

Über hochfrequente Lichtmodulation
mittels Ultraschall und die Entwicklung
eines neuartigen Fluorometers

Auszug aus der

Inaugural=Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

einer Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
an der Friedrich-Schiller-Universität Jena

vorgelegt von

Otto Maercks

aus Bochum

ISBN 978-3-662-31310-7 ISBN 978-3-662-31515-6 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-662-31515-6

Gedruckt mit Genehmigung
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

Berichterstatter: Prof. Dr. W. Hanle und
Prof. Dr. H. Kulenkampff

Jena, den 16. Februar 1938

gez. Scheffler
dz. Dekan

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIK

HERAUSGEGEBEN UNTER MITWIRKUNG
DER
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

VON
H. GEIGER

Sonderabdruck 109. Band. 9. und 10. Heft

O. Maercks
Ultraschallwellen als optischer Verschuß



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

1 9 3 8

Die

Zeitschrift für Physik

erscheint zwanglos in einzelnen Heften; 12 Hefte bilden einen Band.

Die Zeitschrift für Physik ist durch jede Buchhandlung zu beziehen. Die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft erhalten die Zeitschrift für Physik zu einem mit dem Vorstände der Gesellschaft vereinbarten Vorzugspreis geliefert.

Es wird ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß mit der Annahme des Manuskriptes und seiner Veröffentlichung durch den Verlag das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder an den Verlag übergeht, und zwar bis zum 31. Dezember desjenigen Kalenderjahres, das auf das Jahr des Erscheinens folgt. Hieraus ergibt sich, daß grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden können, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind. Auch verpflichtet sich der Autor, die Arbeit nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen.

Manuskriptsendungen sind an die Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24, zu richten.

Die Autoren erhalten eine Fahnenkorrektur. Eine 2. (Umbruch-) Korrektur wird nur auf ausdrücklichen Wunsch übersandt, weil dadurch in der Regel das Erscheinen der Arbeit erheblich verzögert wird.

Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satz-kosten übersteigen, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Die Mitarbeiter erhalten von ihren Arbeiten 75 Sonderdrucke unentgeltlich. Weitere 125 Exemplare werden, falls bei Rücksendung der 1. Korrektur bestellt, gegen eine angemessene Entschädigung geliefert. Darüber hinaus gewünschte Exemplare müssen zum Bogennettopreise berechnet werden. Mit der Lieferung von Dissertationsexemplaren befaßt sich die Verlagsbuchhandlung grundsätzlich nicht; sie stellt jedoch den Doktoranden den Satz zur Anfertigung der Dissertationsexemplare durch die Druckerei zur Verfügung.

Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24.

Aufnahmebedingungen.

Nur solche Arbeiten können in die Zeitschrift für Physik aufgenommen werden, die den folgenden

Richtlinien

genügen:

1. Die Arbeit muß dem Gebiete der experimentellen oder theoretischen Physik angehören. Auch Arbeiten aus Nachbargebieten können aufgenommen werden. Ausgeschlossen sind jedoch Arbeiten mit rein mathematischem, astronomischem, mineralogischem oder chemischem Inhalt.

2. Die Einleitung der Arbeit soll den Leser in knappen Sätzen in die Vorgeschichte des Problems einführen. Je stärker ein Problem im Vordergrund des Interesses steht, desto kürzer kann die Einleitung gehalten werden.

3. Das Ziel der Arbeit muß schon in der Einleitung klar ausgesprochen werden. Es soll dabei auch ersichtlich sein, inwieweit die Erreichung des gesteckten Zieles einen im Rahmen der heutigen Physik wertvollen wissenschaftlichen Fortschritt bedeutet.

4. Die Beschreibung von Versuchsapparaten soll sich keinesfalls in technische Einzelheiten verlieren. Nur apparative Neuheiten von grundsätzlicher Bedeutung sind von Interesse. Die bildliche Wiedergabe von Apparaten soll durch schematische Zeichnung, nicht durch Photographie erfolgen.

5. Es ist fast immer ausreichend, von den Meßreihen ein typisches Beispiel herauszugreifen. An diesem Beispiel soll aber ersichtlich bzw. kontrollierbar sein, wie die Auswertung erfolgt ist, wie die Rechnungen durchgeführt wurden, welche Korrekturen angebracht sind usw.

6. Die Meßergebnisse sind *entweder* in Tabellen *oder* in Kurven wiederzugeben. Nur in Ausnahmefällen kann es gerechtfertigt sein, dasselbe Zahlenmaterial sowohl in Tabellen wie in Kurvenform zu veröffentlichen.

7. Die Lesbarkeit einer Arbeit gewinnt sehr, wenn die Figuren und Tabellen durch gut durchdachte Beschriftung an sich schon verständlich sind. Jedenfalls sollen alle Figuren und Tabellen mit Unterschriften bzw. Überschriften versehen sein.

8. In theoretischen Arbeiten sollen die mathematischen Ausführungen gerade so ausführlich veröffentlicht werden, daß der Leser die vom Verfasser überwundenen Schwierigkeiten nicht nochmals von neuem überwinden muß. Elementare Rechnungen dürfen nur ganz kurz angedeutet werden. In Zweifelsfällen empfiehlt es sich, Zwischenrechnungen als Anhang in kleinem Druck zu bringen.

9. Die Diskussion der Ergebnisse und die sonstigen allgemeinen Erörterungen sollen in ihrer Ausführlichkeit dem Umfang der in der Arbeit gewonnenen neuen Erkenntnisse entsprechen. Eine kurze Meßreihe berechtigt noch nicht dazu, einen großen Fragenkomplex lehrbuchartig aufzuzählen.

10. Jede Arbeit muß in sich abgeschlossen sein. Arbeiten, welche allein auf einen Versuchsvorschlag oder nur auf eine Verbesserung von Meßverfahren oder Meßinstrumenten abzielen, können in der Regel nicht aufgenommen werden.

11. Dissertationen oder Habilitationsschriften können nicht in voller Breite aufgenommen werden. Nur solche Auszüge werden veröffentlicht, die den vorliegenden Richtlinien entsprechen. Die Auszüge sind in einer Fußnote als gekürzte Dissertation usw. zu kennzeichnen.

12. Am Kopf jeder Arbeit soll eine Inhaltsangabe in Kleindruck stehen. In diese Inhaltsangabe sollen vor allem die Punkte aufgenommen werden, welche der Verfasser als seine neuen Ergebnisse und damit als den durch seine Arbeit erzielten wissenschaftlichen Fortschritt ansieht.

Der Herausgeber: H. Geiger.

Ultraschallwellen als optischer Verschuß*).

Von **O. Maereks** in Göttingen.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 13. April 1938.)

Ultraschallwellen in Flüssigkeiten lassen sich zur hochfrequenten Lichtunterbrechungen verwenden. Die erzielbare Modulation ist im hohen Grade von der bestmöglichen Realisierung stehender Wellen abhängig, die sich nur in einem homogenen Schallfeld ausbilden können. Mittels der Schlierenmethode wird die Homogenität des Schallfeldes geprüft und verbessert und gleichzeitig der Modulationsgrad an der stroboskopischen Abbildung einer fortschreitenden Schallwelle abgeschätzt. Einige Aufnahmen zeigen den Zusammenhang von Schallfeldform und Modulation. Auf diese Weise wird es möglich, auch bei Frequenzen über 10^7 Hertz noch ausgezeichnete Modulation zu erzielen.

Zur hochfrequenten Lichtunterbrechung stand bislang nur die Kerr-Optik zur Verfügung, da alle mechanischen Verschlüsse bei Unterbrechungsfrequenzen über 10^4 Hertz versagen. Die Kerr-Zelle dieser Optik stellt einen Kondensator dar, der im Schwingungskreis eines auf die Unterbrechungsfrequenz abgestimmten Senders liegt. Das zur Füllung der Zelle dienende Nitrobenzol weist bei hohen Unterbrechungsfrequenzen erhebliche dielektrische Verluste auf, die bei den zur maximalen Aufhellung nötigen Spannungen eine starke Erwärmung der Zelle zur Folge haben. Hierdurch ändert sich die DK des Nitrobenzols und damit die Senderfrequenz. Da diese Frequenz in die meisten Messungen eingeht, führt ihre Änderung während des Meßvorgangs zu einer Verfälschung des Resultats. So gibt Szymanowski¹⁾ an, daß sich die Zellen seines Fluorometers in einer Minute um 5° erwärmten. Da eine Erwärmung von $0,5^\circ$ das Resultat bereits beeinflusste, standen ihm zur Gewinnung eines Meßpunktes nur etwa 7 sec zur Verfügung; dann mußte die Apparatur abgeschaltet und die Einstellung des ursprünglichen Temperaturniveaus abgewartet werden. Hierdurch wird die Messung natürlich sehr erschwert. Gleichzeitig ergibt sich daraus die Unmöglichkeit, lichtschwache Substanzen zu untersuchen, deren Helligkeit zur visuellen Beobachtung nicht mehr ausreicht und die bei photographischer Registrierung eine lange Belichtungszeit erfordern. Schließlich ist es schwierig, die hohen, der Kerr-Zelle zugeführten Spannungen konstant zu halten. Da die Doppelbrechung in der Zelle vom Quadrat der Spannung abhängig ist, liegt hierin eine große, schwer zu kontrollierende Fehlerquelle.

*) D 7. Gekürzte Jenaer Dissertation. 1. Teil.

¹⁾ W. Szymanowski, ZS. f. Phys. **95**, 440, 1935.

Ein weiterer Nachteil der Kerr-Optik besteht in der Undurchlässigkeit des Nitrobenzols für UV. Da sich andere Substanzen wegen des zu geringen Kerr-Effektes nicht verwenden lassen, war eine hochfrequente Lichtunterbrechung im UV bislang überhaupt nicht durchführbar.

Die hier aufgeführten Nachteile der Kerr-Optik sind so schwerwiegend, daß es berechtigt erscheint, nach besseren Methoden der hochfrequenten Lichtmodulation zu suchen. Die Beschreibung einer solchen Methode bildet den ersten Teil vorliegender Arbeit. Der zweite Teil umfaßt den Ausbau dieser Methode zu einem universell verwendbaren Fluorometer.

Es wurde schon früher gezeigt¹⁾, daß mittels Ultraschallwellen hochfrequente Lichtmodulation durchgeführt werden kann. Die prinzipielle Anordnung sei hier nochmals kurz angeführt. Sie ist in Fig. 1 dargestellt.

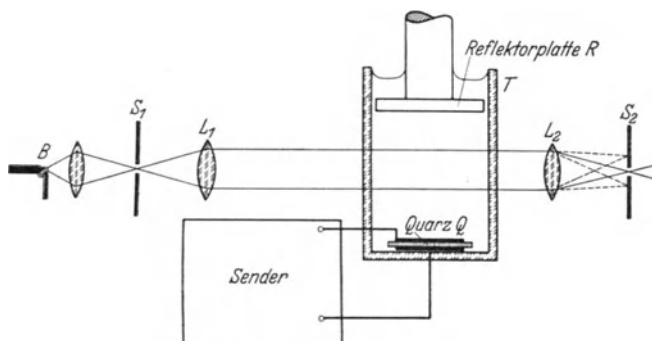


Fig. 1. Grundsätzliche Anordnung zur Lichtmodulation mittels Ultraschall.

In einem mit einer beliebigen, gut isolierenden Flüssigkeit gefüllten Trog T werden durch den Piezoquarz Q , der mit einem Sender gekoppelt ist, Schallwellen erzeugt, wenn der Sender auf die Eigenfrequenz des Quarzes abgestimmt ist. Debye und Sears²⁾ haben gezeigt, daß diese Schallwellen wie ein optisches Gitter wirken, wenn man sie in geeigneter Weise mit Licht durchstrahlt. Hierzu wird ein Spalt S_1 , der parallel zur Schallwellenfront steht, durch eine Lichtquelle B intensiv beleuchtet. Hinter S_1 wird das Licht durch die Linse L_1 parallel gemacht und durchstrahlt den Trog T parallel zum Quarz Q . Eine zweite Linse L_2 bildet S_1 auf den Spalt S_2 ab. Durch die Gitterwirkung der Schallwelle entstehen dann in der Ebene von S_2 mehrere Beugungsbilder von S_1 . Wird der Sender ausgeschaltet und damit die Erregung einer Schallwelle unterdrückt, verschwinden natürlich diese Beugungsbilder und auf S_2 bleibt nur noch die direkte

¹⁾ O. Maercks, Phys. ZS. **37**, 562, 1936. — ²⁾ P. Debye u. F. W. Sears, Proc. Nat. Acad. Washington **18**, 409, 1932.

Abbildung von S_1 zurück. Diese Abbildung soll künftig als nullte Ordnung bezeichnet werden. (Die symmetrisch zu ihr liegenden Beugungsbilder sind dann die $\pm 1, \pm 2, \dots, n$ te Ordnung.)

Wird jetzt über dem Quarz eine Reflektorplatte R derart angebracht, daß ihre Ebene parallel zur Ebene des Quarzes ist und ihr Abstand ein ganzes Vielfaches der halben Schallwellenlänge beträgt, dann entstehen zwischen Quarz und Reflektorplatte durch Reflexion stehende Wellen. Die Amplitude einer stehenden Welle ist zeitlich nicht konstant. Ist ν ihre Frequenz, dann geht die Amplitude 2ν mal durch Null und erreicht 2ν mal einen Maximalwert. Betrachtet man diese stehende Welle als optisches Gitter, so hat sie folgende Eigenschaften. In dem Augenblick, in dem ihre Amplitude den Wert Null erreicht, ist keine optische Wirkung und damit keine Beugungserscheinung vorhanden: Das gesamte von S_1 ausgehende Licht wird in der nullten Ordnung vereinigt. Wächst jetzt die Amplitude, so tritt die Gitterwirkung in immer höherem Maße ein. Bei Erreichen des Amplitudenmaximums hat auch die Zahl der erscheinenden Beugungsbilder ihr Maximum erreicht. Da das Licht aus der nullten Ordnung abgelenkt wird, sinkt die Intensität dieser Ordnung beim Erscheinen höherer Ordnungen und umgekehrt. Wie schon gezeigt, spielt sich dieser Vorgang 2ν mal sec^{-1} ab. Da S_1 auf dem Spalt S_2 abgebildet war, kann S_2 als sekundäre Lichtquelle angesehen werden, deren Intensität sich 2ν mal sec^{-1} ändert. Ebenso kann man statt der nullten Ordnung eine beliebige andere Ordnung in S_2 abbilden oder die höheren Ordnungen überhaupt durchlassen und nur die nullte ausblenden. Hierdurch hat man es in der Hand, den zeitlichen Intensitätsverlauf des Lichtes hinter S_2 fast beliebig zu variieren.

Beim Arbeiten mit der beschriebenen Modulationseinrichtung stellte sich immer wieder heraus, daß die Einstellung auf besten Modulationsgrad äußerst kritisch war. Diese Einstellung ist identisch mit der möglichst guten Realisierung einer stehenden Welle zwischen Quarz und Reflektor. Es blieb also zu untersuchen, wie diese Einstellung erleichtert und verbessert werden kann. Vor allem mußte ein Kriterium gefunden werden, das das Vorhandensein stehender Wellen eindeutig anzeigt.

Im allgemeinen wird das Auftreten einer maximalen Zahl von Ordnungen im Beugungsspektrum als Zeichen für die Existenz einer stehenden Schallwelle angesehen. Man sagt sich: „In diesem Falle trifft die reflektierte Welle gerade in der richtigen Phase auf den Quarz, wodurch er entdämpft wird und eine größere Schallenergie abstrahlt. Die Vergrößerung der Schallenergie zeigt sich dann im Anwachsen der Zahl der Beugungsspektren.“

Diese Überlegung ist aber nur unter der Voraussetzung richtig, daß der Quarz homogen schwingt, also eine ebene Welle erzeugt, was leider nur selten der Fall ist. Nimmt man, wie es der Wirklichkeit entspricht, auf dem Quarz Zonen starker und geringer Schallabstrahlung an, dann besagt dieses Kriterium nur, daß bei einer bestimmten Stellung von Quarz und Reflektor eine Zone starker Schallabstrahlung besonders angeregt wird. Es konnte immer wieder beobachtet werden, daß das Auftreten vieler Beugungsordnungen absolut nicht mit dem Zustand bester Modulation identisch ist und daher nicht als Zeichen einer exakten stehenden Welle angesehen werden kann.

Auch das Sichtbarwerden von Konvergenzlinien bei einer Abbildung des Schallfeldes kann nicht als Kriterium für stehende Wellen angesehen werden. Diese Konvergenzlinien sind bei Frequenzen über 10^7 Hertz immer vorhanden, auch wenn Quarz und Reflektor einen merklichen Winkel gegeneinander bilden. Sie sind wohl als Spuren der Amplitudenmaxima von Kombinationswellen zu deuten, die von Schallstrahlen gebildet werden, die unter verschiedenen Winkeln zueinander verlaufen. Ein einfaches Beispiel hierfür ist das Sichtbarwerden einer unter 45° reflektierten fortschreitenden Schallwelle¹⁾, die einem parallel zum Reflektor verlaufenden Streifensystem vom Abstand $\lambda/2$ entspricht.

Aus allem sieht man schon, daß die wichtigste Forderung für das Zustandekommen stehender Wellen in der Abstrahlung ebener, homogener Wellen vom Quarz besteht, denn nur eine ebene, homogene Welle kann in sich selbst reflektiert werden. Wenn diese Forderung erfüllt ist, werden sich die anderen Bedingungen, nämlich absolute Parallelität, von Quarz und Reflektor sowie ein Abstand zwischen beiden, der ein Vielfaches von $\lambda/2$ betragen muß, leicht verwirklichen lassen.

Es mußte also zunächst die Form der Schallabstrahlung vom Quarz untersucht werden. Eine Möglichkeit hierzu bietet die „Schlierenmethode“²⁾. Gleichzeitig mußte aber auch eine Anordnung gefunden werden, die die auftretende Lichtmodulation wenigstens qualitativ zu prüfen gestattet.

Sehr gut hat sich hierzu die Abbildung einer fortschreitenden Schallwelle bewährt, die mittels der bekannten Modulationsanordnung stroboskopisch beleuchtet wird³⁾. Bei stroboskopischer Beleuchtung erscheinen die Konvergenzstreifen, die sich bei einer fortschreitenden Welle mit Schall-

¹⁾ E. Hiedemann, ZS. f. Phys. **102**, 253, 1936. — ²⁾ R. Bär, Helv. Phys. Acta **9**, 613, 1936. — ³⁾ O. Maercks, Phys. ZS. **37**, 562, 1936; E. Hiedemann u. K. Hoesch, ZS. f. Phys. **102**, 253, 1936.

geschwindigkeit fortbewegen, ruhend in einem Abstand von $\lambda/2$, wenn die Beleuchtung, wie es hier der Fall ist, mit der doppelten Schallfrequenz erfolgt. Die Streifen werden um so kontrastreicher sein, je besser das eingestrahlte Licht durchmoduliert ist, während ihre Breite ein Maß für die Aufhellungszeit ergibt.

Aus dieser Überlegung heraus entstand die in Fig. 2 gezeigte Anordnung. Das von einer spaltförmigen Blende ausgehende parallele Licht durchstrahlt den Trog T_1 parallel zum Reflektor R und dem Quarz Q_1 und wird von der Linse L_1 auf dem Spalt S konzentriert. Dieser Teil deckt sich völlig mit der ursprünglichen Modulationseinrichtung. Hinter S befindet sich eine halbdurchlässige Platte H , die einen Teil des Lichtes ablenkt. Dieses Licht

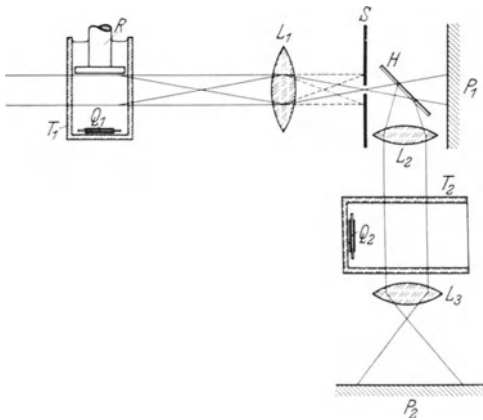


Fig. 2. Anordnung zur Untersuchung der Schallfeldform und des Modulationsgrades.

wird durch L_2 wieder parallel gemacht und durchstrahlt den Trog T_2 parallel zum Quarz Q_2 , der eine fortschreitende Welle erzeugt, die durch L_3 stark vergrößert auf der Mattscheibe P_2 abgebildet wird. Der von H nicht abgelenkte Lichtanteil trifft auf die Mattscheibe P_1 , auf der L_1 eine zwischen R und Q_1 liegende Ebene abbildet.

Ist der Spalt S so eingestellt, daß nur die nullte

Ordnung der durch Q_1 erzeugten Beugungsbilder durchgelassen wird, dann wird sich beim Vorhandensein einer ebenen Welle zwischen R und Q_1 das auf der Mattscheibe P_1 abgebildete Feld gleichmäßig verdunkeln, denn aus allen Punkten der abgebildeten Ebene wird gleichmäßig viel Licht in die höheren Ordnungen abgebeugt. Ist die Schallwelle dagegen inhomogen, dann werden sich die Stellen größerer Schallenergie als dunkle Streifen auf der Mattscheibe P_1 abzeichnen. Gleichzeitig mit dieser Schallfeldabbildung gestattet dann P_1 eine Kontrolle des Modulationsgrades.

Der Zusammenhang zwischen Schallfeld und Modulation läßt sich am besten an der in Fig. 3 dargestellten Photomontage erklären. Die Lage von Quarz und Reflektor zum Schallfeld ist eingezeichnet. Unter der Abbildung des Schallfeldes befindet sich jeweils das zur Modulationskontrolle dienende Bild einer fortschreitenden Welle. Beide Bilder wurden gleich-

zeitig dadurch aufgenommen, daß die in Fig. 2 eingezeichneten Mattscheiben P_1 und P_2 durch photographische Platten ersetzt wurden. Fig. 3c stellt ein typisch inhomogenes Schallfeld dar. Eine stehende Welle ist nicht vorhanden, denn das darunter befindliche Bild der fortschreitenden Welle zeigt keinerlei Spuren vom Sichtbarwerden der Konvergenzlinien. Die Ausbildung einer stehenden Welle kann auch gar nicht zustande kommen, denn erstens ändert sich die Form des Schallfeldes mit der dem Quarz zugeführten Energie, also mit der Druckamplitude; bei einer stehenden Welle wechselt aber diese Amplitude ständig zwischen Null und einem Maximum. Zweitens verlaufen die Wellenfronten nicht senkrecht zur

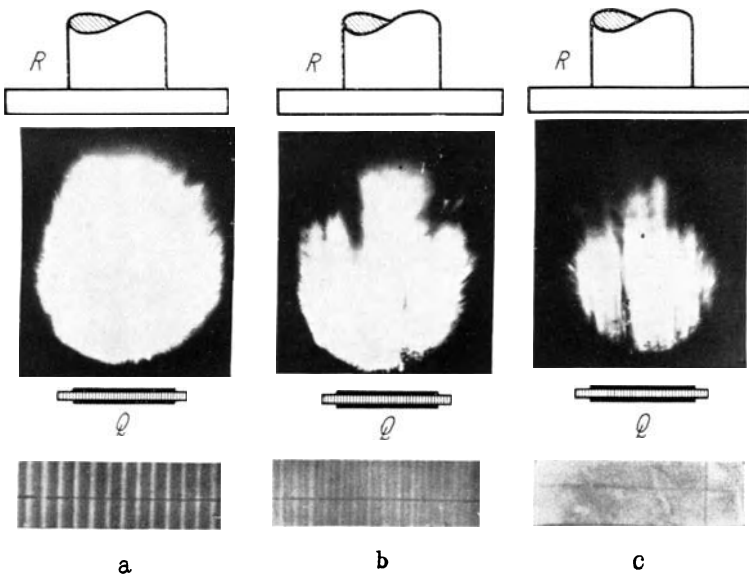


Fig. 3. Abhängigkeit des Modulationsgrades von der Homogenität des Schallfeldes.

Quarzoberfläche und werden somit ständig unter anderen Winkeln reflektiert. Diesen Zustand möchte ich als „Normalfall“ bezeichnen, da die Form der inhomogenen Schallabstrahlung zunächst immer auftritt und erst durch Korrektur der Einstellung — Quarzebene zu Reflektorebene — unter ständiger Beobachtung des Schallfeldes beseitigt werden kann.

In Fig. 3b ist die Form des Schallfeldes durch diese Korrektur schon erheblich verbessert worden. Man sieht hier die Konvergenzlinien der fortschreitenden Welle bereits ganz gut, doch scheint der Grundschwingung noch eine schwächer sichtbare Oberwelle überlagert zu sein. Ob diese Oberwelligkeit auf einer Rückbeugung des Lichtes in die nullte Ordnung

beruht, oder ob zwei phasenverschobene stehende Wellen gleichzeitig vorhanden sind, kann nicht entschieden werden.

In Fig. 3a ist das Schallfeld völlig homogen gemacht. Dies wurde durch eine weitere Korrektur an der Einstellung — Quarzebene, Reflektor — und durch Verringern der Spannung am Quarz erreicht. Wie man sieht, entspricht diesem Zustand eine ausgezeichnete Modulation. Die Konvergenzlinien der fortschreitenden Welle treten sehr kontrastreich hervor und ihre Breite ist klein im Verhältnis zur Wellenlänge, woraus auf eine kurze Aufhellungsdauer geschlossen werden kann.

Wie sehr diese einfachen Hilfseinrichtungen die Einstellung besten Modulationsgrades erleichtert, mag daraus hervorgehen, daß bei einer Schallfrequenz von $5 \cdot 10^6$ Hertz die Einstellung stehender Wellen zuerst durchschnittlich vier bis fünf Stunden dauerte und bei Frequenzen über 10^7 Hertz überhaupt nicht mehr durchführbar war. Mit der oben beschriebenen Hilfseinrichtung ist die Einstellung auch bei höchsten Frequenzen in etwa 10 Minuten erledigt.

Bei den Aufnahmen der Fig. 3 dienten als Schallerzeuger zwei Turmaline, die für eine Frequenz von $1,36 \cdot 10^7$ Hertz geschliffen waren. Sie hatten die Form von Kreisscheiben von 2 bzw. 2,2 cm Durchmesser. Der größere Turmalin diente zur Erzeugung der fortschreitenden Welle. Wegen der großen Dämpfung durch die ungehende Flüssigkeit ließen sich beide Turmaline im Bereich von 1,3 bis $1,4 \cdot 10^7$ Hertz zu kräftigen Schwingungen erregen. Dabei zeigte es sich, daß die Schallabstrahlung um so homogener war, je kleiner die Erregungsfrequenz gegenüber der Eigenfrequenz gewählt wurde. Die Aufnahmen der Fig. 3 wurden bei einer Frequenz von $1,3 \cdot 10^7$ Hertz gewonnen.

Mit Quarzen ließen sich prinzipiell die gleichen Ergebnisse erzielen, nur war hier die Einstellung kritischer. Es war dabei gleichgültig, ob ein 20 m-Quarz in der Grundschwingung oder ein 100 m-Quarz in der 5. Harmonischen erregt wurde. In beiden Fällen konnte gleiche Homogenität des Schallfeldes erreicht werden. Allerdings standen nur Quarze in Straubelscher Umrandung¹⁾ zur Verfügung. Ob sich gewöhnliche, rechtwinklig geschnittene Quarze ebenfalls eignen, konnte nicht geprüft werden. Auch die Quarze arbeiten am besten, wenn sie mit einer Frequenz erregt werden, die unterhalb der Eigenfrequenz liegt. Als Schallträger diente in allen Fällen Toluol, das wegen seiner geringen Schallabsorption auch bei Frequenzen von einigen 10^7 Hertz noch eine genügende Intensität der reflektierten Welle gewährleistet.

¹⁾ H. Straubel, ZS. f. Hochfrequenztechn. **38**. 11. 1931.

Zusammenfassung.

Eine neue Methode hochfrequenter Lichtmodulation mittels stehender Ultraschallwellen in Flüssigkeiten wird beschrieben. Diese Schallwellen wirken als optisches Gitter, wenn man sie in geeigneter Weise mit Licht durchstrahlt, d. h. das Licht einer primären Lichtquelle wird bei der Abbildung auf mehrere Beugungsbilder verteilt. Bei einer stehenden Welle geht die Druckamplitude $2\nu \text{ sec}^{-1}$ durch 0, wenn ν die Frequenz der Welle ist; der Druckamplitude 0 entspricht aber ein Verschwinden der Gitterwirkung, das gesamte abgebeugte Licht wird also in diesem Augenblick in der direkten Abbildung vereinigt. Dieser Vorgang wiederholt sich $2\nu \text{ sec}^{-1}$. Wird daher an die Stelle der direkten Abbildung eine Blende gesetzt, die so bemessen ist, daß sie wohl vom Licht der Abbildung, nicht aber von dem der Beugungsbilder passiert werden kann, dann stellt diese Blende eine sekundäre Lichtquelle dar, deren Intensität mit der Frequenz 2ν moduliert ist. Das gleiche läßt sich erreichen, wenn man die direkte Abbildung abdeckt und nur das Licht der Beugungsbilder passieren läßt.

Der Modulationsgrad dieser Anordnung ist in hohem Grade von der möglichst guten Realisierung einer homogenen, stehenden Welle abhängig. Es wird ein Verfahren angegeben, daß mittels der Schlierenmethode die Einstellung eines homogenen Schallfeldes und bester Modulation gestattet.

Diese Art der Lichtmodulation ist im Gegensatz zur Kerr-Optik nicht an die Verwendung einer bestimmten Flüssigkeit gebunden, eignet sich also auch zur Verwendung im UV. Da ein Piezoquarz als Steuerorgan dient, wird eine gute Frequenzkonstanz erreicht. Die Anordnung ist ferner unempfindlich gegen Spannungsschwankungen und benötigt nur die geringe Steuerenergie von etwa 0,5 Watt, während zum Betrieb einer Kerr-Zelle gleicher Lichtdurchlässigkeit etwa 100 Watt erforderlich sind. Durch diese geringe Steuerenergie kommt die bei der Kerr-Zelle störende Erwärmung in Fortfall, die Anordnung arbeitet also auch mit guter zeitlicher Konstanz.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

Kontinuierliche Spektren

Von

Dr. Wolfgang Finkelburg

Dozent für Physik an der Technischen Hochschule Darmstadt

(Struktur und Eigenschaften der Materie. Eine Monographiensammlung.
Begründet von M. Born und J. Franck. Herausgegeben von F. Hund,
Leipzig, und H. Mark, Wien. Band XX)

Mit 103 Abbildungen. XI, 368 Seiten. 1938

RM 33.—; gebunden RM 34.80

Inhaltsübersicht: Einleitung. — Allgemeine Theorie der kontinuierlichen Zustände von Elektronen und ihrer Spektren. — Absorptionsgrenzkontinua und Phototonisation. — Elektronenrekombination und Seriegrenzkontinua in Emission. — Kontinuierliche Strahlung und Absorption freier Elektronen. — Störungen von Elektronenkontinua. — Allgemeine Übersicht über die Molekülkontinua. — Die Theorie der Molekülkontinua. — Die typischen Fälle von Molekülkontinua. — Die kontinuierlichen Spektren spezieller zweiatomiger Moleküle. — Kontinuierliche Spektren mehratomiger Moleküle. — Linienbreiten. — Kontinuierliche Spektren von Flüssigkeiten, Lösungen und Kristallen. — Temperaturstrahlung und schwarze Strahlung. — Übersicht über die beobachteten Gaskontinua in Absorption und Emission nach Elementen geordnet. — Die kontinuierlichen Emissionsspektren und ihre Erzeugungsmethoden. — Literatur-, Namen- und Sachverzeichnis.!

In fast allen spektroskopischen Werken werden die nicht streng linienhaften Spektren weitgehend vernachlässigt, obwohl die kontinuierlichen Erscheinungen in den Spektren für die gesamte Atomphysik ebenso wie für die verschiedensten Einzelgebiete der Physik, Chemie, Lichttechnik und Astronomie von oft entscheidender Bedeutung sind.

Das Buch will deshalb einmal als systematische Darstellung eine Einführung in das gesamte Gebiet der Kontinua-Spektroskopie geben. Zweitens aber soll es als möglichst vollständiger Bericht über den augenblicklichen Stand der sehr weit verzweigten Forschung eine Hilfe sein für alle auf den verschiedenen Gebieten der Kontinua-Spektroskopie Arbeitenden und die Verbindung herstellen zwischen den in den einzelnen Kapiteln behandelten speziellen Forschungsgebieten. Das ist besonders dort notwendig und fruchtbar, wo nahe verwandte Gebiete von Forschern verschiedener Fachgruppen (Physikern, Chemikern, Ingenieuren und Astronomen) bearbeitet werden und die gegenseitige Kenntnis von Problemen wie Ergebnissen erfahrungsgemäß gering ist.

Das Buch wendet sich deshalb an Physiker, Chemiker und Astronomen, und zwar an die Vertreter des Experiments und der Technik ebenso wie an die der Theorie. Aus diesem Grunde wurden die einzelnen Gebiete jeweils in einem Einleitungsabschnitt oder -kapitel möglichst anschaulich ohne Heranziehung mathematischer Theorien behandelt, diese dagegen in einem jeweils folgenden Abschnitt dargestellt. Bei der Behandlung des vorliegenden Beobachtungsmaterials wurde Wert darauf gelegt, daß die Diskussion auch ohne Kenntnis der rein theoretischen Abschnitte verständlich blieb. Besonders für die Vertreter der experimentellen und technischen Wissenschaften sind ferner die Übersichts Kapitel am Schluß des Buches bestimmt deren Studium wiederum die Kenntnis der theoretischen Abschnitte nicht erfordert.

Prospekt auf Wunsch kostenlos

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN

109. Band

Inhalt

9. und 10. Heft

	Seite
Manfred von Ardenne , Das Elektronen-Rastermikroskop. Theoretische Grundlagen. Mit 14 Abbildungen. (Eingegangen am 25. Dezember 1937) . . .	553
P. C. Mukherji , Untersuchung des diffusen Fluoreszenzspektrums von Ionen Seltener Erden in Lösung und im Kristall. Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 28. Februar 1938)	573
Th. G. Kujumzells , Über die Schwingungen und die Struktur der XO_3 -Ionen. Mit 9 Abbildungen. (Eingegangen am 7. April 1938)	586
O. Maercks , Ultraschallwellen als optischer Verschluss. Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 13. April 1938)	598
Karl Hein Hoesch , Messung der elastischen Konstanten von durchsichtigen isotropen Festkörpern nach einer neuen Methode. Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 22. April 1938)	606
E. Ernst und J. Koczkás , Über die Osmose. Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 8. März 1938)	625
Victor H. Regener , Neue Messungen der vertikalen Verteilung des Ozons in der Atmosphäre. Mit 22 Abbildungen. (Eingegangen am 11. April 1938)	642
H. Kiessig , Die Röntgenlinien der <i>M</i> -Reihe von 48 Cadmium bis 58 Cer. Mit 6 Abbildungen. (Eingegangen am 20. April 1938)	671

Soeben erschien:

Physik der mechanischen Werkstoffprüfung

Von

Dr. phil. Wilhelm Späth VDI

Beratender Physiker

Mit 84 Abbildungen im Text. VI, 179 Seiten. 1938

RM 12.80; gebunden RM 14.60

Inhaltsübersicht: Die Kennlinien statischer Belastungsvorrichtungen. — Die Auswertung der Belastungs-Verformungs-Schaubilder. — Die obere und untere Streckgrenze. — Weitere Fließvorgänge. — Weiterentwicklung statischer Prüfmaschinen. — Dynamische Prüfeinrichtungen. — Die Dämpfung der Werkstoffe. — Modellbetrachtung. — Dämpfung und Festigkeitswerte der Werkstoffe. — Die physikalische Bedeutung der Werkstoffkennwerte. — Die Durchführung von Dauerversuchen. — Kurzzeitverfahren. — Folgerungen und Forderungen.

Prospekt auf Wunsch kostenlos

 VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIK

HERAUSGEGEBEN UNTER MITWIRKUNG
DER
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

VON
H. GEIGER

Sonderabdruck 109. Band. 11. und 12. Heft

O. Maercks
Neuartige Fluorometer



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

1 9 3 8

Die

Zeitschrift für Physik

erscheint zwanglos in einzelnen Heften; 12 Hefte bilden einen Band.

Die Zeitschrift für Physik ist durch jede Buchhandlung zu beziehen. Die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft erhalten die Zeitschrift für Physik zu einem mit dem Vorstande der Gesellschaft vereinbarten Vorzugspreis geliefert.

Es wird ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß mit der Annahme des Manuskriptes und seiner Veröffentlichung durch den Verlag das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder an den Verlag übergeht, und zwar bis zum 31. Dezember desjenigen Kalenderjahres, das auf das Jahr des Erscheinens folgt. Hieraus ergibt sich, daß grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden können, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind. Auch verpflichtet sich der Autor, die Arbeit nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen.

Manuskriptsendungen sind an die **Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24**, zu richten.

Die Autoren erhalten eine Fahnenkorrektur. Eine 2. (Umbruch-) Korrektur wird nur auf ausdrücklichen Wunsch übersandt, weil dadurch in der Regel das Erscheinen der Arbeit erheblich verzögert wird.

Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche **Textänderungen**, werden, soweit sie 10 % der Satzkosten übersteigen, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Die Mitarbeiter erhalten von ihren Arbeiten 75 Sonderdrucke unentgeltlich. Weitere 125 Exemplare werden, falls bei Rücksendung der 1. Korrektur bestellt, gegen eine angemessene Entschädigung geliefert. Darüber hinaus gewünschte Exemplare müssen zum Bogennettopreise berechnet werden. Mit der Lieferung von Dissertationsexemplaren befaßt sich die Verlagsbuchhandlung grundsätzlich nicht; sie stellt jedoch den Doktoranden den Satz zur Anfertigung der Dissertationsexemplare durch die Druckerei zur Verfügung.

Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24.

Aufnahmebedingungen.

Nur solche Arbeiten können in die Zeitschrift für Physik aufgenommen werden, die den folgenden

geügen:

Richtlinien

1. Die Arbeit muß dem Gebiete der experimentellen oder theoretischen Physik angehören. Auch Arbeiten aus Nachbargebieten können aufgenommen werden. Ausgeschlossen sind jedoch Arbeiten mit rein mathematischem, astronomischem, mineralogischem oder chemischem Inhalt.
2. Die Einleitung der Arbeit soll den Leser in knappen Sätzen in die Vorgeschichte des Problems einführen. Je stärker ein Problem im Vordergrund des Interesses steht, desto kürzer kann die Einleitung gehalten werden.
3. Das Ziel der Arbeit muß schon in der Einleitung klar ausgesprochen werden. Es soll dabei auch ersichtlich sein, inwieweit die Erreichung des gesteckten Zieles einen im Rahmen der heutigen Physik wertvollen wissenschaftlichen Fortschritt bedeutet.
4. Die Beschreibung von Versuchsapparaten soll sich keinesfalls in technische Einzelheiten verlieren. Nur apparative Neuheiten von grundsätzlicher Bedeutung sind von Interesse. Die bildliche Wiedergabe von Apparaten soll durch schematische Zeichnung, nicht durch Photographie erfolgen.
5. Es ist fast immer ausreichend, von den Meßreihen ein typisches Beispiel herauszugreifen. An diesem Beispiel soll aber ersichtlich bzw. kontrollierbar sein, wie die Auswertung erfolgt ist, wie die Rechnungen durchgeführt wurden, welche Korrekturen angebracht sind usw.
6. Die Meßergebnisse sind *entweder* in Tabellen *oder* in Kurven wiederzugeben. Nur in Ausnahmefällen kann es gerechtfertigt sein, dasselbe Zahlenmaterial sowohl in Tabellen wie in Kurvenform zu veröffentlichen.
7. Die Lesbarkeit einer Arbeit gewinnt sehr, wenn die Figuren und Tabellen durch gut durchdachte Beschriftung an sich schon verständlich sind. Jedenfalls sollen alle Figuren und Tabellen mit Unterschriften bzw. Überschriften versehen sein.
8. In theoretischen Arbeiten sollen die mathematischen Ausführungen gerade so ausführlich veröffentlicht werden, daß der Leser die vom Verfasser überwundenen Schwierigkeiten nicht nochmals von neuem überwinden muß. Elementare Rechnungen dürfen nur ganz kurz angedeutet werden. In Zweifelsfällen empfiehlt es sich, Zwischenrechnungen als Anhang in kleinem Druck zu bringen.
9. Die Diskussion der Ergebnisse und die sonstigen allgemeinen Erörterungen sollen in ihrer Ausführlichkeit dem Umfang der in der Arbeit gewonnenen neuen Erkenntnisse entsprechen. Eine kurze Meßreihe berechtigt noch nicht dazu, einen großen Fragenkomplex lehrbuchartig aufzurollen.
10. Jede Arbeit muß in sich abgeschlossen sein. Arbeiten, welche allein auf einen Versuchsvorschlag oder nur auf eine Verbesserung von Meßverfahren oder Meßinstrumenten abzielen, können in der Regel nicht aufgenommen werden.
11. Dissertationen oder Habilitationsschriften können nicht in voller Breite aufgenommen werden. Nur solche Auszüge werden veröffentlicht, die den vorliegenden Richtlinien entsprechen. Die Auszüge sind in einer Fußnote als gekürzte Dissertation usw. zu kennzeichnen.
12. Am Kopf jeder Arbeit soll eine Inhaltsangabe in Kleindruck stehen. In diese Inhaltsangabe sollen vor allem die Punkte aufgenommen werden, welche der Verfasser als seine neuen Ergebnisse und damit als den durch seine Arbeit erzielten wissenschaftlichen Fortschritt ansieht.

Der Herausgeber: H. Geiger.

Neuartige Fluorometer *).

Von **O. Maercks** in Göttingen.

Mit 9 Abbildungen. (Eingegangen am 13. April 1938.)

Es werden zwei Fluorometeranordnungen angegeben, bei denen eine stehende Ultraschallwelle als Lichtunterbrecher dient. Die Bestimmung der Abklingzeit erfolgt bei der ersten Anordnung durch die Intensitätsänderung des abgebeugten Lichtes bei einer zweiten Durchstrahlung der Schallwelle. Hierbei ist ein variabler Lichtweg erforderlich. Dieser Lichtweg kommt bei der zweiten Anordnung in Fortfall, wodurch die Lichtausbeute verbessert und der Meßvorgang sehr vereinfacht wird. Als Analysator dient hier die Abbildung einer stroboskopisch beleuchteten fortschreitenden Schallwelle, deren Lage sich ändert, wenn die Beleuchtung einmal mit direktem und dann mit Fluoreszenzlicht vorgenommen wird. Die Lagenänderung gibt bei bekannter Unterbrechungsfrequenz direkt die Abklingzeit. Einige Meßergebnisse werden angegeben, die erzielte Meßgenauigkeit beträgt $0,2 \cdot 10^{-9}$ sec.

Einführung. Die Bestimmung der Abklingzeit irgendwelcher Lumineszenzprozesse geschieht, von einigen nur speziell anwendbaren Methoden abgesehen, immer nach folgendem Prinzip: Die lumineszenzfähige Substanz wird durch periodisch unterbrochenes Licht zum Leuchten angeregt und die Verzögerung der Periode des emittierten Lichtes gegenüber der des eingestrahnten gemessen. Diese Verzögerung ist gleich der mittleren Abklingzeit, sofern die Dauer der Erregungsperiode groß gegenüber der Abklingzeit gewählt wurde¹⁾).

Eine Vorrichtung, die die Messung von Abklingzeiten auf dieser Grundlage gestattet, wird als Fluorometer bezeichnet. Sie hat zwei Aufgaben zu erfüllen: Zunächst muß das zur Erregung dienende Licht mit einer bekannten, konstanten Frequenz periodisch unterbrochen werden, ein Vorgang, der im folgenden als Lichtmodulation bezeichnet werden soll. Dann muß das Fluorometer die Verzögerung der Periode des emittierten Lichtes gegenüber der des eingestrahnten meßbar anzeigen, d. h. das zeitliche Nacheinander beider Prozesse in ein räumliches Nebeneinander umwandeln. Hier ergeben sich zahlreiche Möglichkeiten, die jedoch alle in dem Punkt übereinstimmen, daß sie die Verzögerung nicht absolut zu messen gestatten, sondern nur in bezug auf die Aufhellungsperiode. Hierdurch wird für eine bestimmte Abklingzeit die Modulationsfrequenz des zur Erregung dienenden Lichtes festgelegt. Angenommen, es soll eine Substanz untersucht werden,

*) D 7. Gekürzte Jenaer Dissertation. 2. Teil.

¹⁾ F. Duschinsky, ZS. f. Phys. **81**, 23, 1933.

deren Abklingzeit $5 \cdot 10^{-9}$ sec beträgt, so ergibt sich daraus für eine Unterbrechungsfrequenz von $2 \cdot 10^5$ Hertz eine Verzögerung von nur 1 ‰ der Aufhellungsperiode. So kleine Differenzen lassen sich natürlich nicht messen, die Grenze der Meßgenauigkeit liegt vielmehr bei 1% . Auf vernünftige Verhältnisse kommt man also erst, wenn die Dauer der Aufhellungsperiode nur etwa zehnmal so groß wie die Abklingzeit gewählt wird. Für eine Abklingzeit von $5 \cdot 10^{-9}$ sec wird daher eine Unterbrechungsfrequenz von $2 \cdot 10^7$ Hertz erforderlich. Solche Unterbrechungsfrequenzen waren bislang nur mittels Kerr-Optik herzustellen.

Das erste Kerr-Zellen-Fluorometer wurde von Gaviola¹⁾ konstruiert. Es arbeitet nach folgendem Prinzip: Das erregende Licht wird mittels Kerr-Optik hochfrequent unterbrochen und die Verzögerung zwischen Erregung und Emission durch die Änderung der Doppelbrechung gemessen, die das Fluoreszenzlicht beim Durchgang durch eine zweite Kerr-Optik erfährt, die synchron mit dem ersten Verschluß arbeitet. Die Eichung geschieht dadurch, daß man das erregende Licht vor dem Passieren des zweiten Verschlusses einen Umweg machen läßt, dessen Länge so bemessen wird, daß die resultierende Doppelbrechung gleich der bei Fluoreszenzlicht ist. Die Abklingzeit entspricht dann der Zeit, die das zur Erregung dienende Licht zum Zurücklegen dieses Weges braucht. Auf gleicher Grundlage arbeitet ein später von Szymanowski²⁾ entwickeltes Fluorometer, das im wesentlichen nur eine Verfeinerung der Gaviolaschen Anordnung darstellt.

Ultraschallfluorometer mit variablem Lichtweg. Es liegt nahe, die Kerr-Zellen des Gaviola-Fluorometers durch eine Ultraschalloptik³⁾ zu ersetzen, die dann gleichzeitig zum Zerhacken des erregenden Lichtes und als Analytator zur Bestimmung der Abklingzeit des Fluoreszenzleuchtens dienen kann. Man kommt so zu der in Fig. 1 gezeigten Anordnung. Das Licht wird mittels einer stehenden Schallwelle im Trog T_1 in bekannter Weise moduliert und regt die fluoreszierende Substanz in T_2 zum Leuchten an. Das den Spalt S_3 passierende Fluoreszenzlicht wird durch die Linse L_3 zunächst parallel gemacht und dann durch die Prismen P_1 und P_2 so abgelenkt, daß es senkrecht zur Richtung des erregenden Lichtes die Schallwelle in T_1 parallel zu Quarz und Reflektor ein zweites Mal durchstrahlt. L_4 dient dazu, den Spalt S_3 auf den mittleren Teil der Differentialphotozelle Ph abzubilden.

¹⁾ E. Gaviola, ZS. f. Phys. **42**, 853, 1927. — ²⁾ W. Szymanowski, ebenda **95**, 440, 1936. — ³⁾ O. Maercks, Phys. ZS. **37**, 562, 1936; ZS. f. Phys. **109**, 598, 1938.

Das erregende Licht erreicht immer dann seine maximale Intensität, wenn die Druckamplitude der zur Modulation dienenden stehenden Schallwelle durch Null geht. Wegen der endlichen Abklingzeit ist das Lichtmaximum des Fluoreszenzleuchtens aber gegenüber dem des erregenden Lichtes verzögert, und zwar um die mittlere Abklingzeit. In dieser Zeit hat die Schallwelle aber bereits wieder eine gewisse Amplitude erreicht, es entstehen also bei Durchstrahlung von T_1 mit Fluoreszenzlicht Beugungsbilder von S_3 auf der Photozelle Ph . Je länger die Abklingzeit und damit

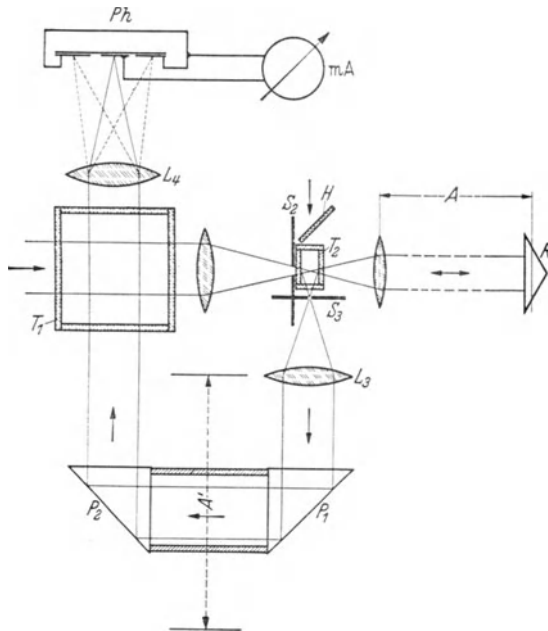


Fig. 1. Fluorometer mit Lichtweg.

die Verzögerung ist, mit der die zweite Durchstrahlung erfolgt, um so größer wird die Druckamplitude sein, die die Schallwelle inzwischen erreicht hat und um so mehr Licht aus der nullten Ordnung wird in die Beugungsbilder abgebeugt. Wie Fig. 1 zeigt, ist die Differentialphotozelle so eingerichtet, daß sie das Verhältnis des abgebeugten Lichtes zur nullten Ordnung am Instrument mA zu messen gestattet.

Wird das Fluoreszenzgefäß T_2 durch eine halbdurchlässige Platte H ersetzt, dann erfolgt auch die zweite Durchstrahlung mit direktem Licht. Da dieses nicht gegenüber dem Druckminimum der Schallwelle verzögert ist, können sich keine Beugungsbilder ausbilden, mA zeigt also einen größeren

Ausschlag, als bei Fluoreszenzlicht. Dieser kann auf den ersten Wert zurückgebracht werden, wenn man durch Verschieben des Spiegels R den Weg vergrößert, den das direkte Licht vor der zweiten Durchstrahlung zurückzulegen hat, also durch Einführung einer künstlichen Verzögerung.

Die Messung einer Abklingzeit ϑ hat also so vor sich zu gehen: Zunächst wird der Ausschlag des Instrumentes mA bei Fluoreszenzlicht bestimmt. Dann wird das Fluoreszenzlicht durch direktes Licht ersetzt, wodurch der

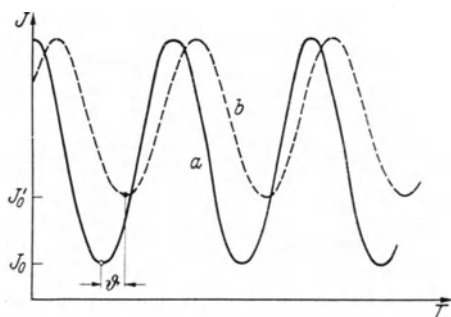


Fig. 2. Der zeitliche Intensitätsverlauf: a von direktem und b von Fluoreszenzlicht.

Ausschlag von mA ansteigt. Der Spiegel R wird nun so lange verschoben, bis der ursprüngliche Ausschlag wieder erreicht ist. Die Verschiebung wird gemessen und habe den Betrag A , dann ist:

$$\vartheta = \frac{2A}{c}$$

(c = Lichtgeschwindigkeit), ($2A$, da der Weg zweimal durchlaufen wird).

Die Messung von Abklingzeiten mit dem eben beschriebenen Fluorometer ist mit einem systematischen Fehler behaftet, der allen ähnlichen Anordnungen eigen ist. Es wurde zuerst von Duschinsky (l. c.) an dem von Gaviola entwickelten Fluorometer nachgewiesen und wird durch folgende Überlegung erklärt: Der zeitliche Intensitätsverlauf des erregenden Lichtes sei durch die Kurve a der Fig. 2 wiedergegeben. Die entsprechende Emissionskurve b des Fluoreszenzleuchtens ist wegen der merklichen Abklingzeit nicht nur um den Betrag ϑ gegen a phasenverschoben, sondern zeigt auch einen flacheren Verlauf, denn das Leuchten ist noch nicht abgeklungen, wenn die Erregung ihr Minimum erreicht hat. Hierdurch werden die Kurventäler zum Teil aufgefüllt und der Anstieg verflacht. Dieser „Einebnungseffekt“ bleibt bestehen, wenn — wie es bei der beschriebenen Fluorometermessung der Fall ist — statt des zeitlichen Intensitätsverlaufs das Intensitätsverhältnis der nullten zu den höheren Ordnungen betrachtet wird. Man gelangt zur Kompensation der Zeit ϑ über einen Weg, der der Kurve a in Fig. 2 entspricht. Der Anstieg dieser Kurve ist steiler, als der der Kurve b , die Kompensation wird also früher erreicht. Dadurch erscheint die tatsächliche Abklingzeit um einen Betrag verkleinert, der um so merklicher ist, je mehr sich die Abklingzeit der Größenordnung

einer halben Quarschwingung nähert, weil dann die durch den Einebnungseffekt hervorgerufene Verflachung erheblich ist.

Dieser Fehler läßt sich auf Kosten der Einfachheit des Meßverfahrens beseitigen. Zu diesem Zweck muß sowohl für Fluoreszenzlicht wie direktes Licht das Intensitätsverhältnis I in Abhängigkeit vom Lichtweg A aufgenommen werden, wobei A so groß zu wählen ist, daß wenigstens eins der periodischen Minima und Maxima erfaßt wird. Denkt man sich zunächst den Spiegel R (Fig. 1) immer weiter entfernt, so sinkt wegen der wachsenden Kompensation der Phasenverschiebung zwischen Licht- und Druckmaximum I immer mehr, bis es bei

einem Lichtweg $2A = \frac{\lambda}{4}$ sein Minimum erreicht und bei weiterer Vergrößerung von A wieder ansteigt. Kurve a in Fig. 3 gibt diese Verhältnisse wieder. Durch ein gemeinsames Verschieben der Prismen P_1, P_2 läßt sich eine gleiche Verlängerung A' des Weges erreichen, den das Fluoreszenzlicht zurückzulegen hat. Hier wird entsprechend Kurve b I sein

Minimum erreichen, wenn $2A' = \frac{\lambda}{4} - c \cdot \vartheta$ geworden ist. Die Minima der Kurven sind also um einen Betrag $2\Delta A$ verschoben und es ist:

$$\frac{2\Delta A}{c} = \vartheta.$$

Da hier nur die Verschiebung der Minima gemessen wird, sind die Absolutwerte belanglos und der Einebnungseffekt kann nicht als Fehler in Erscheinung treten.

Diese Art der Messung ist zeitraubend und unangenehm. Zunächst ist die Herstellung und Justierung des variablen Lichtweges, der bei einer Wellenlänge des Senders von 20 m größer als 5 m sein muß, schwierig. Dann bedingt er mit seiner Forderung nach streng parallelem Licht eine erhebliche Schwächung der an sich schon geringen Helligkeit, wodurch die Messung von I mittels Differentialphotozelle unsicher wird und man zu anderen, subjektiven photometrischen Methoden übergehen muß. Schließlich lassen sich Substanzen, deren Helligkeit zur direkten Beob-

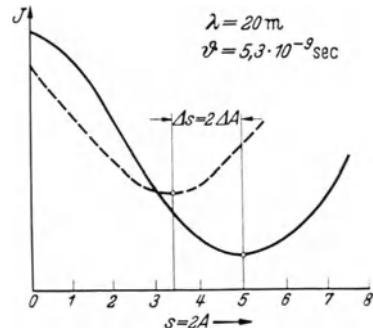


Fig. 3. Abhängigkeit der Intensität der nullten Ordnung vom Lichtweg.

— direktes Licht,
 - - - Fluoreszenzlicht.

achtung nicht mehr ausreicht, nur sehr umständlich untersuchen, da dann jeder Meßpunkt, der zur Festlegung der beiden Kurven erforderlich ist, photographisch aufgenommen werden muß. Es wurde daher versucht, ein Fluorometer zu entwickeln, bei dem auf einen variablen Lichtweg grundsätzlich verzichtet werden kann und das trotzdem von Fehlern frei ist, die durch den Einebnungseffekt entstehen.

Ultraschallfluorometer ohne variablen Lichtweg. Hierzu wurde von folgender Überlegung ausgegangen: Die Modulationseinrichtung liefert Licht, das mit einer bekannten Frequenz periodisch unterbrochen ist. Das damit erregte Fluoreszenzleuchten hat die gleiche Unterbrechungsfrequenz, ist aber in seiner Periode gegenüber dem eingestrahlteten Licht verschoben. Wird jetzt ein weiterer periodischer Vorgang, etwa ein schwingender Körper, mit diesem Licht stroboskopisch beleuchtet, dann erscheint er ruhend in einer bestimmten Lage, die durch den Augenblick der Aufhellung gegeben ist. Diese Lage wird unterschiedlich sein, wenn die Beleuchtung einmal mit direktem und dann mit Fluoreszenzlicht erfolgt, da der Moment der Aufhellung bei beiden Beleuchtungsarten verschieden ist. Aus diesen beiden Lagen, die der Körper anzunehmen scheint, wird man daher auf die Verschiebung der Periode des direkten Lichtes gegenüber der des Fluoreszenzleuchtens schließen können.

Ein periodischer Vorgang, der sich mittels stroboskopischer Beleuchtung bequem sichtbar machen läßt, ist durch eine fortschreitende Schallwelle gegeben, die in einer Flüssigkeit verläuft und die Frequenz der zur Modulation dienenden stehenden Welle hat. Die Konvergenzstreifen dieser Schallwelle haben eine ganz bestimmte Lage, wenn die Beleuchtung mit direktem Licht erfolgt. Diese Lage ändert sich bei Beleuchtung mit Fluoreszenzlicht, da jetzt die Aufhellung um den Betrag der Abklingzeit später erfolgt und die Schallwelle in dieser Zeit ein Stück weiter gelaufen ist. Werden beide Lagen photographisch fixiert, dann ergibt sich bei bekannter Schallfrequenz die Abklingzeit sofort aus der Lagendifferenz.

Die zu messenden Abklingzeiten liegen durchschnittlich in der Größenordnung $5 \cdot 10^{-9}$ sec. In dieser Zeit wandert eine Schallwelle in Toluol, dessen Schallgeschwindigkeit 1320 m/sec beträgt, um $6,7 \cdot 10^{-3}$ mm, ein Betrag, der sich nur bei sehr guter Abbildungsschärfe der Schallwelle mit befriedigender Genauigkeit messen läßt. Die Abbildung einer Schallwelle wird um so schärfer, je kürzer der Augenblick der periodischen Aufhellung gewählt wird. Versuche mit verschiedenen Schallfrequenzen ergaben, daß die mittlere Aufhellungszeit bei Benutzung der nullten Ordnung immer etwa $\frac{1}{8}$ einer Schallschwingung beträgt. Es ist also günstig, mit einer

möglichst hohen Frequenz zu arbeiten. Die weiteren Versuche wurden bei einer Unterbrechungsfrequenz von $2,66 \cdot 10^7$ Hertz ausgeführt, entsprechend einer Schwingungszeit von rund $3,76 \cdot 10^{-8}$ sec. Daraus ergibt sich eine Verschiebung von $\frac{1}{7}$ Streifenabstand, die noch bequem meßbar ist. Der Abstand zweier Konvergenzstreifen entspricht bekanntlich einer halben Schallwellenlänge, da die Lichtmodulation mit der doppelten Schallfrequenz erfolgt.

Um die Richtigkeit der bisher abgeleiteten Überlegungen zu prüfen, wurde zunächst die in Fig. 4 dargestellte Anordnung entwickelt, die die

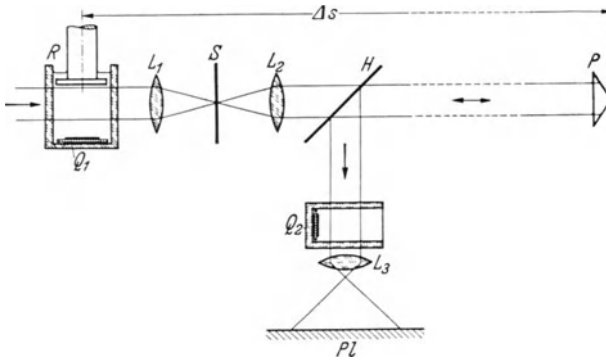


Fig. 4. Vorrichtung zur Messung kleiner Verzögerungen.

Einstellung bekannter Verzögerungen und deren Messung gestattet. R , Q_1 , L_1 und S stellen die bekannte Modulationseinrichtung dar. Durch L_2 wird das modulierte Licht parallel gemacht und mittels des Tripelspiegels P in sich selbst reflektiert. Der Abstand von P und R ist variabel. Das reflektierte Licht wird von der halbdurchlässigen Platte H so abgelenkt, daß es die fortschreitende Welle Q_2 parallel zum Quarz durchstrahlt. Die Mikroprojektionsoptik bildet diese fortschreitende Welle etwa 30fach vergrößert auf der Platte Pl ab. Zur Reflexion wurde ein Tripelspiegel verwendet, um alle Fehler, die durch Verlagerung der Reflexionsebene eines gewöhnlichen Spiegels beim Verschieben eintreten können, von vornherein auszuschließen. Einen bestimmten Abstand s zwischen Modulator R und dem reflektierenden Spiegel P entspricht jetzt eine ganz bestimmte Lage der Konvergenzstreifen auf der Platte Pl . Wird dieser Abstand verkleinert oder vergrößert, dann erfolgt die Beleuchtung der fortschreitenden Welle jeweils früher oder später und die Lage der Konvergenzlinien ändert sich ebenfalls. Ist z. B. die Modulationsfrequenz des Lichtes $3 \cdot 10^7$ Hertz entsprechend einer elektrischen Wellenlänge von 10 m, so werden sich bei

einer Abstandsänderung $\Delta s = \lambda/2 = 5 \text{ m}$ die Schallwellenbilder um einen halben Streifenabstand gegenüber ihrer ursprünglichen Lage verschieben. Dies entspricht einer Zeitdifferenz von rund $1,7 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$. Fig. 5 zeigt einige so gewonnene Verschiebungen. Sie wurden mit einer Modulationsfrequenz von $2,3 \cdot 10^7 \text{ Hertz}$ aufgenommen. Die Ablesegenauigkeit liegt bei einem Lichtweg von $0,5 \text{ m}$ entsprechend $1,7 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$. Sie läßt sich

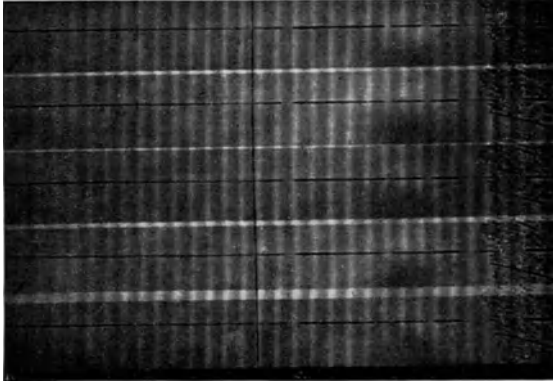


Fig. 5. Lagenänderung einer fortschreitenden Schallwelle bei Variation des Aufhellungsmoments.

erheblich steigern, wenn die Aufnahmen zunächst photometriert und dann die Verschiebung aus der Lage der Minima der einzelnen Photometerkurven gemittelt wird.

Um diese Anordnung als Fluorometer brauchbar zu machen, ist es nur nötig, entsprechend Fig. 6 den variablen Lichtweg durch ein Fluoreszenzgefäß F zu ersetzen, an dessen Stelle ein das Licht zeitlos zerstreuer Körper K , etwa ein Stück weißes Papier, in den Strahlengang eingeklappt werden kann. L_1 bildet jetzt den Spalt S im Fluoreszenzgefäß F ab. Diese Abbildung dient als sekundäre Lichtquelle, deren Licht durch L_2 parallel gemacht und zur Durchstrahlung der fortschreitenden Welle herangezogen wird. Der Winkel, den F mit dem eingestrahlteten Licht bildet, muß so gewählt werden, daß kein reflektiertes Licht nach L_2 gelangen kann. Wird statt F der Körper K in den Strahlengang gebracht, bildet die Abbildung von S auf diesem Körper die sekundäre Lichtquelle.

Zur Bestimmung einer Abklingzeit sind zwei Aufnahmen erforderlich. Zunächst wird das Bild der fortschreitenden Welle mit direkt gestreutem Licht photographiert, dann die Platte um eine Bildbreite parallel zu den Konvergenzstreifen verschoben und die gleiche Aufnahme mit Fluoreszenzlicht gemacht. Man erhält zwei parallele Streifensysteme, die gegeneinander

verschoben sind. Die Verschiebung ist auszumessen und liefert bei bekannter Schallfrequenz die Abklingzeit.

Mit dieser Anordnung ist bereits ein Fluorometer geschaffen, das grundsätzlich ohne variablen Lichtweg arbeitet. Es bleibt noch zu untersuchen, ob durch den Einebnungseffekt Meßfehler entstehen können. Es sei hier nochmals auf Fig. 2 verwiesen. Sie stellt schematisch den zeitlichen Intensitätsverlauf des eingestrahlichten Lichtes (Kurve *a*) und des emittierten Fluoreszenzlichtes (Kurve *b*) dar. Kurve *b* ist wegen der merklichen Abklingzeit gegen *a* phasenverschoben und zeigt einen flacheren Verlauf. Die

Aufnahme einer stroboskopisch beleuchteten Schallwelle stellt aber gar nichts anderes dar, als eben diese Kurve $I = F(t)$. Man betrachte dazu den zeitlichen Verlauf der Helligkeit

eines Konvergenzstreifens. Der Streifen habe die Lage Null in dem Augenblick, wo vom Modulator das Lichtmaximum geliefert wird. Die Helligkeit des Streifens sei *I*. Der Streifen wandert mit Schallgeschwindigkeit weiter, gleichzeitig sinkt aber die vom Modulator gelieferte Helligkeit. Sie hat ihr Minimum I_0 erreicht, wenn sich der Streifen um $\lambda/4$ fortbewegt. Jetzt steigt die Helligkeit wieder an, um bei dem Weg $\lambda/2$ ihr Maximum zu erreichen. Dieser Vorgang wiederholt sich periodisch und ändert sich auch nicht, wenn an die Stelle eines betrachteten Streifens ständig ein neuer tritt, wie es bei der stroboskopischen Beleuchtung der Fall ist. Die der Platte aufgeprägten Schwärzungen sind also nichts anderes als ein Abbild des mit $\lambda/2$ bzw. $\tau/2$ periodischen Intensitätsverlaufs des eingestrahlichten Lichtes. Durch Photometrieren der Platte werden die Schwärzungen in Kurven umgesetzt, die den Intensitätskurven völlig identisch sind. Fig. 7 zeigt ein solches Photogramm. Dabei ergibt ein Streifen jeweils eine vollständige Intensitätskurve. Eine einzige Aufnahme liefert also bereits eine Vielzahl der Kurven, die bei anderen Fluorometern mittels des variablen Lichtweges punktweise aufgenommen werden müssen. Die Abklingzeit wird dabei aus der Verschiebung gemittelt, die die Extremwerte der mittels direkt gestreutem oder Fluoreszenzlicht gewonnenen Kurven gegeneinander aufweisen. Da die Absolutwerte dabei belanglos sind, kann der Einebnungseffekt keinen Fehler verursachen. Durch den Einebnungseffekt wird nur eine Änderung des Schwärzungsgradienten

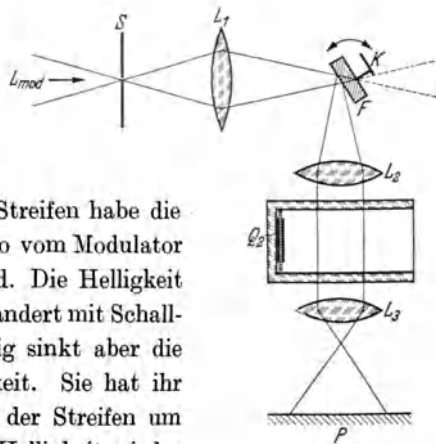


Fig. 6.
Fluorometer ohne Lichtweg.
Grundsätzliche Anordnung.

bewirkt, der bei photographischen Aufnahmen sowieso stark von der Belichtung abhängt; dagegen bleibt die durch die Abklingzeit bedingte *Verschiebung* der Kurvenmaxima und -minima immer bestehen.

Das entwickelte Fluorometer erfüllt also beide anfänglich gestellten Forderungen: Nämlich ohne variablen Lichtweg zu arbeiten und von

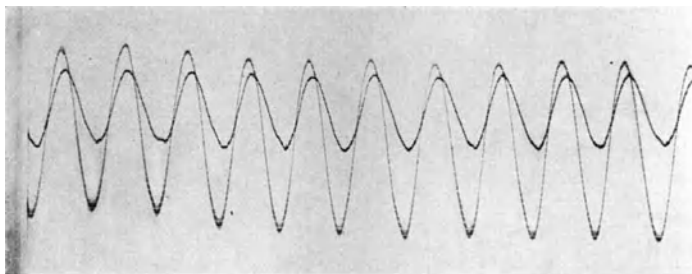


Fig. 7. Photogramm der stroboskopisch beleuchteten Schallwelle.

Fehlern frei zu sein, die durch den Einebnungseffekt entstehen. Außerdem liefert es in einer Aufnahme mehr Material, als andere Anordnungen in langen Meßreihen.

Es besteht eine gewisse Schwierigkeit darin, daß zur Bestimmung einer Abklingzeit jeweils zwei Aufnahmen zu machen sind, deren Lage zueinander genau definiert sein muß, da nur dann die Bestimmung der gegenseitigen Verschiebung der Streifensysteme erfolgen kann. Diese Aufnahmen wurden zunächst dadurch gewonnen, daß die Platte nach einer Aufnahme jedesmal um eine Bildbreite parallel zu den Konvergenzstreifen verschoben wurde. Es ist aber sehr schwer festzustellen, ob diese Verschiebung auch tatsächlich parallel erfolgt. Bildet dagegen die Verschiebungsrichtung der Platte mit den Konvergenzstreifen einen Winkel, so entsteht eine zusätzliche Verlagerung der Streifensysteme gegeneinander, die das Ergebnis verfälscht. Um diesen Fehler zu beseitigen, wurde das Schallwellenbild durch eine verschiebbare Blende zunächst zur Hälfte abgedeckt und eine Aufnahme etwa mit direkt gestreutem Licht gemacht. Dann wurde die Blende so verschoben, daß sie den belichteten Plattenteil bedeckt und dafür die vorher abgedeckte Seite zur Belichtung mit Fluoreszenzlicht freigibt. Man erhält so zwei aneinander grenzende Aufnahmen entsprechend Fig. 8. Da hierbei die Lage der Platte und ihre Orientierung zu den Streifen überhaupt nicht geändert wird, ergibt die gegenseitige Verschiebung der beiden Streifensysteme ein tatsächliches Maß für die Abklingzeit.

Die starke Vergrößerung mit der das Schallwellenbild aufgenommen werden muß, um ein einfaches Auswerten der Aufnahmen zu gewährleisten, bedingt einen erheblichen Lichtverlust. Um diesen Verlust klein zu halten, wurde eine einfache Zylinderlinse so angeordnet, daß sie das Fluoreszenzlicht vor der Durchstrahlung der zweiten Schallwelle in der Vertikalen konvergent macht. Die Konvergenzebene wurde so gewählt, daß sie mit der Ebene hinter der Schallwelle zusammenfällt, auf die die Projektionsoptik eingestellt ist. Da die Schallwellenfronten horizontal verlaufen, die Parallelität des Lichtes in der Horizontalen durch die Zylinderlinse aber nicht geändert wird, bleibt diese Anordnung ohne Einfluß auf Zustandekommen und Abbildung der Konvergenzstreifen; dagegen ist die Lichtstärke so gesteigert, daß die Belichtungszeit auf $\frac{1}{5}$ vermindert werden konnte.

Fig. 9 zeigt den endgültigen Aufbau des Fluorometers. Die Kombination der Linsen L_2, L_3 wurde so gewählt, daß sie eine Abbildung des Schallfeldes der stehenden Schallwelle auf dem Schirm S liefert. Dadurch war eine leichte Überwachung und Regulierung der Modulatoreinstellung gewährleistet¹⁾. Der durch die Zylinderlinse bedingte Strahlenverlauf ist gestrichelt eingezeichnet. Der besseren Übersicht halber wurde die Darstellung in der Draufsicht gewählt. Sie deckt sich im übrigen mit den früheren Abbildungen und bedarf keiner weiteren Erklärung.

Während der Aufnahmen wurde die Frequenzkonstanz mittels Schwebungssummer kontrolliert. Sie war befriedigend, wenn nach einer Einlaufzeit von etwa 20 Minuten Turmaline und Senderohr konstante Temperatur erreicht hatten. Es traten dann höchstens Schwankungen $\leq \pm 1000$ Hertz auf, entsprechend 0,01 % der Schallfrequenz. Die dadurch bedingte Änderung der Schallwellenlänge kann das Meßresultat nicht verfälschen, da sie weit unterhalb der Ablesegenauigkeit liegt.

Trotzdem wiesen verschiedene Aufnahmen, die an der gleichen fluoreszierenden Substanz gewonnen wurden, anfänglich eine erhebliche Streuung der für die Abklingzeit ermittelten Werte auf. Der Grund ist in folgendem zu suchen: Es wurde schon früher¹⁾ darauf hingewiesen, daß die Oberfläche der zur Schallerzeugung dienenden Turmaline oder Quarze

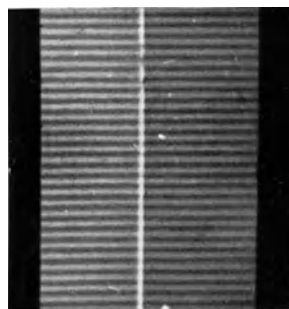


Fig. 8. Die beiden Streifensysteme der Fluorometeraufnahmen.

¹⁾ O. Maercks, ZS. f. Phys. 109, 598, 1938.

im allgemeinen nicht einheitlich schwingt und eine inhomogene Schallabstrahlung verursacht. Diese Inhomogenität konnte bei der stehenden Welle durch geschickte Einstellung des Reflektors behoben werden, ist bei der fortschreitenden Welle aber fast immer vorhanden. Die Welle besteht also aus mehreren Schallstrahlen verschiedener Intensität und Richtung. Da das Bild der Schallwelle stark vergrößert abgebildet wird, sieht man auf der Platte nur einen kleinen Ausschnitt des Schallfeldes, der

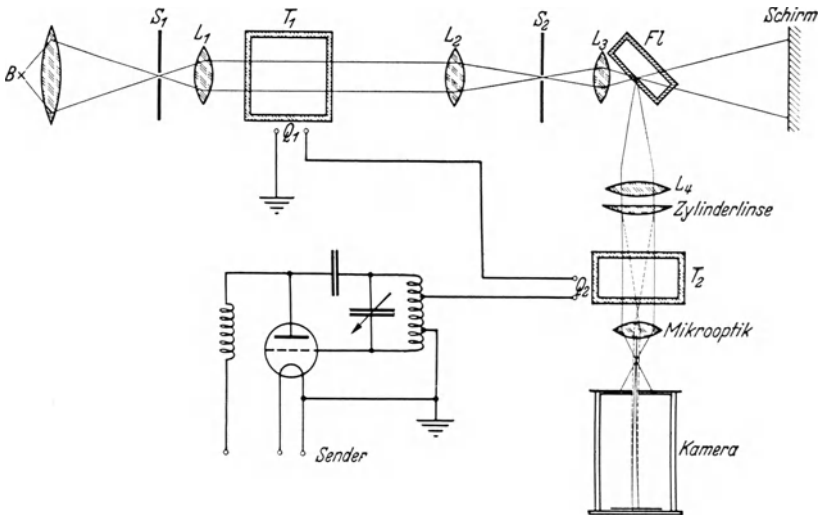


Fig. 9. Fluorometer, endgültiger Aufbau.

irgendeinem Schallstrahl angehört. Die Schwingungsform des Schallerzeugers selbst ist instabil und wird durch eine Frequenzschwankung von einigen hundert Hertz bereits stark geändert. Dadurch erhält man eine völlig andere Form des Schallfeldes. Der von der Projektionsoptik abgebildete Ausschnitt kann jetzt einem Schallstrahl angehören, der von einer anderen Stelle des Schallerzeugers ausgeht und in einer Richtung verläuft, die von der des zuerst abgebildeten Schallstrahles verschieden ist. Dadurch hat sich aber der Weg geändert, den die Schallwelle vom Augenblick der Erzeugung bis zum Wirksamwerden auf der Platte zurückgelegt hat. Da dieser Weg im Vergleich zur Wellenlänge groß ist, kann durch eine kleine Änderung eine merkliche Verschiebung der Lage bedingt werden, in der sich die Schallwelle im Augenblick der Aufhellung befindet. Das Schallwellenbild erscheint also plötzlich auf der Platte verschoben, und zwar um einen Betrag, der um so größer ist, je mehr sich die Wege der beiden Schallstrahlen in ihrer Länge unterscheiden.

Dieser Fehler kann zunächst dadurch verringert werden, daß die Durchstrahlung der Schallwelle unmittelbar vor dem Schallerzeuger erfolgt. Hierdurch werden die Wege und damit die Wegänderungen klein gehalten. Ferner muß mit Hilfe der Schlierenmethode das Schallfeld der fortschreitenden Welle ebenfalls sichtbar gemacht werden. Frequenz und Spannung der Erregung sind dann so lange zu variieren, bis eine möglichste Homogenität erreicht ist. Dieser Zustand der größten Homogenität ist gleichzeitig der stabilste. Bei dem vom Verfasser verwendeten Turmalin konnte stets eine Einstellung gefunden werden, bei der die Form der Schallabstrahlung durch eine Frequenzänderung von ± 10000 Hertz nicht geändert wurde.

Die Auswertung der Aufnahmen wurde mittels eines Zeiss'schen Registrierphotometers vorgenommen. Da die Registrierung beider Streifen-systeme auf einer Platte erfolgen mußte, wurde mit Dunkelfeldbeleuchtung gearbeitet. Auch hier ergibt sich eine Schwierigkeit darin, daß die Platte genau parallel zu Spalt und Streifen-system verschoben werden muß. Sie läßt sich umgehen, wenn ähnlich wie bei der Aufnahme, beide Streifen-systeme wechselweise abgedeckt werden. Das Photometrieren kann dann ohne Plattenverschiebung geschehen.

Zur Bestimmung der Abklingzeit sind aus den Photometerkurven zwei Werte zu ermitteln: Erstens der gegenseitige Abstand L der Extremwerte, zweitens die Verschiebung ΔL , die die Extremwerte der Fluoreszenzkurve gegen die der mit direktem Licht aufgenommenen Kurve aufweisen. Die Abklingzeit berechnet sich dann zu

$$T = \frac{\tau}{L} \cdot \Delta L.$$

Da das Licht bekanntlich mit der doppelten Frequenz des den Quarz erregenden Senders moduliert ist, ist $\tau = \frac{1}{2\nu}$. Es wurde bei einer Frequenz $\nu = 1,33 \cdot 10^7$ Hertz gearbeitet. Daraus ergibt sich $\tau = 3,76 \cdot 10^{-8}$ sec.

Die Photogramme erfaßten jeweils 10 Streifen einer Aufnahme. Zur Bestimmung von ΔL standen also 20 Extremwerte zur Verfügung. Als Mittelwert wurde das arithmetische Mittel ΔL_m dieser Meßwerte angenommen und der mittlere Fehler M des Mittelwertes in bekannter Weise aus den Quadraten der Abweichung der Einzelmessungen vom Mittelwert gebildet. Es ist also die zu bestimmende Abklingzeit

$$T = \frac{\tau}{L} (\Delta L_m \pm M) = \frac{\tau}{L} \Delta L_m \pm \frac{\tau}{L} M.$$

Auf diese Weise wurden die Abklingzeiten von Fluorescein, Uranin und Eosin in H_2O bei verschiedenen Konzentrationen K bestimmt. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Stoff	K in g/cm ³	L	ΔL_m	M	$T \cdot 10^9$ sec
Eosin	$5 \cdot 10^{-5}$	47,5	$6,40 \pm 0,20$		$5,10 \pm 0,16$
„	10^{-4}	47	$5,85 \pm 0,18$		$4,70 \pm 0,13$
Eosin in Glycerin	10^{-3}	46,2	$2,55 \pm 0,22$		$2,06 \pm 0,17$
„	10^{-3}	46,2	$2,46 \pm 0,08$		$2,00 \pm 0,06$
Uranin	10^{-4}	20,8	$1,12 \pm 0,04$		$4,57 \pm 0,18$
„	10^{-3}	20,8	$1,10 \pm 0,05$		$4,47 \pm 0,20$
Fluorescein	10^{-4}	20,8	$1,20 \pm 0,05$		$4,88 \pm 0,20$
„	10^{-5}	19,6	$1,12 \pm 0,05$		$4,80 \pm 0,20$

Die Werte der verschiedenen Aufnahmen stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit gut überein. Als mittlere Genauigkeit können $2 \cdot 10^{-10}$ sec angenommen werden. Dies ist die gleiche Genauigkeit, die Szymanowski¹⁾ bei Anwendung höchster Präzision mit einem Kerr-Zellen-Fluorometer erreichte.

Die hier angegebenen Werte sind dagegen nur als Anwendungsbeispiel für die entwickelte Anordnung gedacht und könnten in ihrer Genauigkeit noch erheblich gesteigert werden. Hierzu wäre es nötig, die abbildende Optik zu verbessern und den Sender, der den Schallerzeuger erregt, selbst quarzgesteuert zu machen und aus einer stabilisierten Spannungsquelle zu speisen. Außerdem müßte bei den Aufnahmen mit direktem Licht die Farbe dieses Lichtes durch geeignete Filter der des Fluoreszenzlichtes angepaßt werden, da die Lage der Konvergenzstreifen in geringem Maße von der Farbe des eingestrahnten Lichtes abhängt. Schließlich müßten die Aufnahmen vor dem Photometrieren nochmals vergrößert werden, um eine exakte Parallelstellung von Photometerspalt und Streifen zu gewährleisten. Bei Berücksichtigung dieser Maßnahmen dürfte sich eine Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-11}$ sec erreichen lassen.

Eine Zusammenstellung der von anderen Autoren gefundenen Werte für Abklingzeiten, die sich mit denen des Verfassers vergleichen lassen, ist im folgenden gegeben:

Szymanowski ¹⁾ Fluorescein	$c = 1,7 \cdot 10^{-4}$	$T = (4,98 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$,
Winston Cram ²⁾ Uranin	$c = 10^{-4}$	$T = (4,50 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$,
Winston Cram ²⁾ Uranin	$c = 10^{-3}$	$T = (4,36 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$.

¹⁾ W. Szymanowski, ZS.f. Phys. **95**, 440, 1935. — ²⁾ Winston Cram, ebenda **103**, 551, 1936.

Zusammenfassung.

Ein neues Fluorometer wird beschrieben, das die Messung kürzester Abklingzeiten ohne Verwendung eines Lichtweges gestattet. Das zur Erregung dienende Licht wird mittels einer Ultraschalloptik moduliert. Als Indikator dient die stroboskopische Abbildung einer fortschreitenden Schallwelle. Die Lage dieser Abbildung ist bei stroboskopischer Beleuchtung durch den Augenblick der Aufhellung gegeben. Da dieser bei Fluoreszenzlicht um die mittlere Abklingzeit des Fluoreszenzleuchtens gegenüber dem bei direktem Licht verzögert ist, erscheint das Schallwellenbild in einer anderen Lage, je nachdem, ob es mit direktem oder mit Fluoreszenzlicht gewonnen wird. Die Lagenänderung entspricht dem Weg, den die Schallwelle in der Zeit der Verzögerung zurückgelegt hat. Bei bekannter Modulationsfrequenz ergibt diese Änderung also direkt die Abklingzeit. Um eine Fälschung der Messung durch den Einebnungseffekt zu vermeiden, werden die Aufnahmen der Schallwellenbilder photometriert und die Lagenänderungen aus der gegenseitigen Verschiebung der Schwärzungsmaxima beider Bilder ermittelt.

Die Verwendbarkeit des Fluorometers wird an einigen Beispielen gezeigt. Es ergibt sich eine Meßgenauigkeit von $2 \cdot 10^{-10}$ sec. Eine Steigerung dieser Genauigkeit scheint möglich zu sein.

Gegenüber anderen Konstruktionen weist das beschriebene Fluorometer eine große Vereinfachung des Meßvorganges auf. Durch Beseitigung des sonst üblichen Lichtweges wird eine erhebliche Steigerung der Lichtausbeute erzielt. Da die Anordnung mit guter zeitlicher Konstanz arbeitet, lassen sich auch lichtschwache Vorgänge untersuchen, die bislang der Messung unzugänglich waren. Auch Untersuchungen im UV sind mit dem beschriebenen Fluorometer ohne weiteres durchzuführen.

Vorliegende Arbeit wurde auf Anregung und unter steter Förderung meines verehrten Lehrers, Herrn Prof. W. Hanle, dem ich hier ganz besonders danken möchte, im Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt.

Herrn Geheimrat Wien und Herrn Prof. Kulenkampff bin ich für die Überlassung der Institutsmittel, den Firmen Zeiss und Schott für die Bereitstellung wichtigen Materials und Herrn Dr. H. Straubel für die Überlassung mehrerer Quarze und Turmaline zu großem Dank verpflichtet.

Soeben erschien:

Rechnerische Verfahren zur harmonischen Analyse und Synthese

mit Schablonen für eine Rechnung
mit 12, 24, 36 oder 72 Ordinaten

Von

Dr.-Ing. Albrecht Hußmann
München

Mit 24 Abbildungen im Text und auf 2 Tafeln

4 Zahlentafeln sowie 10 Berechnungstafeln. 28 Seiten. 1938. RM 9.60

Bei vielen Aufgaben der Mathematik, Physik und der Technik ergibt sich die Notwendigkeit, eine graphisch oder in Tabellenform gegebene Kurve in eine Fourier-Reihe, also in Sinuswellen zu zerlegen. Diese „Harmonische Analyse“ kann mit Hilfsgeräten oder durch rechnerische Näherungsverfahren durchgeführt werden. Bisher veröffentlichte Schemaverfahren zur Vereinfachung solcher Rechnungen sind für viele Aufgaben nicht genau genug. Bei einer Einteilung des zu analysierenden Intervalls in 24 Teile liefern diese Verfahren Beiwerte für höchstens 11 Harmonische, wobei die letzten Harmonischen nur sehr ungenau wiedergegeben werden. In dem vorliegenden Buch werden Schablonen auf der Grundlage des Runge'schen Verfahrens für vier verschiedene Unterteilungen des Intervalls in 12, 24, 36 oder 72 Teile angegeben. Die mit den Schablonen für 72 Teile erreichbare Genauigkeit dürfte für alle praktischen Fälle ausreichen. Die Handhabung der Schablonen, die in gleicher Weise für die Analyse und Synthese benutzt werden können, ist so vereinfacht worden, daß die Rechnung einschließlich einer Kontrollrechnung an Hand einer leicht verständlichen Gebrauchsanweisung von Hilfskräften durchgeführt werden kann. In dem Buch sind die mathematischen Grundlagen der harmonischen Analyse und die für die Entwicklung der Schablonen notwendigen Ableitungen besprochen. Die Schemaverfahren liefern nur Näherungswerte, wobei der Grad der Annäherung dieser Werte an die wahren Fourier-Werte abhängt von der Kurvenform, der Ordnungszahl der betreffenden Harmonischen und der Zahl der Unterteilungen des Intervalls. Diese Zusammenhänge sind in Gleichungen dargestellt, nach denen die zu erwartenden Fehler abgeschätzt werden können. In vielen Fällen interessiert nicht das gesamte Spektrum der Funktion, sondern nur die Größe einer oder weniger Harmonischen. Hierfür ist ein Verfahren angegeben, nach dem man die Größe einer Harmonischen als einfache Summe bestimmter Ordinaten unter Vermeidung von Multiplikationen in sehr einfacher Weise bestimmen kann. Eine Reihe von Zahlenbeispielen erläutert die Handhabung der Schablonen und die Fehlerbetrachtungen.

Inhaltsverzeichnis: Einführung. — **Allgemeine Grundlagen.** Analyse: Grundgleichungen. Beispiele von formelmäßig durchzuführenden Analysen. Näherungsgleichungen. Synthese: Grundgleichungen. Näherungsgleichungen. — **Schemaverfahren nach Runge.** Analyse: Entwicklung des Rechenschemas. Beschreibung der Rechenschablonen. Synthese: Entwicklung des Rechenschemas. Beschreibung der Rechenschablonen. — **Kontrollrechnungen für die Schemaverfahren.** Analyse. Synthese. — **Fehler der Schemaverfahren.** Analyse. Synthese. — **Einfaches Verfahren zur unabhängigen Berechnung einer einzelnen Harmonischen ohne Anwendung von Multiplikationen.** Beschreibung des Verfahrens. — Genauigkeit und Verschärfung des Verfahrens. — **Durchführung eines Zahlenbeispiels.** Analyse. Synthese. — **Gebrauchsanweisung für die Benutzung der im Anhang enthaltenen Schablonen.** Verzeichnisse der Tafeln für die Schemaverfahren. Zeitbedarf für die verschiedenen Rechnungen. Rechnungsgang für die Analyse. Rechnungsgang für die Synthese. — **Schrifttum.** — **Anhang:** 10 Tafeln für die Schemaverfahren mit 12, 24, 36 oder 72 Ordinaten.

	Seite
O. Maercks , Neuartige Fluorometer. Mit 9 Abbildungen. (Eingegangen am 13. April 1938)	685
Walter Glaser , Die kurze Magnetlinse von kleinstem Öffnungsfehler. Mit 6 Abbildungen. (Eingegangen am 7. April 1938)	700
Folke Tyrén , Absolute Wellenlängenbestimmung der $Al K\alpha_{1,2}$ -Linie nach der Konkavgittermethode. Mit 2 Abbildungen. (Eingegangen am 11. April 1938)	722
M. Straumanis und A. Ieviš (unter Mitarbeit von K. Karlsons), Die Drehkristallmethode als Präzisionsverfahren und deren Vergleich mit der Pulvermethode. Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 12. Mai 1938) . . .	728
Josef Kaplan , Die Identifizierung der Aurorastrahlung. (Eingegangen am 12. Februar 1938)	744
Josef Kaplan , Die Erzeugung des Auroraspektrums im Laboratorium. Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 12. Februar 1938)	750
Karl-Heinrich Riewe , Die Zustandssumme eines Dissoziationsvorganges. (Eingegangen am 27. April 1938)	753
Kôtarô Honda und Tamotsu Nishina , Über den Knick der Magnetisierungskurve des Eiseneinkristalls im schwachen magnetischen Felde. Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 19. April 1938)	758
H. A. S. Eriksson , Die Relativitätskorrekturen zur Ionisationsenergie von Atomen mit zwei Elektronen. (Eingegangen am 5. Mai 1938)	762
Autorenregister	774
Titel und Inhalt zum 109. Bande	

Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus den Siemens-Werken

XVII. Band. Drittes Heft

(Abgeschlossen am 22. April 1938)

Unter Mitwirkung von zahlreichen Fachleuten herausgegeben von der
Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten der Siemens-Werke
 Mit 132 Bildern. IV, 156 Seiten. 1938. Steif geheftet RM 11.—

Inhaltsübersicht: **Anfachung von Schwingungen bei Synchronmaschinen durch Labilität der Erregermaschine.** Von A. v. Timascheff. — **Die Ausgleichvorgänge beim Einschalten einer Tiefnutwicklung.** Von A. Koos. — **Thermisches Verhalten von Ultraschallformatoren bei Klemmenkurzschlüssen.** Von H. Prinz. — **Untersuchung über die Entstehung von Kontaktbögen.** Von H. P. Fink. — **Über die Energieumsetzung durch Elektronenstoß in Edelgassäulen.** Von G. Mierdel. — **Die Frequenzabhängigkeit des Schroteffektes im Falle sehr starker Gegenspannungen.** Von E. Spenke. — **Über den Einfluß einer geringen Ionenemission aus einer Glühkathode auf den Schroteffekt.** Von E. Spenke. — **Über den Entladungsvorgang und die Ionenausbeute der Kanalstrahlentladung.** Von C. Hailer. — **Massenspektroskopische Untersuchungen von Wasserstoff- und Helium-Kanalstrahlen.** Von W. Schütze.

Lebenslauf.

Am 24. Juli 1911 wurde ich, Otto Friedrich Maercks, als Sohn des Dipl.-Ing. Joseph Maercks und seiner Ehefrau Dora geb. Schumann in Frankfurt a. M. geboren. Ich bin arischer Abstammung und besitze die deutsche Staatsangehörigkeit. In Frankfurt besuchte ich ein Jahr die Bismarck-Mittelschule und anschließend zwei Jahre in Bochum die Volksschule am Weilenbrink. Ostern 1921 trat ich in das staatliche humanistische Gymnasium Bochum ein, wo ich Ostern 1930 die Reifeprüfung ablegte. Im S.-S. 1930 begann ich an der Universität Bonn Physik und Mathematik zu studieren. Mein Studium setzte ich im W.-S. 1931 und S.-S. 1932 an der Universität München fort. Ab S.-S. 1933 besuchte ich die Universität Jena, wo ich im W.-S. 1935 die Vorprüfung für Physiker ablegte und mit der Anfertigung meiner Doktorarbeit begann.