

ZEITSCHRIFT FÜR DEN PHYSIKALISCHEN UND CHEMISCHEN UNTERRICHT

51. JAHRGANG

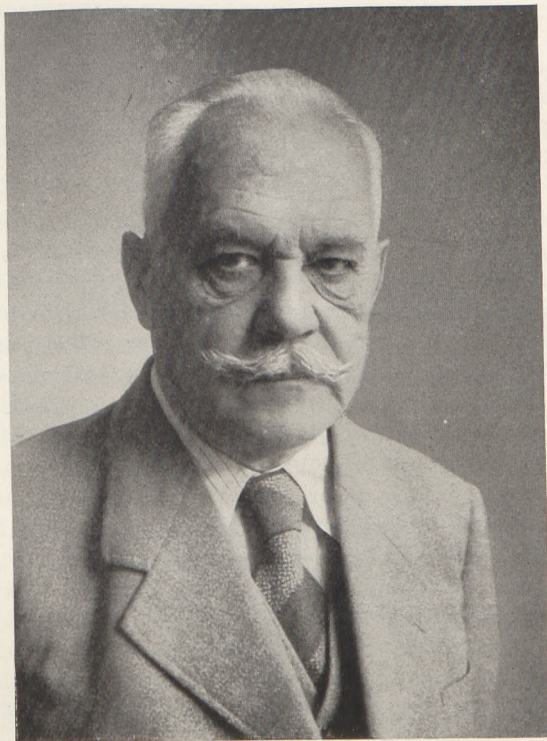
1938

HEFT 6

Zu ARNOLD SOMMERFELDS 70. Geburtstag.

Von O. Scherzer in Darmstadt.

Am 5. Dezember tritt Geheimrat Professor Dr. ARNOLD SOMMERFELD in die Reihe der Senioren der Physik. Alle die Physiker, Mathematiker und Techniker, die im Laufe der letzten viereinhalb Jahrzehnte zu seinen Füßen gesessen sind, werden sich aus diesem Anlaß mit Freuden an ihren einstigen Lehrer erinnern¹. Ihre Freude



A. Sommerfeld.

wird um so größer sein, wenn sie hören, daß er noch im vergangenen Sommer-Halbjahr wie alle die Jahre vorher seine sämtlichen Vorlesungen und sein Seminar gehalten hat, und daß er im kommenden Winter seine Hauptvorlesung nur aus der Hand geben will, um seine volle Arbeitskraft dem 2. Bande des Werkes „Atombau und Spektrallinien“ zu widmen.

Der auffallendste Zug an SOMMERFELDS Lebensarbeit ist die enge Verknüpfung von wissenschaftlicher und pädagogischer Leistung. Schon lange bevor sein Name durch

¹ Anmerkung der Redaktion. Das Lichtbild ist von den Herren Dr. G. ELWERT, Tübingen und Dr. A.-W. MAUE, München in dankenswertem Entgegenkommen zur Verfügung gestellt worden.

seine Arbeiten und sein Buch über den Atombau den interessierten Kreisen bekannt wurde, war er den Technikern der verschiedensten Richtungen ein geläufiger Begriff. Das von dem Göttinger Mathematiker FELIX KLEIN und seinem damaligen Assistenten SOMMERFELD um die Jahrhundertwende begonnene und von SOMMERFELD vollendete mehrbändige Werk „Über die Theorie des Kreisels“ wird auch heute noch von führenden Ingenieuren als eine Kulturtat bezeichnet. Seine theoretischen Untersuchungen über das Verhalten der Schmiermittel in Lagern sind noch immer die Grundlage für die Beurteilung der Schmieröle. Untersuchungen über die verschiedensten Gebiete der Physik, wie turbulente Flüssigkeitsströmungen, Hochfrequenztechnik, Beugungsprobleme, Mechanik des menschlichen Ohres, bis hin zu vorwiegend mathematischen Gebieten wie Funktionentheorie und Geometrie vieldimensionaler Räume, zeigten schon früh SOMMERFELDS vielseitiges Interesse und seine Bereitschaft, überall helfend einzuspringen, wo der Ruf nach der Hilfe eines maßgebenden Mathematikers und Physikers erscholl. Es gibt wohl kaum ein Gebiet der reinen und technischen Physik, in das er nicht durch seine Arbeiten oder durch gelegentliche Bemerkungen klärend und fördernd eingegriffen hat¹.

Seit einem Vierteljahrhundert gehört SOMMERFELDS wissenschaftliche Liebe in erster Linie dem Elektron, dessen Verhalten im freien und gebundenen Zustand er in zahlreichen Veröffentlichungen untersucht hat und heute noch untersucht. Von besonderer Bedeutung für die Entwicklung der Atomphysik wurde seine Festlegung der Elektronenbahnen im Wasserstoffatom. Durch BOHRs geniale Zurückführung des Wasserstoffspektrums auf die zweifache Wirksamkeit des PLANCKschen elementaren Wirkungsquantums war die Energie und mit ihr die große Achse der Bahnellipse bestimmt. SOMMERFELD erkannte, daß auch die Exzentrizität und die räumliche Lage der Bahnen sinnvoll festgelegt wird, wenn man BOHRs Zauberformel, die Quantelung des Phasenintegrals, nicht nur auf die gesamte Bewegung des Elektrons, sondern auf jeden einzelnen Freiheitsgrad der Elektronenbewegung anwendet. Dadurch war einerseits die Menge der möglichen Elektronenzustände abzählbar geworden, was sich später für die Theorie des Periodischen Systems der chemischen Elemente als grundlegend erwies, andererseits war nunmehr der Weg frei für die Behandlung von Elektronenbahnen, die nicht schon nach einem einzigen Umlauf in sich selbst zurückkehrten. Solche Bahnen treten auf, wenn die beim Wasserstoffatom vorliegenden einfachen Verhältnisse irgendwie gestört werden, wie z. B. bei der Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes (STARK-Effekt), bei teilweise abgeschirmtem Kernfeld in nicht wasserstoffähnlichen Atomen, und vor allem bei Berücksichtigung der Geschwindigkeits-Abhängigkeit der Elektronenmasse. Die Untersuchung des letzteren Falles führte SOMMERFELD im Jahre 1916 zur Aufstellung seiner berühmten „Feinstrukturformel“, die die Dublett-Aufspaltung der Wasserstofflinien und der Helium-Funkenlinien zu berechnen gestattet. Sie stimmt auch im Rahmen der heutigen Meßgenauigkeit noch mit den experimentellen Befunden überein² und war bis vor kurzem noch die genaueste Bestätigung der LORENTZschen Formel für die Geschwindigkeits-Abhängigkeit der Elektronenmasse. Sie ist daher auch heute, obwohl die ihr zugrunde liegende Vorstellung von genau angebbaren Elektronenbahnen längst der Vergangenheit angehört, ein wesentlicher Prüfstein für jede neue Theorie der Elektronenbewegung. Beispielsweise hat sie die Entscheidung zwischen der von SCHRÖDINGER und GORDON versuchsweise vorgeschlagenen Wellengleichung schneller Elektronen und der DIRAC-Gleichung zugunsten der letzteren herbeigeführt.

Die Bedeutung der SOMMERFELDSchen Feinstrukturformel liegt vor allem darin, daß sie einen beobachtbaren Linienabstand zurückführt auf eine dimensionslose Konstante α ,

¹ Eine eingehendere Würdigung von SOMMERFELDS physikalisch-technischen Arbeiten findet sich anlässlich seines 65. Geburtstages aus der Feder von W. GERLACH und E. RÜCHARDT in „Metallwirtschaft“, 12. Jahrg., S. 717. 1933.

² Vgl. z. B. M. HEYDEN: Z. Physik 106, 499 (1937).

die sich aus der Elektronenladung e , dem PLANCKSchen Wirkungsquantum h und der Lichtgeschwindigkeit c zusammensetzt gemäß der Gleichung:

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}.$$

In dieser SOMMERFELDSchen Feinstrukturkonstanten α , oft auch kurz SOMMERFELD-Konstante genannt, geben sich drei rätselvolle Grundkonstanten der Physik ein Stelldichein. Jede verkörpert in sich eine der Grenzen der Physik, auf die der Menscheng Geist gegen seine ursprünglichen Erwartungen gestoßen ist: Die Elektronenladung e vertritt die Unteilbarkeit der elektrischen Elementarladung und damit den Atomismus der Elektrizität. Das elementare Wirkungsquantum h weist auf die Wellennatur der Materie und damit auf die Grenzen hin, die uns bei der gleichzeitigen Festlegung von Ort und Impuls jedes Körpers gezogen sind. Die Lichtgeschwindigkeit c erinnert uns daran, daß sowohl nach der Elektrodynamik wie nach der Relativitätstheorie allen Geschwindigkeiten durch die Lichtgeschwindigkeit eine obere Grenze gesetzt ist. Die Bedeutung der SOMMERFELD-Konstante als der einzigen dimensionslosen Kombination der drei Grundkonstanten e , h und c läßt uns glauben, daß sie noch dann und gerade dann ihre grundsätzliche Bedeutung zeigen wird, wenn sich einmal die heute in e , h und c verkörpernten, logisch voneinander unabhängigen Wurzeln der Atomtheorie: die Elektronentheorie, die Quantentheorie und die Elektrodynamik bzw. Relativitätstheorie, als die verschiedenen Seiten einer einheitlichen Theorie der Elementarladung enthüllen sollten. Die Frage, ob α irgendeine beliebige transzendente Zahl oder ob exakt $\frac{1}{\alpha} = 137$ ist, wie der englische Physiker EDDINGTON durch eine geistreiche Rechnung gezeigt zu haben glaubt, hält schon seit Jahren die Atomphysiker in Atem. Das Experiment, dem bei dem derzeitigen Fehlen einer einheitlichen Theorie der Elementarladung die alleinige Entscheidung zukommt, läßt die Bedenken gegen die Ganzzahligkeit der reziproken SOMMERFELD-Konstanten von Jahr zu Jahr geringer werden.

Ein anderes Beispiel für SOMMERFELDS Neigung zu Elektronenproblemen ist seine Theorie der Metallelektronen. Die Theorie der metallischen Leitfähigkeit hatte um die Jahrhundertwende in den Händen von DRUDE und LORENTZ einen erfreulichen Anfang genommen, war aber bald in einem Gestrüpp von Widersprüchen stecken geblieben. Erst SOMMERFELD gelang es vor etwa zehn Jahren, durch Anwendung bewährter quantentheoretischer Begriffe die Mehrzahl der Widersprüche zu beheben und dadurch die Theorie der Metalle zu neuem Leben zu erwecken. Sie hat sich seitdem unter seiner tätigen Mitwirkung kräftig weiter entwickelt und läßt heute das Zustandekommen der wichtigsten Eigenschaften der Metalle wie Dichte, Kompressibilität, spezifische Wärme, thermische und elektrische Leitfähigkeit, Glühelktronen-Emission und magnetische Eigenschaften in ihren Grundzügen verstehen.

Ein großer Teil von SOMMERFELDS Leistungen auf dem Gebiete der Atomphysik fand seinen Niederschlag in den fünf Auflagen seines Buches „Atombau und Spektrallinien“ und ist daher, da SOMMERFELD sich selbst nur äußerst spärlich zu zitieren pflegt, vielen Physikern nicht als ursprüngliche SOMMERFELDSche Leistung vor Augen. Um so eindeutiger ist dafür das Lob über den pädagogischen Wert seines Buches, das durch seine klare Sprache und meisterhafte Auswahl und Anordnung des Stoffes vielen Physikern und vielen interessierten Laien das Verständnis für die Gesetze des Atombaus vermittelt und in ihnen die Liebe zu den Atomen und die Ehrfurcht vor der bis ins kleinste wirk-samen Ordnung der Natur erweckt hat.

Der Erfolg und die begeisterte Aufnahme von SOMMERFELDS Buch leiten über zur Betrachtung seiner erfolgreichen Tätigkeit als Hochschullehrer, die ja vielen Lesern dieser Zeitschrift aus eigenem Erinnern vor Augen steht. Der auffallendste Zug an SOMMERFELDS Leistungen auf diesem Gebiet ist wohl der, daß sie sich ohne jede unnatürliche Pose, man möchte fast sagen, ganz ungewollt abspielen. Seine Lehrweise ist die durch keine eiteln Nebenabsichten getrübe Auswirkung eines Herzens, das in

gleicher Liebe für die Wissenschaft wie für seine jungen Hörer schlägt. Wie er seine wissenschaftlichen Ergebnisse gewonnen hatte, so plauderte er sie, meist noch vor ihrer endgültigen Vollendung, an seine jungen Mitarbeiter aus. Gerade dadurch vermittelte er einer großen Zahl junger Menschen das Erlebnis, das sie für immer an die Naturforschung band.

Auch in der „großen“ mehrsemestrigen Vorlesung über theoretische Physik wird wohl nie ein Student den Eindruck gehabt haben, daß ihm hier etwas „beigebracht“ werden soll. Diejenigen, die sich eine gute Vorlesung nur als möglichst bequeme Vermittlung von Wissensstoff vorstellen konnten, verließen entrüstet den Hörsaal; die anderen aber waren bald gefesselt von dem Eindruck, daß SOMMERFELD das vorgetragene Gedankengebäude jedesmal im Augenblick des Vortrags neu schuf. Daß er dabei gelegentlich in kleinere Sackgassen geriet, aus denen er sich alsbald, unbekümmert um den dadurch hervorgerufenen Eindruck, laut denkend wieder zurückzog, habe ich bald als einen besonderen Vorzug seiner Lehrweise schätzen gelernt. Besser als jedes Kolleg über die Methodik des wissenschaftlichen Denkens es ermöglicht hätte, vermittelte er uns so einen Einblick in die Werkstatt eines schöpferischen Geistes. In solchen Fällen, wie auch in seinen Übungen, wenn er durch unerwartete Fragen aus dem Hörerkreis in Bedrängnis geraten war, verriet uns ein leichtes Zögern seiner Stimme, daß wir uns auf unsicherem Boden bewegten. In noch kürzeren Abständen als sonst machte er sich und uns den anschaulichen Inhalt der Formeln klar. Er tastete sich bald in der einen, bald in der anderen Richtung vorwärts, immer wieder prüfend, ob der eingeschlagene Weg überhaupt zu dem Ergebnis führen konnte, das durch die Anschauung oder die Erfahrung vorgezeichnet war. Dabei pflegte er gelegentlich durch ein kurzes „na, ist ja Unsinn“ seine vorausseilende Phantasie zur Disziplin zu rufen, damit die mathematische Formulierung mit ihr Schritt halten konnte. Die Unbefangenheit des Vor-sich-hin-Denkens erweckte den Eindruck eines Menschen, der nichts zu verheimlichen hat und erzeugte in ihrer Ehrlichkeit Vertrauen und Liebe. Ich erinnere mich noch an ein Gespräch mit meinen Kameraden im Anschluß an unsere ersten Vorlesungsstunden bei SOMMERFELD. Wir beichteten uns gegenseitig, wie es uns bedrückt hatte, daß unsere eigenen Gedanken nicht so glatt abrollten, wie es die meisten Hochschullehrer von den ihren glauben machten, und was für ein Stein uns vom Herzen fiel, als wir am Beispiel SOMMERFELDS merkten, daß die Mühe bei der Einhaltung einer geraden Gedankenfolge noch kein Zeichen für die Unbrauchbarkeit eines Kopfes ist.

Noch stärker als in den Vorlesungen und Übungen erwies sich der Eindruck von SOMMERFELDS Persönlichkeit in dem engeren Kreise seiner Assistenten und Doktoranden. Die Arbeit an den gemeinsamen wissenschaftlichen Aufgaben, die Atmosphäre gegenseitigen Vertrauens, die alle einschloß, ließen hier eine Gemeinschaft entstehen, die sich auch heute noch auswirkt, wo ehemalige Angehörige des Instituts sich treffen. An dem Zustandekommen dieser Gemeinschaft waren auch außerwissenschaftliche Ereignisse stark beteiligt, so der regelmäßige Mittwoch-Nachmittag der Münchener Physiker im Hofgarten-Café, gelegentliche musikalische und andere Abende „beim Chef“, und vor allem die Alm. SOMMERFELD hatte eine der im Winter leerstehenden Almhütten in der Nähe von Bayrischzell gemietet und unter kräftiger Mitwirkung seines Mechanikers, des Oberwerkmeisters SELMAYR, zur Schilhütte ausgebaut. Wenn der Schnee im Gebirge so schön lag, daß man in München mehr an das Schilaulen als an die Elektronen denken mußte, wurde das ganze Institut einschließlich Chef, Mechaniker und den meist anwesenden ausländischen Gästen auf die Alm verlegt. Und wenn SOMMERFELD vor einer steilen Abfahrt bei unsicherem Schnee uns riet „heute fahren wir unsere Spuren besser $\sin \alpha$ nicht $\sin \frac{\alpha}{2}$ “, so wird jeder schilaulende Physiker wissen, was damit gemeint war.

Es ist im allgemeinen schwer, den Erfolg pädagogischer Tätigkeit in Zahlen zu fassen. Ein Beleg für SOMMERFELDS Fähigkeit, Begabungen zu erkennen und zu fördern, mag aber sein, daß unter den derzeitigen Inhabern reichsdeutscher Lehrstühle zehn ihre

Doktorarbeit bei SOMMERFELD gemacht haben. Dazu kommen noch fünf im weiteren deutschen Sprachgebiet und etwa ein Dutzend in der übrigen Welt. Nimmt man dazu die schwer angebbare, aber sicher sehr große Zahl der Physiker, Chemiker und Mathematiker an Hochschulen, höheren Schulen und in der Industrie, die in ihrer wissenschaftlichen Entwicklung entscheidend durch SOMMERFELD beeinflusst worden sind, so kann man ermessen, einen wie großen Beitrag SOMMERFELD auch auf diesem Wege für die Entwicklung der deutschen Naturwissenschaft und für ihre Wertschätzung in der Welt geleistet hat.

Fragt man nach den wesentlichen Merkmalen von SOMMERFELDS Arbeitsweise, die sich auch auf die Mehrzahl seiner Schüler übertragen hat, so wird man vor allem seine Stellung zur Mathematik und zur Philosophie in Betracht ziehen. Wie bei jedem „Theoretiker“, hängt auch beim theoretischen Physiker der Wert seiner Arbeit davon ab, wieweit es ihm gelingt, aus diesen beiden Quellen Kraft zu schöpfen, ohne ihren Lockungen zu erliegen. Während viele theoretische Physiker, die wie SOMMERFELD von der Mathematik herkommen, die physikalischen Begriffe nur als eine Art mathematischer Symbole anwenden, führte bei ihm die Beschäftigung mit der Physik gerade zu dem umgekehrten Ergebnis. Wird ihm heute eine Differentialgleichung vorgelegt, so konstruiert er sich in Gedanken ein physikalisches Modell, das dieser Gleichung genügt, überlegt sich anschaulich sein Verhalten, und macht sich erst dann an die Integration. Dabei wird die Mathematik gelegentlich etwas mißhandelt, mit dem Erfolg, daß die physikalischen Zusammenhänge dafür um so klarer hervortreten. Wer damit nicht einverstanden ist, oder wer selbst aus lauter mathematischer Strenge nicht zu fruchtbarem Denken kommt, erhält Ermahnungen wie etwa diese: „Die moderne Verschärfung der mathematischen Begriffe hat doch nicht den Sinn, daß man auf Schritt und Tritt durch diesbezügliche Bedenken behindert werden soll, sondern daß man diese Bedenken ein für allemal in der Mathematik erledigt, um hernach um so unbesorgter vorgehen zu können.“ Schon in seiner Doktorarbeit hat SOMMERFELD gezeigt, daß man sich unbesorgt über gewisse Divergenz-Schwierigkeiten bei Integralen hinwegsetzen darf, und noch heute kann man von ihm hören: „Was kümmert es Sie, ob das Integral konvergiert? Sie sollen es ausrechnen!“ Der Erfolg gab dieser Auffassung eindeutig recht, und mancher Mathematiker, dem die innere Folgerichtigkeit von SOMMERFELDS Arbeiten verschlossen blieb, bekannte resigniert: SOMMERFELD darf ruhig falsch rechnen, er kriegt doch immer das Richtige heraus.

Der Anwendung philosophischer Gesichtspunkte auf die Grundlagen der Physik steht SOMMERFELD mit einigem Mißtrauen gegenüber. Zwar zieht auch er die Kraft zu seinen Arbeiten aus dem unbedingten Glauben, daß die Naturgesetze verstandesmäßig und zahlenmäßig erfaßbar und bis zu einem gewissen Grade zu verstehen sind. Aber als echter Physiker sieht er die Quelle aller Naturerkenntnis in der Erfahrung. Er weiß, daß beim Zusammenstoß vermeintlicher Denknöten mit der Natur wir Menschen die Schwächeren sind und unsere Denkgewohnheiten zurechtrücken müssen. Wenn SOMMERFELDS Zurückhaltung gegenüber der Übertragung philosophischer Prinzipien auf die Natur auch nicht gerade geeignet ist, seine Schüler zur Erkundung völlig neuer Pfade der Naturerkenntnis anzufeuern, so hat sie doch die ihm anvertraute Jugend vor der Flucht in philosophische Spekulationen ebenso bewahrt wie vor ihrem Gegenpol, dem lähmenden Verzicht auf jedes „Verstehen“ der Natur. Daß deswegen die Quelle grundsätzlich neuer Gedanken nicht zu versickern brauchte, dafür sind einige seiner Schüler, allen voran HEISENBERG, ein lebender Beweis.

So sehen wir, wie in der Person SOMMERFELDS sich die Natur des Forschers und des Lehrers in schönster Harmonie verbindet. Er beschäftigt sich mit der Natur aus reiner Freude am Aufspüren ihrer Gesetzmäßigkeit, aus Neugierde, wie sie es wohl anstellt, um dieses oder jenes Kunststück zu vollbringen. Die Bedeutung seiner Forschungsarbeit für die Technik und die Atomphysik machte seinen Namen bekannt und lockte gleichgestimmte Naturen aus allen Teilen Deutschlands und der Welt an. Aus

ihnen wählte er sich mit sicherem Blick seine Schüler aus, und aus ihren Reihen wiederum gewann er die begeisterten Helfer seiner Arbeit. Alle aber, die ihn auf solche Weise als Wissenschaftler und als Menschen kennengelernt haben, erinnern sich seiner in Liebe und Verehrung.

So wünschen wir ihm zu seinem 70. Geburtstage für die kommenden Jahre ein rüstiges Fortschreiten seiner Arbeiten. Uns aber wünschen wir, daß er dem Kreis ihn liebender Menschen, seiner Gattin, seinen Kindern und Enkeln, seinen Schülern und Freunden noch recht lange in seiner alten Frische und Aufgeschlossenheit erhalten bleibt.

Zwei einfache Interferenzspektroskope.

Von E. Rüchardt in München.

In der Meßkunde und Spektroskopie ist eine Gruppe Interferenzerscheinungen von besonderer Bedeutung, die in der Schule kaum vorgeführt werden kann, weil die Hilfsmittel dazu fehlen. Das sind die Interferenzen gleicher Neigung an vollkommen planparallelen, durchsichtigen Platten. Ich möchte deshalb im folgenden zwei ganz einfache Anordnungen für die Erzeugung solcher Interferenzen angeben, die sich jeder leicht,

fast ohne Kosten, herstellen kann und die in manchen Fällen mit großen und teuren Spektralapparaten wetteifern können. Es wird den Lesern dieser Zeitschrift vielleicht willkommen sein, wenn wir zunächst das Kennzeichnende solcher Interferenzen besprechen und die Theorie der Interferenzspektroskope in großen Zügen entwickeln.

Durch die genau planparallele Glasplatte P (Fig. 1) mit der Dicke a und dem Brechungsindex n wird das unter dem Winkel α einfallende und unter dem Winkel β gebrochene Licht vom Punkte q_2 der beliebig ausgedehnten monochromatischen Lichtquelle Q in zwei Anteile gespalten, den direkt durchgehenden Strahl (1) und den zweimal reflektierten und dann durchgelassenen Strahl (2). Der optische Gangunterschied beträgt

$$\Delta = 2 a n \cos \beta = 2 a \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}. \quad (1)$$

Die Linse L vereinigt die beiden Anteile im Punkte A der Brennebene. Die von anderen Punkten von Q (z. B. von q_1) parallel zu dem erwähnten Strahl von q_2 einfallenden Strahlen werden in 2 Anteile mit dem gleichen Gangunterschied aufgespalten, wenn die Platte genau planparallel ist, und ebenfalls im Punkte A vereinigt. Der geometrische Ort der Vereinigungspunkte aller unter dem Winkel α von der Lichtquelle Q einfallenden Strahlen in der Brennebene von L

ist ein Kreis mit dem Radius $\varrho = f \cdot \operatorname{tg} \alpha$. Jeder dieser Strahlen wird durch die Platte in 2 Anteile mit dem gleichen Gangunterschied aufgespalten. Man erhält in den Punkten dieses Kreises (einer „Kurve gleicher Neigung“) größte oder kleinste Helligkeit, je nachdem in

$$\Delta = k \frac{\lambda}{2} \quad (2)$$

k eine gerade oder ungerade ganze Zahl ist. λ ist dabei die Vakuumwellenlänge. Da die beiden Lichtanteile nicht die gleiche Intensität haben, tritt für einen Ring mit einem ungeraden k keine völlige Auslöschung ein.

Das Zentrum der Interferenzringe liegt bei $\alpha = 0$. Der Gangunterschied ist hier am größten, nämlich

$$\Delta_0 = 2 a n = \frac{k_0 \lambda}{2}. \quad (3)$$

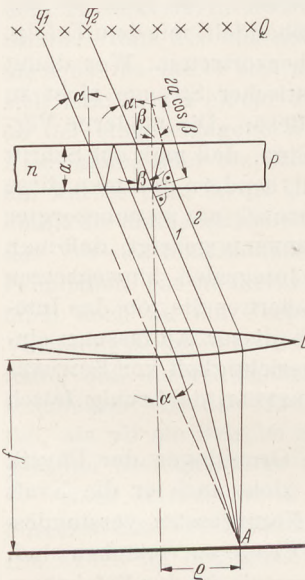


Fig. 1. Schematische Darstellung der Lichtinterferenz an einer planparallelen Platte. Interferenzen gleicher Neigung.

Das Zentrum ist hell für k_0 gerade, dunkel für k_0 ungerade. Die Radien ϱ aufeinanderfolgender Ringe verhalten sich, wenn α nicht zu groß ist, wie die Quadratwurzeln aus den ganzen Zahlen.

Beweis. Für $\alpha = 0$ ist nach (3)

$$n = \frac{k_0 \lambda}{4a}$$

Für den i -ten Ring gilt:

$$(k_0 - i) \frac{\lambda}{2} = 2a \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_i}$$

Wenn $i \ll k_0$, folgt sofort aus (5) und (4):

$$\sin^2 \alpha_i = \frac{n i \lambda}{2a}$$

oder

$$\sin \alpha_i \sim \text{tg } \alpha_i \sim \frac{\varrho}{f} = \sqrt{\frac{n \lambda}{2a}} \sqrt{i}$$

Ist das Zentrum hell, so verhalten sich die Radien der hellen Ringe wie die Wurzeln aus den geraden, die der dunkeln wie die Wurzeln aus den ungeraden ganzen Zahlen; ist das Zentrum dunkel, so ist es umgekehrt.

Die Helligkeitsverteilung im Ringsystem ist in Fig. 2 dargestellt, und zwar erstens unter der Annahme, daß die Intensitäten der beiden Teilstrahlen ungleich (z. B. $I_1 = 9$, $I_2 = 1$) sind, zweitens, daß sie gleich ($I_1 = I_2 = 5$) sind.

Die beiden Teilwellen sollen dargestellt sein durch:

$$S_1 = A_1 \sin 2\pi \nu t,$$

$$S_2 = A_2 \sin (2\pi \nu t + \epsilon).$$

Dann ist:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \epsilon$$

oder $I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \epsilon$.

Für $A_1 = A_2$ wird

$$I = 2 I_1 (1 + \cos \epsilon) = 4 I_1 \cos^2 \frac{\epsilon}{2}$$

Nur im zweiten Fall ist in den Minimis die Helligkeit Null und die Interferenzen sind kontrastreich. In beiden Fällen sind aber die Übergänge von hell zu dunkel allmählich. Enthält das Licht 2 homogene benachbarte Frequenzen, so erscheinen die beiden Streifensysteme nicht getrennt; man erhält lediglich eine verschieden gute Sichtbarkeit der Interferenzen, je nachdem die beiden Ringsysteme nahezu in „Dissonanz“ oder in „Konsonanz“ sind.

Scharfe Maxima auf dunklem Grunde kann man erhalten, wenn man nicht nur 2, sondern viele interferierende Teilstrahlen hat, zwischen denen paarweise die gleiche Gangdifferenz besteht. Grundsätzlich auf die gleiche Weise entsteht die Intensitätsverteilung im Beugungsbild eines optischen Gitters aus der im Beugungsbild nur zweier Spalte. In unserem Falle muß man die beiden Oberflächen der Glasplatte durchlässig versilbern. Man erhält dann Mehrfachreflexionen und kommt damit zu dem sog. Interferenzspektroskop von FABRY und PEROT. Gewöhnlich verwendet man statt einer Glasplatte die „Luftplatte“ zwischen zwei planen, durchlässig versilberten Glasplatten. Man kann dann die Dicke der Platte bequem variieren (Luftplattenspektroskop). Die Anzahl der Reflexionen und damit der Teilstrahlen wächst mit der Dicke der Versilberung.

Nehmen wir zur Vereinfachung an, daß alle N Teilstrahlen gleiche Intensität haben. Die Helligkeitsverteilung der Ringe ist dann für $N = 15$ in Fig. 4 (ausgezogene Linie) gegeben. Die Hauptmaxima entsprechen den scharfen Interferenzringen, während die Nebenmaxima sich nur als eine schwache Erhellung des Untergrundes bemerkbar machen. Die wirkliche Helligkeitsverteilung (gestrichelte Linie, gültig für ein Reflexionsvermögen 0,88) weicht von dieser idealen ein wenig ab, weil die aufeinanderfolgenden Reflexionen Teilstrahlen von einer nach einer geometrischen Progression abnehmenden Intensität ergeben. Der steile Helligkeitsabfall der Maxima bedingt, daß nunmehr

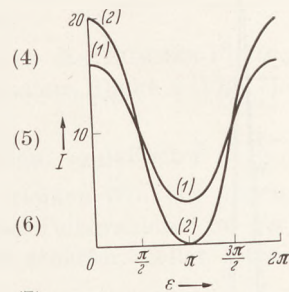


Fig. 2. Helligkeitsverteilung im Ringsystem:
1. $I_1 = 9$, $I_2 = 1$;
2. $I_1 = 5 = I_2$.

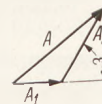


Fig. 3. Zeigerdiagramm. Zusammensetzung von Lichtvektoren.

mehrfache Ringe nach Art scharfer Spektrallinien sichtbar werden, wenn das Licht mehrere eng beieinander liegende Frequenzen enthält.

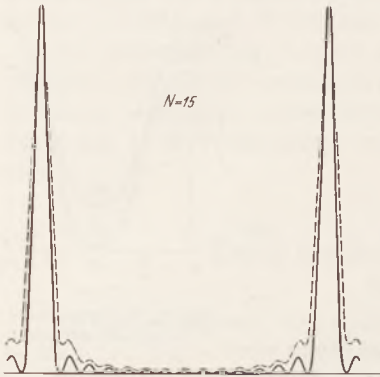


Fig. 4. Helligkeitsverteilung für 15 Teilstrahlen (nach E. GEHRCKE).

Für die Hauptmaxima gilt wieder:

$$2 a \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m \lambda, \tag{1}$$

wobei m eine ganze Zahl ist. Man erhält die Dispersion durch Differentiation nach λ mit Berücksichtigung der Abhängigkeit der Wellenlängen von n :

$$\frac{d \alpha}{d \lambda} = \frac{n^2 - \sin^2 \alpha - \lambda n \frac{d n}{d \lambda}}{\lambda \sin \alpha \cos \alpha} \tag{2}$$

Die Dispersion ist unabhängig von der Plattendicke.

$\lambda n \frac{d n}{d \lambda}$ ist klein gegen n^2 , so daß angenähert gilt:

$$\frac{d \alpha}{d \lambda} = \frac{n^2 - \sin^2 \alpha}{\lambda \sin \alpha \cos \alpha} = \frac{m^2 \lambda}{4 a^2 \sin \alpha \cos \alpha} \tag{3}$$

Differentiiert man (1) nach m und setzt $d m = 1$, was bei großem m erlaubt ist, so erhält man für den Winkelabstand zweier Hauptmaxima oder Ordnungen derselben Wellenlänge:

$$\Delta \alpha = \frac{\lambda \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{2 a \sin \alpha \cos \alpha} \tag{4}$$

Wenn man die Anordnung als Spektralapparat benutzen will, muß $d \alpha \leq \Delta \alpha$ sein, damit die Ordnungen nicht durcheinander kommen. Gleichsetzung ergibt für das sogenannte Dispersionsgebiet:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2 a \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} = \frac{\lambda}{m}, \tag{5}$$

oder für $\alpha = 0$

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2 a n}. \tag{6}$$

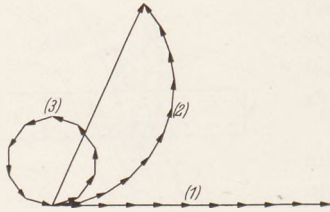


Fig. 5. Zusammensetzung von Lichtvektoren: Zeigerdiagramm für N Teilstrahlen gleicher Amplitude mit paarweise gleichen Phasenunterschieden.

Das ist der größte Wellenlängenbereich, der mit einem derartigen Spektroskop untersucht werden kann. Es ist ferner sehr wichtig, den kleinsten Wellenlängenbereich zu kennen, den man mit dem Apparat noch auflösen kann. Nehmen wir zur Vereinfachung wieder an, daß wir es mit N gleich intensiven Teilstrahlen zu tun haben. Sind die Teilwellen in Phase, so addieren sich die N gleichen Amplituden (1) (Fig. 5). Das trifft in den Hauptmaximis zu. Um einen kleinen Winkel davon entfernt, ist die Amplitude z. B. durch die Sehne des Polygons (2) gegeben. (3) bildet einen geschlossenen Linienzug. Die Amplitude und die Intensität ist hier Null. Wir haben die dem Hauptmaximum benachbarte Nullstelle der Intensität. Die Phasendifferenz benachbarter Teilschwingungen beträgt dann $\delta = \frac{2\pi}{N}$, die Gangdifferenz $\frac{\lambda}{N}$, der Winkelabstand vom Maximum daher nach (4)

$$\frac{\Delta \alpha}{N} = \frac{\lambda \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{2 a \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot N}$$

Zwei Wellenlängen gelten als gerade noch aufgelöst, wenn das Maximum der Intensität der einen auf das benachbarte Minimum der anderen fällt (Fig. 6). Das ist der Fall, wenn der Dispersionswinkel

$$d \alpha = \frac{\Delta \alpha}{N}$$

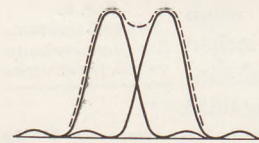


Fig. 6. Zum Auflösungsvermögen.

oder

$$\frac{d \lambda \cdot m^2 \lambda}{4 a^2 \sin \alpha \cos \alpha} = \frac{\lambda \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{2 a \sin \alpha \cos \alpha \cdot N}$$

woraus

$$\frac{d \lambda}{\lambda} = \frac{2 a \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{N m^2 \lambda} = \frac{1}{N m} \tag{7}$$

Die Formeln

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda}{m} \quad \text{Dispersionsgebiet} \tag{5}$$

und

$$d \lambda = \frac{\lambda}{m N} = \frac{\Delta \lambda}{N} \quad \text{Auflösungsvermögen,} \tag{7}$$

gelten allgemein für alle Interferenzspektroskope und auch für das optische Gitter.

Für eine Luftplatte gelten die gleichen Formeln mit $n = 1$. Also nach (6) und (7):

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2a} \quad \text{Dispersionsgebiet,}$$

$$d\lambda = \frac{\lambda^2}{2aN} \quad \text{Auflösungsvermögen.}$$

Eine wichtige Variante der bisher betrachteten Apparate ist die LUMMER-Platte. Das ist eine lange planparallele Glasplatte von einigen Millimetern Dicke a (Fig. 7). An dem einen Ende ist sie gewöhnlich schräg angeschliffen.

Der Winkel β ist nahezu gleich dem Winkel der Totalreflexion, so daß $\sin \beta \sim \frac{1}{n}$. Bei jeder Reflexion tritt ein Teil des Lichtes unter dem sehr kleinen Winkel ϵ gegen die Plattenebene aus. Auf diese Weise entstehen wieder viele Teilstrahlen. In der Brennebene der Linse L erscheint zu beiden Seiten ein System scharfer, heller Interferenzstreifen, parallel zur Plattenebene.

Mit $\alpha = 90^\circ - \epsilon$ (also nahezu $\sin \alpha = 1$) wird jetzt nach (5) das Dispersionsgebiet

$$\Delta \lambda \sim \frac{\lambda^2}{2a\sqrt{n^2-1}} = \frac{\lambda}{m}.$$

Das Auflösungsvermögen wird wieder

$$d\lambda \sim \frac{\lambda^2}{2aN\sqrt{n^2-1}}.$$

N ist jetzt im allgemeinen durch die Länge der Platte bestimmt:

$$N = \frac{l}{2a \operatorname{tg} \beta} = l \frac{\sqrt{n^2-1}}{2a}.$$

Daher wird das Auflösungsvermögen auch

$$d\lambda \sim \frac{\lambda^2}{l(n^2-1)}.$$



Fig. 7. LUMMER-Platte.

Die beschriebenen Anordnungen benutzt man zur Untersuchung

der Feinstruktur von Spektrallinien; des ZEEMAN-Effekts, zu sehr genauen Wellenlängenmessungen usw. Große planparallele Platten sind teuer, ebenso Luftplatteninterferometer, die sehr genau gearbeitet sein müssen, um die Justierung der Platten und eine genaue, meßbare Abstandsänderung unter Wahrung des Parallelismus zu ermöglichen.

Alle wesentlichen Eigenschaften dieser Interferometer kann man aber ausgezeichnet mit einfachen Hilfsmitteln vorführen, wenn man sich damit begnügt, nicht zu feine Strukturen von Spektrallinien zu untersuchen, z. B. Doppellinien, die sich um eine oder einige wenige Ångströmeinheiten unterscheiden. Geeignete Objekte sind: Erstens die beiden gelben Linien des Natriums (Abstand etwa 6 ÅE); zweitens die erste rote Linie der BALMER-Serie von leichtem und schwerem Wasserstoff. Der Abstand beträgt etwa 1,8 ÅE. Dieses zweite Beispiel ist überdies interessant, weil es der einfachste Fall für einen spektroskopischen Isotopeneffekt ist. $\frac{\Delta \lambda}{\lambda}$ ist nahezu $\frac{1}{3600}$. Natürlich lassen sich beide Trennungen auch schon mit einem guten Prismenapparat ausführen. Die zweite Aufgabe erfordert aber schon einen sehr guten und teuren Apparat. Auch die Trennung der D-Linien des Natriums wird mit Instrumenten, die der Schule zur Verfügung stehen, meist nicht ohne weiteres durchführbar sein.

Eine planparallele Glasplatte mit $n \sim 1,5$ und N Teilstrahlen (z. B. $N = 10$) muß eine Dicke haben, die sich aus (6) und (7) ergibt zu:

$$a < \frac{\lambda^2}{2n\Delta\lambda},$$

$$a > \frac{\lambda^2}{2n\Delta\lambda \cdot N}.$$

Für die D-Linien ist $\lambda \sim 5890 \text{ Å}$ und

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \sim \frac{1}{1000}.$$

Daher muß in cm

$$\frac{5,89 \cdot 10^{-3}}{3} < a < \frac{5,89 \cdot 10^{-2}}{3}$$

sein. 0,1 mm wird die geeignete Dicke sein. Für den etwa 3 mal so kleinen Abstand der roten Wasserstofflinien braucht man etwa die dreifache Dicke, also 0,3 mm. Eine planparallele Glasplatte von so geringer Dicke ist kaum zu beschaffen, dagegen hat sich Glimmer als sehr gut geeignet erwiesen.

Man legt eine größere, gute Glimmerplatte von 0,1 bis 0,3 mm Dicke auf schwarzes Papier und betrachtet sie bei einer Beleuchtung mit Natriumlicht, indem man fast streifend darüber blickt. Das Auge soll dabei auf unendlich akkommodiert sein. Man wird an vielen Stellen schwarze, dunkle Interferenzstreifen sehen. Eine Stelle, an der das Streifensystem gerade und ungebrochen erscheint, wird, wenn die Dicke etwa 0,1 mm beträgt, auch schon eine Verdoppelung der Streifen zeigen. Eine solche Stelle ist gut brauchbar. Man schneidet sie mit einem Rasiermesser vorsichtig unter leichtem Drucke heraus. Blickt man durch die Platte nach einer Mattglasscheibe, die von hinten mit Natriumlicht erleuchtet

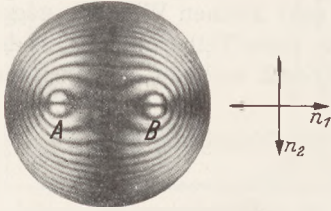


Fig. 8. Interferenzerscheinung an einem zweiachsigen Kristall im konvergenten Licht.

ist, so wird man auch schon ein, allerdings noch wenig kontrastreiches Interferenzsystem wahrnehmen.

Es ist nun noch notwendig, folgendes zu beachten: Der Glimmer ist ein zweiachsiger Kristall. Die Ebene, die die beiden Achsenrichtungen enthält, steht fast genau senkrecht auf den Ebenen größter Spaltbarkeit. Der Glimmer hat 3 Hauptbrechungs-exponenten. Für ostindischen Glimmer und Natriumlicht betragen diese (bei 20°):

n_1	n_2	n_3
1,5997	1,5941	1,5609.

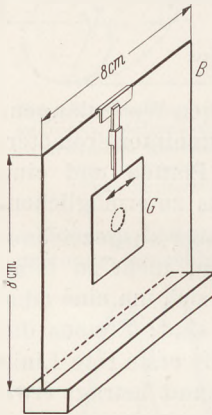


Fig. 9. Aufbau eines einfachen FABRY-PEROT-Interferometers.

Die Schwingungsrichtung des Lichtes mit dem kleinsten Brechungsexponenten n_3 ist fast genau senkrecht zur Ebene größter Spaltbarkeit und kommt daher für das Folgende nicht in Betracht. Die Schwingungsrichtungen mit dem größten und mittleren Brechungsexponenten liegen in der Ebene größter Spaltbarkeit, und zwar die mit dem größten Brechungsexponenten n_1 in der Ebene, die die beiden Achsen enthält, die mit dem mittleren Brechungsexponenten senkrecht dazu. Betrachtet man die Glimmerplatte zwischen gekreuzten Nicols in konvergentem Licht, so sieht man bei geeigneter Lage der Platte das bekannte Bild (Fig. 8) einer Lemniskate mit schwarzem Kreuz. Die Verbindungslinie AB liegt in der Achsen-ebene. Man markiert diese Richtung auf der Platte. Das ist zugleich die Schwingungsrichtung des Lichtes mit n_1 . Senkrecht dazu liegt die mit n_2 . Die Doppelbrechung bedingt, daß im Glimmer zwei wenig verschiedene Wellenlängen entstehen. Dadurch kann bei geeignetem Gangunterschied auch eine einfache Linie verdoppelt erscheinen. Solche „Geister“ lassen sich vermeiden, wenn man das Licht vor dem Eintritt in das Interferometer polarisiert. Man wählt z. B. die Schwingungsrichtung parallel zu der Richtung $A-B$.

Es ist nunmehr notwendig, die Glimmerplatte nach bekannten Verfahren durch Kathodenzerstäubung oder Aufdampfen im Vakuum beiderseitig durchlässig zu versilbern.

Das FABRY-PEROT-Interferometer wird dann folgendermaßen zusammengesetzt (Fig. 9): In ein geschwärztes Messingblech B von etwa 8×8 cm wird ein kreisrundes Loch von ungefähr 1 cm^2 Fläche gebohrt und das Ganze auf einem Messingklotz als Ständer befestigt. Das Glimmerblatt G sitzt, mit einem leichten Träger gehalten, auf dem oberen Rand verschiebbar vor dem Loch, ohne das Blech zu berühren. Es kann gesenkt, gehoben und etwas gedreht werden. Eine mit Natriumlicht, am besten mit

einer Natriumbogenlampe, von hinten erleuchtete Mattglasscheibe dient als Lichtquelle. Dicht vor dem Loch und dem Glimmer, nach der Lichtquelle zu, befindet sich der Polarisator, am bequemsten ein kleiner „Bernotar“ von Zeiß, der in jeder photographischen Handlung zu haben ist. Die am Rande der Fassung angegebene Schwingungsrichtung macht man noch parallel zu der auf dem Glimmer markierten Richtung $A-B$. Sieht man mit dem auf unendlich akkommodierten Auge (Kurzsichtige mit Brille), das man möglichst nahe an den Schirm bringt, durch den etwa 0,1 mm dicken Glimmer nach der Lichtquelle, so erblickt man ein ausgedehntes scharfes System verdoppelter heller Ringe. Eine photographische Aufnahme davon zeigt Fig. 10.

Noch einfacher ist die Herstellung einer einfachen LUMMER-Platte, die keiner Versilberung bedarf. Der kleine Apparat ist in Fig. 11 wieder gegeben.

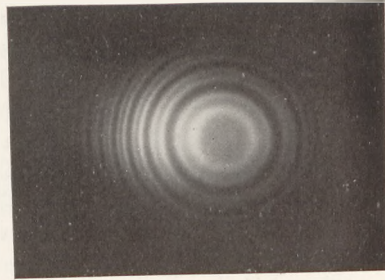


Fig. 10. Ringsystem, erhalten mit dem Interferometer der Fig. 9.

An dem etwa 6 cm langen und ungefähr 2 cm breiten Metallklötzchen, das oben mit schwarzem Papier überzogen ist, sind die beiden Schirme 1 und 2 angebracht. 2 ist dicht über der oberen Ebene des Klotzes mit einem 1 bis 2 mm weiten Loch O durchbohrt. 1 hat unten eine kleine rechteckige Öffnung P , die mit einem Stückchen Mattglas und einem Rotfilter verschlossen ist.

Am Klotz ist ein Stab zum Einklemmen in ein Stativ und ein Rohr als Führung für den leicht drehbaren Träger eines 0,3 mm dicken Glimmerblattes G angebracht. Im Rohrstutzen r steckt ein NICOLSches Prisma mit seiner Schwingungsrichtung parallel zu der auf dem Glimmer markierten Richtung $A-B$. Als Lichtquellen dienen zwei unmittelbar nebeneinander aufgestellte Geißleröhren, von denen die eine mit gewöhnlichen Wasserstoff, die andere mit schwerem Wasserstoff gefüllt ist. Die Röhren müssen vor dem Füllen gut durch kräftige Entladung ausgeheizt werden. Der Gasdruck darf nicht zu niedrig sein. Als Stromquelle benutzt man am besten einen Transformator für 50 Perioden Wechselstrom. Geeignet ist der zusammensetzbare, geschlossene Transformator von LEYBOLD (Primär, bei 110 V, Spule mit 250 Windungen; bei 220 V Spule mit 500 Windungen. Ferner Schiebewiderstand von etwa 100 Ω . Sekundär-Spule mit 10 000 Windungen). Man darf die Röhren immer nur kurz betreiben. Sie sollen hell- und tiefrot leuchten. In Fig. 11 fällt das Licht von der Öffnung flach von unten ein. Das oben fast streifend austretende Licht wird durch O beobachtet. Man erhält ein System von scharfen, roten Doppellinien auf dunklem Grund. Da die Öffnung O klein ist, nützt man nur einen kleinen Teil der Platte aus und kann sich eine gute Stelle aussuchen. Weil die Platte nur dünn ist, kommt noch eine genügende Zahl Reflexionen zur Wirkung. Liegt die Glimmerplatte einfach auf dem Klotz, so beobachtet man das reflektierte Licht. Das Streifensystem ist dann dunkel auf hellem Grund, weil, anders als bei der üblichen LUMMERschen Platte, der erste an der äußeren Oberfläche reflektierte Strahl, der eine Phasenumkehr bei der Reflexion erleidet, diesmal mitwirkt.

Die beiden kleinen Apparate sind einfach herzustellen. Man muß nur sehr guten Glimmer verwenden¹. Man kann mit diesen Anordnungen alle Eigenschaften der hochauflösenden Interferenzspektroskope demonstrieren. Vielleicht können sie gelegentlich auch für wissenschaftliche Zwecke gute Dienste leisten.

¹ R. W. WOOD beschreibt schon 1901 im Phil. Mag. ein Stufengitter aus Glimmer für Demonstrationszwecke. Die Herstellung ist recht mühsam.

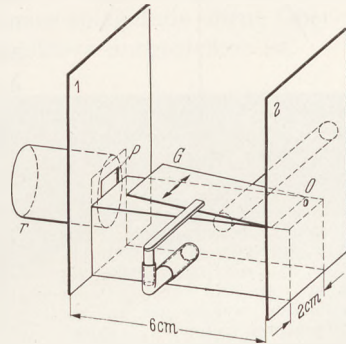


Fig. 11. Einfaches Interferometer mit LUMMER-Platte.

Überblick über die Beleuchtungsverfahren in der Mikroskopie und Mikrophotographie.

Von F. Hauser VDI in Jena.

Die Beleuchtungsverfahren in der Mikroskopie und Mikrophotographie sind heute insbesondere durch den etwa innerhalb des letzten Jahrzehntes erfolgten Ausbau des Auflicht-Dunkelfeldes, durch die Vervollkommnung der Einrichtungen für Ultraviolett- und Lumineszenzmikroskopie und durch anderes mehr so weitgehend ausgestaltet, daß es möglich ist, die mikroskopischen Objekte — man kann sagen lückenlos — mit allen nur erdenklichen Arten der Beleuchtung zu prüfen. Dies ist wichtig, denn, wie wohl VONWILLER erstmals aussprach: Die verschiedenen Beleuchtungsarten ersetzen sich nicht, sondern ergänzen sich gegenseitig.

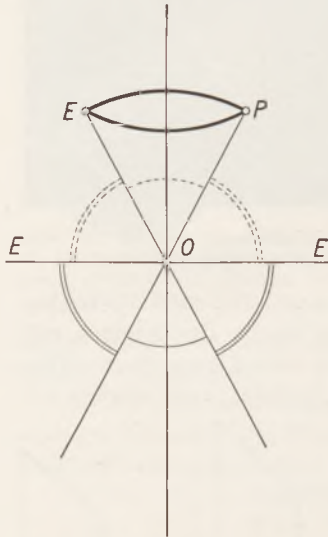


Fig. 1. Überblick über die verschiedenen Arten der Beleuchtung.

Es ist: EE die Einstellebene, O der auf der optischen Achse liegende Objektpunkt und EP die Eintrittspupille des Objektivs, d. h. die Öffnung (Blende) oder das Bild der Öffnung (Blende), welche den in das Objektiv eintretenden Strahlenkegel begrenzt. Die durch ausgezogene Kreisbögen gekennzeichneten Strahlenräume entsprechen der Beleuchtung mit durchfallendem Licht, die gestrichelten Kreisbögen geben dagegen die Einfallsbereiche des auffallenden Lichtes an. Die jeweils einfachen Bögen kennzeichnen die Hellfeld-Beleuchtung und die jeweils doppelt gezeichneten Bögen die Dunkelfeld-Beleuchtung.

So mag es angezeigt erscheinen, auch an dieser Stelle einmal einen Überblick über die Beleuchtungsverfahren in der Mikroskopie und Mikrophotographie zu geben. Dabei sei bei der Mikroskopie sowohl an das einfache Mikroskop — die Lupe — gedacht als auch an das zusammengesetzte, dessen Beobachtungsteil aus Objektiv und Okular besteht. Ähnlich sei bei der Mikrophotographie sowohl das Arbeiten mit diesem zusammengesetzten Mikroskop herangezogen als auch dasjenige mit kurzbrennweitigen Photo-Objektiven ohne Anwendung eines Okulars. Diese letzteren Aufnahmen bezeichnet man als Übersichtsaufnahmen oder Lupenaufnahmen. Es sind dies ebenfalls Mikro-Aufnahmen und nicht, wie man auch heute noch vielfach lesen und hören kann, Makro-Aufnahmen. Letztere sind verkleinerte Aufnahmen großer Objekte, im Gegensatz zu den Mikro-Aufnahmen, die vergrößerte Aufnahmen kleiner Objekte darstellen. Die Grenze zwischen Mikro- und Makrophotographie ist eindeutig gegeben durch folgende Definition: Eine Mikrophotographie liegt dann vor, wenn eine Kontaktkopie oder eine Vergrößerung nach dem Negativ, aus der mittleren deutlichen Sehweite 250 mm betrachtet, mehr Einzelheiten zeigt als das aus derselben Entfernung betrachtete Objekt. Alle anderen Aufnahmen gehören in das Gebiet der Makrophotographie.

Bei unserem Überblick über die Beleuchtungsverfahren gehen wir am besten von den Anforderungen aus, die das Objekt stellt.

Wir haben zwei große Hauptgruppen von Objekten, die durchsichtigen und die undurchsichtigen oder, wie man sie auch nennt, opaken Objekte. Dementsprechend sind auch die Beleuchtungseinrichtungen zunächst einmal in solche für durchfallendes und solche für auffallendes Licht zu unterteilen. Als Untergruppen ergeben sich für beide Hauptgruppen die Hellfeld- und die Dunkelfeld-Beleuchtung. Eine knappe Definition, die sowohl für das durchfallende als auch für das auffallende Licht gilt, besagt, daß wir Hellfeld dann haben, wenn die von der Lichtquelle ausgehenden Strahlen in dem von Objektstruktur freien Sehfeld durch regelmäßige Reflexion oder Brechung in unser Auge bzw. auf die photographische Platte gelangen, Dunkelfeld dagegen dann, wenn nur von der Objektstruktur abgelenktes Licht dorthin trifft, die von der Lichtquelle kommenden Strahlen jedoch so geführt werden, daß sie nach der regelmäßigen Reflexion oder Brechung

für das von Objektstruktur freie Sehfeld außerhalb des der Beobachtung oder der Aufnahme dienenden Strahlenraumes verlaufen, so daß das leere Sehfeld dunkel bleibt. Es sei hier eine einfache schematische Übersichtszeichnung aus einer Abhandlung von A. KÖHLER wiedergegeben, die mit einem Blick alle diese Verhältnisse zu übersehen gestattet (Fig. 1).

Um die verschiedenen Beleuchtungsfälle von Durchlicht- und Auflicht-Hellfeld und -Dunkelfeld rein verwirklichen und etwa vorführen zu können, muß das Objekt bestimmte

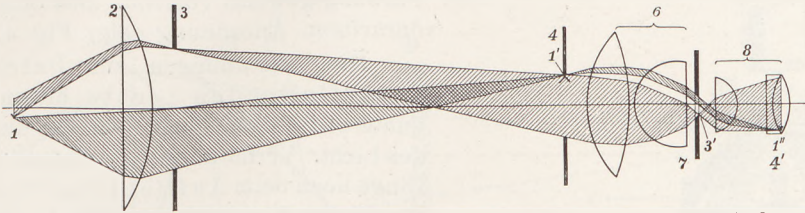


Fig. 2. Strahlengang beim KÖHLERSCHEN Beleuchtungsprinzip für durchfallendes Licht bei starken und mittleren Objektiven mit normalem Kondensator.

Es ist: 1 die Lichtquelle, 1' ein Zwischenbild der Lichtquelle in der Aperturblende, 1'' das Lichtquellenbild in der Austrittspupille bzw. bildseitigen Brennebene des Objektivs, 2 der Lampenkollektor, 3 die Leuchtfeldblende, 3' das Bild der Leuchtfeldblende im Objektiv, 4 die Aperturblende, 4' das mit dem Bild 1'' der Lichtquelle zusammenfallende Bild der Aperturblende in der Austrittspupille bzw. bildseitigen Brennebene des Objektivs, 6 der Mikroskopkondensator, 7 das Objekt, 8 das Objektiv.

Voraussetzungen erfüllen. Für das durchfallende Licht muß es durchsichtig sein, und für das auffallende Licht muß es eine zum mindesten teilweise spiegelnde ebene Oberfläche besitzen, die senkrecht zur optischen Achse des Objektivs ausgerichtet ist.

Das Grundprinzip der Beleuchtung im Durchlicht-Hellfeld besteht darin, daß das vom Himmel oder von einer Lampe kommende Licht nach Reflexion am Mikroskopspiegel unmittelbar oder durch einen Kondensator dem Objekt und Objektiv zugeführt wird. Eine wirklich einwandfreie Beleuchtung, gleichmäßig und ohne Überstrahlung, erhält man zuverlässig nur dann, wenn man abgesehen von der selbstverständlichen Ausrichtung des Beleuchtungskegels eine entsprechende Abblendung vornimmt. Am vollkommensten ist hier die Anordnung der Beleuchtung nach dem KÖHLERSCHEN Prinzip. Dieses besteht darin, daß einmal eine am Lampenkollektor befindliche „Leuchtfeldblende“ in der Objektebene abgebildet wird und daß zum anderen mit einer am Mikroskopkondensator befindlichen „Aperturblende“ der Öffnungswinkel des Beleuchtungsstrahlenkegels entsprechend eingestellt wird. Die Fig. 2 soll eine Vorstellung von Art und Weise des KÖHLERSCHEN Prinzips wenigstens für stärkere Mikroskop-Objektive geben. Dabei ist das Mikroskop liegend angenommen (wie es z. B. bei der Mikroprojektion mitunter verwendet wird), um die die Übersichtlichkeit störende Knickung des Strahlenganges durch den Mikroskopspiegel zu vermeiden.

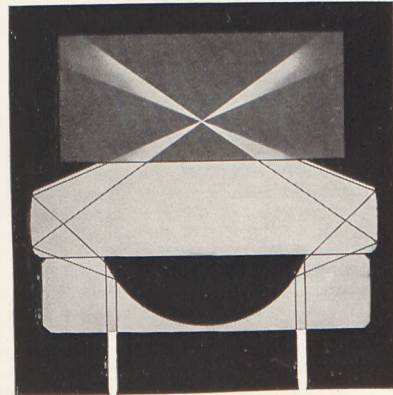


Fig. 3. Strahlengang im Kardiod-Kondensator nach SIEDENTOPF mit einer aufgelegten Uranglasplatte zum Sichtbarmachen des Strahlenverlaufes oberhalb des Kondensators.

Dunkelfeld im durchfallenden Licht kann man dadurch erzielen, daß man die Mitte des normalen Kondensators durch eine Zentralblende abdeckt, oder dadurch, daß man besondere Dunkelfeld-Kondensoren verwendet, von denen heute der Kardiod-Kondensator das Feld beherrscht. Grundbedingung ist immer, daß der Öffnungswinkel des zentralen Schattenkegels mindestens ebenso groß ist wie der Öffnungswinkel des Objektivs. Einen schematischen Querschnitt durch einen Kardiod-Kondensator für starke Objektive zeigt Fig. 3.

Es ist ohne weiteres klar, daß man mit einer Einrichtung, bei der man die Mitte eines normalen Durchlicht-Kondensors in abstimmbarer Weise abdeckbar gestaltet, Hell- und Dunkelfeld gleichzeitig anwenden kann. Färbt man die Strahlengänge für Hell- und Dunkelfeld durch eingelegte Farbfilter verschieden, so ergibt das Hellfeld einen in der dafür gewählten Farbe aufleuchtenden Untergrund, von dem sich die Objekte im wesentlichen in der Farbe der Dunkelfeldbeleuchtung abheben. Man hat diesen Vorgang „optische Färbung“ genannt. Für manche Objekte bietet diese Färbung gewisse Vorteile. Das Schema einer derartigen Anordnung zeigt Fig. 4.

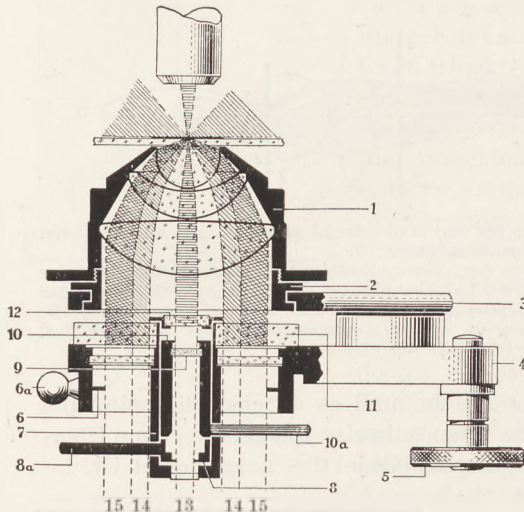


Fig. 4. Strahlengang im Mikropolychromar. Etwa $\frac{3}{4}$ natürl. Größe.

Es ist: 1 ein aplanatischer Kondensor, 2 der Anschraubring des Mikropolychromars, 3 der um die optische Achse drehbare Träger des Mikropolychromars, 4 der Blendenträger des Mikropolychromars, 5 der Triebknopf zum Ansschwenken des Blendenträgers, 6 die Blende zur Einengung des Dunkelfeldlichtbündels, 6a der Knopf zur Betätigung der Blende 6, 7 das Tragröhrchen für die Hellfeldblenden, 8 die Helligkeitsblende für das Hellfeld, 8a der Hebel zur Betätigung der Helligkeitsblende, 9 ein Spezialmattglas zur Zerstörung des Bildes der Helligkeitsblende, 10 die Aperturblende des Hellfeldes, 10a der Hebel zur Betätigung der Aperturblende, 11 das Dunkelfeldfilter, 12 das Hellfeldfilter, 13 die Hellfeldstrahlen zur Färbung des ganzen Gesichtsfeldes, 14 die Dunkelfeldstrahlen zur Färbung des Objektes oder seiner Strukturen, 15 Dunkelfeldstrahlen, die nur bei Kondensorimmersion zum Objekt gelangen können. [Schrifttum: P. KRAFT: Optische Färbung mikroskopischer Objekte mit Mikropolychromar. Z. dtsh. geolog. Ges. 84, H. 9, 651/652 (1932).]

über die Reflexion am Planglas und an den zur Achse des Objektivs senkrecht liegenden spiegelnden Teilen des Objekts die Lichtquelle im Objektiv abgebildet wird, da sonst Vignettierungen auftreten.

Bei dem Arbeiten mit kurzbrennweitigen Objektiven kann das reflektierende Element natürlich nur auf der Bildseite des Objektivs angebracht werden. Das Objektiv wirkt dann zugleich als Kondensor und als abbildendes System. Die diesbezüglichen Anordnungen sind die bekannten Vertikal-Illuminatoren, der Planglas-Vertikal-Illuminator nach BECK und der Prismen-Vertikal-Illuminator nach NACHET, deren Schemata in den Fig. 6 und 7 zu sehen sind.

Die Vorteile des Prismen-Illuminators gegenüber dem Planglas-Illuminator sind die bessere Lichtausbeute (die allerdings so gut wie aufgehoben sein wird, wenn die neuen Planglas-Vertikal-Illuminatoren mit Zinksulfidbelag in Anwendung kommen

Die Anordnungen zur Beleuchtung im auffallenden Lichte bieten ein weit bunteres Bild als diejenigen für durchfallendes Licht. Verhältnismäßig einfach liegen die Dinge noch beim Auflicht-Hellfeld. Wenn wir uns an Fig. 1 zurückerinnern, so werden wir schließen, daß es für Auflicht-Hellfeld-Beleuchtung eigentlich nur ein Prinzip geben kann, das darin besteht, daß man durch Anordnung eines halb durchlässigen und unter 45° gegen die optische Achse des Mikroskops geneigten Spiegels, in der Regel eines dünnen Planglases, über (= bildseitig) oder unter (= objektseitig) dem Objektiv das Licht in der vorbestimmten Weise dem Objekt zuführt.

Über dem Objektiv kann man statt des die ganze Objektivöffnung überdeckenden Planglases auch ein Prisma (oder Spiegelchen) anordnen, das durch die eine Objektivhälfte (oder einen kleineren Teil desselben) hindurch das Objekt beleuchtet, während der unbedeckte Teil der Objektivöffnung für die Beobachtung frei bleibt.

Die Anordnung des halbdurchlässigen Spiegels zwischen Objekt und Objektiv ist nur bei größerem Arbeitsabstand, also nur bei Übersichtsaufnahmen, möglich. Fig. 5 zeigt das Schema einer derartigen Anordnung. Wichtig dabei ist, daß durch den Lampenkollektor auf dem Wege

werden) und die weitgehende Vermeidung von Reflexen an den Objektivlinsen, da solche Reflexe zum größten Teil durch das Prisma selbst abgefangen und so vom

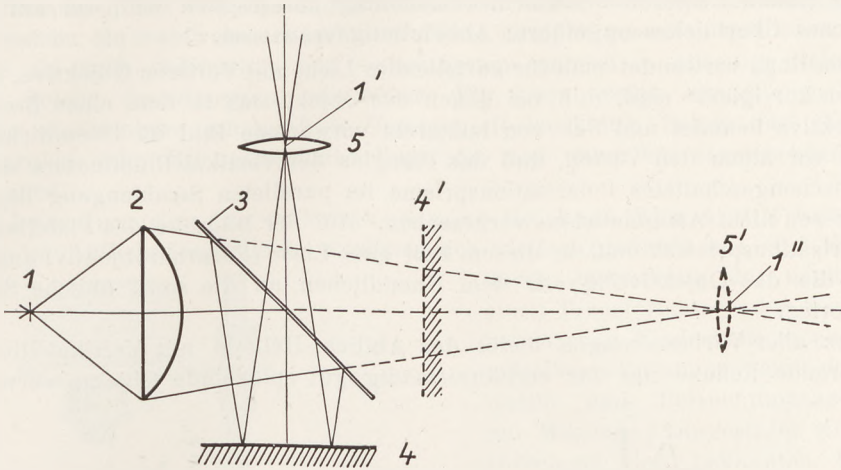


Fig. 5. Beleuchtungsanordnung für Auflicht-Hellfeld mit Planglasreflektor und Beleuchtungslinse (Hellfeld-Beleuchtung mit senkrechtem Lichteinfall). Es ist: 1 die Lichtquelle, 2 die Beleuchtungslinse, 3 das Planglas, 4 das Objekt, 5 das Objektiv und 1' das von der Beleuchtungslinse im Objektiv erzeugte Bild der Lichtquelle. Zeichnet man den Strahlengang unter Ausschaltung der beiden Reflexionen auf, so gleicht er dem eines Kino-Projektors mit Kondensor. Es entspricht dann: 4' = 4; 5' = 5 und 1'' = 1'.

Auge oder von der Platte ferngehalten werden. Diesen Vorteilen steht aber ein schwerwiegender Nachteil gegenüber. Er ist darin begründet, daß das Prisma die eine Objektivhälfte bedeckt. Demzufolge wird die abbildende Öffnung des Objektivs in der Richtung senkrecht zu den Prismenkanten etwa halbiert, während sie parallel zu diesen unvermindert bleibt. Das bedingt eine Ungleichheit des Auflösungsvermögens in zwei zueinander senkrechten Richtungen, die sich bereits bei mittelstarken Objektiven störend bemerkbar macht, weshalb das Prisma streng genommen nur für schwächere Objektive geeignet ist. Das heißt also, daß der BECKSCHE Vertikal-Illuminator mikroskopisch demjenigen nach NACHET weit überlegen ist. Man findet daher insbesondere unter den neueren Anordnungen solche, die nur mit dem Planglas ausgerüstet sind, während man eine Zeitlang glaubte, eine vollkommene Einrichtung für Auflicht-Mikroskopie müsse die Anwendbarkeit beider Illuminatoren ermöglichen.

Zweckmäßig ist es und kann für hochwertige Einrichtungen gefordert werden, daß beim Vertikal-Illuminator durch geeignete Anordnung von Blenden das KÖHLERSCHE Beleuchtungsprinzip zur Durchführung kommt, d. h. daß eine Leuchtfeldblende auf dem Objekt abgebildet wird und daß durch eine Aperturblende die Öffnung des beleuchtenden Strahlenkegels eingestellt werden kann. Den einfachsten Fall einer

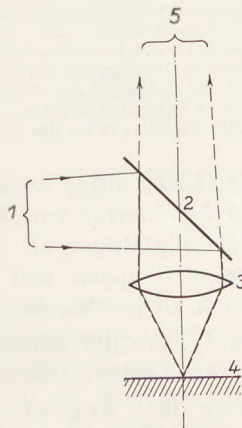


Fig. 6. Strahlengang im Planglas-Vertikal-Illuminator nach BECK (Hellfeld-Beleuchtung mit senkrechtem Lichteinfall). Es ist: 1 das von der Lichtquelle kommende Licht, 2 das unter 45° gegen die Mikroskopachse geneigte Planglas, 3 das Objektiv, das hier zugleich als Kondensor wirkt, 4 das Objekt, 5 der am Objekt zurückgeworfene Kegel der abbildenden Strahlen.

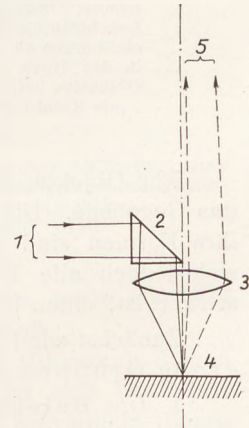


Fig. 7. Strahlengang im Prismen-Vertikal-Illuminator nach NACHET (Hellfeld-Beleuchtung mit schiefem — „steilschrägem“ — Lichteinfall). Es ist: 1 das von der Lichtquelle kommende Licht, 2 das Reflexionsprisma, 3 das Objektiv, das hier zugleich als Kondensor wirkt, 4 das Objekt, 5 der am Objekt zurückgeworfene Kegel der abbildenden Strahlen.

solchen Anordnung zeigt Fig. 8 für ein Objektiv, dessen Bildebene im Endlichen liegt. Wer sich auch für die vollkommeneren Einrichtungen interessiert und sich eingehend über das ganze Gebiet der Auflicht-Beleuchtung unterrichten will, sei auf die am Ende dieses Überblickes angeführte Abhandlung verwiesen.

Neuerdings verwendet man für auffallendes Licht mit Vorliebe Objektive, die „auf Unendlich korrigiert“ sind, d. h. bei denen das Objekt sich in dem einen Brennpunkt des Objektivs befindet und das von letzterem entworfene Bild im Unendlichen liegt. Dies hat vor allem den Vorteil, daß das Planglas des Vertikal-Illuminators sowie ein etwa zwischengeschaltetes Polarisationsprisma im parallelen Strahlengang liegen und infolgedessen nicht Astigmatismus verursachen. Auf der Bildseite des Planglases oder des Polarisationsprismas muß in diesem Fall eine Linse (Fernrohrobjektiv) angebracht werden, die das Objektivbild aus dem Unendlichen an die sonst übliche Stelle im Tubus verlegt.

Trotz aller Verbesserungen bleibt das Auflicht-Hellfeld mit Vertikal-Illuminator ohne störende Reflexe nur für verhältnismäßig gut spiegelnde Objekte verwendbar.

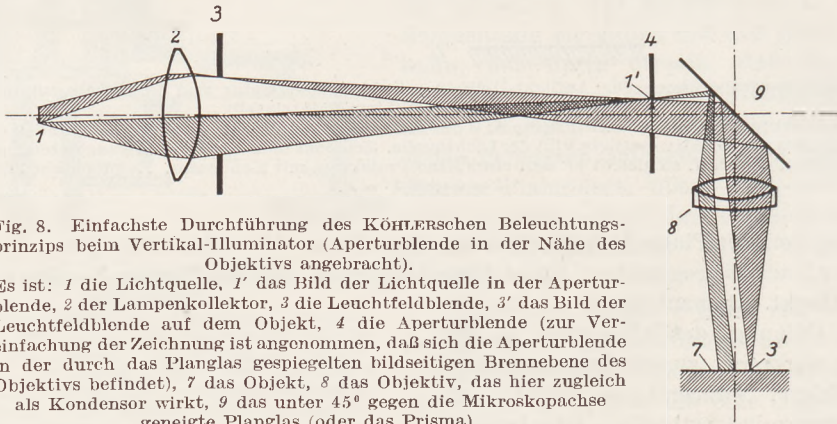


Fig. 8. Einfachste Durchführung des KöHLERSchen Beleuchtungsprinzips beim Vertikal-Illuminator (Aperturblende in der Nähe des Objektivs angebracht).

Es ist: 1 die Lichtquelle, 1' das Bild der Lichtquelle in der Aperturblende, 2 der Lampenkollektor, 3 die Leuchtblende, 3' das Bild der Leuchtblende auf dem Objekt, 4 die Aperturblende (zur Vereinfachung der Zeichnung ist angenommen, daß sich die Aperturblende in der durch das Planglas gespiegelten bildseitigen Brennebene des Objektivs befindet), 7 das Objekt, 8 das Objektiv, das hier zugleich als Kondensor wirkt, 9 das unter 45° gegen die Mikroskopachse geneigte Planglas (oder das Prisma).

Für Objekte, die das Licht diffus zurückwerfen, ist das Auflicht-Dunkelfeld das Gegebene. Die Zahl der hierfür vorhandenen Einrichtungen ist viel größer, und ihre Formen sind viel mannigfaltiger als bei den Hellfeld-Anordnungen. Sie lassen sich jedoch alle in wenige Gruppen und Untergruppen einteilen, so daß es nicht schwer ist, einen Überblick zu gewinnen.

Zunächst sind einmal nach der azimutalen Ausdehnung der Beleuchtung zwei große Gruppen zu unterscheiden. Diese sind:

1. Die Beleuchtung mit begrenztem Azimut, umfassend die einseitige Beleuchtung und die mehrseitige Beleuchtung (letztere kann z. B. durch gleichzeitige Anwendung von zwei oder mehr Anordnungen für einseitige Beleuchtung bewirkt werden), sowie

2. die allseitige Beleuchtung.

Unter Berücksichtigung dieser Gruppen reiht man die Anordnungen am einfachsten nach dem Maßstabe der Aufnahme bzw. nach der Vergrößerung bei der Beobachtung aneinander.

Beginnen wir wieder mit den Anordnungen für Übersichtsaufnahmen. Für ein- und mehrseitige Beleuchtung werden hier zweckmäßig die ursprünglich für den Operationsraum des Arztes und Zahnarztes konstruierten Scheinwerfer und ähnliche Einrichtungen verwandt.

Hier sei auch der altbekannten Mattscheibe-Spiegel-Anordnung gedacht, mit deren Hilfe man eine einseitige Beleuchtung unter gleichzeitiger Aufhellung der Schatten erzielen kann.

Es gibt ferner Anordnungen, die nicht mit Kollektor ausgerüstet sind. So leistet mitunter eine normale Schreibtischlampe mit dem üblichen Reflektor vorzügliche Dienste. Aus Röhrenlampen mit entsprechenden Reflektoren werden vielfach Anordnungen aufgebaut, welche ein wahlweises Einschalten dieser Lampen gestatten und somit sowohl einseitige als auch mehrseitige und — wenigstens nahezu — allseitige Beleuchtung ergeben. Solche Anordnungen, wie unsere Fig. 9 eine zeigt, ermöglichen vielfach auch eine abstimmbare schattenfreie Untergrundbeleuchtung, indem das Objekt auf einer Klarglas- oder Milchglasscheibe liegt, die von unten her entsprechend durchleuchtet wird.

Die Anordnungen für mikroskopische Beobachtung und Mikrophotographie im Auflicht-Dunkelfelde zeichnen sich vielfach dadurch aus, daß bei ihnen

durch Anwendung der neuen, über einen Transformator oder Widerstand betriebenen Niedervoltlampen ein unmittelbares Zusammenbauen von Lichtquelle und Beleuchtungsanordnung am Mikroskop angestrebt wird (entsprechend den bekannten Vertikal-Illuminatoren mit angebautem Lämp-

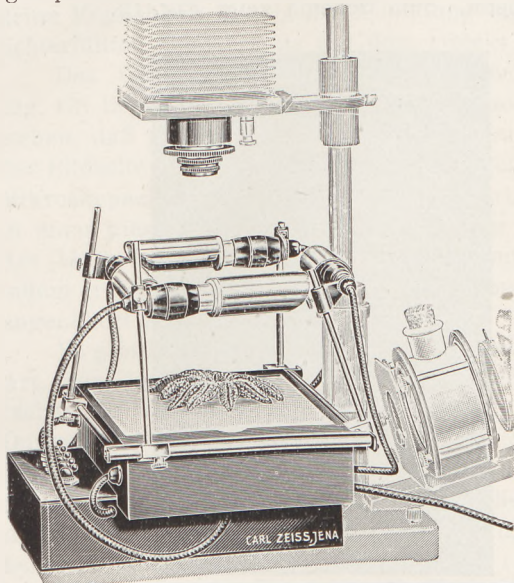


Fig. 9. Makro-Tisch von Zeiß als Beispiel einer Beleuchtungsanordnung für wahlweise einseitige oder mehrseitige Auflicht-Dunkelfeld-Beleuchtung mit Vorrichtung zur Abstimmung des Untergrundes. Etwa $\frac{1}{3}$ natürl. Größe.

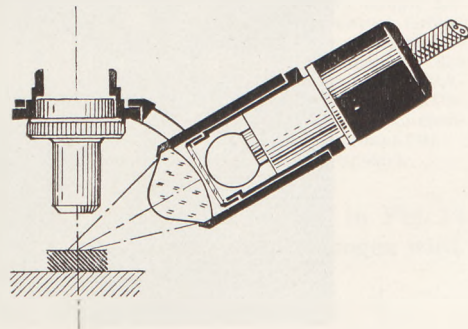


Fig. 10. Epi-Lampe 8 von Zeiß als Beispiel einer Mikro-Beleuchtungsanordnung für einseitige Auflicht-Dunkelfeld-Beleuchtung. Etwa $\frac{1}{2}$ natürl. Größe.

chen). Man macht hiervon eigentlich nur noch dann eine Ausnahme, wenn man aus irgendwelchen Gründen besonders starke Lichtquellen anwenden muß.

Für einseitige Auflicht-Dunkelfeld-Beleuchtung am Mikroskop dienen kleine Kollektorlampen, wie sie uns Fig. 10 im Schema zeigt. Ist eine besonders intensive Beleuchtung nötig, so verwendet man an ihrer Stelle sog. Schräglicht-Illuminatoren in Verbindung mit einer Kollektor-Bogenlampe.

Durch gleichzeitige Anwendung mehrerer Anordnungen für einseitige Beleuchtung ist es natürlich auch möglich, eine mehrseitige Beleuchtung zu erreichen. Es sei jedoch hier ausdrücklich darauf hingewiesen, daß diese mehrseitige Beleuchtung keine allseitig geschlossene ist, wovon man sich am besten durch Betrachten der Fig. 11 überzeugen kann, die ein eben abgedrehtes Messingstück zeigt, einmal (links) beleuchtet mit drei Epi-Lampen, das andere Mal (rechts) mit wirklich allseitig auffallendem Licht. Die als „Azimuteffekt“ bezeichneten Ungleichmäßigkeiten bei einseitiger oder mehrseitiger Beleuchtung rühren davon her, daß die einfallenden Strahlen von den senkrecht zu ihnen verlaufenden Strukturlinien am stärksten abgelenkt werden.

Man wird mit der mehrseitigen Beleuchtung beim Mikroskop über eine zweiseitige schon aus räumlichen Gründen im allgemeinen nicht hinausgehen, dann vielmehr besser gleich zur allseitigen Beleuchtung greifen.

Die Anordnungen für diese allseitige Auflicht-Dunkelfeld-Beleuchtung am Mikroskop sind in zwei Untergruppen einzuteilen, und zwar in Anordnungen, welche nur an Objekten begrenzter Größe zu arbeiten gestatten, und weiterhin in Anordnungen, welche keine Begrenzung der Objektgröße erfordern.

Die Anordnungen für Objekte begrenzter Größe sind dadurch gekennzeichnet, daß das Licht durch die Öffnung des Objektisches (d. h. also von der Objektseite her) zugeführt wird und rings um das Objekt gegen ein das Objektiv umschließendes Spiegelsystem trifft, das seinerseits die Lichtstrahlen auf der Objektoberfläche vereinigt. Aus dieser Strahlenführung folgt ohne weiteres die Begrenzung des Objektdurchmessers.

Diese Strahlenführung geht zurück auf den altbekannten LIEBERKÜHN-Spiegel, der auch heute noch von verschiedenen Firmen in neuzeitlichen Ausführungsformen geliefert wird und für viele Zwecke gute Dienste leistet. Sein Schema zeigt Fig. 12.

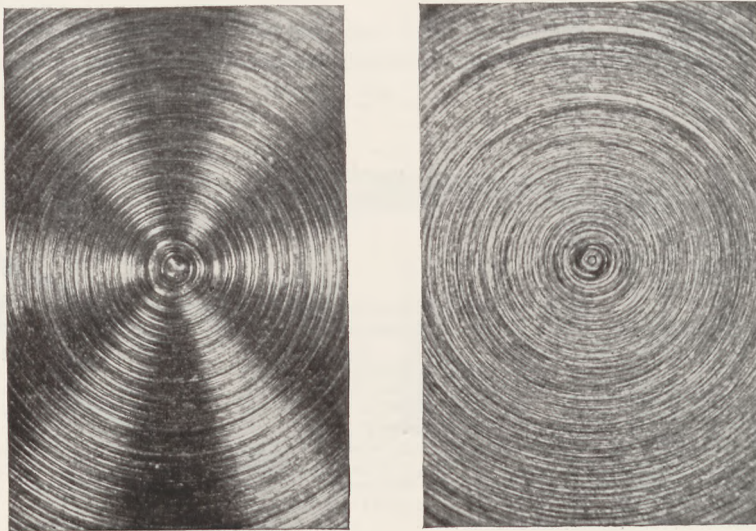


Fig. 11. Unterschied zwischen mehrseitiger (links) und allseitiger (rechts) Auflicht-Dunkelfeld-Beleuchtung.
Eben abgedrehtes Messing. 30:1.

In dem Maße, in dem die Auflicht-Dunkelfeld-Mikroskopie, die ja in ihren modernen Formen nicht viel älter als etwa zwölf Jahre ist, an Verbreitung gewann, regte sich auch der Wunsch nach Instrumenten für die allseitige Auflicht-Dunkelfeld-Beleuchtung, die das Arbeiten an Objekten beliebiger Form und Größe gestatten.

Derartige Beleuchtungsanordnungen müssen natürlich alle so gebaut sein, daß das Licht von der Bildseite her rings um das Objektiv dem Objekt zugeführt wird. Es ist das auf dreierlei Weise möglich. Das konstruktiv einfachste Verfahren besteht darin, rings um das Objektiv einen Kranz kleiner Lämpchen oder eine kreisförmig gebogene kleine Röhrenlampe zu legen, die man entweder ohne weitere optische Hilfsmittel auf das Objekt einstrahlen läßt oder unter Konzentration der Lichtstrahlen mittels eines über den Lämpchen angebrachten Hohlspiegels oder Ringspiegels oder einer unter ihnen liegenden Ringlinse oder mit beidem zugleich. Da allein schon eine vollkommen genaue Anordnung der Lichtquellen hierbei unmöglich ist, ist eine einwandfreie Lichtkonzentration nicht zu erzielen. Diese Anordnungen sind daher nur für schwache Vergrößerungen anwendbar, bei denen eine stärkere Streuung sogar meist erwünscht ist.

Dasselbe gilt von dem zweiten Verfahren, das auf einer Anwendung des Prinzips der ULBRICHTSchen Kugel beruht. Man überdeckt hierzu das Objekt mit einer halbkugelförmigen oder kastenförmigen Haube, die innen einen Anstrich besitzt, der auf ihn fallendes Licht möglichst gut diffus zurückstrahlt. Die Lichtzuführung erfolgt

entweder durch Öffnungen in der Haube oder von unten rings um das Objekt (im letzteren Falle wird allerdings die Objektgröße begrenzt). Zum Beobachten oder Photographieren des Objekts besitzt die Haube oben eine möglichst kleine zentrale Öffnung. Bei dieser Beleuchtungsart erhält man überhaupt keine abbildungsgemäße Konzentration des Lichtes auf dem Objekt, sondern eine rein diffuse, verhältnismäßig wenig helle Beleuchtung. Für schwache Vergrößerungen bis etwa 100:1 erhält man jedoch nach diesem Prinzip arbeitende, sehr gut brauchbare Instrumente nach Art der viel benutzten Leuchtlupe.

Will man die allseitige Dunkelfeld-Beleuchtung auch für die starken Vergrößerungen anwendbar gestalten, so bleibt nur die dritte Möglichkeit, die in der Abbildung einer Lichtquelle oder eines lichterfüllten Querschnitts auf dem Objekt besteht.

Das Grundprinzip derartiger Beleuchtungsanordnungen (vgl. Fig. 13) liegt sozusagen auf der Hand; denn es kann nur darin bestehen, daß man das von einer Kollektorlampe kommende Licht von der Bildseite her mittels eines ringförmigen und unter 45° gegen die Mikroskopachse geneigten Spiegels (rr) rings um das Objektiv (a) in einen dieses ringförmig umschließenden Kondensator irgendwelcher Art (kk) reflektiert, der dann das Licht auf dem Objekt (o) sammelt, indem er die Lichtquelle oder die Kollektoröffnung u. dgl. wenigstens angenähert auf ihm abbildet.

Es gibt heute eine ganze Reihe Beleuchtungsanordnungen dieser Art, von denen ein großer Teil mit einer mehr oder weniger einfachen Hilfsvorrichtung ausgestattet ist, die den Übergang von Dunkelfeld zu Hellfeld und umgekehrt ermöglicht. Besonders einfach geht dieser Wechsel bei einigen Anordnungen vor sich, wo er wie in dem in Fig. 14 dargestellten Beispiel durch einen einfachen Wechselschieber oder dgl. vollzogen wird. Außer den einfachen Anordnungen mit mehr behelfsmäßigem Hellfeld, wie es die Fig. 14 zeigt, gibt es auch solche, bei denen die Hellfeldeinrichtung eine Anwendung des KÖHLERSCHEN Prinzips besitzt, wie dies z. B. bei großen metallographischen Einrichtungen der Fall ist. Bei diesen großen Einrichtungen ist vielfach die Verwendung einer Kollektor-Bogenlampe als Lichtquelle vorgesehen, was übrigens auch bei den einfachen an normale Mikroskope anzusetzenden Einrichtungen mit angebautem Lämpchen möglich ist, wenn man dieses samt seinem Kollektor abnimmt.

Wie bei Übersichtsaufnahmen, so ist es auch bei Mikro-Aufnahmen im engeren Sinne oft erwünscht — z. B. bei feinen Geweben, Pulvern u. dgl. —, den Untergrund in abstimmbarer Weise schattenfrei und gleichmäßig zu beleuchten. Dies geschieht am besten durch gleichzeitige Anwendung von auffallendem und durchfallendem Licht.

Bei unseren bisherigen Betrachtungen haben wir stillschweigend die Verwendung natürlichen weißen Lichtes vorausgesetzt.

Vielfach benutzt man jedoch irgendwie gefiltertes, für gewisse Sonderzwecke auch polarisiertes Licht, und zwar sowohl bei der Durchlicht- als auch bei der Auflicht-Beleuchtung.

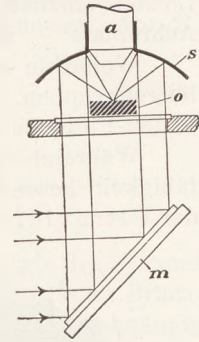


Fig. 12. Schema des LIEBERKÜHN-Spiegels von BUSCH als Beispiel einer Mikro-Beleuchtungsanordnung für allseitige Auflicht-Dunkelfeld-Beleuchtung von Objekten begrenzter Größe. Etwa $\frac{2}{5}$ natürl. Größe. Es ist: m der Mikroskop-Spiegel, o das Objekt, a das Objektiv und s der das Objektiv umschließende LIEBERKÜHN-Spiegel.

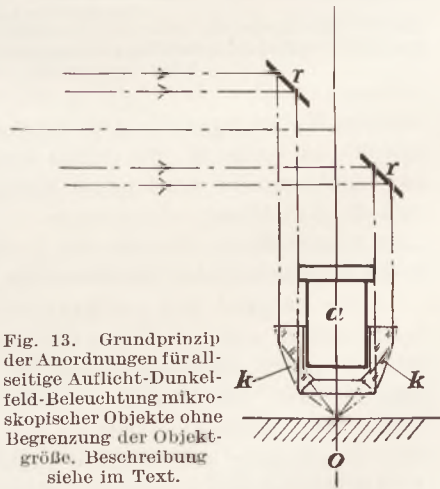


Fig. 13. Grundprinzip der Anordnungen für allseitige Auflicht-Dunkelfeld-Beleuchtung mikroskopischer Objekte ohne Begrenzung der Objektgröße. Beschreibung siehe im Text.

Die Farbfilter dienen dazu, Kontraste zu steigern oder zu mindern; bei der Mikrophotographie ist ihre Aufgabe vielfach auch die, das Spektrum des weißen Lichtes einzuengen und dem Korrektionszustand der Objektive — in diesem Falle Achromate — anzugleichen.

Weiterhin haben die Filter die Aufgabe, das Arbeiten mit bestimmten Wellenlängengruppen zu ermöglichen. In erster Linie sind hier die Ultrarot- und die Ultraviolett-Filter zu nennen.

Während die ultraroten Strahlen infolge ihrer größeren Durchdringungsfähigkeit besonders bei organischen Stoffen gewisse Vorteile bieten, ist die Aufgabe der Ultraviolett-Strahlen eine doppelte. Einmal dienen sie dazu, vermöge ihrer

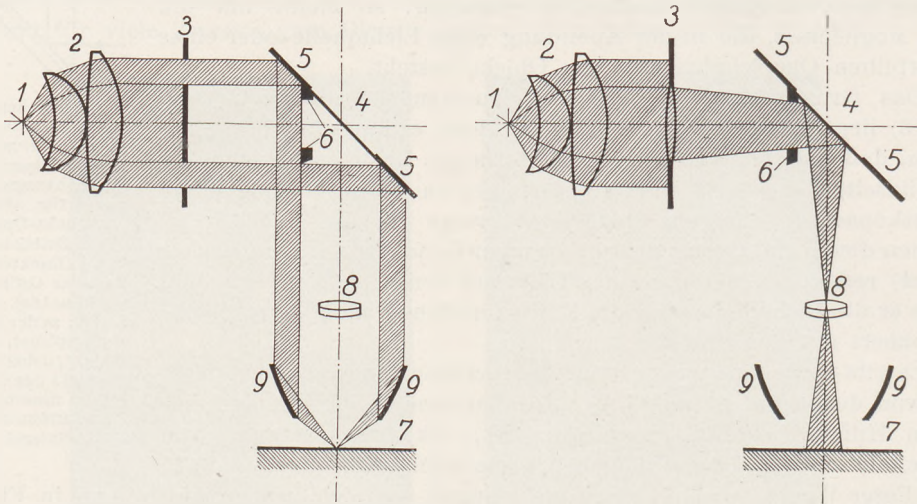


Fig. 14. Schema vom Epi-Kondensator W von Zeiss als Beispiel einer Anordnung für einfachen Wechsel zwischen Auflicht-Hellfeld und Auflicht-Dunkelfeld; links für Dunkelfeld (Zentrallinse eingeschaltet), rechts für Hellfeld (Sammellinse eingeschaltet). Etwa $\frac{3}{4}$ natürl. Größe.

Es ist: 1 das Lämpchen, 2 der Lampenkollektor, 3 der Wechselschieber, 4 das unter 45° gegen die Mikroskopachse geneigte Planglas, 5 die ringförmige Verspiegelung desselben, 6 eine zusätzliche Blende, 7 das Objekt, 8 das Objektiv, 9 der das Objektiv ringförmig umschließende Spiegelkondensator.

kleinen Wellenlänge die Auflösung gegenüber dem sichtbaren Licht in der Mikrophotographie zu steigern. Sie bilden dann selbst das Objekt auf der photographischen Platte ab. Andererseits werden sie dazu benutzt, das Objekt zur Lumineszenz anzuregen, und die Abbildung erfolgt dann — auch subjektiv wahrnehmbar — durch das sichtbare Lumineszenzlicht. Gerade die Lumineszenzmikroskopie scheint am Anfang eines erfolge versprechenden Ausbaues zu stehen.

Die Aufgabe des polarisierten Lichtes ist es in erster Linie, Anisotropien festzustellen und aus ihnen Rückschlüsse auf die Struktur des Objekts zu ziehen. Es ist ein unentbehrliches Hilfsmittel in der Mineralogie, Erzmikroskopie, Kohlenpetrographie usw. Insbesondere durch die neuen Polarisationsfilter, welche in einfachster Weise auch große Querschnitte mit polarisiertem Licht auszuleuchten gestatten, scheint die Anwendung polarisierten Lichtes auch in der Biologie an Boden zu gewinnen.

Neben seinem eigentlichen Hauptzweck dient das polarisierte Licht in der Auflicht-Beleuchtung, und zwar sowohl im Hellfeld als auch im Dunkelfeld, auch dazu, unerwünschte Reflexe, sei es an den Objektivlinsen, sei es am Objekt, auszulöschen; ein Verfahren, das auf v. HELMHOLTZ zurückgeht, der es zum Bau eines reflexfreien Augenspiegels anwandte.

Hiermit möge unser Überblick über die Beleuchtungsverfahren in der Mikroskopie und Mikrophotographie abgeschlossen sein. Er sollte keine Einzelheiten bringen, sondern nur das Grundsätzliche zeigen und dem Leser ein Bild von den vorhandenen Möglichkeiten vermitteln. Wer sich ausführlicher über die hier behandelten Fragen, insbesondere

auch über die neuen Verfahren der Auflicht-Beleuchtung, unterrichten will, sei auf die folgende Abhandlung des Verfassers und das daselbst angeführte Schrifttum verwiesen: „Das Arbeiten mit auffallendem Licht in der Mikroskopie, Mikro- und Makrophotographie“. ABDERHALDENS Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden, Abt. II, T. 3, S. 3717—3848.

Kleine Mitteilungen.

Über die Anpassung des Drehspulgalvanometers.

Von Gottfried Rosenthal in Dresden.

Nach M. CZERNY [Ann. Physik **12**, 993 (1932)] ist die potentielle Energie des Systems eines Drehspulgalvanometers beim Erreichen des Endausschlages ein konstanter Bruchteil der bis dahin zur Erzeugung des Ausschlags aufgewendeten Energie. Unabhängig von Schwingungsdauer und Widerstand ist im aperiodischen Grenzfall $E_{pot}/E_{el} = 15,5\%$. Eine Meßanordnung müßte demnach im allgemeinen so aufgebaut und ein Galvanometer so dimensioniert sein, daß es einen möglichst großen Betrag elektrischer Energie aufnehmen kann, wenn ein möglichst großer Ausschlag gewünscht wird.

Bei der Verwirklichung dieser Forderung ergeben sich drei verschiedene Fälle: 1. Der zu messende Teil des Stromkreises liefert einen konstanten Strom bei beliebig hoher Spannung, wie z. B. bei Vakuumphotozellen. Man wird hier, um die elektrische Energie, die das Galvanometer aufnehmen kann, möglichst zu steigern, den Spulenwiderstand des Galvanometers möglichst groß machen. Es ist dies der Fall eines „stromempfindlichen Galvanometers“. 2. Die zu messende Stromquelle liefert bei konstanter Spannung an ihren Ausgangsklemmen einen beliebig großen Strom. Dies wäre z. B. der Fall, wenn eine Stromquelle konstante EMK und den inneren Widerstand Null hat. Hier müßte das Galvanometer einen möglichst kleinen Widerstand haben. Dies ist der Fall sog. „Spannungsempfindlichkeit“.

Die Thermoelemente rechnen nicht zu diesem Fall. Sie gehören, da sie einen nicht vernachlässigbaren inneren OHMSchen Widerstand haben, zu Fall 3: Hat nämlich eine Stromquelle die konstante EMK U_T und den OHMSchen Widerstand R_A , dann ist die Klemmenspannung $U_K = U_T - I \cdot R_A$, der Strom $I = \frac{U_T}{R_A + R_G}$ ($R_G =$ Galvanometerwiderstand), und die an das Galvanometer abzugebende Leistung wird

$$L = U_K \cdot I = \left(U_T - \frac{U_T \cdot R_A}{R_A + R_G} \right) \frac{U_T}{R_A + R_G},$$
$$L = U_T^2 \frac{R_G}{(R_A + R_G)^2}.$$

Die maximal abzugebende und vom Galvanometer aufzunehmende Leistung erhält man dann für $dL/dR_G = 0$. Das ergibt:

$$R_G = R_A.$$

Es ist das der bekannte Fall der Widerstands-anpassung, gültig für alle unter 3. genannten Fälle. 1. und 2. sind nur Sonderfälle davon, und die gemachte Aussage ist auch für die Sonderfälle sinnvoll.

Es ist allgemein üblich geworden, auch in den Fällen, wo R_A klein ist, das entsprechende Galvanometer „spannungsempfindlich“ zu nennen, da solche Galvanometer, wie z. B. im Falle der Thermoelemente, zur Messung einer EMK in einem Stromkreise mit dem genannten inneren Widerstande benutzt werden. Im Sinne der Widerstands-anpassung gilt aber trotzdem $R_G = R_A$. Im Widerspruch dazu steht die Forderung R_G klein im Verhältnis zu R_A , die auf Grund der Theorie von W. JAEGER Eingang in die Lehr- und Handbücher gefunden hat, ohne daß auf diesen Widerspruch eingegangen worden ist.

Worin liegt nun dieser Widerspruch begründet? Er ist um so verwunderlicher, als für Nadelgalvanometer im allgemeinen $R_G = R_A$ gefordert wird. Dies wird unter

der Voraussetzung konstanten Spulenraumes abgeleitet. Die gleiche Voraussetzung gilt aber auch, und sogar in erhöhtem Maße, für Drehspulgalvanometer. Wenn diese Voraussetzung gemacht wird, nämlich in erster Annäherung (d. h. unter Vernachlässigung des Raumes, den die Isolierung einnimmt und des nichtausgenützten Raumes, wenn Drähte mit kreisförmigem Querschnitt benutzt werden): $Q \cdot L = s = \text{const.}$ (Q = Durchschnitt des Drahtes, L = Länge des Drahtes, s = konstanter Spulenraum), so kann man folgendes ableiten. Es ist $S = q/D$ (für S = Stromempfindlichkeit, D = Direktionskraft, q = dynamische Galvanometerkonstante); ferner $q = H \cdot F = N \cdot l \cdot b \cdot H$ (für H = magnetische Feldstärke, F = Spulenfläche, N = Zahl der Windungen, l = Länge und b = Breite der Spule), sowie $L = 2N(l + b)$. Aus $R_G = \rho \frac{L}{Q}$ und $Q \cdot L = s$ (ρ = spezifischer Widerstand des benutzten Drahtmaterials) folgt $\frac{R_G \cdot Q}{\rho} = \frac{R_G \cdot s}{\rho \cdot L} = L$. Daher wird $L^2 = \frac{s}{\rho} R_G = 4N^2(l + b)^2$, also $N = \sqrt{\frac{s}{\rho}} \frac{1}{2(l + b)} \sqrt{R_G}$ oder $N = \frac{f}{l \cdot b} \sqrt{R_G}$, wobei f eine Konstante ist, die nur vom mechanischen Aufbau der Spule abhängt. Die Stromempfindlichkeit wird dann $S = H \cdot f \sqrt{R_G}$ und die Spannungsempfindlichkeit $P = \frac{S}{R_G + R_A} = H \cdot f \frac{\sqrt{R_G}}{R_G + R_A}$.

Betrachtet man H als gegeben, so wird auch hier, wie für das Nadelgalvanometer bei P_{max} ($\frac{dP}{dR_G} = 0$)

$$R_G = R_A.$$

Aber hier liegt gerade der Punkt, wo sich der Widerspruch löst. Macht man H so groß, wie es der aperiodische Grenzfall der Dämpfung für ein bestimmtes R_A fordert, berechnet aus der elektromagnetischen Dämpfung p , auf die es beim Drehspulgalvanometer hauptsächlich ankommt:

$$p = \frac{q^2}{R_G + R_A} = H^2 \frac{N^2 \cdot l^2 \cdot b^2}{R_G + R_A} = \frac{T_0 \cdot D}{\pi},$$

$$H = \sqrt{\frac{T \cdot D}{\pi} \frac{\sqrt{R_G + R_A}}{N \cdot l \cdot b}}$$

und setzt $N \cdot l \cdot b = f \cdot \sqrt{R_G}$, so fällt $\sqrt{R_G}$ wieder heraus; es ergibt sich jetzt die bekannte Formel:

$$S = \sqrt{\frac{T}{\pi \cdot D}} \sqrt{R_G + R_A},$$

$$P = \sqrt{\frac{T}{\pi \cdot D}} \frac{1}{\sqrt{R_G + R_A}}.$$

Man sieht schon hier, daß für P_{max} $R_G \rightarrow 0$ wird. W. JÄGER schreibt die Beziehung in der Form

$$P = \sqrt{\frac{T}{\pi \cdot D \cdot R_A}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R_G}{R_A}}},$$

woraus folgt, daß P um so größer, je kleiner R_G/R_A ist. Wir erkennen also: Die an sich richtige, aus der Widerstands Anpassung und der Tatsache eines beschränkten bzw. konstanten Spulenraumes folgende Forderung, daß für maximalen Ausschlag $R_G = R_A$ sein soll, ist nicht zu verwirklichen, da ihr die andere wichtigere Forderung entgegensteht, daß das Galvanometer im aperiodischen Grenzfall gebraucht werden soll. Dann ist die maximal erreichbare Empfindlichkeit durch den Fall R_G klein gegen R_A gegeben, die natürlich kleiner als die Empfindlichkeit ist, die man erreichen könnte, wenn man auf die Dämpfung keine Rücksicht zu nehmen brauchte. Es ist bedauerlich, daß die Bedingung für P_{max} bei Erfüllung jener Nebenbedingung, also R_G klein gegen R_A , in vielen Fällen praktisch auch nicht zu verwirklichen ist, da konstruktive Schwierigkeiten entgegenstehen. Es ist aber klar, warum bei Nadelgalvanometern die Bedingung $R_G = R_A$ erhalten bleibt. Bei diesen ist eben die elektromagnetische Dämpfung, die ja nach

dem vorausgehenden dafür verantwortlich ist, daß diese Bedingung für Drehspulgalvanometer aufgegeben werden muß, vernachlässigbar klein.

Zusammenfassung: Es wird gezeigt, daß für Drehspulgalvanometer aus der Widerstandsanpassung und der Tatsache beschränkten, konstanten Spulenraumes für maximale Spannungsempfindlichkeit an sich ebenso, wie für Nadelgalvanometer, $R_G = R_A$ folgt; das steht aber in Widerspruch mit den Bedingungen für eine Dämpfung im aperiodischen Grenzfalle. Für die praktisch sich nun ergebende maximale Spannungsempfindlichkeit ist im aperiodischen Grenzfalle in jedem Falle R_G im Verhältnis zu R_A möglichst klein zu wählen; Widerstandsanpassung ist nicht anwendbar.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Dresden.

Untersuchungen mit dem Kolbenprobergerät¹.

Von Max Schmidt in Hamburg.

III. Die Chlorwasserstoffsynthese.

Es ist nicht schwer zu zeigen, daß sich ein Volumen Wasserstoff mit einem Volumen Chlor zu Chlorwasserstoff verbindet. Man kann diesen Versuch etwa mit den von RISCHEBIETH empfohlenen Geräten (Gasbürette, Glühdrahtpipette) oder in der von mir [diese Zeitschr. 50, 193 (1937); Figur] angegebenen Art mit guten Messungsergebnissen durchführen. Schwierig ist hingegen die Messung des entstandenen HCl-Volumens, und gerade in dieser Hinsicht ist das Ergebnis 1 Vol. Wasserstoff + 1 Vol. Chlor = 2 Vol. Chlorwasserstoff zur methodischen Ableitung der Avogadroschen Regel bzw. zum Nachweise der Zusammensetzung der elementaren Gase aus zweiatomigen Molekeln unentbehrlich. Der Verfasser eines noch vor wenigen Jahren weit verbreiteten Schulbuches leitet zwar aus der durch Verbrennung in der Glühdrahtpipette infolge Lösung des Chlorwasserstoffs im Sperrwasser auftretenden Kontraktion das HCl-Volumen ab, übersieht aber dabei, daß es sich bei dieser Messung gar nicht hierum handelt, sondern daß man so nur die Summe des verbrauchten H₂-Volumens und Cl₂-Volumens ermitteln kann. Derartige Versuche sagen über die Größe des bei der Reaktion entstandenen Chlorwasserstoff-Volumens so lange nichts aus, als es nicht gelingt, das Gasvolumen nach der Reaktion und vor der Absorption zu messen, was sofort deutlich wird, wenn man die Schlußfolgerung auf die Verbrennung von Wasserstoff und die Bestimmung des entstandenen Wasserdampfvolumens überträgt. Die Messung der Gasvolumina vor ihrer Vereinigung zu HCl kann selbstverständlich diejenige nach der Reaktion durchaus nicht ersetzen. L. DOERMER [diese Zeitschr. 49, 253 (1936)] erwähnt die zur Ausführung des Versuches bisher üblichen Geräte nach A. W. HOFMANN und weist auf die Schwierigkeiten hin, welche der Erzielung guter Ergebnisse im Wege stehen. Er beschreibt dann weiter die Ausführung des Versuches mit dem Kolbenprobergerät, welche bei einiger Geschicklichkeit des Experimentators ohne großen Zeitaufwand in befriedigender Weise gelingt. Am Schluß der Arbeit schränkt er jedoch diese Anerkennung in Hinsicht auf die Verwendung des von mir empfohlenen Kolbenprobers mit am Mündungsrohr eingeschmolzenen Platindrähten [diese Zeitschr. 49, 253 (1936), Fig. 4] etwas ein, und zwar wohl mit Recht. Dieses Gerät ist zwar äußerst bequem in der Anwendung und macht die Gasmeßversuche im Aufbau denkbar einfach und für den Schüler übersichtlich. Es ist aber dagegen einzuwenden, was ich übrigens selbst bereits in meinen ersten Veröffentlichungen betont habe, daß der Kolben durch die heiße Flamme und durch etwaige kleine Zerknalle, besonders bei unvorsichtiger Handhabung, gefährdet wird, und daß eine Schädigung besonders unangenehm ist, da es sich um den teuersten Teil des Geräts handelt. Inzwischen habe ich nun eine genaue Anweisung für alle quantitativen Gasverbrennungen in der „Glühdrahtkugel“

¹ Vgl. diese Zeitschr. 50, 188 (1937) und 51, 197 (1938).

veröffentlicht. Allein die HCl-Synthese ließ sich in diesem Geräte wegen der bedeutenden Wasserlöslichkeit des Reaktionsproduktes noch nicht mit befriedigendem Ergebnis durchführen. Während man bei der Verbrennung im Kolbenprober selbst das entstandene Chlorwasserstoffgas sofort in den nicht erhitzten Kolben bringen und dort abmessen kann, ist es bei der Verbrennung in der Glühdrahtkugel nötig, die Abkühlung abzuwarten. In der hierzu erforderlichen Zeit löst sich offenbar bereits zu viel HCl-Gas auf. Aus diesem Grunde ist es besser, statt des Glühdrahtes in der gleichen Kugel aus Jenaer Glas eine Funkenstrecke zu verwenden. Im übrigen stellt man das Gerät in genau der gleichen Weise zusammen wie bei anderen Gasverbrennungen. Die in der Figur [50, 193 (1937) dieser Zeitschr.] dargestellten seitlichen Kolben und Druckmesser sind entbehrlich. Die Pipette wird mit ausgekochtem destillierten Wasser gefüllt. Ist nämlich in diesem Wasser noch Luft gelöst, so wird sie bei der Absorption vom HCl-Gas ausgetrieben, wodurch das Ergebnis der Absorption zu klein wird. Man vermeide auch die Verwendung von Lauge zur Absorption des Chlorwasserstoffs. Auch wenn die Lauge frisch ist, enthält sie immer Karbonat, so daß bei der Absorption CO_2 frei wird. Kolben II wird mit 20 bis 30 ccm Chlor gefüllt. Wesentlich ist, daß dieses möglichst sauerstofffrei ist. Man entwickelt es deshalb am besten aus Salzsäure mit Permanganat, und zwar wie üblich im Probierglase, wobei man nötigenfalls kühlt. Nach der Füllung leitet man Wasserstoff durch die Kugel und überzeugt sich durch Füllen eines Probeglasses bei dem Ausleiteseitenrohr, ob alle Luft verdrängt ist. Der Kolben I bleibt leer. Nach Einschaltung der Funkenstrecke, die sich unmittelbar vor der Rohrmündung befinden muß, weil sonst gelegentlich doch etwas Chlor unverbunden daran vorbeigeht, drückt man das Chlor bei gleichzeitigem Herausziehen des Kolbens I schnell gegen sie, so daß die Flamme niemals erlischt, und zieht dann die Kolben schnell noch einige Male ein kurzes Stück hin und her, damit das noch in den Röhren befindliche Chlor ebenfalls zur Reaktion gelangt. Hierauf schaltet man die Funkenstrecke ab. Da die Kugel sich bei der Reaktion fast gar nicht und das Gas sich nur sehr wenig erwärmt, kann man sehr bald das Volumen ablesen und fast immer mit befriedigender Genauigkeit Volumengleichheit feststellen. Vorbedingung ist allerdings vorherige Trocknung des Geräts, wobei man die Kugel von außen erwärmen kann, und Spülung mit trockenem Chlorwasserstoffgas. Dagegen scheint die Trocknung der Gase vor der Vereinigung zu HCl keine besondere Rolle zu spielen. Es wurde mehrfach auch bei Verwendung nicht getrockneter Gase völlige Konstanz des Volumens beobachtet. Nach Ablesung des Volumens im Kolben II drückt man das Gas in die Absorptionspipette, stellt deren Hahn nach der anderen Seite um und sorgt durch Bewegung des Kolbens I dafür, daß auch das Gas aus der Kugel allmählich zur Absorption gelangt. Sehr bald muß man dann am Hahn 1 [diese Zeitschr. 50, 193 (1937); Figur] etwa 50 ccm Füllluft einsaugen, weil infolge der Absorption das Volumen zu klein wird. Die Absorption ergibt ebenfalls in der Regel befriedigende Werte. Ich habe bei vielen Versuchen ähnliche Zahlen erhalten, wie DOERMER sie [diese Zeitschr. 49, 255 (1936)] bei Verwendung der früheren Apparatur angibt, bezüglich der Volumengleichheit sogar gelegentlich noch etwas günstigere. Offenbar kommt es hierbei in erster Linie auf gute Trocknung des Geräts vor dem Versuch an.

Von der photochemischen Vereinigung der Gase zu HCl ist bei messenden Versuchen entschieden abzuraten, falls nicht Sonnenlicht zur Verfügung steht. Die Zündung gelingt mit Magnesium- oder Bogenlicht nicht mit Sicherheit. Man kann zwanzigmal ohne Erfolg probieren, dann wieder gelingt es jedesmal. Meint man dann den Versuch in der Hand zu haben und will ihn vorführen, hütet sich dabei natürlich ängstlich vor jeder noch so kleinen Änderung der Versuchsbedingungen, so hat man möglicherweise wieder nur Mißerfolge. Immerhin läßt sich die photochemische Zündung mit keiner Versuchsanordnung bequemer vorführen, als mit zwei kleinen Kolbenprobern, die durch Kapillarrohr mit 1 bis 2 Seitenrohren verbunden sind. Man füllt in

üblicher Weise (mit Füllhahn, Entwicklung im Probierglase) den einen Kolben mit etwa 20 ccm Chlor (nicht getrocknet), den anderen mit Wasserstoff, und drückt jeweils etwa 1 ccm Chlor in den Wasserstoffraum. Vor den Kolben, in dem die Reaktion stattfindet, stellt man einen auf einem Holzfuß befestigten Ringbeutel (Ketscher), in den unter Umständen der Kolben hineinfliegt, wenn die Reaktion zu heftig verläuft. Ein Zerspringen des Kolbenzylinders wurde auch in diesem Falle niemals beobachtet, sondern höchstens ein Herausfliegen des Kolbens. Brennt man Mg-Band ab und gelingt die Reaktion, so bewegt sich der Kolben in der Regel nur hin und her, und man kann dann wiederum eine kleine Menge Chlor einführen und die Zündung wiederholen. K. SCHEID gibt an, daß man erst etwa 1 m Mg-Band abbrennen müsse, bevor die Zündung gelingt. Auch bei meinen Versuchen war es oft so, daß erst zehn- bis zwanzigmal ein Stück Mg-Band ohne Erfolg abgebrannt wurde, während es von da ab jedesmal ging. Man kann aber nicht erwarten, daß alles Chlor sich verbindet, vielmehr bleibt immer ein Rest unverbunden zurück, wenigstens bei Verwendung von Mg-Licht.

Die Ursachen für das Eintreten von Explosionen sind in den letzten Jahren durch die Untersuchungen von SEMENOFF, HINSHELWOOD, BODENSTEIN u. a. einigermaßen klar gestellt. Freilich kam es bei diesen Forschungen begreiflicherweise mehr darauf an, Mittel zur Verhinderung von Explosionen zu finden, als wie hier, solche herbeizuführen. In unserem Falle handelt es sich um Auslösung einer sog. Kettenreaktion durch das Licht, welches zunächst Chloratome frei macht, die ihrerseits Wasserstoffmolekeln spalten, wobei das übrigbleibende H-Atom wiederum ein Chlormolekül angreift, usf. Diese Kettenreaktion kann aber ihr Ende dadurch finden, daß die gerade freien Atome mit Verunreinigungen reagieren (hier z. B. mit O), oder sich an den Gefäßwänden wieder zu Molekeln vereinigen und dadurch unwirksam werden. Andererseits können neue Reaktionsketten auftreten, wenn besonders energiereiche HCl-Molekeln auf Cl₂-Molekeln treffen und diese spalten. Der Kettenabbruch durch Anprallen an die Wand ist für die Explosionsverhinderung von Bedeutung (Wirkung von Drahtnetzen zur Verhinderung des Durchschlagens einer Flamme, der Staubsperren zur Lokalisierung der Schlagwetter). Auch durch diese Forschungen ist indessen das Problem der Photosynthese von HCl noch nicht restlos geklärt. Da trockenes Chlorknallgas auch im Sonnenlichte nicht zum Zerknall zu bringen ist, handelt es sich bei der Auslösung der Zündung wahrscheinlich um eine Sekundärreaktion. Es reagiert zuerst das Chlor mit dem Wasser unter Bildung von HClO oder Cl₂O, wodurch dann die eigentliche Reaktion eingeleitet wird. Für eine solche Auffassung spricht die Beobachtung, daß die Photosynthese mit größerer Sicherheit gelingt, wenn man elektrolytisches Chlorknallgas verwendet und dieses einige Zeit vor dem Versuche herstellt und aufbewahrt¹. Jedenfalls lassen sich aber zur Zeit die Angaben über den Versuch noch nicht so eindeutig machen, daß er unter allen Umständen gelingt. — Für die quantitative Ausführung ist demnach nur die Zündung am Funken zu empfehlen.

¹ Nach einer persönlichen Mitteilung von L. DOERMER.

Berichte.

1. Apparate und Versuche.

Über Auftriebsmessungen mit dem Umlaufgerät. II¹. Von J. FRIEDRICH in Köln und Dr. W. KERRIS in Braunschweig.

Aufhebung des Schwerkräftmoments. Die vorhergehenden Untersuchungen betrafen den gewöhnlichen Zustand des Umlaufgerätes, wobei

dem Auftrieb Schwere und Fliehkraft entgegenwirken. Es ist nun leicht, das von der Schwere herrührende Moment zu beseitigen, so daß die Gleichgewichtsbedingung die einfache Form annimmt: $M_A = M_F$. Dieser Fall liefert eine eigenartige Probe für das Gesetz, daß der Auftrieb dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional ist. Das Moment der Schwere ist Null, wenn der

¹ Bericht I vgl. diese Zeitschrift 51, 203 (1938).

Schwerpunkt S in der Steigachse liegt. In diesem Falle befindet sich der ganze Dreharmhebel mit Tragfläche und Gegengewicht im indifferenten Gleichgewicht; führen wir ihn aus der waagerechten Lage in eine beliebige Schräglage, so wird er stehen bleiben. Um dies zu erreichen, bringen wir auf dem Verspannungsstift, aus dem wir das Querstäbchen entfernt haben, ein Laufgewicht mit Feststellschraube an (zylindrisch durchbohrtes Bleigewicht von etwa 150 g), welches wir so lange verschieben, bis der vorher gekennzeichnete Gleichgewichtszustand zu beobachten ist. Wir lassen dann den Tragflügel bei verschiedenen Anstellwinkeln mit wachsender Geschwindigkeit umlaufen und beobachten die zugehörigen Steighöhen. Die folgende Tabelle enthält unter α die Anstellwinkel, unter Z die Zugkräfte, unter $5T$ die fünffache Umlaufzeit, unter h die Steighöhe; bei Schwankungen der letzteren sind Tiefst- und Höchstwert angegeben.

α °	Z g	$5T$ Sek.	h cm	α °	Z g	$5T$ Sek.	h cm	
0	100	17,7	4—6	15	200	21,2	25—28	
	200	11,7	5—6		600	11,4	30—31	
	600	6,3	5		1200	7,6	31—32	
	1200	4,3	5		1600	6,6	32	
5	100	21,1	11—14	20	2100	5,7	31—32	
	200	14,1	12—14		200	25,8	29—33	
	600	7,5	13—14		600	14,2	31—33	
	1200	5	14		1200	9,8	31—34	
10	1600	4,2	14	2100	7,5	34—35		
	200	17,6	19—22					
	600	9,4	22—23					
	1200	6,4	22—23					
	1600	5,4	23					

Lassen wir zunächst die bei ganz geringen Geschwindigkeiten ($5T > 17$ sec) beobachteten Steighöhenwerte, ferner die bei 20° auftretenden Schwankungen — die Strömung ist hier bereits abgerissen — außer Betracht, so ergibt sich die zunächst paradox anmutende Feststellung: Bei gegebenem Anstellwinkel α bleibt die Steighöhe h trotz bedeutender Änderung der Umlaufgeschwindigkeit fast ungeändert, d. h. h ist wesentlich von α , aber kaum von ω abhängig.

Da das Moment der Schwerkraft verschwunden ist ($s = 0$), so lautet die Gleichgewichtsbedingung:

$$A \cdot a = \omega^2 \sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot I. \quad (19)$$

So weit nach unseren Beobachtungen h und damit auch der Steigungswinkel φ nur von α abhängt, folgt: Der Auftrieb ist bei gegebenem Anstellwinkel dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional.

Umgekehrt können wir auch bei Verwertung der Gleichung 19 von der bekannten Auftriebsformel ausgehen, die besagt:

$$A = c_a \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot G^1 \quad (20)$$

¹ Abweichend von der üblichen Schreibweise dieser Formel ist hier die Grundfläche mit G bezeichnet, da F in dieser Arbeit die Fliehkraft bedeutet.

(c_a = Auftriebsbeiwert, ρ = Luftdichte, v = Geschwindigkeit, G = Grundfläche.)

Bedeutet ξ_A den Abstand des Druckmittelpunktes der gehobenen Tragfläche von der Umlaufachse, so folgt: $v = \xi_A \cdot \omega$. Da mit sehr großer Annäherung $\xi_A = a \cdot \cos \varphi$, so folgt weiter: $v = a \cos \varphi \cdot \omega$. Die Gleichung 19 nimmt nunmehr die Form an:

$$c_a \cdot \frac{\rho}{2} \cdot a^2 \cdot \cos^2 \varphi \cdot \omega^2 \cdot G \cdot a = \omega^2 \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot I. \quad (21a)$$

Da ω^2 auf beiden Seiten durch Division wegfällt, muß der eintretende Gleichgewichtszustand von der Geschwindigkeit unabhängig sein. Nach weiteren Umformungen ergibt sich:

$$c_a = \operatorname{tg} \varphi \cdot \frac{I}{\frac{\rho}{2} \cdot a^3 \cdot G} \quad (21b)$$

oder, da

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{h}{QX};$$

$$c_a = \frac{h}{QX} \cdot \frac{I}{\frac{\rho}{2} \cdot a^3 \cdot G} \quad (21)$$

In dieser Gleichung sind alle Größen außer c_a und h , die vom Anstellwinkel abhängen, feste, durch Gerät, Tragflügel und den Zustand der Luft gegebene Werte. Somit ergibt sich: Nach Aufhebung des Schwerkraftmomentes ist die Steighöhe der bewegten Tragfläche dem Beiwert des Auftriebs proportional.

Die Steighöhe ist also jetzt nicht ein Maß für den Auftrieb A , vielmehr für den Auftriebsbeiwert c_a , der mit dem Anstellwinkel sich ändert, aber von der Geschwindigkeit in gewissen Bereichen nahezu unabhängig ist.

Wenn wir nun bei geringen Geschwindigkeiten eine deutliche, bei höheren Geschwindigkeiten eine eben merkliche Zunahme der Steighöhe mit der Geschwindigkeit beobachten, so ist daraus zu schließen, daß die von der bekannten Auftriebsformel behauptete Proportionalität zwischen A und v^2 für geringe Geschwindigkeiten nur annähernd, für höhere Geschwindigkeiten recht gut erfüllt ist. Will man, wie üblich, die formale Geltung dieser Formel aufrecht erhalten, so ergibt sich die Folgerung, daß c_a mit v zunächst deutlich, dann nur ganz allmählich zunimmt. Es zeigt sich also hier der Einfluß der REYNOLDSSchen Zahl.

Dem hier behandelten Zustand — Aufhebung des Schwerkraftmomentes — kann man auch ohne besondere Herbeiführung des indifferenten Gleichgewichtes sehr nahe kommen, nämlich durch Vermehrung der Umlaufgeschwindigkeit. Wie aus Gleichung 15b folgt, verhält sich das Moment der Schwerkraft zum Moment der Fliehkraft wie $1 : \tau^2/T^2$, was für $\tau = 7,6$ sec und $T = 2$ sec das Verhältnis $1 : 14,4$ ergibt. Steigert man nun die Geschwindigkeit, so daß T nur noch 1 sec beträgt, so wird das Verhältnis der Momente $\approx 1 : 58$. Mit wachsender Umlaufgeschwindigkeit verschwindet das Moment der Schwerkraft immer mehr gegen das Moment der Fliehkraft, wir nähern uns also dem durch die Gleichung $M_A = M_F$ gekennzeichneten Kräftespiel. Damit hängt zusammen, daß

beim gewöhnlichen Zustande des Umlaufgerätes die Zunahme der Steighöhe mit wachsender Geschwindigkeit immer geringer und schließlich fast unmerklich wird. Will man die Abhängigkeit des Auftriebs von der Geschwindigkeit deutlich zur Anschauung bringen, so empfiehlt es sich, den Auftrieb bei verschiedenen Geschwindigkeiten mit dem Laufgewicht auszugleichen.

Aufhebung des Fliehkraftmoments. Die vorher beschriebene Beseitigung des Schwerkraftmomentes gibt Anlaß zu der Frage: Ist es nicht möglich, das Fliehkraftmoment zum Verschwinden zu bringen und lediglich die Schwere als Rückstellkraft zu verwenden? Eine solche Möglichkeit böte den Vorteil, daß die Auftriebsempfindlichkeit mit der statischen übereinstimmt, also unabhängig von der Umlaufgeschwindigkeit bleibt.

Um zu erkennen, unter welchen Voraussetzungen das Fliehkraftmoment verschwindet, gehen wir auf Gleichung 7a zurück:

$$M_F = \omega^2 \sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot \int (x^2 - (y-c)^2) dm.$$

Das Moment wird Null, wenn

$$\left. \begin{aligned} \int x^2 dm &= \int (y-c)^2 dm = \int y^2 \cdot dm \\ &+ c^2 \cdot M - 2cy_s \cdot M. \end{aligned} \right\} (22)$$

Bei der bisherigen Massenverteilung des Umlaufgerätes konnte der Wert $\int (y-c)^2 dm$ gegenüber $\int x^2 dm$ vernachlässigt werden. Soll aber das Fliehkraftmoment verschwinden, so muß die Massenordnung so geändert werden, daß $\int (y-c)^2 dm$ bis zur Gleichheit mit $\int x^2 dm$ wächst. Dies ist grundsätzlich auf zwei verschiedene Arten möglich.

a) Man vergrößert die Strecke c , so daß der Dreharm tiefer unter der Steigachse liegt. Diese Anordnung ist bei der vorliegenden Bauart des Umlaufgerätes nicht ausführbar, aber auch grundsätzlich nicht zu empfehlen. Um dies klar zu legen, betrachten wir die auf die Steigachse wirkende Fliehkraft, die von Null verschieden sein kann, wenn auch das Moment der Fliehkraft verschwindet. Auf Grund der Gleichung 4a ergibt sich für die resultierende Fliehkraft der Wert:

$$F = \omega^2 \int \xi dm = \omega^2 M \cdot \xi_s, \quad (23a)$$

wo ξ_s den Abstand des Schwerpunktes von der Umlaufachse bedeutet. Da $\xi_s = s \cdot \sin \varphi$, folgt weiter:

$$F = \omega^2 \cdot M \cdot s \cdot \sin \varphi, \quad (23b)$$

d. h. bei schräg gestelltem Dreharm wirkt die Fliehkraft um so stärker auf die Steigachse, je größer der Abstand s des Schwerpunktes von der genannten Achse ist. Da nun mit der oben genannten Verlegung der Drehachse auch der Abstand des Schwerpunktes von der Steigachse zunimmt, wächst die resultierende Fliehkraft und damit die Möglichkeit, daß das Gerät, wenn der umlaufende Arm durch den Auftrieb gehoben wird, zu schleudern beginnt.

b) Die Zunahme von $\int (y-c)^2 dm$ läßt sich auch erreichen, wenn man Zusatzmassen in Richtung der y -Achse anbringt. Dabei soll, wie vorher als notwendig erwiesen, der Abstand des Schwerpunktes von der Steigachse klein bleiben. Die Massen sind also teils oberhalb teils unterhalb der

genannten Achse anzubringen. Es ist ferner darauf zu achten, daß die Voraussetzungen, unter denen der obenstehende Wert für M_F sich ergab, nämlich die Gleichungen $\int xy dm = 0$ und $\int x dm = 0$, erfüllt bleiben.

Allen Anforderungen wird man gerecht, wenn man 3 verschiebbare Massen an einem Halter nach Fig. 5 anbringt und diesen statt des Verspannstiftes einsetzt, so daß die Ebene des Halters

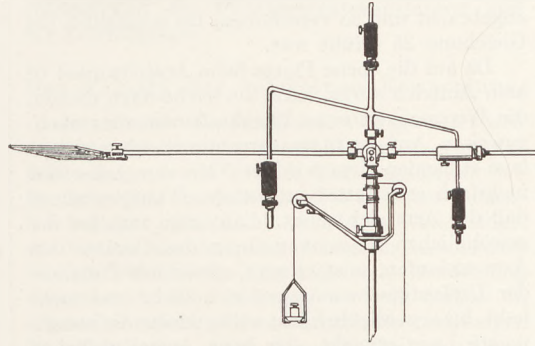


Fig 5. Aufhebung des Fliehkraftmoments. Statt des Verspannstiftes ist ein Halter für 3 Laufgewichte eingesetzt. Die Ebene dieses Halters steht senkrecht zur Richtung des Armes.

senkrecht zum Dreharm steht. Auf diese Weise bleibt der bisherige Wert von $\int x^2 dm$ erhalten, während der Wert $\int (y-c)^2 dm$ durch Verschiebung der Massen in weitem Bereiche geändert werden kann. Wie läßt sich nun feststellen, wann die Gleichung $\int (y-c)^2 dm = \int x^2 dm$ erfüllt ist?

Lassen wir den Arm vor Anbringung der Zusatzmassen schwingen, so gilt die Gleichung (9):

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{I_0}{R}}, \text{ wo } I_0 = \int (x^2 dm + (y-c)^2) dm \text{ ist.}$$

Wir haben früher nachgewiesen, daß mit sehr großer Annäherung $I_0 = \int x^2 dm$. Nach Anbringung der Zusatzmassen kann der Wert $\int (y-c)^2 dm$ nicht mehr vernachlässigt werden. Ist schließlich die Gleichung $\int (y-c)^2 dm = \int x^2 dm$ erfüllt, so ist das ursprüngliche Trägheitsmoment I_0 auf den doppelten Betrag angewachsen. Für die Schwingungsdauer τ_1 gilt nunmehr:

$$\tau_1 = 2\pi \sqrt{\frac{2I_0}{R_1}}, \quad (24)$$

wo R_1 das durch die Zusatzmassen veränderte Richtmoment bedeutet. Aus den Gleichungen für τ und τ_1 folgt:

$$\frac{\tau_1^2 R_1}{\tau^2 R} = 2. \quad (25a)$$

Das Richtmoment R_1 können wir in derselben Weise wie früher das Richtmoment R bestimmen, indem wir das kleine Gewicht q auf die Mitte des Tragflügels legen und die Senkung h_1 beobachten. Dann gilt:

$$\frac{R_1}{R} = \frac{h_0}{h_1} \quad (25b)$$

und weiter:

$$\frac{\tau_1^2 \cdot h_0}{\tau^2 \cdot h_1} = 2. \quad (25)$$

Damit haben wir eine Gleichung gewonnen, die es möglich macht, nach Verschiebung der Zusatzmassen aus leicht zu beobachtenden Größen festzustellen, wie weit das Ziel, die Aufhebung des Fliehkraftmomentes, erreicht ist.

Der Versuch wurde durchgeführt, während im Dreharm die ebene Platte unter dem Anstellwinkel 0° eingespannt war. Zunächst wurden bei der gewöhnlichen Massenverteilung die Größen τ und h_0 bestimmt. Dann wurden die Zusatzmassen angebracht und so verschoben, bis schließlich die Gleichung 25 erfüllt war.

Da auf die ebene Platte beim Anstellwinkel 0° kein Auftrieb wirkt, kann sie leicht dazu dienen, die Wirksamkeit eines Fliehkraftmomentes nachzuweisen. Auf den in waagerechter Gleichgewichtslage ruhenden Arm wird in Nähe der Achse das mehrfach erwähnte Laufgewicht P aufgesetzt, so daß der Arm sich senkt. Läßt man nun bei der gewöhnlichen Massenverteilung des Gerätes den Arm umlaufen, so sieht man, wie er mit Zunahme der Umlaufgeschwindigkeit sich mehr und mehr hebt, bis er schließlich fast völlig wieder die waagerechte Lage erreicht. Da beim Anstellwinkel 0° kein Auftrieb wirksam ist, ist die Hebung des Armes eine reine Fliehkraftwirkung. Macht man aber den gleichen Versuch nach der oben beschriebenen Massenausgleichung — die Anbringung des Laufgewichts in Nähe der Achse ändert diese, wie eine Überschlagrechnung zeigt, nur um Bruchteile eines Prozentes —, so muß der Arm auch beim Umlauf

in der schrägen Lage verbleiben. Dies war tatsächlich auch fast vollkommen der Fall. In der Ruhelage stand der an der ebenen Platte angebrachte Zeiger infolge der durch das Laufgewicht bewirkten Senkung beim Streifen —10 des Höhenmaßstabes. Nun wurde der Arm in Umlauf gesetzt, zuerst langsam, dann durch Vermehrung der Zuggewichte immer schneller, bis die Umlaufzeit nur noch 1,1 sec betrug.

Dabei wurden immer nur die Streifen —10 und —9 angeschlagen, die Fliehkraft war also bis auf einen ganz geringen Rest ausgeglichen.

Lassen wir nun die Platte mit positivem Anstellwinkel umlaufen und steigern die Geschwindigkeit, so zeigt sich im Gegensatz zu den auf S. 242 erwähnten Beobachtungen ein starkes Anwachsen der Steighöhe. Die neue Massenverteilung erscheint ideal, doch ist eine derartige Anordnung, ganz abgesehen von der seltsamen Form, die das Umlaufgerät erhält, keineswegs allgemein zu empfehlen. Zunächst ist es recht mühsam, die zur vollen Aufhebung der Fliehkraft erforderliche Massenverteilung herbeizuführen. Dazu werden durch die Zusatzmassen Leerlaufwiderstände und Anlaufzeit stark vergrößert. Schließlich zeigt noch der umlaufende Arm bei der Auftriebsbewegung eine Neigung zu Schwingungen, die nur langsam abklingen und eine Beobachtung der durch den Auftrieb bedingten Gleichgewichtslage sehr erschweren.

2. Forschungen und Ergebnisse.

Internationaler Kongreß für Kurzwellen in Physik, Biologie und Medizin in Wien. IV.¹
Originalbericht von J. BÖHME in Berlin.

Biologie.

Wenn wir hier in einer uns richtig erscheinenden Reihenfolge die Ergebnisse des Kongresses besprechen und nach der Erforschung der Elektrolyte zu den biologischen Stoffen übergehen, die mit derartigen Elektrolyten Ähnlichkeit besitzen, um dann schließlich auf die rein medizinischen Fragen einzugehen, so dürfen wir nicht vergessen, daß die tatsächliche Entwicklung ganz andere Wege gegangen ist. Das Primäre war, daß gewisse Krankheiten sich durch Ultrakurzwellenbestrahlungen leichter heilen ließen als durch eine andere Therapie. Erst als man vor lauter zum Teil widersprechenden, experimentellen Ergebnissen nicht mehr weiter wußte, begann man systematische Untersuchungen zu machen. Dies sollte nur noch einmal in Erinnerung gebracht werden.

In außerordentlich fesselnder Darstellung wurden von RAJEWSKY-Frankfurt a. M. die Problemstellungen der medizinischen und biologischen Ultrakurzwellenforschung aufgezeigt. Als wichtigsten Punkt hob RAJEWSKY die Dosierungsmessung hervor, von deren Schwierigkeit wir bereits gehört hatten. Weiterhin standen die selektiven wellenlängen-abhängigen Wirkungen und die

spezifischen Wirkungen der Ultrakurzwellen im Vordergrund.

Im Hinblick auf die medizinische Anwendung erscheint die Verteilung der Hochfrequenzenergie im durchfluteten Gewebe besonders wichtig. Gegeben sei ein Kondensatorfeld eines Ultrahochfrequenzkreises, das mit einer physiologischen Kochsalzlösung¹ angefüllt sei. Diese Anordnung (Fig. 11a) besitzt zwei verschiedene elektrische Eigenschaften:

1. Die elektrolytische Salzlösung stellt wegen der Ionenleitfähigkeit einen schlechten elektrischen Leiter mit dem Widerstande R dar.

2. Die beiden in der Flüssigkeit befindlichen Platten bilden einen Kondensator, mit einem schlechten Dielektrikum gefüllt.

In Fig. 11b ist das Ersatzschaltbild der Anordnung wiedergegeben, bestehend aus einem Kondensator mit parallel geschaltetem Widerstand. Liegt Hochfrequenz am Kondensator, so entstehen zwei verschiedene Stromanteile: Es fließt ein Leitungsstrom $I_R = U/R$ durch den Widerstand R und erzeugt somit Joulesche

¹ Die roten Blutkörperchen können nur in einer Flüssigkeit bestehen, die den gleichen osmotischen Druck hat wie die Blutflüssigkeit, andernfalls zerplatzen die Blutkörperchen. Der Blutflüssigkeit entspricht eine Kochsalzlösung von 0,6 bis 0,8%, die man „physiologische Kochsalzlösung“ nennt.

¹ Berichte I bis III vgl. diese Zeitschrift 51, 113, 162, 208 (1938).

Wärme; durch den Kondensator fließt ein Blindstrom oder kapazitiver Verschiebungsstrom $I_C = \frac{U}{1/\omega C}$, der nur Ladungsumschichtungen, aber keine verlustreiche Energieumwandlung bewirkt. I_R ist von der Frequenz bzw. Wellenlänge unabhängig. Schreibt man I_C in der Form $I_C = U \cdot 2\pi \cdot C$, so sieht man, daß I_C mit zunehmender

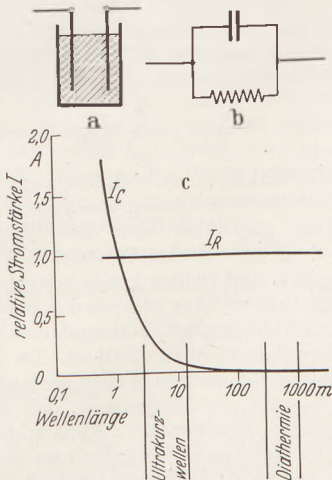


Fig. 11. Stromverlauf durch ein Flüssigkeitsvolumen im Hochfrequenz-Kondensatorfeld.

Frequenz immer größer wird, wie es auch aus Fig. 11c erkennbar ist. Bei der Ultrakurzwellentherapie biologischer Gewebe liegen infolge Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante die Verhältnisse so, daß I_R und I_C im durchfluteten Gewebe von der gleichen Größenordnung sind. I_C hat die Fähigkeit, Dielektrika ohne Energieverlust zu durchdringen; hieraus folgt die wichtige Tatsache, daß bei der Ultrakurzwellentherapie ein metallischer Kontakt zwischen Haut und Elektrode nicht mehr nötig ist.

Dadurch, daß sich Luft zwischen den Elektroden und dem zu behandelnden Körperteil befindet, läßt sich durch Veränderung der Plattenabstände ein verschiedenartiger Kraftlinienverlauf des Kondensators und somit eine Erwärmung in weit unter der Hautfläche liegenden Schichten erzielen. Diese Tiefenwirkung des Kondensatorfeldes ist das grundsätzlich Neue gegenüber der schon früher bekannten Hochfrequenzdiathermie, bei welcher Wellenlängen von einigen Hundert Metern verwendet wurden. Bei der Diathermie (Langwellen) wird nur die Oberfläche der Haut äußerlich erwärmt. Für die Betrachtung der Tiefenwirkung im Kondensatorfeld muß natürlich berücksichtigt werden, daß das Gewebe der Haut nicht aus einer, sondern aus vielen Schichten mit verschiedenartigen Leitfähigkeiten und Dielektrizitätskonstanten zusammengesetzt ist. Hierbei werden die physikalischen Betrachtungen etwas schwieriger, da für geschichtete Dielektrika sehr verzweigte Ersatzschaltbilder gemacht werden müssen.

Wir wollen nun ganz kurz das Ersatzschaltbild für Blut angeben. In Fig. 12a befindet sich ein

Blutkügelchen, dessen umgebende Schale m die innere Substanz mit dem Widerstande R_i umschließt, in einer leitenden Flüssigkeit mit dem Widerstand R_a . Das Ersatzschaltbild in Fig. 12b zeigt, daß die umgebende Schale elektrisch gesehen zwei mit R_i in Reihe geschaltete Kondensatoren C_m darstellt. Die Auffassung eines biologischen Gewebes als inhomogenes Dielektrikum, wie es z. B. in Fig. 12 angedeutet ist, führt zu der obenerwähnten Theorie über die Wellenlängenabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten und der Leitfähigkeit.

Das Prinzip der selektiven Erwärmung.

Jetzt taucht die Frage auf: Wie gestaltet sich die Energieverteilung in Abhängigkeit von der Wellenlänge, wenn der im Kondensatorfeld behandelte Stoff aus mehreren dielektrischen Schichten besteht? Gibt es eine selektive Wellenlänge, die für ein aus mehreren Schichten bestehendes biologisches Gewebe eine maximale Erwärmung verursacht? Hier befinden wir uns bereits an einem Brennpunkt verschiedenster Beobachtungen und Meinungen. Auch wenn physikalische Überlegungen, die wohl zum ersten Male von PÄTZOLD angestellt wurden, dahin führten, daß man keineswegs schlechthin von einer optimalen Wellenlänge für ein bestimmtes Gewebe sprechen darf, so versuchte man von verschiedenen Seiten immer wieder zu beweisen, daß eine selektive Durchwärmung verschiedener Körpergewebe nicht von der Hand zu weisen wäre. Diese Gegensätze lassen sich noch verhältnismäßig leicht aus der Welt schaffen und

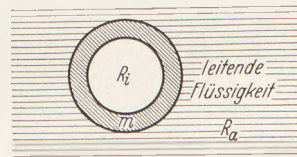


Fig. 12 a. Blutkügelchen in leitender Flüssigkeit.

durch Zahlenmaterial beweisen. Wesentlich schlimmer steht es mit der Meinung über spezifisch-elektrische Wirkungen der Hochfrequenz, wo bis heute noch die Meinungen gegeneinander branden.

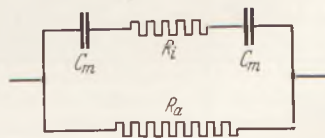


Fig. 12 b. Ersatzschaltbild zu Fig. 12 a.

Aber führen wir erst das „Prinzip der selektiven Erwärmung“ zu Ende. Wie kam es zu der obenerwähnten Fragestellung? Der Sinn liegt praktisch gesehen darin, daß man einer bestimmten Gewebesicht oder einem Organ möglichst viel Wärmeenergie zuführen will, ohne daß man andere Schichten oder Organe gleichzeitig einer ebenso hohen Wärmebelastung aussetzt. Man glaubte, daß jedem durch eine bestimmte Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante charakterisierten

Gewebe eine optimale Wellenlänge zugeordnet werden könne. Dies ist nur bedingt richtig! Ohne auf die Berechnungen einzugehen¹, lassen sich für den Fall eines elektrolytischen, geschichteten Dielektrikums mit Stoffen der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots, \epsilon_n$ und der Leitfähigkeiten $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \dots, \kappa_n$ für jede der Kombinationen ϵ, κ nacheinander Wellenlängen $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$ nach der

Formel $\lambda = \text{konst.} \frac{\epsilon}{\kappa}$ so bestimmen, daß innerhalb der Schichtfolge die Erwärmung bei den verschiedenen Wellenlängen gerade immer für eine dieser Kombinationen ϵ_n, κ_n ein Maximum erreicht.

Die für Elektrolyte gültige Beziehung findet für das geschichtete Dielektrikum eines biologischen Gewebes mit verschiedenen Werten von ϵ und κ für jede Schicht ihre Anwendung; allerdings ist die Art der Schichtung bei biologischen Geweben wesentlich komplizierter als bei der Annahme reiner Elektrolyte.

Man erkennt also, daß zu der Behauptung einer selektiven Erwärmung die Angabe zweier Größen (ϵ, κ) erforderlich ist, Größen, die ihrerseits wieder wellenabhängig sind. Solange über ϵ und κ keine einwandfreien Meßergebnisse vorlagen, konnten die von verschiedenen Seiten gemachten Behauptungen nur spekulativer Art sein ohne realen Hintergrund. Hier wurde viel Verwirrung angerichtet; besonders die praktischen Ärzte, von denen doch viele an physikalischen Folgerungen keinerlei Kritik üben können — was man schließlich ja auch nicht von ihnen verlangt —, wurden dadurch auf falsche Wege geführt.

Nachdem man nun einige Messungen von ϵ und κ an verschiedenen biologischen Stoffen wie Milz, Niere, Gehirn, Muskulatur, Haut, Blut, Knochenmark, Fettgewebe usw. vorgenommen hatte, mußte man feststellen, daß zwar von optimaler Wellenlänge gesprochen werden kann, daß ihre Auffindung jedoch nicht so einfach ist, wie es im ersten Augenblick erscheint.

Hierüber gab nun der Vortrag von OSSWALD-Erlangen nähere Aufklärungen. OSSWALD stellte

¹ J. PÄTZOLD: Das Wellenband der selektiven Erwärmung. Z. techn. Physik. **13**, 212 (1932).

sich die Frage: Sind die Größen ϵ und κ der einzelnen Gewebe bzw. die nach der PÄTZOLDSCHEN

Formel $\lambda_{\text{opt}} = \text{konst.} \frac{\epsilon}{\kappa}$ ermittelten optimalen

Wellenlängen hinreichend verschieden, damit eine bevorzugte Erwärmung einzelner Gewebeschichten oder Organe möglich sei? In Tabelle 3 sind die Mittelwerte von κ und ϵ bei 20° C für einige Gewebe zusammengestellt. Falls man eine Vergleichung zu anorganischen Stoffen sucht, sei daran erinnert, daß eine 5%ige NaCl-Lösung bei 18° C die Leitfähigkeit $\kappa = 67 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ besitzt.

Zur Tabelle 3 sind noch einige Bemerkungen zu machen.

a) Leitfähigkeit. Alle Stoffe, außer Serum, zeigen einen starken Anstieg von κ im Ultrakurzwellengebiet gegenüber den bei Tonfrequenz ($\lambda > 3 \cdot 10^4 \text{ m}$) gemessenen Werten.

Leber, Milz und Gehirn besitzen auch noch in dem zwischen 12 und 3 m gemessenen Bereich eine deutliche λ -Abhängigkeit, während dies bei den übrigen Geweben nicht der Fall ist. Da die Meßgenauigkeit bei den kurzen Wellen noch nicht sehr hoch ist, besteht die Möglichkeit, daß auch bei diesen Geweben eine geringe λ -Abhängigkeit vorhanden ist. Hält man sich jedoch an die in der Tabelle 3 angegebenen Werte, so bedeutet dies, daß Leber, Milz und Gehirn auf dem ansteigenden Teile der Dispersionskurve der Leitfähigkeit liegen, während für die übrigen Stoffe der Grenzwert für die Ultrahochfrequenz beinahe oder ganz erreicht ist. Serum und die nicht in der Tabelle aufgeführten Stoffe Galle und Harn verhalten sich wie Elektrolyte; daher war wegen der hohen Leitfähigkeit keine λ -Abhängigkeit zu erwarten.

b) Dielektrizitätskonstante. Bis auf Fettgewebe und Knochenmark läßt sich bei allen anderen Geweben eine λ -Abhängigkeit von ϵ feststellen. Die außerordentlich hohen Werte für ϵ sinken mit zunehmender Zeit, wenn der betreffende Organismus gestorben ist; die einzelnen Organe erhalten dann die Eigenschaften von Elektrolyten. Hierauf kommen wir noch einmal zurück.

c) Optimale Wellenlänge. Die in der Spalte λ_{opt} der Tabelle 3 angegebenen Zahlenwerte

Tabelle 3. Leitfähigkeit κ , Dielektrizitätskonstante ϵ und optimale Wellenlänge λ_{opt} bei 20° C für einige biologische Gewebe nach Messungen von OSSWALD.

Gewebe	$\kappa \cdot 10^3$ für Tonfrequenz	$\kappa \cdot 10^3$ für			ϵ für			$\lambda_{\text{opt}} \text{ (m)}$ unter Verwendung der Werte κ und ϵ bei		
		$\lambda = 3$	6	12 m	$\lambda = 3$	6	12 m	$\lambda = 3$	6	12 m
Muskel	0,9	5,9	5,9	5,9	71	85	96	2	2,4	2,7
Leber	1,5	5	4,7	4,0	73	85	122	2,4	3	5,1
Milz	1,2	6,8	6,4	5,7	89	116	205	2,2	3	6
Gehirn	1,1	4,3	4,1	3,1	72,5	95	140	2,8	3,8	7,5
Niere	0,7	6,8	6,8	4,9	83,5	115	200	2	2,8	6,8
Bauchspeicheldrüse	1,6	4	4	4	61	89	140	2,5	3,7	5,8
Fettgewebe	0,26	0,36	0,36	0,36	12	12	12	5,5	5,5	5,5
Knochenmark	0,16	0,20	0,20	0,20	7,3	7,3	7,3	6,1	6,1	6,1
Blut	5,2	7,5	7,5	7,5	73	86	120	1,6	1,9	2,6
Serum	12	12	12	12	82	82	82	1,1	1,1	1,1

wurden aus den für die jeweils angegebenen Wellenlängen λ gemessenen Werte von κ und ε berechnet. Nehmen wir z. B. bei Muskel die für $\lambda = 6$ m gemessenen Werte $\kappa = 5,9 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ und $\varepsilon = 85$, so erhält man auf Grund der PÄTZOLDSchen Formel $\lambda_{\text{opt}} = 2,4$ m. Wie wir aus der Tabelle sehen, liegen die Werte für λ_{opt} unterhalb 12 m. Wir stellen uns jetzt die Aufgabe, Milz (bei 20° C) zu erwärmen. Mit den Werten von κ und ε für 12 m müßte man mit λ_{opt} (Milz) = 6 m arbeiten. Für diese Wellenlänge ist aber λ_{opt} (Milz) = 3 m. Würde man aber nun die Milz mit einer 3-m-Welle behandeln wollen, so muß man wiederum unter Verwendung von κ und ε den Wert für λ_{opt} berechnen; man erhält λ_{opt} (Milz) = 2,2 m. Leider sind für 2,2 m die κ - und ε -Werte noch nicht hinreichend bekannt; es ist aber anzunehmen, daß die dann resultierende Wellenlänge λ_{opt} mit der am Hochfrequenzerzeuger gemessenen Wellen-

schers Gewebe ist vorhanden, sie liegt aber in einem wesentlich tieferen und engeren Bereich, nämlich zwischen rund 1 und 2,5 m, als man früher auf Grund ganz andersartiger Spekulationen und irrigier Theorien angenommen hatte.

Strukturänderungen biologischer Gewebe.

Kehren wir nun noch einmal zu den Ausführungen von RAJEWSKY zurück. Nach Klärung der Frage über selektive Erwärmung ist die besondere Struktur des biologischen Gewebes in Bezug auf die λ -Abhängigkeit von Bedeutung. Außer den makroskopisch hintereinanderliegenden Gewebeschichten sind die mikroskopischen Strukturen des Zellverbandes und der einzelnen Zelle vorhanden. Wir hatten schon in einem anderen Zusammenhange gesehen (s. Fig. 12), daß ein Blutkügelchen in leitender Flüssigkeit ein besonderes elektrisches Ersatzschaltbild darstellt. Ein Zellverband ist das Beispiel für eine reichlich komplizierte Mehrfachschichtung, derart, daß schlechtleitende Membran- und Gerüstsubstanzen die besser leitenden flüssigen Bestandteile des Zellinnern abschließen. Die elektrische Ersatzschaltung ist hierfür weitaus stärker verzweigt, als Fig. 12 zeigt. In den aus Widerständen und Kondensatoren gebildeten Ersatzschaltungen sind alle Kondensatoren in ihrer Stromdurchlässigkeit λ -abhängig. Die Gesamtleitfähigkeit biologischer Gewebe muß daher je nach Wellenlänge verschieden sein. Dies wurde in erster Linie von SCHAEFER-Frankfurt bestätigt. Die einzelnen leitenden Bestandteile der Zellverbände erfahren bei den verschiedenen Wellenlängen auch verschiedene Energieaufnahme.

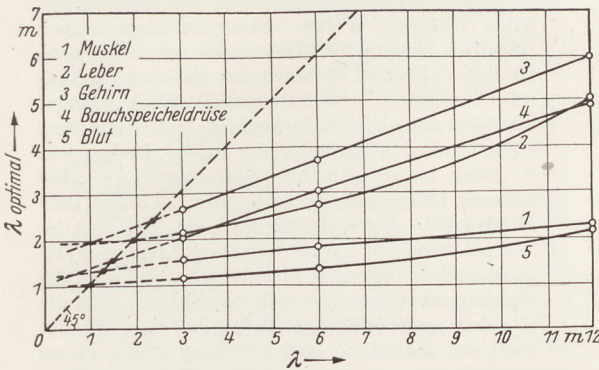


Fig. 13. Abhängigkeit der optimalen Wellenlänge λ_{opt} von der Behandlungswellenlänge λ .

länge λ annähernd übereinstimmt. Die Bestimmung der optimalen Wellenlänge läuft auf eine asymptotische Näherung hinaus. Man erkennt aber auch daraus, daß die Forderung nach medizinischen Geräten, die Wellenlängen unter 3 m mit genügender Energie liefern, nicht unberechtigt ist.

Bevor wir unsere Aufmerksamkeit der Fig. 13 zuwenden, wollen wir uns darüber klar sein, daß im Idealfalle bei asymptotischer Näherung $\lambda = \lambda_{\text{opt}}$ sein muß. Tragen wir also λ_{opt} in Abhängigkeit von der Behandlungswellenlänge λ auf, so ergibt der Idealfall eine Gerade durch den Nullpunkt unter dem Winkel 45°. In Fig. 13 sind für fünf Gewebe die optimalen Wellenlängen in Abhängigkeit von λ aufgetragen. Wie man sieht, liegen die durch Schnitt mit der 45°-Geraden erhaltenen Punkte, die also die „wirklich optimale“ Wellenlänge ergeben, unterhalb 2,5 m. Es ist von großer Wichtigkeit, daß die κ - und ε -Werte bis in das Dezimeterwellengebiet gemessen werden, eine Aufgabe, deren Schwierigkeit uns nach den früher angestellten physikalischen Betrachtungen bewußt ist.

Wenn wir auch noch nicht alle aus der optimalen Wellenlänge sich ergebenden, interessanten Folgerungen für die Ultrakurzwellentherapie erwähnt haben, so können wir dennoch eindeutig feststellen: Eine selektive Erwärmung biologi-

schers Gewebe ist vorhanden, sie liegt aber in einem wesentlich tieferen und engeren Bereich, nämlich zwischen rund 1 und 2,5 m, als man früher auf Grund ganz andersartiger Spekulationen und irrigier Theorien angenommen hatte.

Aus der λ -Abhängigkeit von κ oder, wie man auch sagt, aus der Dispersionskurve von κ kann man nun auf Veränderungen der Zellstruktur schließen. Die experimentelle Nachprüfung gab auch diesen Behauptungen recht. Bei der Hämolyse oder bei der Zersetzung des Gewebes post mortem durch Autolyse bzw. Bakterien werden die Zellmembranen zerstört. Es ist einzusehen, daß sich in diesem Falle das elektrische Ersatzschaltbild ändert; die von den Membranen umschlossenen Flüssigkeiten sind jetzt an der Gesamtleitfähigkeit beteiligt. Dies hat ein Absinken der Dispersionskurve zur Folge, die im Grenzfall (elektrolytische Leitfähigkeit) in eine Gerade übergeht. In Fig. 14 erkennen wir die Zunahme der Leitfähigkeitskurve bzw. die Abnahme des spezifischen Widerstandes mit der Zeit nach dem Tode an einer Kaninchenleber. Etwa 120 Stunden nach dem Tode (p. m.) des Tieres hat das Gewebe bereits annähernd elektrolytische Leitfähigkeit.

An dieser Stelle läßt die Natur uns einen kleinen Einblick in den Lebensablauf der Zellgewebe tun; wir erkennen, daß der Begriff „Tod“ mit einer Änderung der elektrischen Leitfähigkeit verbunden ist.

Medizin.

Nachdem das Problem der selektiven Erwärmung auf reale Tatsachen innerhalb gewisser

Grenzen zurückgeführt worden ist, stehen wir vor der viel schwierigeren Aufgabe, die Anschauungen und Meinungen über spezifisch-elektrische Effekte und über die sog. „athermische“ Behandlung zu klären. Wir befinden uns jetzt in einem Bereiche von Fragestellungen, die in erster Linie die Ärzte bewegen. Der Physiker muß sich in diesem Fall eine gewisse Zurückhaltung auferlegen, wenigstens so lange, bis die Dosismessgeräte empfindlich und genau genug sind, um quantitative Angaben zu machen.

Der Begriff „athermisch“ ist auf jeden Fall sehr unglücklich gewählt, denn jede Ultrakurzwellenbestrahlung biologischer Gewebe ruft immer eine Wärmewirkung hervor, die zwar bei entweder kurzer Zeitdauer oder geringer Energie schwach und für den Patienten nicht fühlbar sein kann. Es wäre besser, von einer Schwachbestrahlung

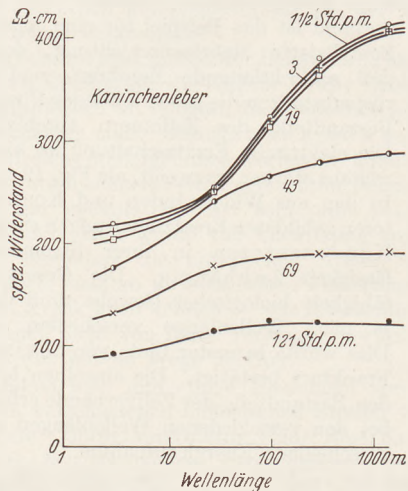


Fig. 14. Verhalten eines biologischen Gewebes nach dem Tode.

oder einer Behandlung mit geringer Dosierung zu sprechen. Wir müssen uns aber entschieden dagegen wehren, daß diese Schwachbestrahlung als eine besondere Therapie angesehen wird, denn eine 6-m-Welle z. B. bleibt eine 6-m-Welle, die man von der Dosis Null kontinuierlich bis zur maximalen Leistungsfähigkeit des verwendeten Hochfrequenzerzeugers in Anwendung bringen kann. Dagegen ist nicht von der Hand zu weisen, daß einige Krankheiten besser geheilt werden, wenn beispielsweise statt der einmaligen Dosis 10 an zehn verschiedenen Tagen zehnmal die Dosis 1 verabfolgt wird. Das ist aber einerseits für die einzelnen Krankheitsfälle ganz verschieden, andererseits reagieren bei gleicher Krankheit die einzelnen Patienten oftmals sehr verschieden. Im allgemeinen scheint sich zu bestätigen, daß für akute entzündliche Erkrankungen und Gefäßkrankungen bei Schwachbestrahlung bessere Heilerfolge erzielt werden als bei starker Dosierung; dagegen sind für chronische Erkrankungen möglichst starke Dosierungen in Anwendung zu bringen. Dies ist ein schwacher Anhaltspunkt, den man zur Zeit geben kann; hier sind der Zukunft

unübersehbare Aufgaben überlassen, die erst mit fortschreitender Technik gelöst werden können.

Die Behauptungen über Schwachbestrahlung und hiermit verbundene Effekte wurden zum ersten Mal von LIEBESNY-Wien ausgesprochen. LIEBESNY fand eine große Zahl Anhänger — hauptsächlich seine Schüler —, aber auch eine starke Gegnerschaft. Dies kam besonders in der an den Vortrag von LIEBESNY angeschlossenen Erörterung sehr deutlich zum Ausdruck; hier brandeten die Meinungen stark gegeneinander, ohne daß es zu bestimmten Lösungen gekommen wäre. Wir erwähnen nur einen Teil der Anhänger von LIEBESNYs Auffassungen: FUCHS-Wien, HALBERG-New York, ZEZI-London, URBACH-Prag, KRASNY-ERGEN-Stockholm.

LIEBESNY bezeichnet es als ein Vorurteil, daß Hochfrequenzströme nur durch ihre möglichen Wärmeeffekte biologisch wirksam sein können; er behauptet, daß bei geringen Dosierungen, die keine meßbare Wärme erzeugen, eigentlich spezifisch-elektrische Wirkungen auf biologische Gewebe auftreten. Er begründet dies durch elektrische Wirkungen am niederfrequenten Wechselstrom, gibt aber den gleichen bei hochfrequenten Strömen auftretenden Effekten eine andere Bedeutung.

Doch lassen wir ihn selbst sprechen: „Bei höheren Frequenzen hat als erster im Jahre 1927 E. MUTH die Beobachtung gemacht, daß sich im Wechselfeld von $2 \cdot 10^4$ bis $2 \cdot 10^6$ Hz in Fett-emulsionen Perlketten bilden, d. h., daß sich die Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte parallel zum Feld ist. Für diese Kettenbildung stellte MUTH eine Theorie auf, derzufolge es einen Schwellenwert für die Feldstärke gibt, unterhalb dessen keine Kettenbildung mehr auftritt, und daß dieser Schwellenwert der Frequenz annähernd proportional ist. Dieser Theorie zufolge war zu erwarten, daß diese Kettenbildung auch bei sehr geringen Energien im niederfrequenten Wechselstrom auftreten müßte, was ich in gemeinsamen Untersuchungen mit PACE auch tatsächlich feststellen konnte. Hingegen wäre es nach der Theorie MUTHs im Ultrakurzwellenfeld nur bei Anwendung exzessiv hoher Feldenergien möglich, solche Perlketten in Emulsionen zu bewirken. Da aber hohe Energien im Kurzwellenfeld Emulsionen derartig erhitzen, daß zunächst das Auftreten von Wärmeströmungen die Perlkettenbildung verhindern müßte und bei noch höheren Energien die Fett-emulsion zum Kochen gebracht würde, so war zunächst zu erwarten, daß im Ultrakurzwellenfeld das spezifisch elektrische Phänomen dieser Perlkettenbildung nicht möglich ist. Es ist das Verdienst von KRASNY-ERGEN, auf Grund von theoretischen Berechnungen und in Übereinstimmung mit Experimenten gezeigt zu haben, daß es eine Frequenzabhängigkeit des Schwellenwertes für diese Kettenbildung nicht gibt, und daß daher auch im Ultrakurzwellengebiet bei relativ schwachen Energien solche Kettenbildungen in Erscheinung treten.“

Durch theoretische Überlegungen und durch verschiedenartige Versuche bemühte sich KRASNY-

ERGEN-Stockholm, die Ausführungen von LIEBESNY zu unterstützen. Er wies auf die mechanischen Wirkungen der Kurzwellen hin, wobei er eine Theorie der Drehfelder entwickelte. Diese Drehfelder sollen sich bei gewissen Frequenzen spontan aus gewöhnlichen Feldern bilden können, wobei die Frequenzen im Kurzwellenbereiche liegen sollen, wenn die Substanzen im Felde biologische Substanzen sind. Diese Drehfelder wären ausgesprochene nichtthermische Effekte, die für die Heilwirkung verschiedener Krankheiten maßgebend wären.

Es ist schwer zu entscheiden, ob manche Dinge wertvolle Folgerungen nach sich ziehen, oder ob bei dem Versuch der Klärung ungelöster Probleme der Wunsch der Vater des Gedankens ist. Auf jeden Fall muß davor gewarnt werden, auf spekulative Anschauungen hin Gedankengebäude zu bauen, die bei späterer Nachprüfung durch exakte Experimente doch zusammenbrechen müssen. An solchen Stellen erkennt man immer wieder, welche Arbeit auf dem Gebiete der Ultrakurzwellentechnik noch zu leisten ist.

Ein ausgesprochener Gegner der LIEBESNYschen Theorien ist GROAG-Wien, der über das Thema „Kurzwellenbehandlung — eine spezifische Wärmetherapie“ sprach. Er bezeichnet die Deutung spezifisch-elektrischer Wirkungen als mißlungen, da die Verfechter dieser Hypothese entweder von unrichtigen physikalischen Voraussetzungen ausgegangen sind, oder weil ihnen bei ihren Versuchsreihen Fehler unterlaufen sind. Es ist nachgewiesen, daß der thermische Einfluß eines Kondensatorfeldes immer, bei starken und schwachen Feldern, vorhanden ist. Der spezifisch-thermische Effekt kann durch keine andere Methode ersetzt werden, also weder durch Langwellendiathermie noch durch Wärmestrahlung oder -leitung, wie wir dies ja schon weiter oben auseinandergesetzt haben. Die Langwellen-Diathermieeffekte können unter Umständen auch durch Kurzwellen erreicht werden, aber nicht umgekehrt.

GROAG und TOMBERG haben die drei Hauptstützen der Theorie spezifisch-elektrischer Wirkungen einer Nachprüfung unterzogen und sind zu völlig anderen Ergebnissen gekommen, die letzten Endes dahin führen, daß die Kurzwellentherapie auf jeden Fall eine Wärmetherapie ist.

1. Es wurde behauptet, daß gewisse Pilze und Bakterien durch eine 15-m-Welle biopositiv, dagegen durch eine 4-m-Welle bionegativ¹ beeinflußt werden.

GROAG und TOMBERG zeigten an den gleichen Substanzen, daß beide Wellen biopositiv oder -negativ wirken können, je nach Größe der Feldenergie.

2. Die von PFLOMM beschriebenen Wirkungen auf die Gefäße der Froschschwimmhaut wurden

¹ Unter biopositiv und bionegativ ist eine Verstärkung oder Abschwächung von Lebensäußerungen (z. B. Wachstum) zu verstehen.

von WEISS, PICK und TOMBERG als thermisch bedingt nachgewiesen.

3. Als besonders spezifisch-elektrischer Effekt wurde bezeichnet, daß ein Froschherz im Kondensatorfeld langsamer schlage, während es bei äußerer Wärmeeinwirkung beschleunigten Gang aufweisen müsse. Auch dies wurde durch Messungen von MARTINI widerlegt.

Abgesehen von diesen drei im Vordergrund stehenden Fragen konnte man in den medizinischen Vorträgen die verschiedenartigsten Probleme hören, die auch eine Flut von Veröffentlichungen erlebt haben und auch noch weiter nach sich ziehen. Es ist unmöglich, überall das „für“ und „wider“ abzuschätzen. Es wäre auch kurzsichtig, nur thermische Effekte als möglich zuzulassen — man muß sie nur nachweisen können.

Auf jeden Fall stellen die Versuche von RAAB-Berlin, über die jetzt berichtet wird, eine unbedingte Stütze für rein thermische Wirkungen der Ultrakurzwellen dar.

Der Vortrag von RAAB über den Einfluß der Kurzwellen auf Keimdrüsen, Fruchtentwicklung und Erbmasse in Bezug auf Schädigung einzelner Organe oder des gesamten Körpers, war äußerst eindrucksvoll. Hierbei kommen uns die anfangs erwähnten Ermüdungserscheinungen von Personen, die in der Nähe starker Ultrakurzwellensender arbeiteten, wieder in Erinnerung. Es ist eine dankenswerte Aufgabe, den Grad der Schädigung durch Kurzwellen festzustellen, wenn starke Überdosierungen vorliegen, also Dosierungen, die das übliche Maß der Therapiebehandlung überschreiten.

Es ist selbstverständlich, daß derartige Versuche an Tieren gemacht werden müssen, und daß die daraus gezogenen Folgerungen oft mit gewissen Fehlern behaftet sind. Versuche an Mäusen im Kurzwellenfeld ergaben, daß bei heftiger Überdosierung die Mäuse in 1 bis 2 Minuten starben. Die Sezierung ergab einwandfrei einen Wärmetod. Wurde die Dosis nicht so stark gewählt, daß die Mäuse zugrunde gingen, so stellte man Wärmeschädigungen fest, die sich genau wie Schädigungen durch äußere Wärme verhielten. An Mäusen und Kaninchen wurden weiterhin Beobachtungen über ihre Fortpflanzungsfähigkeit gemacht, in der Weise, daß nach Überdosierungen keine Zeugungsfähigkeit mehr vorhanden war, daß jedoch nach mehreren Tagen oder Wochen alle Organe wieder funktionierten; man muß daher annehmen, daß die Zellveränderungen im Laufe der Zeit wieder rückgängig gemacht wurden. RAAB sowie PICKHAN-Berlin, der über Möglichkeiten einer Schädigung des Erbgutes bei medizinischen Dosierungen sprach, kamen zu dem Ergebnis, daß bis zu den höchst zulässigen Dosierungen der Ultrakurzwellentherapie eine Schädigung des Erbgutes in Abrede gestellt werden muß. Starke Überdosierungen können, wie bei jedem anderen Lebewesen, zum Tode führen.

Weiterhin wurde von RAAB die Frage geklärt: Besteht eine Erhaltung und Weiterentwicklung

des befruchteten Eies, wenn es mehr oder weniger intensiv einem Ultrakurzwellenfeld ausgesetzt wird? Zu diesem Zwecke wurden Hühnereier verwendet. Man wird zugeben müssen, daß ein Versuch an einem so diffizilen Stoff wie das Hühnerei von großer Bedeutung ist.

Der Versuch bestand darin, daß befruchtete Hühnereier in einem Kurzwellenfeld erwärmt und bei einer Versuchsdauer von 21 Tagen ausgebrütet wurden. Zur Kontrolle wurden gleichzeitig Eier derselben Rasse in einem normalen Brutschrank ausgebrütet. Die Eier wurden in regelmäßigen Abständen durchleuchtet, um das Wachstum zu beobachten. Im Kondensatorfelde lagen die Eier in Reihen nebeneinander; der Luftabstand der Elektroden betrug 1,5 bis 2 cm. Wesentlich für das Gelingen des Versuches war, daß sich das Kondensatorfeld in einem Kasten mit konstanter Temperatur von 25° C und bestimmtem Feuchtigkeitsgehalt befand. Dies war deshalb wichtig, weil durch den sonst ständigen Wechsel der Außentemperatur im Ei Über- oder Untertemperaturen entstanden wären. Durch geeignete Kontrollmaßnahmen wurde die Eitemperatur während der 21 Tage durch das Kurzwellenfeld auf 38° bis 39° C gehalten.

Es ergab sich, daß bei verschiedenen Wellenlängen (3,6 und 10 m) die Kurzwellenküken sowie die Kontrolltiere zur gleichen Zeit ausschlüpfen und sich im Aussehen und in der Weiterentwicklung durch nichts unterscheiden. Dieser Versuch zeigt eindeutig, daß von spezifisch-elektrischen Wirkungen keine Rede sein kann, denn das Ausbrüten ist ein rein thermischer Effekt, und daß eine in physiologischen Ausmaßen gehaltene Kurzwellendurchströmung lebender, ja sogar in der Entstehung begriffener Organismen keinerlei Schädigungen hervorbringen kann.

RAAB faßte die Ergebnisse dahingehend zusammen, daß das Zellsystem der Keimanlage in Bezug auf den Kurzwelleneinfluß dem „Alles oder Nichts-Gesetz“ untersteht. Bis zur Grenze der Verträglichkeit entstehen keine Störungen, bei Überdosierungen treten Zellschädigungen auf. Die Grenze ist beim Menschen durch die Verträglichkeitsgrenze der ausgelösten Wärmemenge gegeben. Welche Wärmegrade man aber aushalten kann, das merkt jeder an sich selbst sehr schnell, so daß es zu tödlichen Überdosierungen gar nicht kommen kann.

Auf spezielle medizinische Probleme einzugehen, hält sich der Bericht nicht für berufen; das dürfte den Nichtmediziner auch kaum interessieren. Wir erwähnen nur die Vorträge von GUTSCH-Berlin über die Erfolge der Kurzwellenbehandlung in der Augenheilkunde, von REGER-Wien über das gleiche Thema, von DIEKER-Heidelberg über Lungenabszesse, von LUX-Wien über Zahnheilkunde, HERSONSKAJA-Bukarest über Myocarderkrankungen, von VARNET-Kopenhagen über Unterleibskrankheiten, von WINTZ-Erlangen über Gynäkologie.

Wir können aber unseren Bericht nicht schließen, ohne eine direkte Folgerung der Wärmeerzeugung durch Ultrakurzwellen zu erwähnen: Die Erwärmung des Blutes auf Temperaturen, die einen Fieberzustand des menschlichen Körpers erzeugen. Die Idee, Krankheiten durch Fiebererzeugung zu heilen, reicht bereits bis in die vorchristliche Zeit zurück. Schon bei dem griechischen Philosophen und Arzt PARMENIDES in Athen (500 v. Chr.) findet man den Satz: „Gebt mir die Macht, Fieber zu erzeugen, und ich heile alle Krankheiten!“ Man hat schon immer versucht, durch heiße Bäder und Packungen Körpertemperaturen zu erreichen, welche künstliche Fieberzustände zur Abtötung von Bakterien im menschlichen Körper hervorrufen. Allgemein ist wohl bekannt, daß bei bestimmten Erkrankungen der Generationsorgane, bei luetischen Erkrankungen, den betreffenden Patienten künstlich eine Malariakrankheit injiziert wurde, die zu hohem Fieber führt. Diese Methode hat zwar viele aussichtslose Fälle heilen können, jedoch ist dies, wie es auch einmal von RAAB ausgesprochen wurde, eine in das Geschehen des Gesamtorganismus intensiv eingreifende und mit Lebensgefahr verbundene Gewaltkur. Man hat außer Malaria noch andere Methoden zur Fiebererzeugung ausprobiert, die aber mehr oder weniger versagten.

Durch Ultrakurzwellen läßt sich dieses Problem eher lösen, da man ohne erhebliche Hautbelastung im Innern des Körpers Wärme erzeugen kann, die, bei Verhinderung einer größeren Wärmeabgabe durch die Haut nach außen, allmählich zur gewünschten Temperaturerhöhung führt. Die Wärmeabgabe verhindert man dadurch, daß man den Patienten in Decken oder Gummitücher hüllt. Der große Vorteil dieser Ultrakurzwellentherapie liegt darin, daß es ohne Schwierigkeit und ohne größere Unannehmlichkeit für den Patienten möglich ist, die erforderliche Temperaturhöhe in 1 bis 1½ Stunden zu erreichen, und daß bei Störungen irgendwelcher Art die vorgesehene Dauer der Erwärmung sofort unterbrochen werden kann. Diese Möglichkeiten sind gegenüber chemischen oder bakteriellen Methoden der Fiebererzeugung ein unbestreitbarer Vorzug der Ultrakurzwellentherapie.

Wenn hiermit der Bericht über den Internationalen Kurzwellenkongreß abgeschlossen wird, so ist sich der Bericht dessen bewußt, daß einige Dinge, z. B. Ionosphärenforschung und viele medizinische Probleme, gar nicht erwähnt wurden. Aber vielleicht wird trotzdem der Leser einen Eindruck davon gewinnen, welche Leistungen auf dem Gebiete der Ultrakurzwellenforschung bisher erzielt wurden, welche Probleme die Wissenschaftler in Physik, Biologie und Medizin zur Zeit bewegen, und welche Aufgaben der Zukunft vorbehalten sind.

Anmerkung bei der Korrektur. Bezüglich der Entdeckung und Erschließung der kurzen elektrischen Wellen durch H. HERTZ sei auf die Veröffentlichung von W. RUNGE (Naturwiss. 25, 801; 1937) hingewiesen.

5. Technik und mechanische Praxis.

Grenzen der physikalischen Meßgenauigkeit. Von B. JUNG in Breslau.

Es besteht ganz offenkundig ein enger Zusammenhang zwischen dem jeweiligen Stande der exakten Wissenschaften und der Leistungsfähigkeit der Meßmethoden, die dem Forscher zur Verfügung stehen. So war es zur Zeit des KOPERNIKUS noch nicht möglich, die Bewegung der Erde, um die Sonne durch Messung von Fixsternparallaxen nachzuweisen. Erst 3 Jahrhunderte später hatte die Leistungsfähigkeit der Instrumente eine solche Höhe erreicht, daß dieser Nachweis durch BESSEL geführt werden konnte. Aber noch viel mehr: Es war nunmehr möglich, exakte Messungen auch außerhalb des Sonnensystems durchzuführen, wodurch der Radius der erforschbaren Welt um ein gutes Stück größer wurde. Das alles, was wir heute über den Bau des Weltalls wissen, verdanken wir nicht zuletzt der außerordentlichen Vervollkommnung der Meßtechnik. Ohne diese wären uns die meisten Fragen der Fixsternastronomie dauernd verschlossen geblieben. Auch aus anderen Wissensgebieten, etwa aus dem der Physik, ließen sich unschwer eine Fülle Beispiele dafür beibringen, in wie hohem Maße die Forschung auf die Leistungsfähigkeit der Meßinstrumente angewiesen ist. So kommt es, daß namhafte Physiker die Auffassung vertreten, daß mit einer endgültigen Grenze der Meßtechnik auch der Leistungsfähigkeit der wissenschaftlichen Forschung unübersteigbare Grenzen gesetzt seien. Was unterhalb dieser Grenze liegen mag, gehört hiernach nicht in den Kompetenzbereich der Physik und entbehrt nach Ansicht mancher Wissenschaftler sogar jeder wirklichen Existenz. Wenn man sich diesen extremen Standpunkt auch nicht zu eigen zu machen braucht, so muß doch zugegeben werden, daß bisher jeder entscheidende Fortschritt im Naturerkennen immer nur durch den experimentellen Nachweis, also durch Messung, gesichert werden konnte. Es soll dabei nicht verkannt werden, daß gerade in der Physik die Theorie dem Experiment häufig voraus ist und experimentelle Untersuchungen vielfach erst von seiten des Theoretikers angeregt worden sind; aber auf die nachträgliche Bestätigung durch das Experiment ist die Theorie nun einmal angewiesen.

Wenn wir jetzt die Frage nach den Grenzen der Meßtechnik und damit der Experimentierkunst überhaupt aufwerfen, so kann es sich dabei natürlich nur um solche Grenzen handeln, die prinzipiell nicht übersteigbar sind, nicht dagegen um solche, die nur im Wesen der benutzten Methode oder in der Unvollkommenheit der menschlichen Sinnesorgane begründet sind, denn unzulängliche Verfahren können durch bessere ersetzt und die menschlichen Sinne weitgehend ausgeschaltet werden. Ein lehrreiches Beispiel hierfür ist die außerordentliche Steigerung der erreichten Genauigkeit in der Zeitmessung. Noch vor kurzem galt das Pendel als der beste Zeitmesser. Durch sinnreiche Methoden war es gelungen, die durch Temperatur- und Luftdruckschwankungen im

Gang der Pendeluhrn bedingten Fehlerquellen weitgehend auszuschalten. Von wesentlich geringerer Größenordnung ist der Einfluß der Schwerkraftschwankungen. Aber er ist vorhanden und setzt der Leistungsfähigkeit der Pendeluhrn eine Grenze. Diesen Einflüssen sind nun elektrische Schwingungen nicht unterworfen, und so konnte man sich durch Benutzung von piezoelektrisch schwingenden Quarzstäben davon freimachen¹. Die ersten Quarzuhrn hatten freilich noch den Nachteil, daß ihr Gang in hohem Grade temperaturabhängig war, so daß die schließlich erreichte Gangleistung von der Temperaturkonstanz des Quarzstabes abhängig war, auf welche dementsprechend die allergrößte Sorgfalt verwandt werden mußte. Nachdem es gelungen ist, auch diese Temperaturabhängigkeit des Ganges auszuschalten, stellt die Quarzuhr einen geradezu idealen Zeitmesser dar, dessen Genauigkeit die der Erdrotation wahrscheinlich erheblich übertrifft und daher auch zu deren Untersuchung bereits jetzt mit einigem Erfolge herangezogen wird.

Ein weiteres Beispiel für eine ganz gewaltige Steigerung der Meßgenauigkeit durch Verbesserung der Verfahren bieten die Längenmessungen. Solange man dabei auf die Vergleichung materieller Maßstäbe angewiesen war, mußte man eine Beeinträchtigung des Ergebnisses durch etwaige Formänderungen der niemals vollkommen starren Maßstäbe in Kauf nehmen. Diese Schwierigkeit fällt aber fort, wenn man, wie es MICHELSON durchgeführt hat, die Länge des Meters oder eines entsprechend kürzeren Vergleichsmaßstabes mit Hilfe der Interferenzmethode in Lichtwellenlängen auswertet. Der Vergleichsmaßstab ist dabei die Länge einer elektromagnetischen Welle, also ein Maßstab von geradezu idealer „Starrheit“, wenn man von dem Einflusse des Brechungsexponenten der umgebenden Luft absieht, der sich leicht berücksichtigen läßt. Auf diese Weise ist es MICHELSON in der Tat gelungen, die Länge von Maßstäben auf sieben Dezimalen genau zu bestimmen.

Diese und ähnliche Beispiele — es ließen sich deren noch viele anführen — könnten zu dem Schluß verleiten, daß durch geschickte Wahl der Verfahren eine unbegrenzte Steigerung der Meßgenauigkeit möglich sei. Das trifft aber nicht zu, denn eine unübersteigbare Grenze für alle Messungen wird durch die von HEISENBERG entdeckte „Unschärfebeziehung“ gesetzt. Der physikalische Sinn dieser Beziehung ist der, daß man jeden Vorgang durch den zur Messung notwendigen Eingriff in unkontrollierbarer Weise verändert. Nehmen wir beispielsweise an, wir wollten eine Partikel unter dem Mikroskop beobachten. Um sie wahrnehmbar zu machen, müssen wir sie beleuchten, d. h. wir müssen auf sie eine Lichtquelle bzw. ein Lichtquant auftreffen lassen; dieses Lichtquant muß von den Materieteilchen zurückgeworfen werden und in das Mikroskop gelangen. Bei der Streuung an dem Materieteilchen (Comptoneffekt)

¹ Vgl. diese Zeitschrift 50, 107 (1937).

wird auf diese Energie und Impuls übertragen, ohne daß man sagen könnte, in welchem Betrage. Man kann also niemals Lage und Impuls gleichzeitig bestimmen. Die Theorie zeigt, daß zwischen der Unschärfe der Lage (Δq) und der des Impulses (Δp) die Beziehung bestehen muß: $\Delta q \cdot \Delta p = h$.

Das Produkt der beiden Unschärfen ist also gleich dem Wirkungsquantum h . Würde man daher zu irgendeiner Zeit die Lage eines Materie-teilchens — oder auch eines Lichtquants — genau bestimmen, so bliebe der Impuls völlig unbestimmt. Ebenso bleibt die Lage unbestimmt, wenn der Impuls exakt gegeben ist. Ein anschauliches Beispiel für den letzteren Fall bildet die monochromatische Welle, die nun freilich in der Natur nicht vorhanden ist. Gäbe es eine solche, so wäre ihr Impuls eindeutig bestimmt, die Lage dagegen bliebe völlig unbestimmt, da eine solche Welle den ganzen Raum gleichmäßig erfüllen müßte. Ein begrenzter Wellenzug kann dagegen nicht als monochromatisch angesehen werden, und ihm kann infolgedessen auch kein einheitlicher Impuls zugeschrieben werden. Andererseits läßt sich ein Wellengebiet durch Überlagerung von Bestandteilen verschiedener Frequenz auf einen beliebig kleinen Raumteil einengen, wobei aber der Impuls völlig unbestimmt bleibt, da hierzu Bestandteile sämtlicher Frequenzen erforderlich sind.

Eine Überschreitung der durch die HEISENBERG'sche Unschärfebeziehung gewiesenen Grenzen ist also grundsätzlich unmöglich. Damit ist freilich nicht gesagt, daß man im Prinzip immer bis an diese Grenze herankäme. Vielmehr gibt es noch eine Reihe anderer Einflüsse, die der Meßgenauigkeit meist schon lange vorher ein Ziel setzen. Der Grund dafür ist die atomistische bzw. quantenhafte Struktur der Materie und Energie. Wir setzen ja immer stillschweigend voraus, daß das zu Messende, etwa die Energie eines Lichtstrahls oder eines elektrischen Stromes, den Charakter eines Kontinuums besitze. Aber in Wirklichkeit setzt sich der elektrische Strom aus Elementarladungen von der Größe $4,77 \cdot 10^{-10}$ CGS-Einheiten zusammen. Von einem annähernd gleichmäßig fließenden „Strom“ kann also nur dann die Rede sein, wenn die Zahl der durch den Querschnitt fließenden Elementarladungen hinreichend groß ist. Das ist der Fall, wenn die Stromstärke erheblich größer als 10^{-19} Amp ist. Aber auch das Licht besitzt atomistische Struktur. Die Energie eines einzelnen Lichtquants ist um so größer, je höher die Frequenz, je kürzer also die Wellenlänge ist. Sie wird durch die Gleichung $E = h \cdot \nu$ gegeben. Das Wirkungsquantum h hat dabei den Wert $6,55 \cdot 10^{-27}$ CGS. Die quantenhafte Struktur elektromagnetischer Wellen tritt also um so mehr in Erscheinung, je höher die Frequenz ν der ausgesandten Strahlung ist. Das Energiequantum der im Rundfunk benutzten langen Wellen ist daher sehr gering und äußert sich in der Praxis überhaupt nicht. Bei den Lichtstrahlen ist es schon erheblich größer, und noch viel stärker tritt es bei den Röntgen- und γ -Strahlen in Erscheinung. Auch bei elektromagnetischen Wellenstrahlen kommt man also an eine Grenze, unterhalb der man nicht mehr von einem

„Strahl“ im eigentlichen Sinne sprechen darf. Wenn beispielsweise ein Meßinstrument einer sehr schwachen Lichtstrahlung ausgesetzt würde, so daß in der Zeiteinheit nur wenige Lichtquanten darauf treffen, so könnten nur noch einzelne Stöße registriert werden. Praktisch sind wir von einer solchen Meßgenauigkeit freilich noch sehr weit entfernt. Verhältnismäßig nahe kommt ihr das menschliche Auge, das schon auf 100 Lichtquanten je Sekunde reagiert. Gegenüber dieser Leistung bleiben die photographische Platte und die Photozelle um mehrere Zehnerpotenzen zurück. Im Gebiete der langen Wellen, wie sie im Rundfunk und in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden, spielen die Energiequanten wie gesagt noch viel weniger eine Rolle als bei den Lichtwellen. Aber ein anderer Effekt tritt hier störend in Erscheinung. Der Leistungsfähigkeit der Registrierinstrumente wird nämlich durch die atomistische Struktur des elektrischen Stromes eine Grenze gesetzt. Durch die von der Antenne aufgenommene Energie wird ein elektrischer Strom ausgelöst, der seinerseits mit Hilfe von Elektronenröhren verstärkt wird. Dieser Strom fließt nach dem oben Gesagten nicht kontinuierlich. Je geringer die von der Antenne aufgenommene Energie ist, um so mehr tritt daher der von SCHOTTKY vorausgesagte „Schroteffekt“ in Erscheinung, der dem Empfang und der Verstärkung sehr schwacher elektrischer Energien eine Grenze setzt.

Ebenso wie in der Elektrotechnik verlieren auch in der Wärmelehre die üblichen Begriffe und Definitionen ihre Gültigkeit, sobald man zu sehr feinen Messungen übergeht. Wärme äußert sich — wenigstens unter Laboratoriumsbedingungen — im wesentlichen als Molekularbewegung. Die mittlere Bewegungsenergie der Teilchen ist dabei der Temperatur proportional, wobei unter normalen Bedingungen die Gleichung $E = \frac{n}{2} k T$ gilt, in der k die BOLTZMANN'sche Entropiekonstante, T die absolute Temperatur, n die Anzahl der Freiheitsgrade und E die thermische Energie einer Molekel ist. Die Moleküle eines einatomigen Gases denkt man sich dabei als starre Punkte, die nur Translationsenergie aufnehmen können. Sie besitzen daher drei Freiheitsgrade, und bei der Temperatur T ist ihre mittlere Energie dementsprechend $\frac{3}{2} k T$.

Der tatsächliche Vorrat an Bewegungsenergie streut nach dem MAXWELL'schen Verteilungsgesetz um diesen Mittelwert. Temperaturmessungen werden nun immer in der Weise vorgenommen, daß man einen Probekörper mit dem zu untersuchenden Material so in Verbindung bringt, daß er die gleiche Temperatur annimmt, die dann aus dem Verhalten des Probekörpers (z. B. Ausdehnung, elektrische Leitfähigkeit, thermoelektrische Ströme, ausgesandte Licht- und Wärmestrahlen usw.) ermittelt wird. Natürlich kann das Material selbst auch als Probekörper dienen. Unter normalen Verhältnissen stehen so viele Moleküle mit dem Probekörper in Austausch, daß dieser die Temperatur des umgebenden Mediums annimmt. Streng gilt das freilich nur für einen allseitig

abgeschlossenen Hohlraum, in dem auch die zu- und abgeführte Strahlung miteinander im Gleichgewicht stehen. Was das bedeutet, wird uns klar, wenn wir uns die Aufgabe stellen, die Temperatur in sehr hohen Atmosphärenschichten mit dem Thermometer zu bestimmen. Die Luftmoleküle treffen dann den Probekörper wegen der starken Verdünnung verhältnismäßig selten. Da der Körper ständig ausstrahlt, sinkt seine Temperatur erheblich unter die der Umgebung, das Thermometer zeigt also einen zu niedrigen Wert an. Ähnlich wie das Thermometer reagiert in diesem Fall auch der menschliche Organismus. Der Mensch würde in großen Höhen trotz der dort herrschenden Temperaturen von vielleicht 1000 K (in der Ionosphäre) frieren. Natürlich gilt das nur bei Abwesenheit von Sonnenstrahlung. Die thermometrische Temperatur weicht unter diesen Umständen also von der thermodynamisch definierten erheblich ab. Noch viel krasser liegen die Verhältnisse im „leeren“ interstellaren Raum. Die dort befindlichen Spuren gasförmiger Materie haben eine „Temperatur“ von vielleicht 10 000° K, während ein fester Probekörper — z. B. kosmischer Staub oder ein Meteorstein — nur die Temperatur 3 K annimmt. Man gelangt hier an die Grenze der Gültigkeit des Temperaturbegriffes, denn „Temperatur“ und „Wärme“ sind nur statistisch definiert. Diese Begriffe stellen immer Mittelwerte dar und müssen dort versagen, wo eine weitere Teilung des Materials wegen der atomistischen Struktur nicht mehr möglich ist. Ein einzelnes Gasmolekül hat keine Temperatur. Es hieße daher den Temperaturbegriff überspannen, wollte man ihn noch auf so stark verdünnte Gase anwenden, bei denen die freie Weglänge der Teilchen Millionen Kilometer und die Zeit zwischen zwei Stößen Tage oder Wochen beträgt. Jedenfalls ist in einem solchen Falle, wie er im Kosmos tatsächlich verwirklicht ist, bei der Anwendung der üblichen Definitionen äußerste Vorsicht geboten. Trotz der grundsätzlichen Wichtigkeit stören diese Tatsachen die eigentliche Temperatur- und Wärmemessung im allgemeinen nicht. Unter normalen Bedingungen ist die Zahl der wirksamen Freiheitsgrade so groß, daß die prinzipiell unvermeidlichen Fehler weit unterhalb der praktisch erreichbaren Grenze liegen. Unter abnormen Bedingungen, wo die üblichen Definitionen versagen, treten andere Größen (Energie und Geschwindigkeit von Einzelpartikeln usw.) an deren Stelle, die durchaus meßbar sind. Selbstverständlich gilt das nur bis zu der Grenze, die durch die HEISENBERGSche Unschärfebeziehung gezogen ist.

Sehr viel unangenehmer wirkt sich aber die atomistische Struktur der Wärme auf eine Reihe anderer Messungen aus, die mit der Temperaturbestimmung in keinem unmittelbaren Zusammenhang stehen. Nach dem Gleichverteilungssatz der statistischen Wärmetheorie muß nämlich jedes materielle System, das einer Temperatur T ausgesetzt ist, je Freiheitsgrad die mittlere Energie $\frac{1}{2} kT$ aufnehmen. Auf diese Weise kommt die sog. Brownsche Bewegung zustande, die darin be-

steht, daß in einer Lösung suspendierte Teilchen eine dauernd hin- und herzitternde Bewegung ausführen, da jedes Teilchen nach dem eben Gesagten eine der Temperatur entsprechende mittlere Bewegungsenergie besitzt. Ein solches System ist beispielsweise auch jeder beliebig geartete lineare Oszillator. Ein solcher kann kinetische und potentielle Energie aufnehmen. Er hat also zwei Freiheitsgrade und muß folglich im Mittel die Energie kT besitzen. Er wird sich daher im allgemeinen nicht in der Ruhelage befinden. Das ist bei allen mittels Oszillatoren vorgenommenen Messungen zu beachten. Ganz besondere Wichtigkeit gewinnt diese Tatsache bei Galvanometermessungen. Der Ausschlag eines Spiegelgalvanometers wird durch die ständig vorhandene Brownsche Bewegung beeinflusst, so daß der Meßgenauigkeit dort eine Grenze gesetzt ist, wo die dem Galvanometer zugeführte Energie mit dem Wert $\frac{1}{2} kT$ vergleichbar wird. Praktisch ist diese Grenze heute bereits erreicht. Man könnte sie prinzipiell dadurch herabdrücken, daß man die Messungen bei extrem tiefen Temperaturen vornimmt. Die Brownsche Bewegung muß sich wie gesagt überall dort störend bemerkbar machen, wo Oszillatoren zu Meßzwecken benutzt werden, so z. B. bei der Zeitmessung. Weder der Gang der Pendeluhr noch der Gang der Quarzuhr ist von dieser Fehlerquelle frei, doch liegt die so bedingte Gangabweichung ganz erheblich unterhalb der heute erreichten Genauigkeit.

Die Tatsache der thermischen Bewegung setzt auch der grundsätzlich erreichbaren Leistung der optischen Instrumente notwendigerweise eine Grenze. Die Praxis wird davon nicht berührt, weil es mit der tatsächlichen Leistung der Instrumente auf diesem Gebiet schon viel eher zu Ende ist. Infolge der Wellennatur des Lichtes liefert ein optisches System nämlich von einer punktförmigen Lichtquelle auch bei Abwesenheit jeglicher Abbildungsfehler kein punktförmiges Bild, sondern ein von konzentrischen Ringen umgebenes Beugungsscheibchen. Das Beugungsbild ist um so kleiner, je größer die Öffnung des Instrumentes und je kürzer die Wellenlänge des wirksamen Lichtes ist. Im sichtbaren Licht rechnet man daher für das optimale Auflösungsvermögen eines Fernrohrs den Wert $16''$, dividiert durch die in Zentimetern gemessene Objektiviöffnung. Für das Mikroskop gilt aus ähnlichen Gründen die Formel: $\Delta x = \frac{\lambda}{\sin \epsilon}$, wobei ϵ die halbe numerierte Apertur und λ die benutzte Wellenlänge ist.

Um weiter zu kommen, muß man entweder die Apertur vergrößern oder mit möglichst kurzwelliger Strahlung arbeiten. Das „ γ -Strahlmikroskop“ wäre also das ideale Instrument. Auch wenn man an Stelle von Lichtwellen Elektronenstrahlen benutzt, die aus der zu untersuchenden Oberfläche austreten, so entgeht man der Schwierigkeit keineswegs, denn auch Elektronen sind der Beugungsoptik unterworfen und können interferieren. Ein Vorteil des „Elektronenmikroskops“ ist es freilich, daß man die „Wellenlänge“ bedeutend herabsetzen kann, da schnell bewegte Elektronen einer äußerst kurzwelligen Strahlung entsprechen. Das

wird leider wieder durch den Nachteil der sehr kleinen Apertur der zur Abbildung benutzten elektrischen und magnetischen „Linsen“ ausgeglichen.

So stoßen wir bei allen wissenschaftlichen Messungen auf grundsätzlich unüberschreitbare Grenzen. Die Gründe dafür sind überall dieselben: HEISENBERGSche Unschärferelation, atomistische Struktur von Materie und Energie und schließlich die Beugungserscheinungen. Die drei Effekte bestehen natürlich nicht isoliert nebeneinander, viel-

mehr sind tiefliegende Zusammenhänge vorhanden, deren Erörterung aber nicht Aufgabe dieser Ausführungen sein konnte. Ob damit auch der wissenschaftlichen Naturerkenntnis prinzipielle Grenzen gesetzt sind, oder ob nicht doch aus beobachtbaren Erscheinungen Schlüsse möglich sind auf die Dinge, die jenseits der experimentellen Untersuchung liegen, mag einstweilen offen bleiben, wenn auch einige Ansätze für die letztgenannte Vermutung zu sprechen scheinen.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Elektronenemission und Adsorptionserscheinungen. Von J. H. DE BOER, Eindhoven. Nach der englischen Ausgabe übersetzt von K. SIEBERTZ, Berlin, vom Verfasser ergänzt und überarbeitet. XII und 322 Seiten mit 152 Abbildungen im Text. Format Gr.-8°. Leipzig: Joh. Ambrosius Barth 1937. Preis geh. RM 21.—; geb. RM 22.50.

Wenn wir im täglichen Leben, in der Fabrikation oder im Laboratorium Geräten begegnen, welche mit Photozellen, Trockengleichrichtern, Gleichrichter-, Verstärker- oder Senderöhren arbeiten, so ist die Seele oder der Ursprung des Mechanismus die thermische oder lichtelektrische Elektronenemission. Die Fragen über die Elektronenquelle, seien es Wolfram- oder Tantalfäden, thoriert und nichtthoriert, Oxyd- oder Kolloidkathoden, sind so zahlreich, daß man sie nicht einmal dem Namen nach aufzählen kann. Schon bei der Herstellung der Kathoden müssen viele Punkte berücksichtigt werden, z. B. die Formierung thoriierter Wolfram- und Molybdänkathoden oder die Karburierung von Wolframdraht zur Reduktion des Thoriumoxyds. Die Erforschung der Elektronenemission und mit ihr oft untrennbar verbundener Adsorptionserscheinungen ist besonders in den letzten Jahren wegen der großen industriellen Bedeutung der oben erwähnten Geräte und Röhren mit großem Eifer vorwärtsgetrieben worden, wobei viele Erfolge durch ein neues Hilfsmittel, das Elektronenmikroskop, erzielt werden konnten.

Die Gesetze der Elektronenemission beherrschen die Photozelle, durch welche Rolltreppen in Bewegung gesetzt, Kassenräume mittels Alarmvorrichtung geschützt, Fabrikate am laufenden Band aussortiert oder geprüft werden können, beherrschen den Tonfilm und das Fernsehen, sind die Grundlagen für den Lichttransformator, in welchem ultrarotes oder ultraviolette Licht in sichtbares Licht umgewandelt wird, und für den Sekundärelektronen-Vervielfacher nach FARNSWORTH oder ZWORYKIN. Die Beispiele lassen sich beliebig vermehren.

Als im Jahre 1935 das Buch des Verfassers (Electron Emission and Adsorption Phenomena) erschien, wurde es überall lebhaft begrüßt, da hier in glücklicher Weise Theorie und experimentelle Ergebnisse vereint waren. Dadurch, daß sich der Verfasser entschlossen hat, das Buch ins Deutsche übersetzen zu lassen und gleichzeitig zu ergänzen, ist das Werk einem wesentlich größeren Kreise zu-

gänglich geworden. Der Übersetzer K. SIEBERTZ hat sich mit großer Sorgfalt des schwierigen Stoffes angenommen und kann der von ihm im Vorwort ausgesprochenen Hoffnung gewiß sein, daß die deutsche Ausgabe des DE BOERSchen Werkes eine wirkliche Bereicherung unseres Schrifttums darstellt. Ein kurzes Geleitwort zu dem Buche schrieb W. SCHOTTKY.

Das erste Kapitel (I) über „die Elektronenemission reiner Metalle“ gibt die Grundlagen der Theorie für die thermische und lichtelektrische Emission und die Definition der Austrittsarbeit, die von den Elektronen beim Austritt aus ihrer Quelle geleistet werden muß.

„Das Wesen der Adsorptionskräfte“ (II) erfährt seine Behandlung in allgemeinen Überlegungen, die anschließend in (III) auf den speziellen Fall der Adsorption von Caesium an Wolfram ihre Anwendung finden. Wir finden ausreichende Beantwortung der Frage, wie eine Adsorption vor sich geht. Die Adsorption von Ionen wird häufig beim Kristallwachstum beobachtet; wenn z. B. ein Ion aus einer wässrigen Lösung mit der Oberfläche eines Salzkristalls in Berührung kommt, so kann es durch die Oberfläche angezogen und längere oder kürzere Zeit festgehalten werden. Es zeigt sich, daß die Adsorption von Ionen an den Ecken und Kanten des Kristalls viel stärker ist, als in der Mitte einer Kristallfläche. Außer der Adsorption von Ionen aus einer Lösung können auch Atome oder Moleküle adsorbiert werden, die durch Elektronenabgabe an das Salz oder durch Emission zu Ionen werden. Weiterhin kann Adsorption durch elektrische Dipolkräfte, induzierte Polarisierung oder VAN DER WAALSsche Kräfte erfolgen; Adsorptionen können an Metallflächen durch Alkalimetallatome, Sauerstoff oder Wasserstoff stattfinden. Es werden die aus der Theorie der Gase bekannten Energiekurven zur Erläuterung der Vorgänge verwendet.

„Die Adsorption von Caesium an Wolfram“ (III) bewirkt, daß ein mit Caesium belegter Wolframdraht eine viel größere Elektronenemission besitzt, als reines Wolfram. Diese seit 1923 bekannte Tatsache wurde Ausgangspunkt zu der eingehenden Untersuchung derartig adsorbierter Schichten. Die Erklärung ist in der Entstehung einer elektrischen Doppelschicht zu suchen, die in Abhängigkeit vom Dampfdruck steht.

In ähnlicher Art erfolgt die „Adsorption weiterer elektro-positiver Metalle an Metallober-

flächen“ (IV), wie z. B. bei Barium an Wolfram. Besonders wichtig ist auch die Thorierung von Wolfram, wobei eine Diffusion des Thoriums in den Wolframdraht stattfindet.

„Die lichtelektrische Emission metallischer Oberflächen mit Adsorptionsschichten elektropositiver Metalle“ (V) bedingt mehr voneinander unabhängige variable Größen, als die thermische Emission. Hier spielen außer der Bedeckung der emittierenden Oberfläche durch adsorbiertes Metall die Temperatur der Kathode, Wellenlänge, Polarisierung und Einfallswinkel des einfallenden Lichtes eine Rolle. Die meisten lichtelektrischen Schichten müssen bei niedrigen Temperaturen untersucht werden. Bei der Adsorption von Alkali- und Erdalkalimetallen an Metallflächen kann die Photoelektronen-Emission von den Leitungselektronen des Grundmetalls (wie bei der thermischen Emission) oder von den Valenzelektronen der adsorbierten Atome (lichtelektrisch ausgelöst) herühren. Wenn alle Photoelektronen aus den Valenzelektronen stammen, liegt der „selektive Photoeffekt“ vor. Die spektrale Verteilung des lichtelektrischen Effektes wird eingehend betrachtet.

Nach der Beschreibung der durch Adsorption von Gasen wie Sauerstoff und Wasserstoff gebildeten Doppelschichten (VI) wird „die Lichtabsorption durch gasförmige Stoffe“ (VII) behandelt. Für die Fragen, was geschieht, wenn einem Molekül Energie zugeführt wird, werden die Potentialkurven mit Schwingungsniveaus im Zusammenhang mit dem FRANCK-CONDONSchen Prinzip für zwei Moleküle besprochen und auf die Dissoziation und Ionisation angewendet. Anschließend wird in ähnlicher Weise „die Lichtabsorption durch adsorbierte Stoffe“ (VIII) dargestellt.

Einer der sicherlich interessantesten Abschnitte enthält die Ausführungen über den „selektiven lichtelektrischen Effekt“ (IX). Die selektive lichtelektrische Emission wird vom Verfasser als Photoionisation aufgefaßt. Bei der Adsorption an Metallen besteht beim Vorhandensein adsorbierter Atome die Möglichkeit zur Photoionisation und damit zu einer selektiven Photoemission, wobei die Elektronen nicht durch eine Sekundärwirkung der durch Lichtabsorption angeregten Atome ausgelöst werden, die Ionisation erfolgt vielmehr primär infolge Lichtabsorption unter Beachtung des FRANCK-CONDON-Prinzips. Verfasser nimmt zu den vielen verschiedenartigen Darlegungen von CAMPBELL, SUHRMANN, FOWLER u. a. Stellung und faßt seine Meinung in den Satz zusammen: „Die Adsorption von Atomen ist die notwendige und hinreichende Bedingung für das Auftreten des selektiven lichtelektrischen Effektes; seine Ursache ist die Photoionisation dieser adsorbierten Atome.“

Die im Gittergefüge von Alkalihalogeniden gebundenen Alkalimetallatome und ihre lichtelektrischen Eigenschaften (X) führen zu dem Problem der Bindung von Alkalimetallatomen innerhalb eines Dielektrikums, also zu einer Adsorption, die nicht an der Grenzfläche Dielektrikum-Vakuum stattfindet. Hier treten Kristallgitterstörungen auf, die molekulare Fehlordnungen, vom

Verfasser „Lockerstellen“ genannt, zur Folge haben und im Zusammenhang mit dem elektrolytischen Leitvermögen stehen. Die Betrachtungen führen dann zu den in erster Linie von R. W. POHL (Göttingen) und seinen Mitarbeitern angestellten Untersuchungen über „Elektronenleitung im Gitter der Alkalihalogenide“ (XI) sowie zu der „Elektronenleitung in Kristallgittern (mit Ausnahme der Alkalihalogenide)“ (XII).

Bei den „lichtelektrischen Kathoden mit dicken Zwischenschichten aus einem Dielektrikum mit eingesprengten Metallteilchen“ (XIII) treten bei dicken, 100 bis 500 Molekülschichten starken Dielektricus einige Schwierigkeiten für die Nachlieferung der Emissionselektronen auf, wenn auf dem Dielektrikum lichtempfindliche Atome adsorbiert sind. Andererseits ist eine dicke Zwischenschicht wegen ihrer zahlreichen aktiven Stellen vorteilhaft. Man erleichtert daher die Nachlieferung der Elektronen durch Einbringen von Metallatomen oder Metallteilchen in die Zwischenschicht, was durch Verdampfung im Hochvakuum oder durch Reaktion von Alkalimetallen mit Halogeniden oder Oxyden von Schwermetallen geschieht. Die bei solchen Mischungsvorgängen auftretenden Erscheinungen, besonders bei $[Ag]-Cs_2O$ - und $Ag-Cs$ -Kathoden, erfahren eine ausführliche Darstellung.

Für die Herstellung von Kathoden mit dielektrischer Zwischenschicht und von Oxydkathoden ist das XIV. Kapitel von besonderer Bedeutung. Ebenso wie ein in ein Gitter eingebautes Atom durch Lichtabsorption als auch durch Aufnahme thermischer Energie ionisiert werden kann, läßt sich auch ein an der Oberfläche eines Salzes (z. B. Oxydes) adsorbiertes Atom in gleicher Weise ionisieren und kann Elektronen emittieren. Vom technischen Standpunkte sind die Oxydkathoden, die von A. WEHNELT (1904) entdeckt wurden, ihre Aktivierung, Formierung und der Mechanismus der Elektronennachlieferung besonders wichtig.

„Die Emission von Elektronen in dielektrische Zwischenschichten und in Sperrschichten“ (XVI) hinein wird praktisch beim Trockengleichrichter, bei der Sperrschichtphotozelle und bei dem aus der Radiotechnik bekannten Kristalldetektor angewendet.

In dem vorliegenden Buche sind nicht nur die Ergebnisse zahlreicher Autoren verarbeitet, sondern auch die umfangreichen eigenen Erfahrungen und Erkenntnisse des Verfassers und seiner Mitarbeiter in den Laboratorien der Philips-Werke, Eindhoven, auf experimentellem und theoretischem Gebiet. Das Buch ist auch pädagogisch gut aufgebaut, besitzt zu den einzelnen Kapiteln ausreichende Einführungen und gibt dem Leser viele Anregungen zur Lösung neuer Probleme. Es wird vielen Laboratorien der Industrie und der Hochschulen ein Lehrer, Berater und Förderer sein.

J. Böhme.

Beiträge zur Elektronenoptik. Vorträge von der Physikertagung 1936 sowie ergänzende Beiträge. Herausgegeben von H. BUSCH und E. BRÜCHE.

V und 156 Seiten mit 1 Titelbild und 209 Abbildungen im Text. Format Gr.-8^o. Leipzig: Joh. Ambrosius Barth 1937. Preis geb. RM 16.50.

Als zum ersten Male in diesen Blättern¹ ein kurzer Überblick über die Anfänge der Elektronenoptik gegeben wurde, hatten die tastenden Anfangsversuche bereits einige Erfolge gezeitigt. Das Elektronenmikroskop mit seinem hohen Auflösungsvermögen führte zu neuen Entdeckungen und Erkenntnissen in der Struktur der Materie. Inzwischen hatte die überaus rasche Entwicklung der Elektronenoptik und ihre technische Bedeutung eine Flut von Veröffentlichungen zur Folge, deren Ergebnisse in dem bekannten Buch „Geometrische Elektronenoptik“ von BRÜCHE und SCHERZER eine zusammenfassende Darstellung fanden. Seitdem sind viele neue Fragen aufgetaucht, die auch während der Physikertagung 1936 in Bad Salzbrunn eine ausreichende Würdigung erfuhren. Ein Teil dieser Vorträge erschien in der Zeitschrift für technische Physik 1936, während die übrigen Vorträge bisher nicht veröffentlicht wurden.

BUSCH und BRÜCHE haben sich in dankenswerter Weise der Mühe unterzogen, die einzelnen Vorträge so abzustimmen, daß sie alle zusammen ein durchaus einheitliches Bild des augenblicklichen Standes der elektronenoptischen Forschungsergebnisse darstellen.

Als Einführung sind die Vorträge von BUSCH „Grundlagen und Entwicklung der Elektronenoptik“, BRÜCHE „Experimentelle Elektronenoptik und ihre Anwendung“, SCHERZER „Die Aufgaben der theoretischen Elektronenoptik“ in einzelnen Teilen erweitert worden. Es wird die Potentialverteilung und der Strahlenverlauf in elektrischen und magnetischen Elektronenlinsen im allgemeinen und unter Berücksichtigung achsennaher Strahlen und der Bildfehler berechnet.

In dem Abschnitt über Abbildungssysteme und Abbildungsfehler beschreiben DIELS und WENDT die acht Bildfehler dritter Ordnung (Öffnungsfehler, Bildwölbung, Koma usw.) bei magnetischen Elektronenlinsen, die von SCHERZER auch nach der Bahnmethode unter Zugrundelegung der Bewegungsgleichungen der Elektronen berechnet werden, während GLASER die Elektronenbewegung von vornherein als optisches Problem auffaßt und über das FERMATSche Prinzip, die HAMILTONSche Fundamentalgleichung und die GAUSSSche Dioptrik zur Berechnung der Bildfehler gelangt. RECKNAGEL behandelt den Fall, daß eine der Elektroden eines elektronenoptischen Abbildungssystems negativ gegen die Kathode aufgeladen ist, so daß die Elektronenstrahlen ihre Richtung umkehren können und das System gewissermaßen als Elektronenspiegel ähnlich einem optischen Spiegel wirkt.

Die unter dem Titel „Das Elektronenmikroskop und seine Anwendung“ zusammengefaßten Abhandlungen von RUSKA, KRAUSE, SUHRMANN und MAHL waren bisher unveröffentlicht. Zwei Arbeit-

richtungen treten hervor. Das eine Ziel ist die Überschreitung der Auflösungsgrenze des Lichtmikroskops, was wegen der sehr kleinen Wellenlänge der Elektronenstrahlung möglich ist. Das Objekt kann durchstrahlt und als Hell- oder Dunkelfeldabbildung beobachtet werden, wobei mit magnetischen Linsen kleiner Brennweite die Bilder auf 10 000fache Linearvergrößerung gebracht werden können (RUSKA, KRAUSE).

Das andere Ziel ist die Abbildung von Kathoden bis zu 100facher Vergrößerung, wobei diese Untersuchungen eng mit der Emission von Metallen durch Wärme, Ionisierung und Elektronenstoß und mit der Beobachtung des Metallgefüges zusammenhängen (SUHRMANN). Hier finden die vielfach angeschnittenen Fragen des DE BOERSchen Buches (s. das vorstehende Referat) über gasbeladene Trägermetalloberflächen und adsorbierte Alkalimetallatome, über Formierung thoriierter Wolfram- und Molybdänkathoden ihre Anwendung oder Beantwortung. Durch das Elektronenmikroskop erhält man Aufklärung über die Kristallisationserscheinungen während der Glühvorgänge, über das Auftreten von Sperrgebieten, welche die Austrittsarbeit der Elektronen vergrößern; man kann erkennen, an welchen Stellen das Thorium des thorierten Wolframs aus dem Wolfram austritt usw. Besonders in der Arbeit von MAHL finden wir die Wiedergabe von Glüh- und Photoelektronenbildern über Sammelkristallisation, Schmelzen von kristallinem Zinn, Umkristallisation von Eisen, Zerfall eines Wolframeinkristalls beim Karburieren, richtungsabhängige Thordiffusion auf kristallinem Molybdänband u. a. m.

Wenn uns das DE BOERSche Buch die inneren Zusammenhänge der Adsorptions- und Emissionserscheinungen lieferte, so liegen hier interessante Einzelergebnisse über das Verhalten adsorbierter Fremdatome auf kristallinen Metalloberflächen vor. Weiterhin sind es die Betrachtungen über BRAUNSche Röhren von GRÖSSER, über Verstärkeröhren von ROTHE und KLEEN, und die Darstellungen von SCHAFFERNICHT und KATZ über elektronenoptische Bildwandler, und von WEISS über Sekundärelektronenvervielfacher, die eine willkommene Ergänzung der DE BOERSchen Ausführungen nach der Seite der Praxis hin bilden.

Der letzte Abschnitt ist dem Fernsehen gewidmet mit den Beiträgen von SCHRÖTER über die Notwendigkeit, Methodik und Grenzen der Bildfelderlegung in der Fernsichttechnik, während KNOLL speziell die Elektronenoptik der Fernseh-Bildfelderleger behandelt. Schließlich setzt HELMANN von der Forschungsanstalt der deutschen Reichspost die Arbeitsweise des Elektronenbildzulerlegers (FARNSWORTH) und des Elektronenstrahlabtasters (ZWORYKIN) auseinander.

Alles in allem eine Zusammenfassung von Vorträgen über das gleiche Hauptthema, welche für andere Gebiete (besonders im Anschluß an die jährliche Physikertagung) zur Nachahmung empfohlen werden kann, wenn es sich um eine schnelle Berichterstattung handelt, die ein einzelner Autor in der gleichen Zeit niemals schaffen könnte.

J. Böhme.

¹ Siehe J. BÖHME und H. STEPS, diese Zeitschr. 47, 126 und 167 (1934).