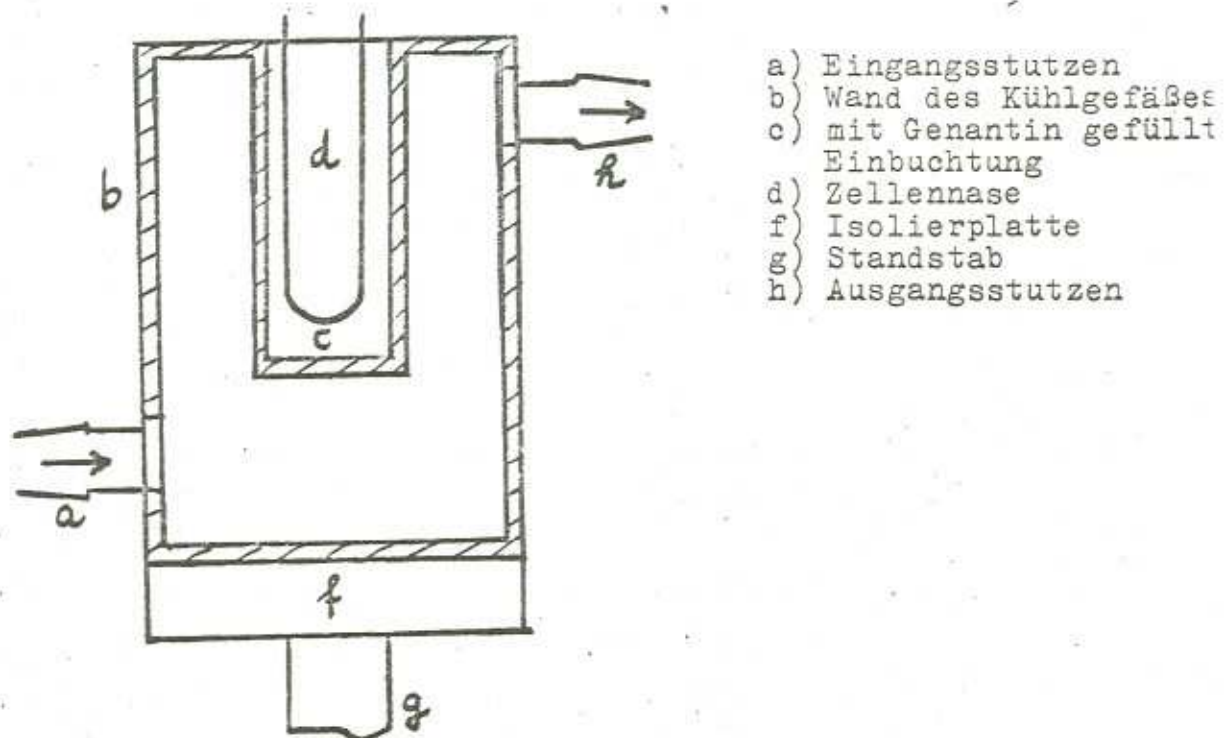


Abb. 8: Schnitt durch das Kühlgefäß

Als Kühlflüssigkeit wird mit Wasser verdünntes Genantin verwendet. Es durchströmt das Kühlgefäß und überträgt seine Temperatur auf den mit Genantin gefüllten Hohlraum, in den die Zellennase hineintaucht.

Als Kühlaggregat wird ein serienmäßiges Fabrikat der Firma Haake benutzt. Die Temperaturregelung ist thermostatgesteuert.

Die Temperatur wird in der aus dem Kühlgefäß kommenden Flüssigkeit gemessen. Nach einer sorgfältigen Isolierung der Zu- und Abführungsschläuche und des Kühlgefäßes mit Schaumstoff konnte

eine minimale Temperatur von -21 bis -23 C - je nach Außentemperatur - erreicht werden. Die Differenz zur an der Zellennase gemessenen Temperatur betrug maximal $1,5$ C.

Eine genaue Kenntnis des Dampfdrucks in der Zelle ist aber für die Bestimmung der Lebensdauer nicht erforderlich: Die Temperaturregelung soll nur dazu dienen, vom Dampfdruck unabhängige Lebensdauerwerte zu erhalten (vgl. S. 24).

Das Kühlgefäß ist justierbar auf der Kunststoff-Grundplatte angebracht, an der auch die Magnetspulen-Anordnung befestigt ist

Zu 5: Die Magnetspulen-Anordnung

Zur Erzeugung des für die Zeeman-Aufspaltung des Quecksilbers in der Resonanzzelle notwendigen homogenen Magnetfeldes und zur Kompensation des störenden Erdfeldes wurde eine ineinander verschachtelte, zu den drei Raumrichtungen parallele Anordnung von drei Helmholtz-Spulenpaaren gewählt (vgl. Abb. 9).

Die Richtung des einfallenden Lichtes sei x , die Beobachtungsrichtung sei y und die zu den beiden senkrecht stehende z , wie in Abb. 1. Die Spulen haben dann folgende Abmessungen:

Mittl. Durchmesser des Spulenpaares mit Feld	$\bullet x$:	$29,4$ cm
"	mit Feld	$\bullet y$: $28,0$ cm
"	mit Feld	$\bullet z$: $26,9$ cm.

Alle Spulen haben 56 Windungen Kupferdraht mit einem Durchmesser von $0,5$ mm.

Der Spulenstrom wird durch drei spannungsstabilisierte Netzgeräte erzeugt, von denen eines bis zu ca. $1,2$ Amp. und zwei bis zu $0,1$ Amp. liefern. Diese wurden von der Elektrowerkstatt des Physikalischen Instituts hergestellt. Die beiden kleinen Netzgeräte werden zur Erdfeldkompensation benutzt. Das große dient zum Erzeugen des zur Zeeman-Aufspaltung nötigen Feldes.

In Richtung des Zeeman-Feldes wird auf eine Kompensation des Erdfeldes verzichtet, da das Erdfeld in dieser Richtung nur eine Verschiebung des Nullpunktes des Feldes bewirkt (vgl. Abbildung 14). Die Kompensation in y -Richtung ist lediglich zum Senken des Untergrundes erforderlich. Ihr Ausbleiben verursacht jedoch beim endgültigen Aufbau des Versuchs keine Veränderung des Hanle-Signals.

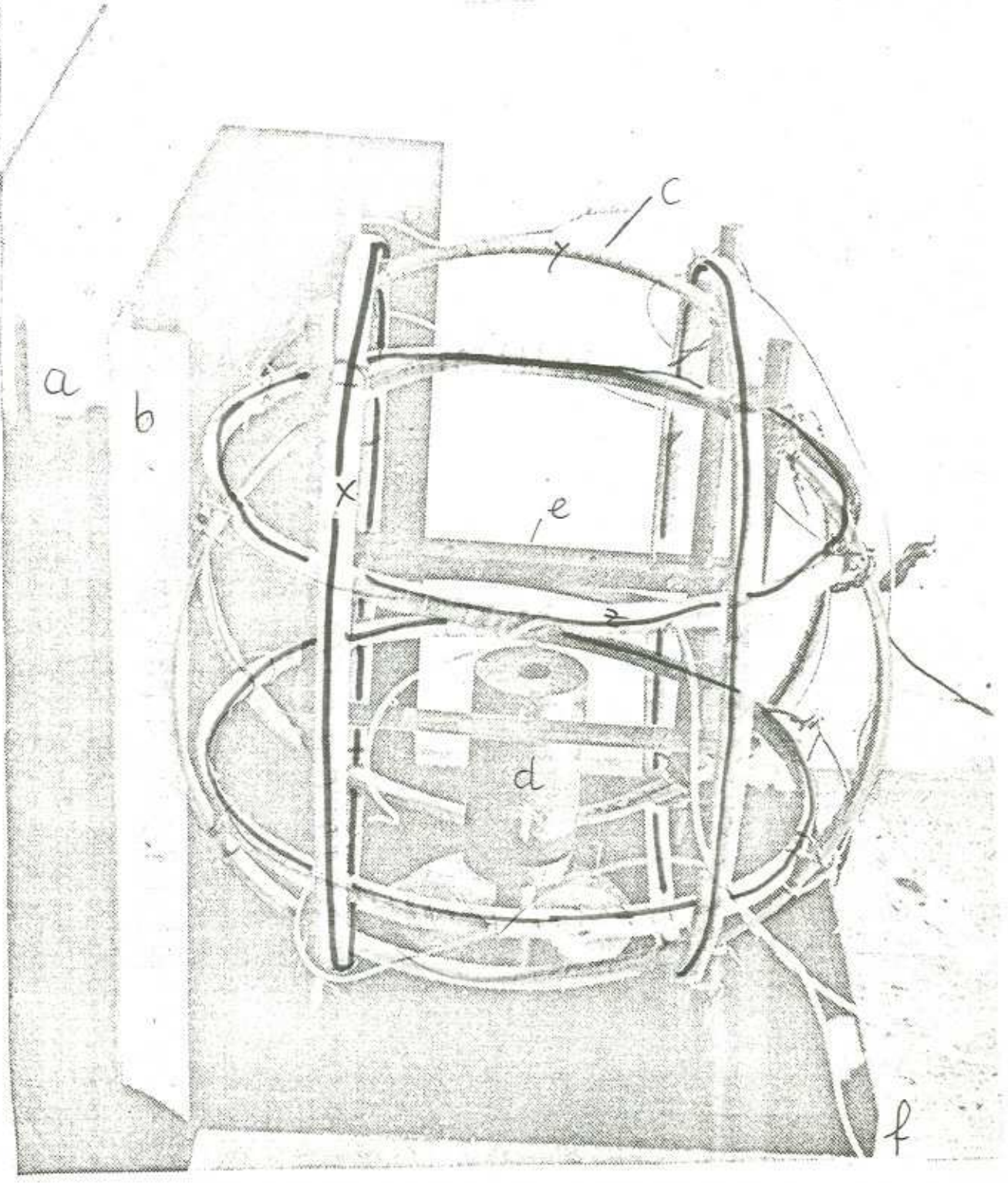


Abb. 9: Teilansicht der Apparatur
a) Teil der Optik b) Vorderteil des lichtundurchlässigen Aluminiumkastens c) Magnetspulenordnung d) Kühlgefäß
e) Teil der Resonanzzellenhalterung f) Grundplatte

Die Aufnahme ist nach Entfernung des Kastenumbaus, der Zelle und der Kühlschläuche in Beobachtungsrichtung gemacht.

Mit Hilfe einer Magnetfeldsonde wurde eine Eichkurve (Strom-Magnetfeldstärke) der x- und z-Spulenpaare aufgenommen.

Es ergab sich für das x-Feld: $0,01A \approx 0,0343 \cdot 10^{-4} \text{ Gauß}$,
in z-Richtung: $0,01A \approx 0,0365 \cdot 10^{-4} \text{ Gauß}$.

Theoretisch erhält man nach der in erster Näherung gültigen

Formel $B = 0,899 \cdot \frac{n \cdot I}{r}$ (vgl. (10)),

für das x-Feld: $B = 3,44 \cdot I$ $2r = 23,24 \text{ cm}$ $[Gauss]$ $u = 56$
z-Feld: $B = 3,65 \cdot I$ $2r = 22,60 \text{ cm}$ $2r = 23,4$ $2r = 26,9$ $\left. \begin{matrix} \\ \end{matrix} \right\} r$

Dies stimmt sehr gut mit den gemessenen Werten überein.

Zur Berechnung der Lebensdauer wurden die theoretischen Werte verwendet.

Beim y-Feld wurde die zur Kompensation erforderliche Stromstärke mit Hilfe der Magnetfeld-Sonde direkt bestimmt.

Neben^{der} Strom-Feldstärkeabhängigkeit des Feldes interessiert des sen Homogenität. Abb. 10 zeigt den Homogenitätsbereich bei einem Magnetfeld in x-Richtung von 0,98 Gauß und eingeschalteter Erdfeld-Kompensation. In b wurde die Messung 1 cm über, in a 1 cm unter der x/y Mittelebene der Anordnung vorgenommen. Es zeigt sich, daß die Homogenität im Bereich der Zelle sehr gut ist. Die Linien in Fig. 10 bezeichnen den Bereich, in dem die Abweichung von der Homogenität mehr als 1 % beträgt.

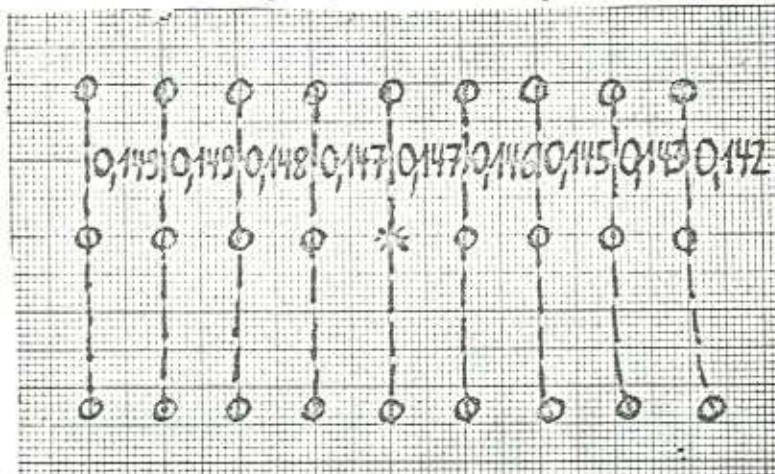


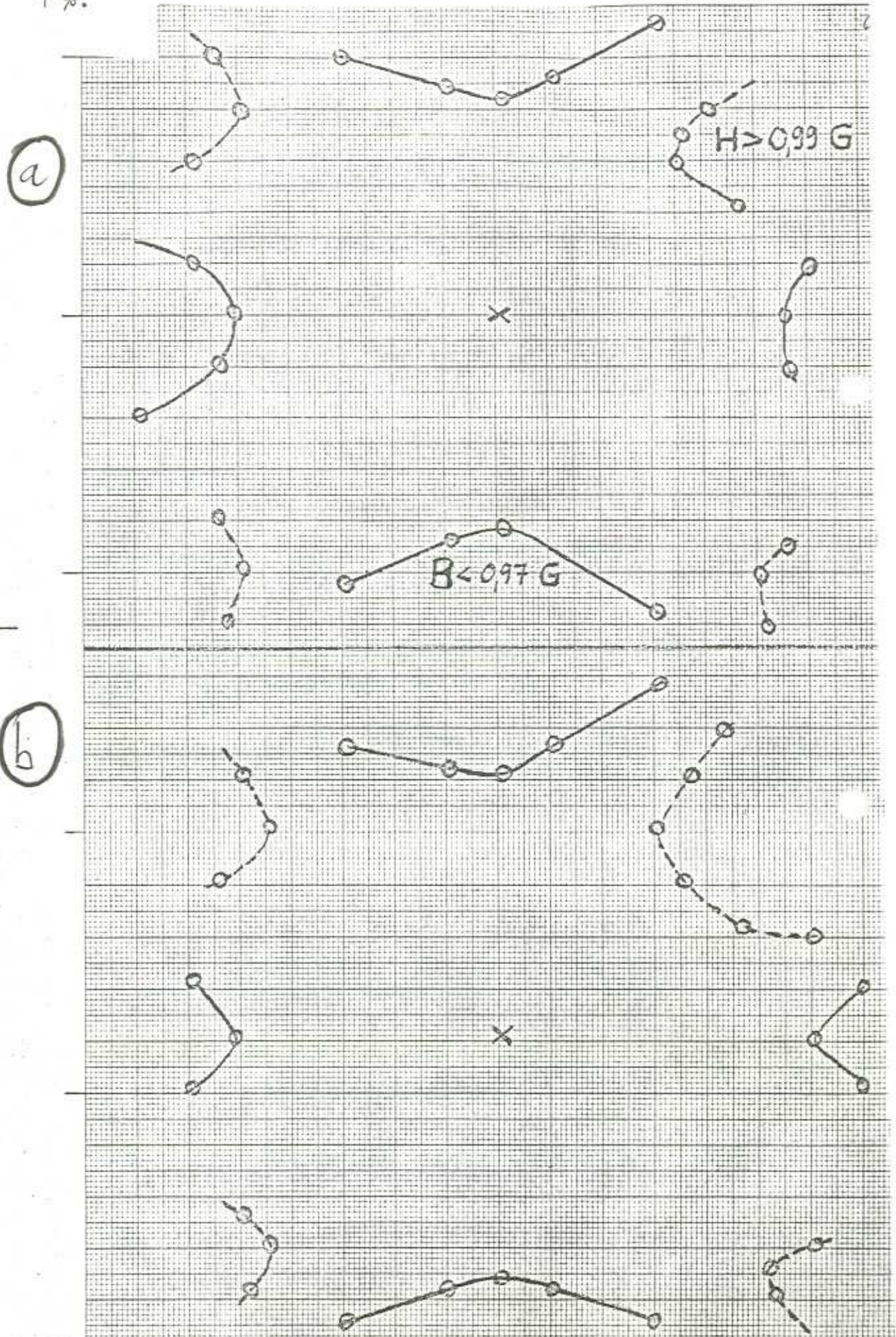
Abb. 11: Inhomogenität des Erdfeldes in x-Richtung. Gemessen in der Mittelebene der Anordnung. Feldstärke in Gauß.

Die Homogenität bei kleinen Feldstärken ist weniger gut.

Fig. 11 zeigt die Inhomogenität des Erdfeldes in x-Richtung. Diese Inhomogenität ist wohl auf gebäudebedingte Streufelder zurückzuführen. Im Bereich der Zelle ist sie immer noch kleiner

als 1 %. Schaltet man die Kompensation in y- und z-Richtung hin

Abb. 10: Homogenitätsbereich parallel der x-y Ebene bei einer Magnetfeldstärke von 0,98 Gauß in x-Richtung und eingeschalteter Erdfeldkompensation a) 14 cm, b) 16 cm über dem Boden. Innerhalb der Linien: Abweichungen von der Homogenität kleiner als 1 %.



zu, so ergibt sich experimentell ein Anwachsen der Feldstärke in x-Richtung sowie eine Vergrößerung der Inhomogenität. Zum größten Teil dürfte dieser Effekt auf das Unvermögen der Sonde zurückzuführen sein, exakt nur Felder in einer bestimmten Richtung wahrzunehmen.

Inhomogenität beeinflusst die aufgenommene Linienform des Hanle-Signales jedoch nur als Effekt zweiter Ordnung (vgl. (10)).

(Über den Einfluß des Magnetfeldes auf den Photomultiplier siehe S.21)

Zur Bestimmung des Magnetfeldes wurde der Strom gemessen.

Das Kompensationsfeld in y-Richtung wurde direkt mit der Magnetfeld-Sonde gemessen, das in x- bzw. z-Richtung läßt sich mit Hilfe des Hanle-Effektes (vgl. S.22) direkt einstellen.

Zu 6: Die Nachweisapparatur

Die Nachweisapparatur setzt sich zusammen aus dem Lichtleiter, dem Photomultiplier, dem Verstärker und dem angeschlossenen Meßgerät.

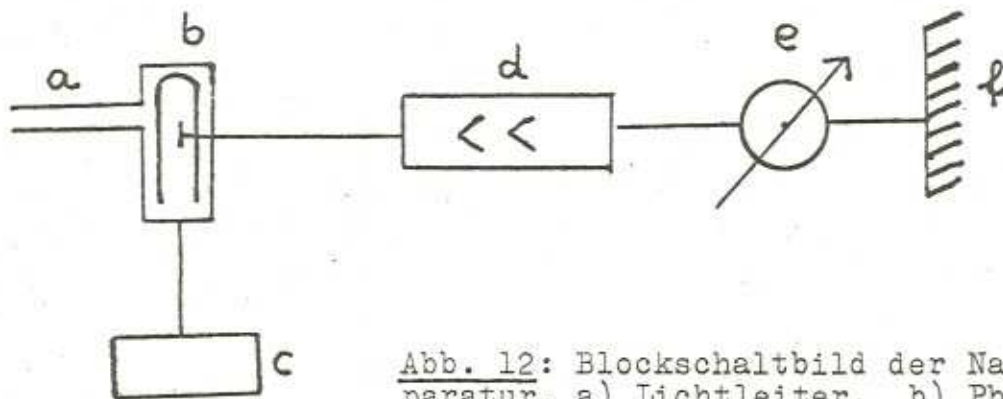


Abb. 12: Blockschaltbild der Nachweisapparatur. a) Lichtleiter, b) Photomultiplier, c) Netzgerät, d) Verstärker, mit Kompensationsschaltung, e) Meßgerät, f) Erde.

Das von der Resonanzzelle in y-Richtung ausgehende Licht gelangt in den Lichtleiter. Dieser besteht aus einem 20 cm langen Aluminiumrohr mit einem Innendurchmesser von 0,8 cm. Das Aluminiumrohr wurde zur Erhöhung des Reflexionsvermögens erst innen ausgedreht und dann mit Polierpaste sorgfältig nachpoliert. Der zunächst benutzte, aus dünner, hochglänzender Aluminium-

folie gewickelte Lichtleiter erwies sich zwar als ideal, was das Reflexionsvermögen anbelangt, wäre jedoch für den Praktikumsgebrauch zu instabil.

Versuche mit einem dickeren Aluminiumrohr (Innendurchmesser 1,2 cm) erbrachten ein vermindertes relatives Signal.

Bei dem schließlich verwendeten Lichtleiter betrug der optimal Abstand von Zelle zu Lichtleiteranfang ca. 1 cm. Anders als bei den beiden vorher erprobten Leitern ergab sich bei günstigster Einstellung eine geringe Abweichung aus der y-Richtung. Dies ist wohl mit einer gewissen geometrischen Ungenauigkeit der Apparatur zu erklären.

Vom Lichtleiter gelangt das Licht auf die Photokathode des Multipliers. Es wurde ein Modell Nr.7200 der Firma RCA verwendet. Ein einfacher Spannungsteiler mit Schutzwiderstand (vgl. Abb. 13) wurde in das Multipliergehäuse gelötet.

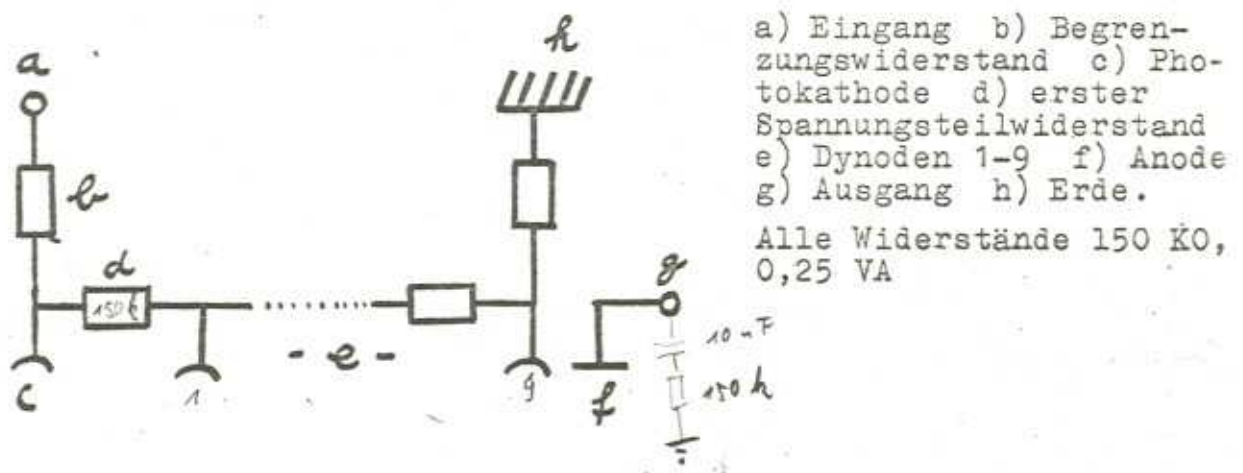


Abb. 13: Spannungsteilerschaltung des Multipliers.

Die Spannung für den Multiplier wird durch ein serienmäßiges Netzgerät der Firma Keithley, Nr. 240 A geliefert. Seine maximale Spannung beträgt 1,3 kV.

Vom Ausgang des Multipliers gelangt der im Arbeitsbereich zur einfallenden Lichtintensität proportionale Strom in den Verstärker. Es wurde schließlich ein Verstärker-Meßgerät der Firma

Keithley vom Typ 414 S verwendet. Das Gerät besitzt eine eingebaute Kompensationsschaltung, mit der der durch Streulicht (s. S. 10) verursachte Untergrund wegkompensiert werden kann.

So ist es möglich, das Signal in einem empfindlicheren Bereich aufzunehmen. Wegen der schlechten Ablesbarkeit der im Gerät eingebauten Skala wurde an den Ausgang des Gerätes ein großes Ampèremeter angeschlossen, das ein sehr genaues und übersichtliches Ablesen möglich macht.

Aufgrund der Stärke des Signales konnte meist im 10^{-6} A Bereich des Verstärkers gemessen werden.

Eine Schwierigkeit entstand aus der Beeinflussung des Multiplierstromes durch das mit den Magnetspulen erzeugte Feld:

Beim Variieren des in z-Richtung verlaufenden Feldes von -1 bis +1 Gauß traten mit konstanten Lichtverhältnissen im Multiplierstrom Schwankungen bis zu drei Prozent auf.

Veränderte man dagegen das in x-Richtung angelegte Feld, so betrugen die Schwankungen nur weniger als 0,5 %.

Dieser Unterschied erklärt sich aus der Geometrie des Multipliers. Bei den Messungen wurde daher das Hauptfeld überwiegend in x-Richtung angelegt.

Schlußbemerkung zum experimentellen Aufbau

Um die Benutzung der Apparatur auch in einem Raum ohne Verdunklungseinrichtung zu ermöglichen, wurde die Magnetspulenordnung mit Resonanzzelle und Kühlgefäß in einem lichtdichten Aluminiumkasten untergebracht. Der Kasten wurde innen mit schwarzer Farbe ausgespritzt und besitzt einen leicht abnehmbaren, zur Lichtsicherung am inneren Rand mit Schaumstoff versehenen Deckel. Optik, Lichtleiter, Anschlüsse und Kühlschläuche gelangen durch ebenfalls gegen Fremdlicht gesicherte Öffnungen ins Innere des Kastens (vgl. Abb. 10).

Damit der gesamte Aufbau leicht transportabel und möglichst robust ist, wurden alle Teile mit Ausnahme des Senders und der Meß- und Netzgeräte auf einer 1 cm starken Aluminium-Platte verschraubt.

C MESSUNGEN

1. Lebensdauermessungen

Wegen der Beeinflussung des Multipliers durch das Magnetfeld (vgl. S. 21) wurde das Hauptfeld zur Erzeugung der Zeeman-Aufspaltung im allgemeinen parallel der Einstrahlrichtung des anregenden Lichtes gewählt. (x -Richtung).

Die Lebensdauer des zu untersuchenden 3P_1 -Zustandes des Hg (vgl. S. 7) wurde gemessen, indem die Abhängigkeit der Intensität des in y -Richtung beobachteten Resonanzlichtes (vgl. Abb. 14) von dem das Hauptfeld erzeugenden Strom gemessen wurde.

Die zum Hauptfeld senkrecht stehende Komponente des Erdfeldes mußte besonders sorgfältig kompensiert werden. (z -Komponente)

Sie hätte sonst bereits eine Aufspaltung der Zeeman-Terme bewirkt. Dadurch wäre es unmöglich gewesen, das Minimum der Intensitätskurve durch Regulierung des Hauptfeldes zu erreichen. Zur Einstellung der Kompensation wurde das x -Feld zunächst ausgeschaltet. Dann wurde bei Polarisation des Resonanzlichtes parallel y der Punkt minimaler Intensität durch Variation des z -Feldes gesucht, welches dort festgehalten wurde.

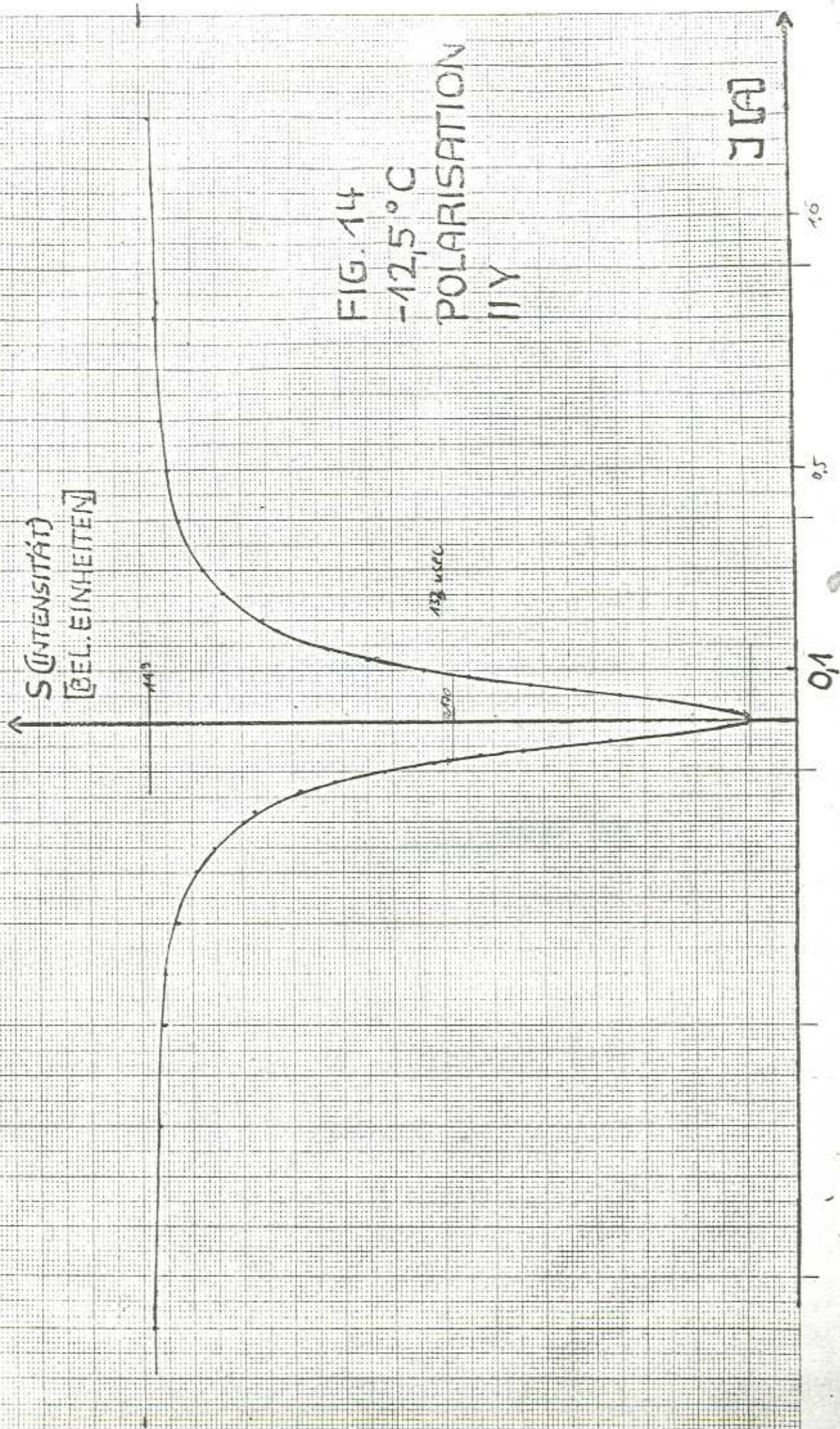
(Zur Kompensation der y -Komponente vgl. S. 15 und 17).

Abb. 14 zeigt einen typischen Spulenstrom-Intensitätsverlauf bei niedriger Temperatur und Lichtpolarisation parallel y . Der die Intensität darstellende Multiplier-Strom ist in beliebigen Einheiten angegeben, der als Abszisse aufgetragene Spulenstrom durch Gleichung 5 mit der Magnetfeldstärke verknüpft. Aus der Halbwertsbreite der Kurve in Gauß läßt sich mit Hilfe von Gleichung 1 die Lebensdauer berechnen.

Bei Abb. 14 beträgt die halbe Halbwertsbreite 0,085 Amp. Dies entspricht einer Lebensdauer von $1,31 \cdot 10^{-7}$ sec.

Die individuellen Fehler der Meßpunkte sind nicht größer als ihre Ausdehnung in der Zeichnung.

Abb. 16 zeigt den gleichen Verlauf bei hoher Temperatur. Die Kurve ist schmaler als die in Abb. 14 gezeigte. Außerdem sind



die individuellen Fehler größer.

Ihre halbe Halbwertsbreite beträgt ca. 0,052 Amp. und entspricht einer Lebensdauer von $2,2 \cdot 10^{-7}$ sec.

Man sieht bereits hieraus, daß die gemessene Lebensdauer von der Temperatur bzw. dem Dampfdruck der zu untersuchenden Substanz abhängt. Dies wird durch den Effekt des "coherence narrowing" verursacht. (vgl. (11), (12)). Resonanzstrahlung, die von einem Atom ausgesandt wird, wird dabei von einem zweiten absorbiert und zwar unter Beibehaltung der Phase und Raumorientierung der Dipolstrahlung des ersten Atoms.

Resonanz-
Topping

Das zweite Atom präzediert nun seinerseits und setzt gleichsam die Präzessionsbewegung des ersten Atoms fort. Dabei sendet es Resonanzstrahlung aus. Für den Beobachter erscheint die Lebensdauer des angeregten Zustandes verlängert. Dieser Prozeß des "coherence narrowing" kann auch mehrfach stattfinden.

Seine Wahrscheinlichkeit hängt von der Geometrie der experimentellen Anordnung und vom Dampfdruck der beobachteten Substanz ab. Je nach Dampfdruck kann man also die verschiedensten Halbwertsbreiten der gemessenen Lorentz-Kurven feststellen. Um den tatsächlichen Wert der Lebensdauer des angeregten Zustandes zu erhalten, muß die Wahrscheinlichkeit für coherence-narrowing so klein gehalten werden, daß unterhalb eines bestimmten Dampfdruckes keine Abhängigkeit der gemessenen Lebensdauer von diesem mehr festzustellen ist.

Diese konstante Lebensdauer entspricht dem gesuchten tatsächlichen Wert.

In der folgenden Tabelle wurden Lebensdauerermessungen bei verschiedenen Dampfdrucken eingetragen. Die Polarisationsrichtung des eingestrahlten Lichtes ist wiederum parallel y. Der Dampfdruck wurde aus der Temperatur der Kühlflüssigkeit (vgl. S. 14) bestimmt. (Siehe auch Anhang). Er entspricht nur ungefähr dem wirklichen Dampfdruck in der Zelle. Dies ist jedoch für die Bestimmung der Lebensdauer (s.o.) unerheblich.

Aus den halben Halbwertsbreiten wurde mit Hilfe der Formeln 5 und 1 die Lebensdauer berechnet. Außerdem wurde der minimale und der maximale Strom des Multipliers bei einer festen Ein-

FIG. 15

22° C

POLARISATION

II Z

↑ S

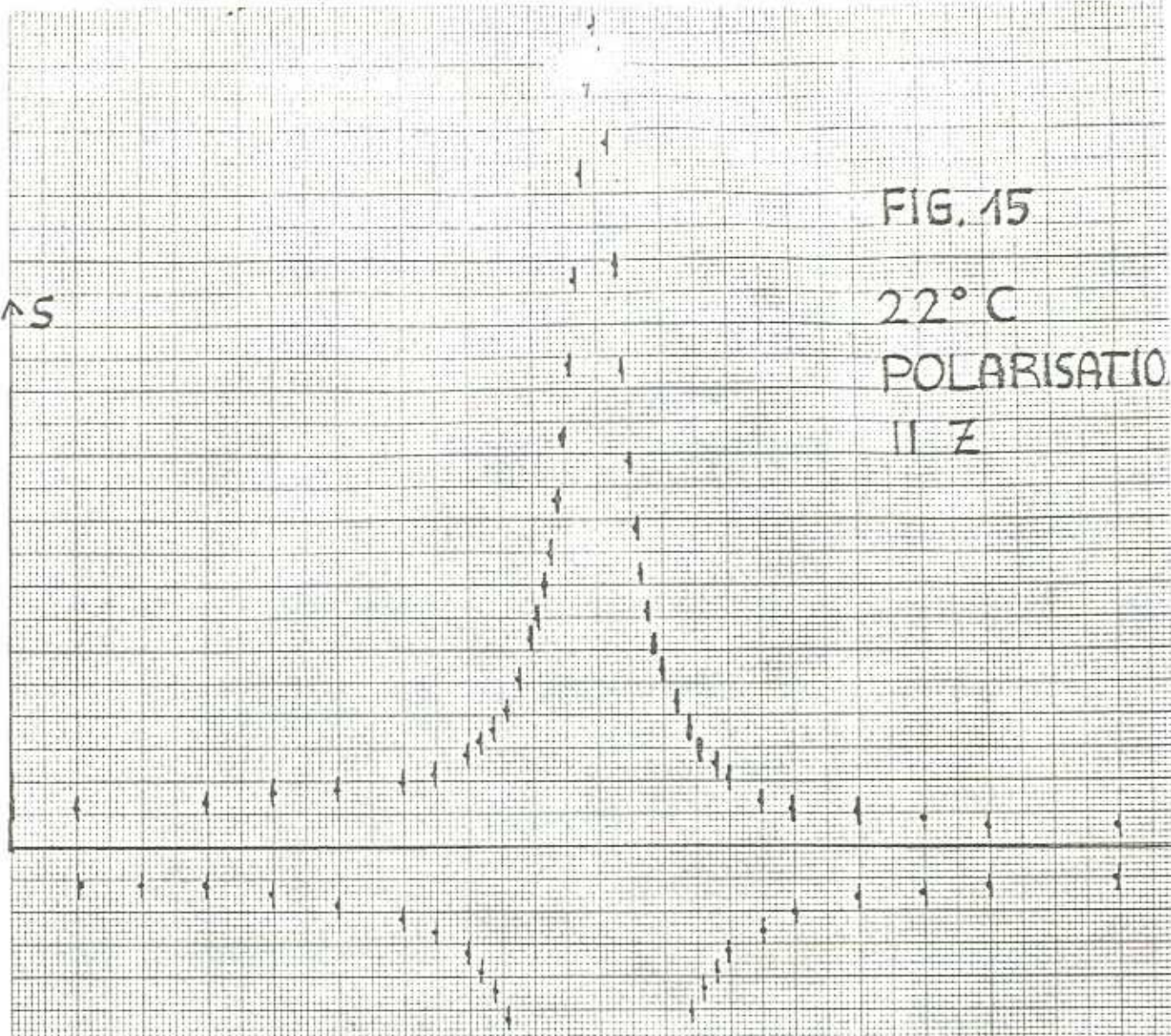


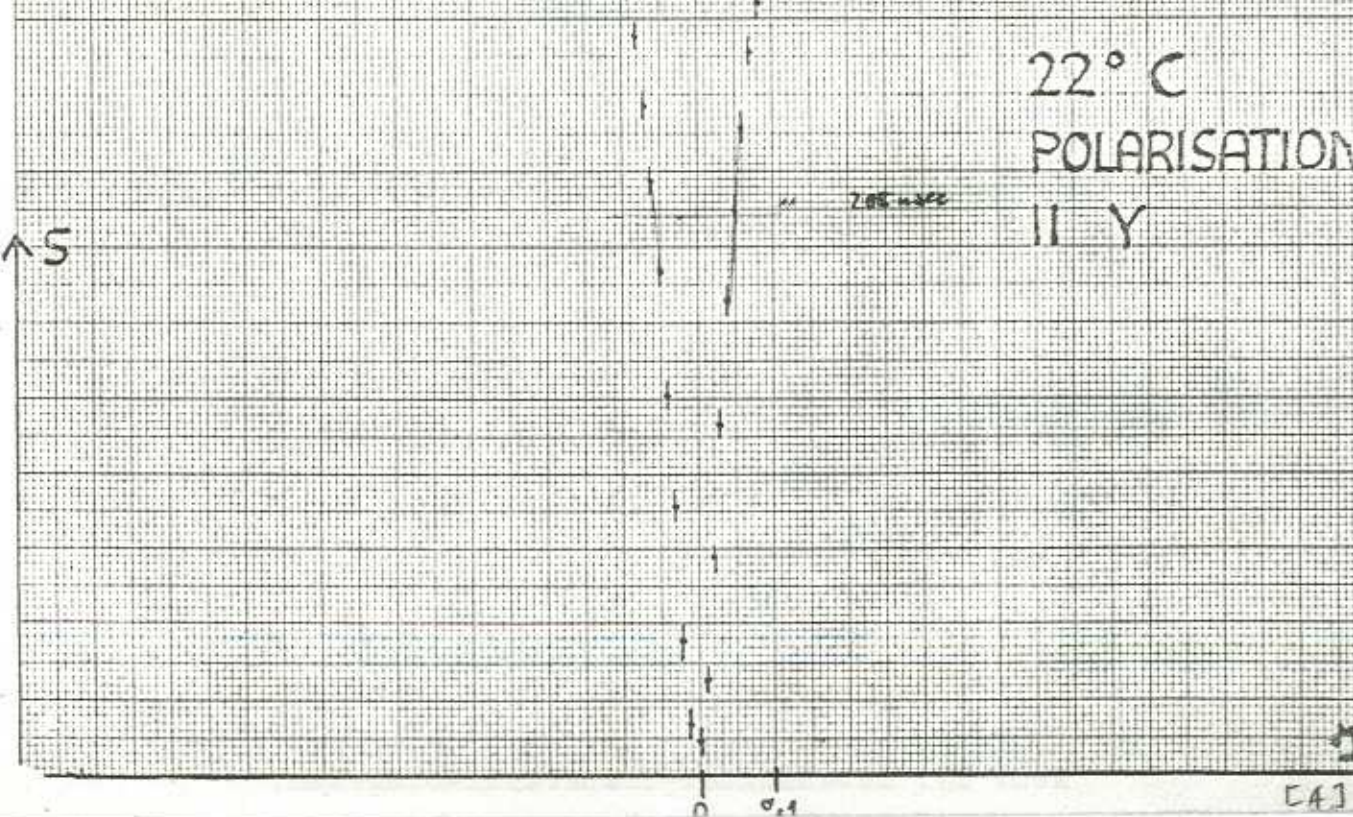
FIG. 16

22° C

POLARISATION

II Y

↑ S



[A]

Temperatur (Grad C.)	Dampfdruck (Torr)	Multipliiierstrom(Amp.)		Hw.Breite (A)	Lebensd. (10^{-7} se)
		max	min		
+10,5	$5,14 \cdot 10^{-4}$	$2,22 \cdot 10^{-6}$	$1,42 \cdot 10^{-6}$	0,058	1,92
+ 1,5	$2,15 \cdot 10^{-4}$	$1,65 \cdot 10^{-6}$	$0,75 \cdot 10^{-6}$	0,073	1,53
- 5,5	$1,01 \cdot 10^{-4}$	$1,05 \cdot 10^{-6}$	$0,40 \cdot 10^{-6}$	0,079	1,41
-11,5	$5,13 \cdot 10^{-5}$	$6,2 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	0,084	1,33
-18	$2,32 \cdot 10^{-5}$	$3,5 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	0,091	1,22
-22	$1,40 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$0,3 \cdot 10^{-7}$	0,094	1,19
-23	$1,24 \cdot 10^{-5}$	$1,15 \cdot 10^{-7}$	$0,3 \cdot 10^{-7}$	0,095	1,18

Abb. 17 zeigt anhand einer anderen Meßreihe ein Lebensdauer-Temperatur-Diagramm. In ihm sind die Fehler der einzelnen Meßpunkte eingetragen, die sich aus den Ungenauigkeiten bei Ableitung der Halbwertsbreiten ergeben. (vgl. Abb. 15 und 16). Mit sinkender Temperatur werden die Fehler wegen der Zunahme der Signalhöhe im Verhältnis zum Untergrund (vgl. Tabelle und Abb. 20) kleiner.

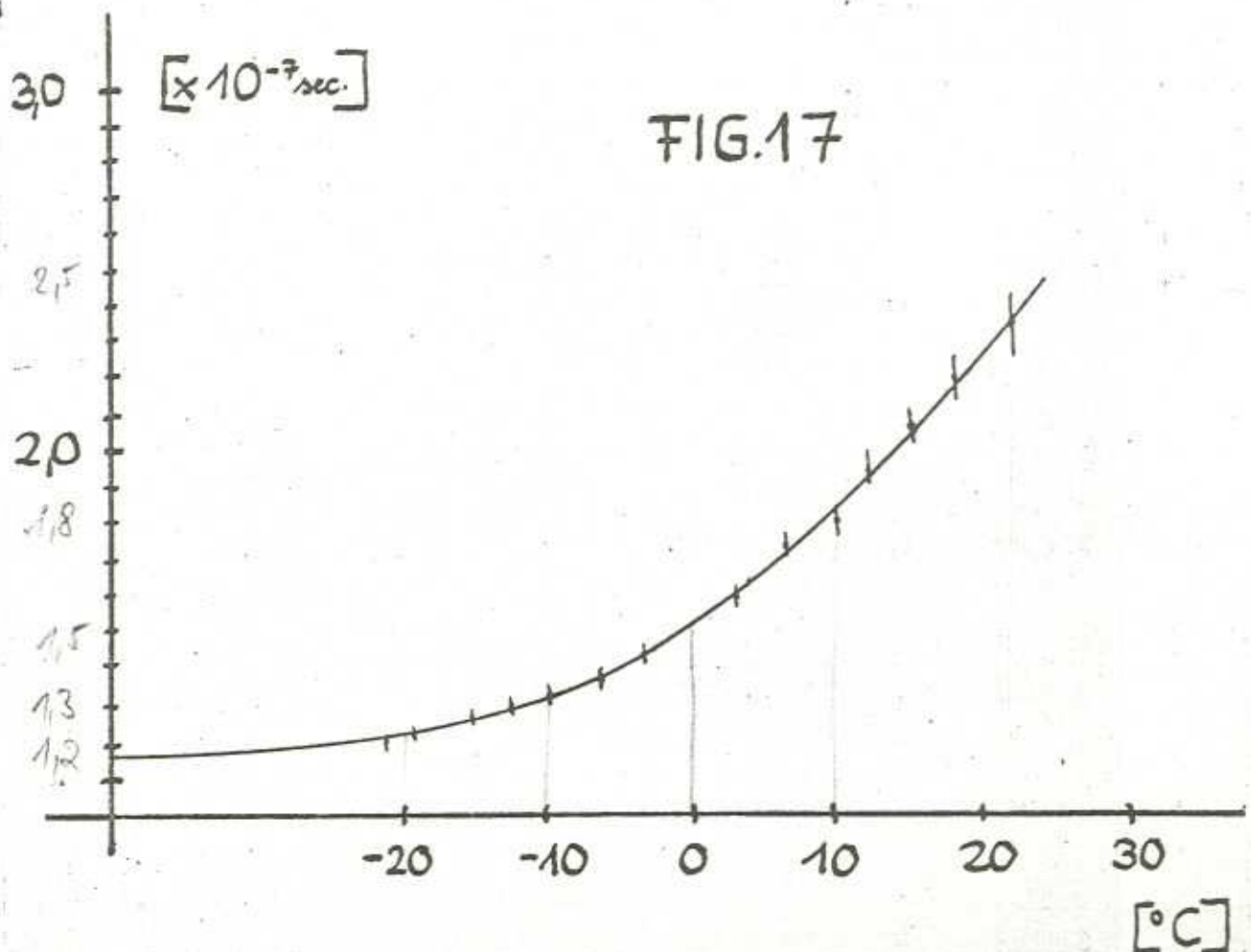


Abb. 17: Lebensdauer-Temperatur-Diagramm.

Abb. 18 zeigt die Lebensdauer in Abhängigkeit vom Dampfdruck. Die Kreise entsprechen darin den Messungen der Tabelle, die Punkte einer Meßreihe mit etwas anderer Justierung und die Kreuze einer solchen, bei der die Polarisierung des einfallenden Lichtes parallel der z-Richtung gewählt wurde. Eine derartige Meßkurve bei hoher Temperatur ist in Abb. 15 dargestellt. Die durchgezogene Kurve in Abb. 18 orientiert sich an der gepunkteten Meßreihe.

Aufgrund der Messungen kann eine obere Grenze des Lebensdauerwertes für den 3P_1 -Zustand des Quecksilbers angegeben werden. Mit der vorhandenen Kühlanlage gelang es nicht, den Dampfdruck so weit zu erniedrigen, daß die Lebensdauerwerte in einem bestimmten Bereich konstant waren. Der Einfluß des coherence-narrowing (vgl. S. 24) konnte also nicht vollständig ausgeschaltet werden. Immerhin ist die Temperatur-(Dampfdruck-)Abhängigkeit der Lebensdauer im unteren hier erreichten Temperaturbereich schon recht gering. (vgl. (11), (12)).

Als obere Grenze ergibt sich aus den vorliegenden Messungen ein Wert von $1,2 \cdot 10^{-7}$ sec.

Der 1959 von J.P. Barrat gemessene Wert beträgt $1,18 \cdot 10^{-7}$ sec. (vgl. (11)).

DAMPFDRUCK [TORR]

10^{-3}

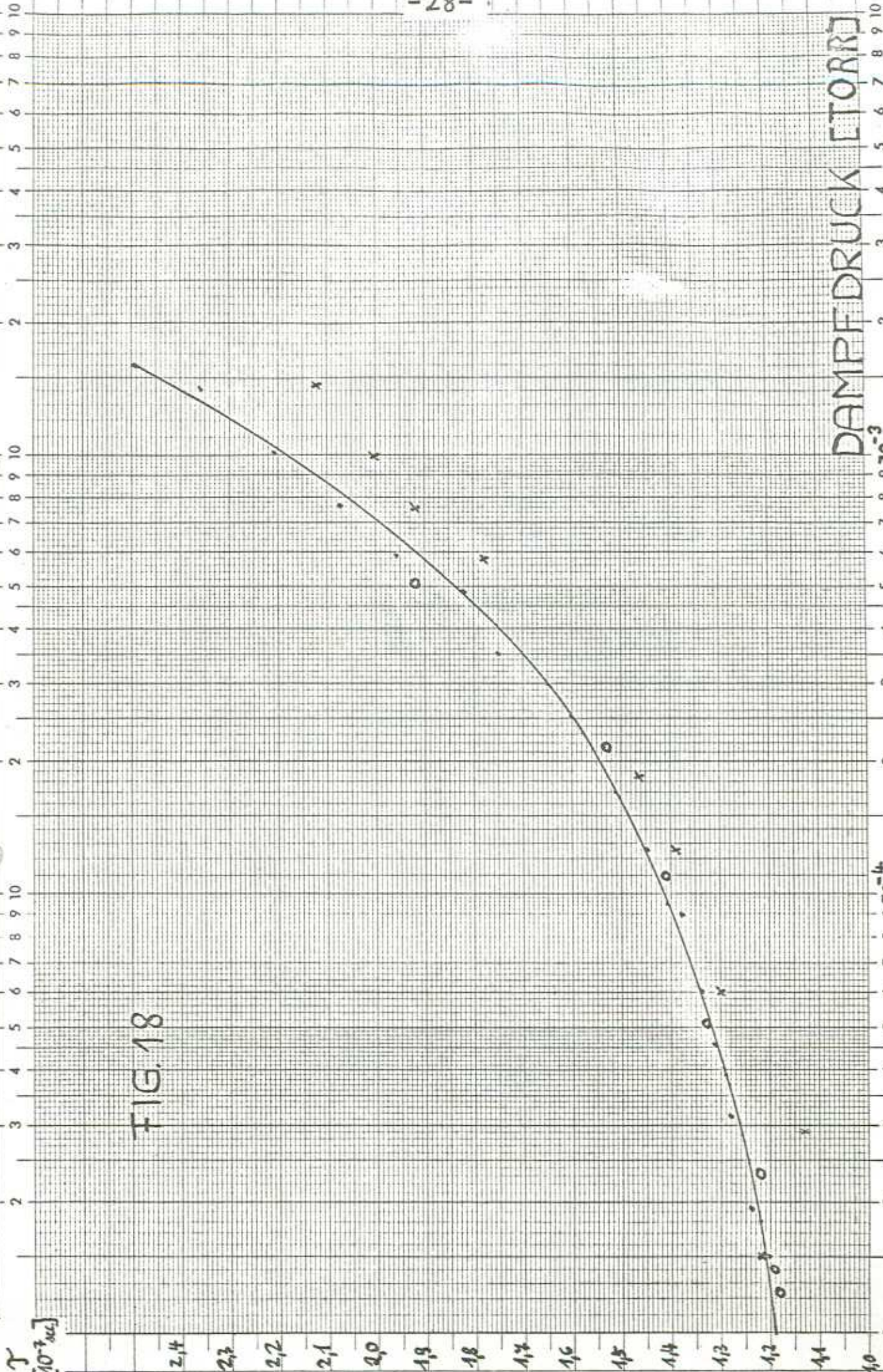
10^{-4}

10^{-5}

FIG. 18

γ

$[10^{-3} \text{ sec}]$



2. Messungen der Kurvenform bei verschiedenen Polarisatorstellungen

Nach der auf S. 6 begründeten Formel 2a ist die Kurvenform je nach Art des Matrix-Element-Produktes A verschieden.

Die Form dieser Elemente hängt nur von der Stellung der Polarisationsebene des einfallenden Lichtes zu der Beobachtungsrichtung ab (vgl. (3), (7)).

Um dieses nachzuprüfen, wurde die Kurvenform bei verschiedenen Stellungen der Polarisationsrichtungen gegen die x-y-Ebene aufgenommen.

Die Messungen wurden bei einer Temperatur von -21° C. durchgeführt. Das die Zeeman-Aufspaltung erzeugende Feld wurde wieder parallel zur Einstrahlungsrichtung aufgebaut.

Abb. 19 zeigt die Messungen.

Aus den Messungen und den auf S. 6 und 7 angestellten Überlegungen sieht man, daß das Matrix-Element-Produkt A bei einem Polarisationswinkel von 0° und 90° zur x-y-Ebene reell, bei einem Winkel von 45° dagegen imaginär ist. Bei Zwischenwinkeln beobachtet man eine Mischform zwischen Lorentz- und Dispersion kurvenform.

Das Produkt A ist in diesen Fällen komplexwertig.

Die etwas differierende Signalhöhe bei den einzelnen Messungen wird durch die unterschiedlich große Durchlässigkeit der Optik bei verschiedenen Polarisatorstellungen bewirkt.

Der Winkel in Messung 3 weicht geringfügig von einer 45° Stellung ab.

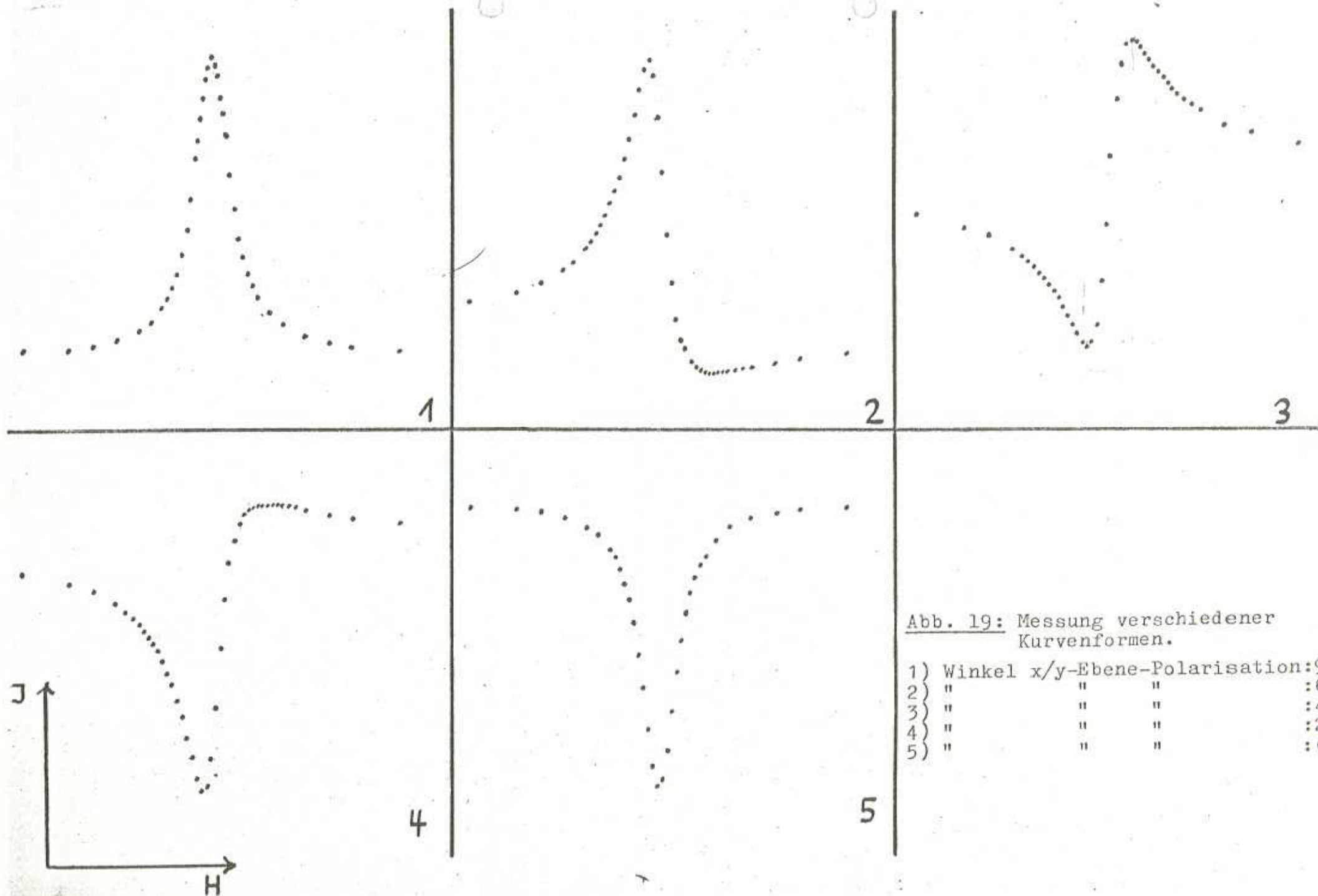


Abb. 19: Messung verschiedener Kurvenformen.

1) Winkel x/y-Ebene-Polarisation: 90°
 2) " " " : 67°
 3) " " " : 42°
 4) " " " : 22°
 5) " " " : 0°

3. Dampfdruckabhängigkeit des relativen Effektes

Schließlich wurde in Abb. 20 die Abhängigkeit des relativen Effektes vom Dampfdruck aufgetragen.

Unter relativem Effekt wird das Verhältnis des Hanle-Signals zu dem gesamten registrierten Signal verstanden.

Die Zunahme des relativen Effektes bei sinkendem Dampfdruck ist durch die Abnahme der nichtkohärenten Streuung zu erklären (vgl. (2), (3)). Aus der Kurve geht hervor, daß der relative Effekt einem bestimmten Sättigungswert bei geringem Dampfdruck asymptotisch zuzustreben scheint.

Bei weiter sinkendem Dampfdruck müßte jedoch die Wahrscheinlichkeit für Kohärenzstreuung langsam verschwinden. Wegen des konstanten Streulichtanteils, der von den Zellenwänden herührt, würde dann der relative Effekt ebenfalls gegen Null gehen.

RELEFFEKT

FIG. 20

100%

45.5%

DAMPEDRUCK

[TORR]



10^{-3}

10^{-4}

Ein. (oben) teilt von 1 bis 1000 Einheiten in mm die andere in mm

Copyright © 1964, J. B. Schriber & Co., Inc., New York, N.Y. Nr. 3, 1, A 4



Anhang


Im Anhang befindet sich zunächst eine Dampfdruck-Temperaturkurve des Quecksilbers, deren Werte aus (13), S. D-94 entnommen sind.

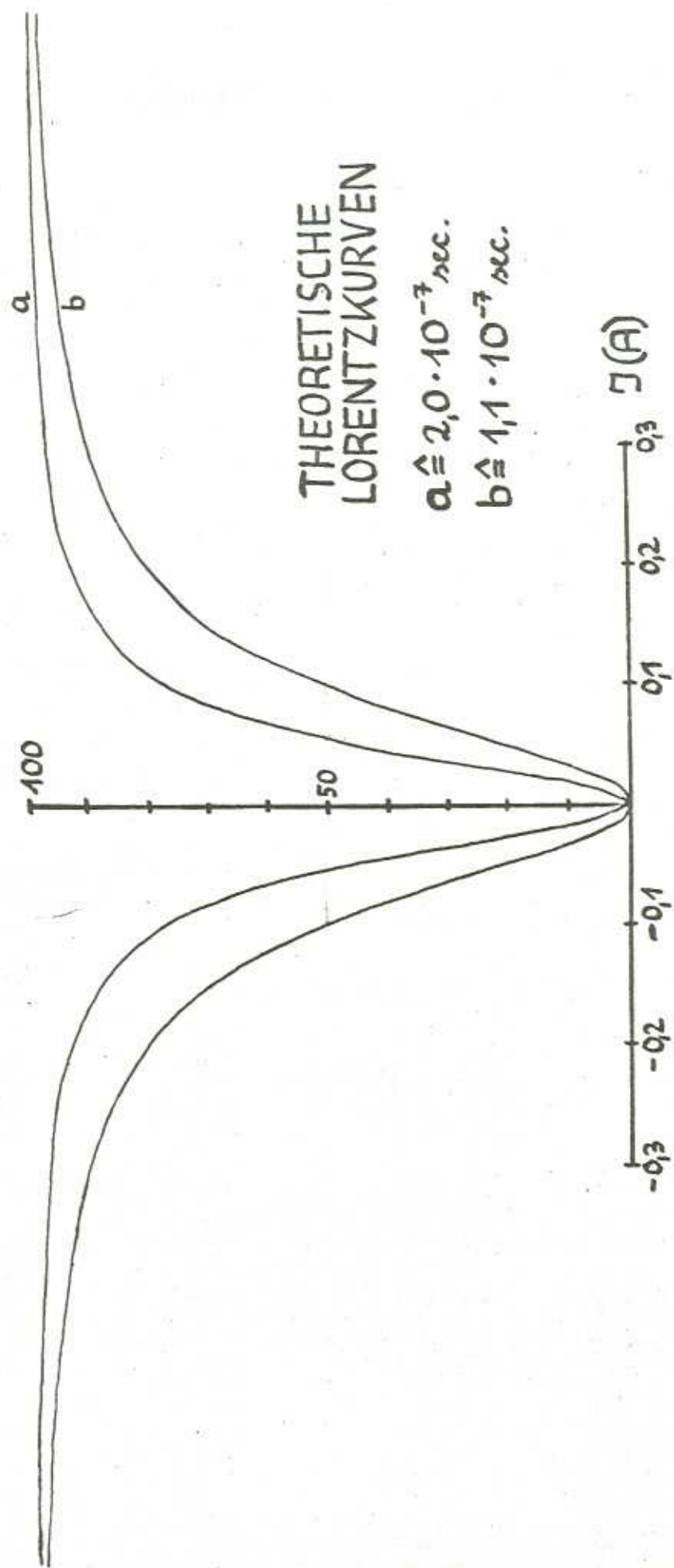
Der Dampfdruck ist logarithmisch aufgetragen.

Außerdem wurden zwei theoretische Lorentz-Kurven in den Anhang aufgenommen. Die schmale Kurve entspricht dabei einer Lebensdauer von $2,0 \cdot 10^{-7}$ sec. und die breite einer solchen von $1,1 \cdot 10^{-7}$ sec.

Beide Kurven sind auf einen asymptotischen Intensitätswert von 100 beliebigen Einheiten normiert.

Als Abszisse wurde der über Gleichung 5 mit der Feldstärke verknüpfte Strom des x-Magnetfeldes verwendet.





THEORETISCHE
LORENTZKURVEN

$$a \hat{=} 2,0 \cdot 10^{-7} \text{ sec.}$$

$$b \hat{=} 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ sec.}$$

Literaturverzeichnis

- (1) W. Hanle, Z. Phys. 30, 93 (1924)
- ASZ (2) Mitchell-Zemansky, Resonance scattering and excited atoms (Cambridge University Press, 1927-1961) ~~173~~
- (3) R.L. DeZafra u. W. Kirk, Am. J.-Phys. 35, 573 (1967)
- (4) F.D. Colegrove, P.A. Franken, R.A. Lewis, R. Sands, Phys. Rev. Letters 3, 420 (1959)
- (5) G. Breit, Rev. Mod. Phys. 5, 91 (1933)
- X (6) P.A. Franken, Phys. Rev. 121, 508 (1961)
- GALL (7) E.U. Condon, G.H. Shortley, The Theory of Atomic Spectra (Cambridge University Press, New York 1935)
- (8) G.Z. Pulitz, Erg. d. ex. Nat. Wissenschaften, Sonderdruck, Springer 1964
- (9) B. Budick, Advances in Atomic and Molecular Physics, Vol. 3, Hrsg. D.R. Bates/I. Estermann (Academic Press, New York 1967) S. 73
- (10) F. Heil, Doppelresonanzversuch am Quecksilber, Staatex. Heidelberg 1967
- (11) J.P. Barrat, J. Phys. Radium, 20/657 (1959)
- franton (12) M. Guichon, J.E. Blamont, J. Brossel, J. Phys. Radium 18, 99 (1957)
- (13) Handbook of Chemistry and Physics, 45. Aufl., (The Chemical Rubber Co. ~~_____~~)
Cleveland

Grund zu Physique de la Matière

*Scully, Atomic Physics (Hughes, Bedford Co. -
Dulles, Va.)*