

# ZEITSCHRIFT FÜR DEN PHYSIKALISCHEN UND CHEMISCHEN UNTERRICHT

52. JAHRGANG

1939

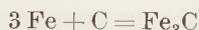
HEFT 4

## Über die Physik der Stahlhärtung<sup>1</sup>.

Von U. Dehlinger in Stuttgart.

(Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung und dem II. Physikal. Institut der Techn. Hochschule Stuttgart.)

Der Zweck der heutigen Veranstaltung ist nicht nur, über spezielle Forschungsergebnisse zu unterrichten, sondern es soll dabei auch ein gewisser Einblick in die Forschung als solche, in die Denk- und Arbeitsweise der Forscher gegeben werden. Beginnen wir also mit der Frage: Was hat überhaupt die Physik mit der Stahlhärtung zu tun? Ich möchte dazu eine kleine persönliche Erinnerung aus meiner Schulzeit erzählen: Wir hatten eine Reihe Lehrstunden in Chemie hinter uns, wir hatten Salzsäure, Wasserdampf, Kochsalz und ähnliches hergestellt und zerlegt, da überfiel mich sehr lebhaft die Frage, an die ich mich seither immer wieder erinnert habe: Kann man die Untersuchungsverfahren und Gesetze, die an diesen sauber isolierten chemischen Verbindungen aufgefunden wurden, nun auch auf die Dinge anwenden, die uns in Masse unmittelbar umgeben, etwa auf die Steine oder die Metalle des täglichen Gebrauches? Auf diese Frage bekam ich lange keine Antwort. In der Tat hätte damals, im Jahr 1912, die Wissenschaft noch kaum etwas Sicheres darüber sagen können. Erst in den letzten 25 Jahren hat sie sich z. B. bei den Silikaten und bei den Metall-Legierungen näher mit solchen Problemen beschäftigt. Es hat sich dabei immer deutlicher folgendes herausgestellt: Die Eigenschaften gerade der technisch wichtigen festen Körper, insbesondere der Legierungen, sind durch die Angabe auch der genauesten chemischen Formeln noch sehr wenig festgelegt. Wenn also z. B. kohlenstoffhaltiges Eisen, das ist Stahl, bei raschem Abkühlen hart wird, so ist durch die Angabe, daß hierbei die chemische Reaktion



beteiligt ist, kaum etwas Wesentliches über den Vorgang ausgesagt, ganz abgesehen davon, daß die Verbindung  $\text{Fe}_3\text{C}$  sehr schlecht in das Wertigkeitsschema der Chemie hineinpaßt. Um Vorgänge in festen Körpern, wie die Stahlhärtung, auch nur einigermaßen wissenschaftlich beherrschen zu können, muß man ganz anders untersuchen, als es die Chemie der Verbindungen tut. In kurzen Worten kann man das Ziel dieser neuen Untersuchungsverfahren folgendermaßen kennzeichnen: Während die Verbindungschemie nur zu fragen braucht: welche Moleküle oder Atomgruppen bilden sich? kommt es jetzt ganz wesentlich auf die Verkettung dieser Gruppen untereinander und mit den sonstigen Bestandteilen des Körpers an, in unserem Falle z. B. mit dem überschüssigen Eisen. Man muß jetzt möglichst viel über die genaue Lage der Atome im Raum aussagen können. Nun hat aber die Physik solche Fragen zu beantworten gelernt. Experimentell sind es vor allem die 1912 von M. v. LAUE entdeckten Röntgenstrahlen-Interferenzen, die oft fast unmittelbar die gegenseitige Lage der Atome im Raum erkennen lassen. Theoretisch hat die Physik die statistischen und thermodynamischen Methoden ausgearbeitet, die unerläßlich sind, wenn man die gemeinsamen Züge im Verhalten vieler Einzelelemente studieren will, also genau so unentbehrlich in der Atomistik wie in der Lebensversicherung. So hat sich allmählich ein Arbeitsgebiet herausgebildet,

<sup>1</sup> Nach einem auf dem Tage der Techn. Hochschule Stuttgart am 27. 1. 1939 gehaltenen öffentlichen Vortrag.



in dem Physik und Chemie vereint zusammenwirken, um die Beziehungen zwischen chemischer Zusammensetzung, atomistischem Aufbau und äußeren Eigenschaften der festen Körper zu untersuchen. Man nannte dieses und ähnliche sonstige Arbeitsgebiete früher physikalische Chemie; heute spricht man oft von chemischer Physik, um auf den wachsenden Einfluß immer neuer physikalischer Methoden hinzuweisen.

Wir kommen nun zu unserem eigentlichen Gegenstand. Stahl ist Eisen mit etwa 0,2% Kohlenstoff. Um ihn zu härten, glüht man ihn oberhalb etwa 900° aus und kühlt ihn durch Eintauchen in Wasser sehr rasch ab. Dann ist er hart. Die Frage ist nun, welche Vorgänge sich im Inneren des Stahlstückes bei diesem raschen Abkühlen abspielen. Mehr praktisch gerichtet heißt die Frage: Warum wird der Stahl (wenn er

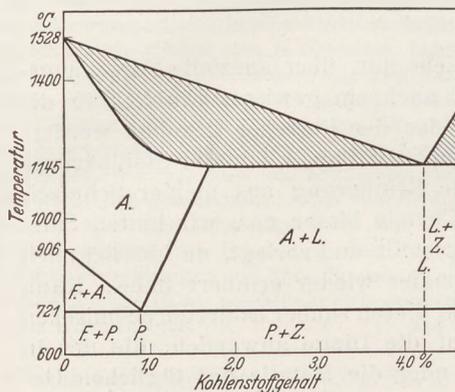


Fig. 1. Vereinfachtes Zustandsdiagramm Eisen-Zementit (F Ferrit, P Perbit, Z Zementit, A Austenit, L Ledeburit; das oberste Feld ist das Zustandsgebiet der Schmelze).

gewonnen wurde, sagt aus: Ein chemisches System, d. h. eine ganz willkürliche Zusammenstellung chemischer Elemente und Verbindungen, geht allmählich in einen ganz bestimmten, von der Temperatur abhängenden Zustand, den Gleichgewichtszustand, über und jede Änderung, welche das System vorher ausführt, geht in Richtung auf diesen Gleichgewichtszustand hin. Mit anderen Worten: Es gibt in der Natur zweierlei Zustände, die Gleichgewichts- und die Nichtgleichgewichtszustände. Bei den ersteren brauchen wir uns um die Geschwindigkeit, mit der die einzelnen Veränderungen, welche zu dem Zustand führten, vorgegangen sind, im einzelnen nicht zu kümmern; es muß nur alles sehr langsam gemacht worden sein. Daher wird man die Gleichgewichtszustände experimentell einfacher herstellen und untersuchen können als die Nichtgleichgewichtszustände, bei welchen man stets sorgfältig die Geschwindigkeit aufzeichnen muß, mit der man die einzelnen zu ihrer Herstellung nötigen Manipulationen ausführt<sup>1</sup>.

Der Zustand des gehärteten Stahls, der ja wesentlich von der Geschwindigkeit abhängt, mit der das Abkühlen vorgenommen wurde, ist nun sicher ein Nichtgleichgewichtszustand. Um ihn zu erforschen, wird man zweckmäßigerweise zuerst den Gleichgewichtszustand untersuchen, den derselbe Stahl bei sehr langsamer Temperaturveränderung annimmt. Auf Grund des zweiten Hauptsatzes weiß man dann, daß die Veränderung, die in dem Stahl bei raschem Abkühlen eintritt, in Richtung auf diesen Gleichgewichtszustand hingeht.

Die Ergebnisse der Gleichgewichtsuntersuchung sind in dem sogenannten Zustandsdiagramm Eisen-Zementit (Fig. 1) aufgezeichnet<sup>2</sup>. Ich möchte bemerken, daß der Untersuchung dieses Diagramms mehrere Forscher ihre Lebensarbeit gewidmet haben. Wir haben danach bei tieferen Temperaturen im Stahl stets zwei Stoffe nebeneinander:

<sup>1</sup> Über die thermodynamisch-statistische Behandlung von Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsfragen im festen Zustand vgl. U. DEHLINGER, Chemische Physik der Metalle und Legierungen, Leipzig 1936.

<sup>2</sup> Siehe besonders: A. OBERHOFER, Das technische Eisen, Berlin 1927.

Das reine Eisen, auch Ferrit genannt, und die Verbindung  $\text{Fe}_3\text{C}$ , den Zementit; das Gemenge dieser beiden feinverteilten Phasen nennt man Perlit (siehe Fig. 2). Bei Temperaturen in der Nähe von  $1000^\circ\text{C}$  kann dagegen das Eisen größere Mengen Kohlenstoff lösen, so daß man jetzt bei einer mikroskopischen Aufnahme bei allen Kohlenstoffgehalten bis zu etwa 1,5% ein Bild ohne die dunklen Inseln in Fig. 2 erhalten würde. Der Grund für dieses verschiedene Lösungsvermögen ist eine Umwandlung, welche das Eisen bei  $906^\circ\text{C}$  erleidet; die bei tiefer Temperatur vorhandene Modifikation kann im Gleichgewicht keinen Kohlenstoff lösen, während dies die bei hoher Temperatur beständige Form, der sogenannte Austenit, vermag.

Seit dem Jahr 1917 wurden die Gleichgewichtszustände auch mit Hilfe der Röntgeninterferenzen untersucht<sup>1</sup>. Es hat sich dabei das Zustandsdiagramm bestätigt; darüber

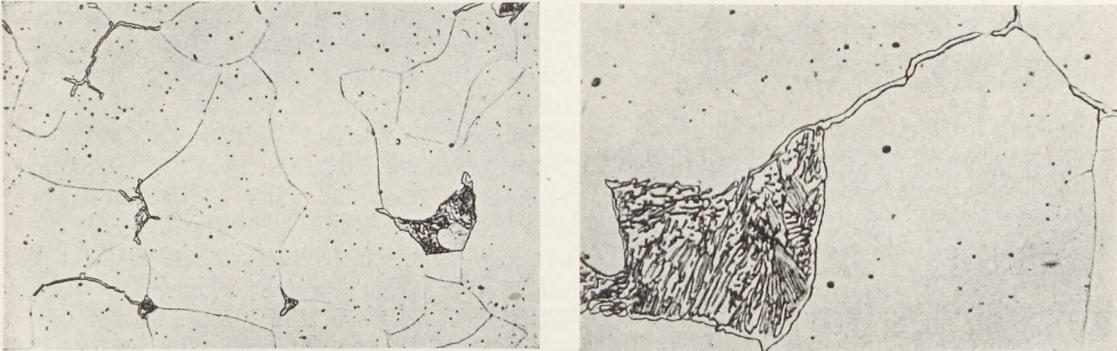


Fig. 2. Weichgeglühtes Eisen mit 0,06 % C. Links 600fache Vergrößerung des geätzten Schliffbilds. Man sieht Ferritkörner und dunkle Perlitinseln. Rechts eine Perlitinsel in 1200facher Vergrößerung. Man sieht, daß der Perlit aus 2 Bestandteilen zusammengesetzt ist. (Nach HANEMANN und SCHRADER: Atlas metallographicus, Bd. 1. Berlin: Gebr. Bornträger 1933.)

hinaus konnte man aber auch etwas Näheres über die Umwandlung des Eisens erfahren. Es zeigte sich nämlich, daß bei hoher Temperatur die Eisenatome ein sogenanntes innen-zentriert kubisches Gitter bilden, bei tiefer Temperatur dagegen ein flächen-zentriert kubisches Gitter, d. h. im ersteren Fall ist jedes Atom regelmäßig von acht, im letzteren Falle von zwölf Nachbarn umgeben.

Nachdem so die Gleichgewichtszustände bekannt sind, kann man auch den Nichtgleichgewichtszustand des gehärteten Stahls näher festlegen: Oberhalb  $750^\circ$  ist das innen-zentrierte Gitter im Gleichgewicht; wenn es auf Zimmertemperatur abgekühlt wird, ist es nicht mehr im Gleichgewicht, sondern hat auf Grund des zweiten Hauptsatzes das Bestreben, in das flächen-zentrierte Gitter überzugehen. Gleichzeitig sucht der Kohlenstoff sich in Form von Zementit auszuscheiden. Infolge der raschen Abkühlung konnten diese Prozesse noch nicht vollständig vor sich gehen. Ist nämlich die Abkühlung einmal bei Zimmertemperatur angelangt, so kann insbesondere die Ausscheidung überhaupt nicht mehr mit merklicher Geschwindigkeit weitergehen, denn bei dieser tiefen Temperatur sind nur noch wenige Atombewegungen in den festen Körpern vorhanden. Man sagt: die Ausscheidung ist bei Zimmertemperatur eingefroren.

Die Röntgenuntersuchung hat dann noch weiteres über den Zustand des gehärteten Stahls, den sog. Martensit, ergeben. Sie hat gezeigt, daß bei dem raschen Abkühlen in der Tat die Umwandlung des Gitters nahezu fertig geworden ist, daß also ein nahezu innen-zentriert kubisches Eisengitter vorliegt; dagegen ist, wie zu erwarten war, der Kohlenstoff noch vollständig in diesem Gitter gelöst<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Einführung in die Röntgeninterferenzuntersuchungen: R. GLOCKER, Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, 2. Aufl. Berlin 1936. Die Arbeiten an Eisen wurden besonders von WESTGREN und PHRAGMEN in Stockholm, sowie von WEVER in Düsseldorf ausgeführt.

<sup>2</sup> Dies ist hauptsächlich aus den genauen Messungen von ÖHMANN in Stockholm zu schließen, die zeigen, daß der Abstand der Fe-Atome im Martensit mit wachsendem C-Gehalt linear zunimmt.

Wir kommen nun zu der Frage, wie die Umwandlung des innen-zentrierten in das flächen-zentrierte Gitter im einzelnen vor sich geht. Diese Frage ist sicher der Beachtung wert, denn dieser Vorgang, bei dem ja sämtliche Atome des Stahlstücks ihre Lage ändern, geht beim Abkühlen in einer ganz ungeheuer kurzen Zeit vor sich; diese Zeit

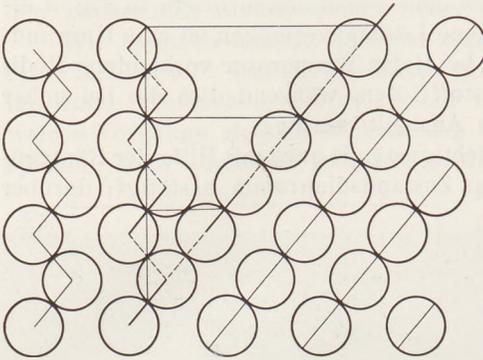


Fig. 3. Links ein Schnitt parallel zur hex. Achse der hexagonalen Kobaltmodifikation. Bei der allotropen Umwandlung des hexagonalen in das kubische Kobaltgitter verschieben sich die Atome entlang der waagerechten Linien und kommen dadurch in die rechts gezeichnete Anordnung, die im flächen-zentriert kubischen Gitter vorhanden ist; die Zeichenebene ist dann eine Oktaederebene dieses Gitters. (Nach G. WASSERMANN: Metallwirtsch. Bd. 11 [1932] S. 61.)

ist so kurz, daß man sie bisher noch nicht genau messen, sondern nur eine obere Grenze von weniger als  $\frac{1}{100}$  sec für sie angeben konnte. Diese Erfahrung steht in starkem Gegensatz zu der sonst fast immer zu beobachtenden Unveränderlichkeit der festen Körper bei nicht zu hohen Temperaturen.

Man hat nun zunächst durch Röntgeninterferenzaufnahmen die Wege festgestellt, welche von den einzelnen Atomen während dieser Umwandlung zurückgelegt werden. Diese Untersuchungen wurden vor etwa 10 Jahren im Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung, damals noch in Dahlem, begonnen. Man hat dazu Einkristalle von den Ausgangszuständen hergestellt, und die kristallographische Orientierung der sich durch die Umwandlung daraus ergebenden Endzustände festgestellt. Fig. 3 zeigt in atomistischer Darstellung das Ergebnis für eine ähnliche Umwandlung von Kobalt, Fig. 4 eine etwas andere Darstellung der Umwandlungswege bei nickelhaltigem Eisen. Wie man sieht, sind die Wege, welche von den einzelnen Atomen zurückgelegt werden müssen, verhältnismäßig kurz, es muß jedes Atom nur einen Sprung zu einem benachbarten Gitterpunkt machen.

Nun weiß man, daß bei nicht zu tiefen Temperaturen in allen Körpern immer wieder einige Atome solche Sprünge von einem Punkte zum andern ausführen. Aber deren Zahl, die man z. B. durch Beobachtungen der Diffusion messen kann, ist im allgemeinen sehr klein, so daß immer noch die Frage bleibt, warum in unserem Fall alle Atome nahezu gleichzeitig ihre Sprünge ausführen.

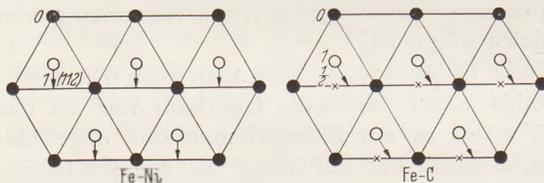


Fig. 4. Projektion der Atome eines flächen-zentriert kubischen Eisengitters auf die Oktaederebene dieses Gitters; die beigeschriebenen Zahlen geben die Höhe an, in der die Atome über der Grundebene liegen. Die in der kristallographischen Richtung  $[112]$  eingezeichneten Pfeile zeigen die Verschiebung der in Höhe 1 liegenden Atome bei der Umwandlung in das innen-zentriert kubische Gitter. Rechts sind durch Kreuze die Lagen gekennzeichnet, in welchen in Höhe  $\frac{1}{2}$  die Kohlenstoffatome eingebaut sein können. (Aus U. DEHLINGER: Chemische Physik der Metalle und Legierungen. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft. 1939.)

Hier hat eine Beobachtung weitergeführt, die vor mehreren Jahren an sehr reinem Kobalt gemacht wurde<sup>1</sup>. In Einkristallen aus diesem Material verläuft die Umwandlung des kubisch-flächen-zentrierten in das hexagonale Gitter fast ohne Störung; es zeigte sich nun, daß dann die kristallographische Richtung, in der die Atomsprünge

gehen, durch die äußere Form des Einkristalls willkürlich beeinflusst werden konnte. Es stellte sich nämlich diejenige Gleitrichtung ein, welche möglichst nahe der Längsrichtung der stabförmigen Kristalle lag. Die Bedeutung dieser Beobachtung wurde erst einige Jahre später erkannt, als die Frage nach der Ursache des nahezu gleichzeitigen Springens der Atome bei der Stahlhärtung immer dringender wurde. Man erkannte, daß das Ergebnis des Kobaltexperiments etwa in folgende Form gefaßt werden kann: Ein

<sup>1</sup> Näheres über das folgende bei U. DEHLINGER, Chemische Physik der Metalle und Legierungen. Leipzig 1939.

Anstoß, der ein Atom zu einem Sprung in einer bestimmten Richtung veranlaßt, wirkt sich zwangsläufig auf alle Atome in derselben Richtung aus. Einem Atom, das in der Mitte des Körpers liegt, bleibt also keine freie Wahl seiner Sprungrichtung mehr; statistisch gesprochen sind die Einzelsprünge der Atome nicht mehr voneinander unabhängig. Ein einziger Sprung, den ein Atom macht, muß sich also explosionsartig durch den ganzen Körper fortpflanzen. Die Chemie kennt in Gasen schon seit langem solche explosionsartigen Fortpflanzungen von Atombewegungen und nennt sie Kettenreaktionen. Durch den Kobaltversuch ist also gezeigt worden, daß auch die Umwandlung eines festen Körpers eine solche Kettenreaktion sein kann.

Es ist hierbei zu bemerken, daß auch bei dem gewöhnlichen plastischen Fließen der Metalle sich solche Sprungketten ausbilden, die aber wesentlich kürzer sind als bei diesen Umwandlungen.

Wir werden also sagen können, daß bei der Stahlhärtung im Augenblicke des Abschreckens eine Kette von Atomsprüngen einsetzt und in ganz kurzer Zeit alle Atome in ihre neue Lage bringt.

Da nun nicht alle derartigen Sprungketten-Umwandlungen zu harten Zuständen führen, und z. B. das obenerwähnte Kobalt nach der Umwandlung nur wenig härter ist als vorher, ist die Frage der Härtung noch besonders zu besprechen. Bei vergleichenden Untersuchungen von Eisen-Kohlenstoff und von kohlenstofffreiem, dafür aber nickelhaltigem Eisen hat sich nun gezeigt, daß im letzteren Falle die Umwandlung zu keiner starken Härtung führt, gleichzeitig auch geometrisch nach Fig. 4 etwas anders verläuft als bei Anwesenheit von Kohlenstoff. Diese kleine Abweichung ist leicht zu erklären, wenn man bemerkt, daß an den in der Figur angemarkten Stellen die Kohlenstoffatome eingelagert sind, wie man aus den Röntgenuntersuchungen weiß. Diese eingelagerten Atome stören die Umwandlung, d. h. lenken die Spünge ein wenig nach der Seite ab. Nun sind aber nicht alle in Fig. 4 angekreuzten Stellen mit Kohlenstoffatomen besetzt, sondern diese Atome sind unregelmäßig im Gitter zerstreut. Es werden daher auch die Ablenkungen in unregelmäßiger Weise auftreten, und das Ergebnis der Sprünge in kohlenstoffhaltigem Material ist ein Zustand, in welchem die Atome des Eisens nicht mehr ein ganz regelmäßiges Gitter bilden. Wie man ganz allgemein weiß, erhöhen solche Gitterverzerrungen sehr stark die Härte des Gitters. Dies ist leicht zu erklären, da ja auch das Fließen, welches das Metall etwa unter dem Einfluß eines Hammerschlags ausführt, auf der Ausbildung von Sprungketten beruht. Sind nun die Atome unregelmäßiger gelagert, so werden die Sprungketten kürzer sein oder sich gar nicht mehr ausbilden können; das Metall kann nicht mehr fließen und bricht sofort, es ist vollkommen spröde geworden.

Zusammenfassend kann man also die Vorgänge bei der Stahlhärtung folgendermaßen beschreiben: 1. Beim Abschrecken geht ein flächenzentriertes Eisengitter in ein innenzentriertes über. 2. Dabei führen die Atome Sprünge aus, die sich zu Ketten aneinander schließen. 3. Die Kohlenstoffatome bleiben dabei eingelagert. Sie lenken die Sprungketten ab, was zu Gitterverzerrungen Anlaß gibt, welche die Härte verursachen.

Auf die technischen Folgerungen, die an diese Forschungen angeknüpft werden konnten, soll hier nicht näher eingegangen werden, da sie, wie meist in solchen Fällen, auf verhältnismäßig komplizierten Gedankengängen beruhen. Es sollte nur gezeigt werden, wie weit es im Laufe der Jahre gelungen ist, das Zusammenspiel der Naturkräfte auch in den äußerlich so starren und undurchdringlichen festen Körpern kennenzulernen und das alte Problem der Stahlhärtung aufzuklären.

## Mikrowellen-Resonatoren.

Von Paul Santo Rini in Athen.

### A. Die üblichen Ultrakurzwellen-Resonatoren.

Bei der Untersuchung stehender Wellen, etwa an einem Lechersystem usw., werden im Gebiete der ultrakurzen Wellen Resonatoren verwendet, welche sich in der Hauptsache, je nach dem benutzten Indikator, auf 2 Grundtypen zurückführen lassen: Stromresonatoren und Spannungsresonatoren. Erstere werden sowohl als geschlossene

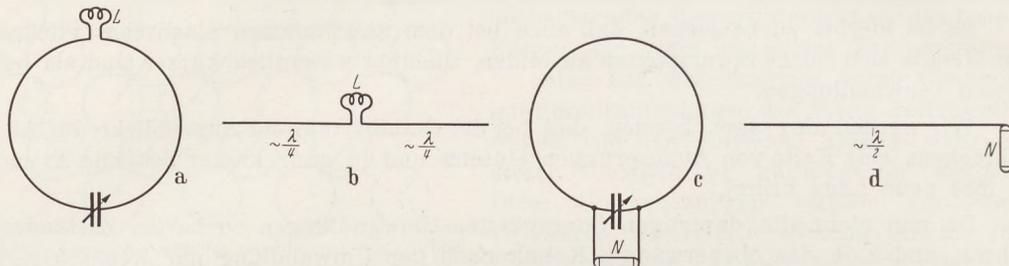


Fig. 1. Die üblichen Resonatorentypen für ultrakurze Wellen. a Geschlossener Resonator mit Glühlampchenindikator  $L$ . b Offener Resonator mit Glühlampchenindikator  $L$ . c Geschlossener Resonator mit Glimmlampchenindikator  $N$ . d Offener Resonator mit Glimmlampchenindikator  $N$ .

(Fig. 1a), wie auch als offene (Fig. 1b) Schwingungskreise ausgeführt; letztere aber meistens nur als geschlossene (Fig. 1c), da die offene Type (Fig. 1d) als zu wenig empfindlich sich praktisch nicht durchzusetzen vermochte.

Im allgemeinen werden geschlossene Resonatoren zu Untersuchungen am Lechersystem und in nächster Nähe eines strahlenden Dipols verwendet, während offene Resonatoren wohl meistens nur im Strahlungsfelde zur Anwendung gelangen.

Im folgenden sollen einige neuere Resonatorentypen beschrieben werden, welche sich im besonderen für das Dezimeterwellengebiet als geeignet erwiesen haben und bei Experimentalvorlesungen über elektromagnetische Strahlung an der Universität Athen regelmäßig benutzt werden. Die dabei verwendete Wellenlänge beträgt  $\lambda = 62$  cm, und die mitgeteilten Abmessungen beziehen sich ausnahmslos hierauf.

### B. Geschlossene Resonatoren für Mikrowellen.

#### 1. Mit Glühlampchenindikator.

Während für Wellenlängen bis zu etwa 1,50 m herab die konstruktiven Abmessungen der konzentrierten Kapazität und Induktanz eines geschlossenen Schwingungskreises nach Fig. 1a noch zu annehmbaren Größen führen, ist es kaum möglich, geschlossene Schwingungskreise für Mikrowellen herzustellen und mit den üblichen Indikatoren zu versehen.

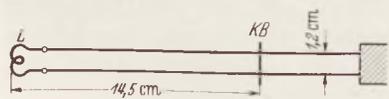


Fig. 2. Geschlossener Mikrowellen-Resonator mit Glühlampchenindikator  $L$ . Die Maße beziehen sich auf  $\lambda = 62$  cm.

Aus diesem Grunde wurde die übliche Anordnung nach Fig. 1a verlassen und zu einem Lecherähnlichen System mit verteilter Kapazität und Induktanz gegriffen: auf diese Weise gelangt man auch im Gebiete der Dezimeterwellen zu Abmessungen der Resonatoren, die in jeder Beziehung eine genügende Empfindlichkeit gewährleisten.

Nach Fig. 2 besteht ein Glühlampenresonator für  $\lambda = 62$  cm aus 2 parallelen Messingröhren mit 4 mm Durchmesser, welche den Achsenabstand 12 mm aufweisen. An dem einen Ende ist eine kleine 6 V — 3 HK-Autoglühlbirne  $L$  samt ihrer normalen Fassung befestigt, während das andere Ende kurz geschlossen ist. Das System wird durch eine gleitende Kontaktbrücke  $KB$ , bestehend aus 2 durch eine Schraube zusammengehaltenen Blechstreifen, auf Resonanz eingestellt. Da der Glühfaden des Lämpchens vom Hochfrequenzstrom durchflossen wird, weist diese Anordnung die bereits

aus der Schaltung nach Fig. 1a bekannte große Dämpfung auf, so daß die Resonanz-einstellung recht breit ist, was aber bei einem Resonator praktisch ohne große Bedeutung ist; für feinere Messungen kann man jedoch in bekannter Weise die Dämpfung dadurch vermindern, daß man das Indikatorlämpchen in den Nebenschluß schaltet<sup>1</sup>. Bei der verwendeten Wellenlänge befindet sich die Gleitbrücke in 14,5 cm Entfernung vom Fadenende.

Während nun ein Resonator nach Fig. 1a auf die lotrechten magnetischen Kraftlinien über einem Strombauch anspricht und zu diesem Zwecke waagrecht darüber gehalten werden muß (Fig. 3a), reagiert der Resonator nach Fig. 2 erst, wenn er

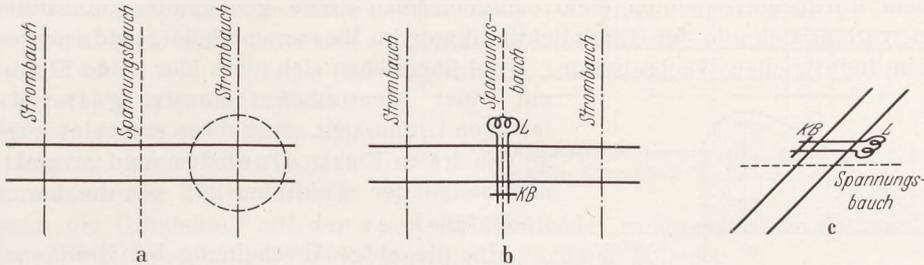


Fig. 3. a Während der Resonator Fig. 1a waagrecht über einem Strombauch gehalten werden muß, ist der ihm sonst entsprechende Resonator Fig. 2 über einem Spannungsbauch zu halten, entsprechend den Fällen b und c.

waagrecht und senkrecht zum Lechersystem im Spannungsbauch gehalten wird (Fig. 3b und c).

Eine weitere Möglichkeit, diesen Resonator zum Ansprechen zu bringen, besteht darin, im Spannungsbauch und senkrecht zu einem der Lecherdrähte bis ganz nahe an diesen heranzugehen; doch ist das Aufleuchten der Glühlampe bedeutend schwächer, als wenn man den Resonator senkrecht zu und über beiden Lecherdrähten hält.

Im Gegensatz zum Glühlampenresonator nach Fig. 1a zeigt also der Resonator nach Fig. 2 nicht den Strombauch, sondern den Spannungsbauch an. Über dem Strombauch gehalten, erlischt die Indikatorlampe.

Dieser Resonator kann durch die Verwendung einer gewöhnlichen Taschenlampenbirne von 2,5 bzw. 3,5 V bedeutend empfindlicher gemacht werden; der Grund für die Verwendung der 6-V-Autolampe lag darin, daß man in der gleichen Fassung auch viel stärkere Autolampen benutzen und somit einen sehr intensiv erregten Kreis abtasten kann, bei dem ein kleineres Lämpchen sonst durchbrennen würde.

## 2. Mit Glimmröhrenindikator.

Ganz ähnlich ist nun der Glimmröhrenresonator dadurch entstanden, daß die Glühlampe *L* in Fig. 2 durch ein Neonröhrchen *N* (Type UR 110) ersetzt wurde (Fig. 4). Das Parallelsystem wird wiederum gebildet aus Messingröhrchen von 4 mm Durchmesser in 3,7 cm Abstand (wegen der Breite des Neonröhrchens), die am anderen Ende kurz geschlossen sind. Charakteristisch sind nun zwei Einstellungen der Kontaktbrücke *KB*: damit das Röhrchen auf möglichst große Entfernung zünde, ist (bei  $\lambda = 62$  cm) die Brücke in 10,5 cm Abstand von der Röhrchenachse anzuordnen. Um aber die größte Leuchtintensität der Glimmhaut zu erreichen, ist dieser Abstand nachträglich auf 8,0 cm zu verringern. Hierzu ist nun grundsätzlich folgendes zu bemerken:

Für die nachfolgenden Untersuchungen sind im Handel erhältliche Glimmröhren verwendet worden, deren Füllung vermutlich hauptsächlich aus Neongas besteht. Sämtlichen Röhren gemeinsam ist die bereits bekannte Erscheinung, daß sich beim Anlegen

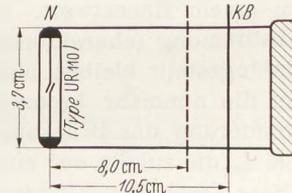


Fig. 4. Geschlossener Mikrowellen-Resonator mit Glimmröhrchenindikator *N*. Die Maße beziehen sich auf  $\lambda = 62$  cm.

<sup>1</sup> L. BERGMANN, Versuche mit hochfrequenten, elektrischen, ungedämpften Schwingungen und kurzen elektrischen Wellen. Berlin 1932. S. 37, Abb. 38.

von Gleichstrom die Kathode mit einer intensiv gelborangefarbenen Glimmhaut überzieht, während die Anode dunkel bleibt. Bei industriellem Wechselstrom überziehen sich beide Elektroden mit einer identischen Glimmhaut, deren Farbe ungefähr derjenigen der bei Gleichstrom auftretenden entspricht. Charakteristisch ist nun der Umstand, daß in beiden Fällen die Glimmhaut zunächst am Kathodenfuß erscheint und erst der steigenden Spannung entsprechend die jeweilige Elektrode bis zum freien Ende überzieht, eine Erscheinung, auf welcher bekanntlich der Glimmlichtoszillograph von GEHRCKE beruht.

Dem ultrahochfrequenten elektromagnetischen Felde genügender Intensität ausgesetzt, verhält sich nun der Glimmlichtindikator im Resonanzfalle gerade umgekehrt wie beim industriellen Wechselstrom: Wohl überziehen sich auch hier beide Elektroden

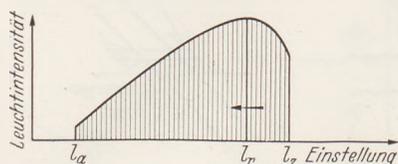


Fig. 5. Glimmeffekt des Mikroresonators Fig. 4 in Abhängigkeit von der Einstellung der Kurzschlußbrücke *KB*. Das Auftreten des Leuchteffektes überhaupt ist an die Zünd-einstellung  $l_z$  gebunden.

mit einer identischen, intensiv gelborangefarbenen Glimmhaut, aber diese erscheint zunächst an den freien Elektrodenenden und erreicht erst mit steigender Feldintensität die beiden Elektrodenfüße<sup>1</sup>.

Da die obige Erscheinung bei Resonanz eintritt, sei gleich eine Beobachtung eingeschaltet, die voraussichtlich allgemein für Glimmröhren-Resonatoren zu gelten hat. Bekanntlich weisen Glimmlampen zwei charakteristische Spannungen auf:

die Zündspannung und die Abreißspannung, zwischen deren Grenzen die eigentliche Brennspannung liegt. Ist demnach ein Glimmröhrenresonator auf die Brennspannung eingestellt (etwa von einem unmittelbar vorangegangenen Versuch her), so zündet der Indikator nicht oder nur sehr schwer. Das Zünden erreicht man erst durch leichte Verstimmung des Resonators im Sinn einer Vergrößerung seiner Eigenwellenlänge, also durch Verschiebung der Kontaktbrücke *KB* in Richtung des kurz geschlossenen Lecherendes (bzw. durch Vergrößerung der Kapazität des Kondensators im klassischen Resonator nach Fig. 1c): der Brückenabstand vom Glimmröhrechen sei im folgenden für die Zünd-einstellung mit  $l_z$  bezeichnet (Fig. 5). In dieser Einstellung des Resonators ist aber der Leuchteffekt durchaus nicht der größte. Wenn man nun den Brückenabstand vermindert, so beobachtet man ein stetiges Anwachsen der Leuchtdensität bis zu einem Höchstwert. Die Abstimmung des Resonators soll jetzt als die Resonanzabstimmung (charakterisiert durch den Brückenabstand  $l_r$ ) bezeichnet werden, wobei dahingestellt bleiben mag, ob es sich hierbei nicht etwa um eine bessere Anpassung an die nunmehr brennende Glimmlampe handelt. Von da ab hat eine weitere Verminderung des Brückenabstandes ein stetiges Sinken des Leuchteffektes zur Folge, bis bei  $l_a$  die zuletzt auf einen Punkt zusammengeschrunppte Glimmhaut plötzlich erlischt. Diese Erscheinung ist insofern irreversibel, als man am Resonator stets von  $l_z$  auf  $l_a$  zu verstellen hat; im umgekehrten Sinne  $l_a-l_z$  tritt überhaupt kein Leuchteffekt ein, da erst bei  $l_z$  die Zündspannung der Röhre erreicht ist. Im folgenden soll diesem Sachverhalt entsprechend von Zünd-einstellung, Resonanz-einstellung und Abreißeinstellung des Glimmröhrenresonators gesprochen werden<sup>2</sup>.

Der Resonator Fig. 4 spricht an, wenn man ihn waagrecht über dem Strombauch des Lechersystems (Lage 1 in Fig. 6) in Zünd-einstellung bringt. Die darauf

<sup>1</sup> P. SANTO RINI, Contribution à l'analyse expérimentale d'un champ électromagnétique ultra-féquent [Sitzungsberichte der Akademie von Athen, 12 (1937), S. 271—281]. Auch als Referat des Verfassers erschienen beim internationalen Kongreß für Kurzwellen in Physik, Biologie und Medizin; Wien 1937 (Referatenband S. 47—59). Die Arbeit behandelt Fälle von asymmetrischem Verhalten der Glimmhaut im Ultrahochfrequenzfeld; die Originalabhandlung enthält 12 Lichtbilder, die im Kongreßbericht nicht mehr abgedruckt werden konnten und beim Referat durch Projektionen ersetzt wurden.

<sup>2</sup> Nach erfolgter Zündung ist natürlich, im Bereich  $l_z-l_a$  bzw.  $l_a-l_z$ , die Glimmerscheinung Fig. 5 reversibel; irreversibel wird sie erst nach etwaigem Unterschreiten der Abreißeinstellung  $l_a$ .

folgende Resonanzeinstellung wird dadurch festgestellt, daß sich die beiden Elektroden gleichmäßig mit einer hellorangefarbigen Glimmhaut von maximaler Intensität bedecken; insbesondere leuchtet jetzt die freie Gasstrecke zwischen den beiden Drahtenden intensiv hellgelb. Verschiebt man nun den Resonator parallel zu sich selbst von rechts nach links bis zur Lage 2, so beobachtet man, daß beide Elektroden noch nach wie vor mit Glimmhaut bedeckt sind, die Leuchintensität aber allmählich nachläßt, indem zu gleicher Zeit die gelblichorange Farbe einen Stich ins Rosaviolette bekommt.

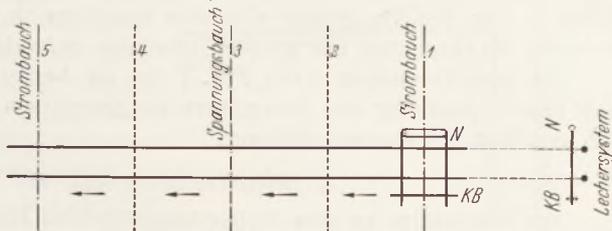


Fig. 6. Glimmhautumschlag am Mikroresonator Fig. 4 in der nächsten Umgebung des Spannungsbauches.

Verschiebt man den Indikator weiter von rechts nach links aus der Lage 2 gegen die Lage 3 (Spannungsbauch) hin, so erlischt langsam die Glimmhaut auf der rechten Elektrode, wohingegen die Glimmhaut der linken Elektrode nunmehr eine rosaviolette Färbung aufweist.

Genau über dem Spannungsbauch spielt sich nun insofern eine eigenartige Erscheinung ab, als bei Überschreitung der Lage 3 in Richtung von rechts nach links, die rosaviolette Glimmhaut plötzlich von der linken Elektrode auf die rechte überspringt. Dieses Phänomen ist ganz charakteristisch und wiederholt sich im entgegengesetzten Sinne, sobald man — immer über dem Spannungsbauch — den Resonator eine Kleinigkeit nach rechts verschiebt: jetzt erlischt plötzlich die Glimmhaut über der rechten Elektrode und erscheint sofort auf der linken.

Verschiebt man nun den Resonator weiter vom Spannungsbauch (Lage 3) nach links (Lage 4) zu, so verweilt die rosaviolette Glimmhaut auf der rechten Elektrode, um von der Lage 4 bis zum Strombauch (Lage 5) wieder auf beiden Elektroden zu erscheinen, indem zugleich der Farbton von Rosaviolett auf Hellorange — wie im Strombauch Lage 1 — umschlägt.

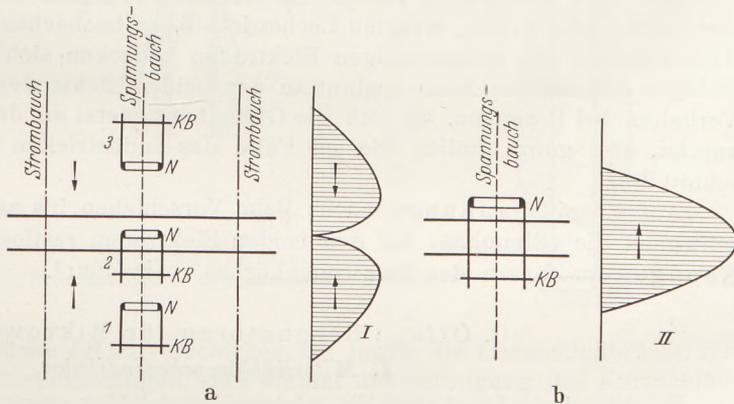


Fig. 7. Weitere Lageänderungen bringen den Mikroresonator Fig. 4 zum Ansprechen. Schaubilder für die zugehörigen Glimmeffekte.

Verschiebt man nun den Resonator weiter vom Spannungsbauch (Lage 3) nach links (Lage 4) zu, so verweilt die rosaviolette Glimmhaut auf der rechten Elektrode, um von der Lage 4 bis zum Strombauch (Lage 5) wieder auf beiden Elektroden zu erscheinen, indem zugleich der Farbton von Rosaviolett auf Hellorange — wie im Strombauch Lage 1 — umschlägt.

Aus den obigen Ausführungen folgt, daß der Resonator nach Schaltung Fig. 4 einen Strombauch durch intensive hellorangefarbige Glimmhaut über den beiden Elektroden anzeigt, während die Annäherung an einen Spannungsbauch dadurch festgestellt wird, daß die Glimmhaut bloß auf der dem Spannungsbauche näherliegenden Elektrode auftritt und im Augenblicke des Überschreitens des Spannungsbauches auf die andere Elektrode überspringt, die diesmal wiederum ihm näher gelegen ist. Es ist hiernach anzunehmen, daß beide Elektroden ohne Glimmbedeckung bleiben, wenn der Resonator genau über dem Spannungsbauch gehalten wird.

Statt, wie in Fig. 6, den Resonator parallel zum Lechersystem zu verschieben, kann man auch, nach Fig 7a, über dem Spannungsbauch die Richtung senkrecht dazu wählen. Nähert man dann den waagrecht gehaltenen Resonator mit dem dem Lechersystem zugewendeten Neonröhrchen *N* einem Lecherdraht (Lage 1), so steigert sich langsam die Leuchtintensität nach dem Schaubild I der Fig 7a, um in der Lage 2, wenn

Statt, wie in Fig. 6, den Resonator parallel zum Lechersystem zu verschieben, kann man auch, nach Fig 7a, über dem Spannungsbauch die Richtung senkrecht dazu wählen. Nähert man dann den waagrecht gehaltenen Resonator mit dem dem Lechersystem zugewendeten Neonröhrchen *N* einem Lecherdraht (Lage 1), so steigert sich langsam die Leuchtintensität nach dem Schaubild I der Fig 7a, um in der Lage 2, wenn

$N$  zwischen die beiden Lecherdrähte gelangt, plötzlich abubrechen. Dasselbe gilt, wenn man von der anderen Seite her (Lage 3) gegen die Mitte des Lechersystems vorrückt. Dabei ist aber vorausgesetzt, daß der Resonator ziemlich dicht (etwa 2 bis 3 cm) oberhalb des Lechersystems gehalten wird. Macht man diesen Abstand größer, hält also den Resonator etwa in 10 bis 12 cm Höhe, so entspricht die Leuchtintensität dem Schaubilde II der Fig. 7b, wobei also das Leuchten in der Mitte nicht nur nicht abbricht, sondern im Gegenteil die größte Intensität aufweist.

Zu den Versuchen nach Fig. 7 ist zu bemerken, daß der Versuch Fig. 7a mit der Zündeneinstellung des Resonators vorgenommen wurde, dagegen der Versuch nach 7b mit der Resonanzeinstellung.

### 3. Glimmlampenversuch am Lechersystem.

Im Gegensatz zu den bisher besprochenen Resonatoren, die auf die Frequenz des Lechersystems abgestimmt sind, sei hier — mehr als Eigenart — noch folgender Versuch beschrieben, der allein mit einer Neonlampe vorgenommen werden kann, ohne diese in ein Schwingungssystem irgend welcher Art zu schalten.

Hält man ein Neonröhrchen einpolig in der Hand und fährt mit dem anderen Pol an einem Lecherdraht entlang, so leuchtet bekanntlich das Neongas hellrot, um nur in der nächsten Nähe der jeweiligen Strombäuche auszusetzen.

Statt eines Neonröhrchens kann man nun eine der gewöhnlichen Neonlampen für Netzspannung benutzen, vorausgesetzt, daß man den im Sockel befindlichen Vorschaltwiderstand entfernt.

Hält man eine solche Lampe am Glaskolben und setzt sie einpolig auf einen der beiden sehr kräftig erregten Lecherdrähte, so beobachtet man folgendes auf einem Strombauch: die spiralförmigen Elektroden bedecken sich mit einer hellen orangefarbenen Glimmhaut; diese beginnt an den beiden Elektrodenfüßen, im Gegensatz zum Verhalten bei Resonanz, wo sich die Glimmhaut zuerst an den freien Elektrodenenden ansetzt, also ganz ähnlich wie im Falle des industriellen Wechselstromes (vgl. Abschnitt B 2).

Auf einem Spannungsbauch: Beim Verschieben bis zum Spannungsbauche verschwindet die Glimmhaut auf den beiden Elektroden restlos; dafür leuchtet nun das Neongas im Innern des Elektrodenkorbes rosaviolett<sup>1</sup>.

## C. Offene Resonatoren für Mikrowellen.

### 1. Mit Glühlämpchenindikator.

Der klassische Dipol nach Fig. 1b bewährt sich hier, seiner handlichen Abmessungen wegen, ausgezeichnet. Mit einer Taschenlampenbirne zu 3,5 Volt im Strombauch weist der Resonator die nur 27,0 cm betragende Gesamtlänge auf. Das Lämpchen ist

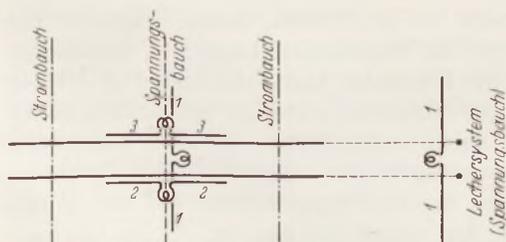


Fig. 8. Der offene Resonator Fig. 1b spricht im Spannungsbauch an.

in eine übliche Porzellanfassung eingeschraubt. Ein solcher Resonator spricht am leichtesten an, wenn man ihn über dem Spannungsbauch senkrecht zum Lechersystem hält (Fig. 8, Lage 1): bei etwa 5 Watt Ausgangsleistung des Senders und ziemlich loser Lecherankopplung brennt das Glühlämpchen durch, wenn man es in dieser Lage bis auf etwa 10 bis 12 cm an das Lechersystem heranbringt.

Eine andere Verwendungsmöglichkeit eines solchen Dipols ist in der Fig. 8 durch die beiden symmetrischen Lagen 2 angedeutet: diese sind aber praktisch wertlos, da die Lage des Spannungsbauches dadurch viel zu unscharf erfaßt wird.

<sup>1</sup> Der Versuch im Spannungsbauch gelingt nicht regelmäßig; er konnte gelegentlich ein dutzendmal nacheinander mit Erfolg wiederholt werden, während er an anderen Tagen vollkommen versagte.

Eine bessere Anpassung der Impedanz des Glühlämpchens an den Schwingungskreis kann durch einen Resonator nach Schaltung der Fig. 9 erreicht werden; er ist nach dem Prinzip der sog. Zeppelin-Energieleitung aufgebaut. Hier schwingt der Dipol frei in einer halben Wellenlänge und ist an einem Ende mit einem Viertelwellen-Lechersystem spannungsgekoppelt. Aus dem mitabgebildeten Spannungsdiagramm ersieht man, daß man die Indikatorbrücke *IB*, die ein Glühlämpchen enthält, der Impedanz dieses Nebenkreis durch Verschieben längs der beiden parallelen Stäbchen anpassen kann, wobei die Resonanz dieses Nebenkreis schließlich durch die Kurzschlußbrücke *KB* vorgenommen wird. Praktisch ist dies sehr schnell ausführbar, da der Abstand der beiden Brücken für kleinere Wellenlängenbereiche ungefähr konstant ist, so daß beide Brücken mit einem Griff gemeinsam verstellt werden können und mit der Kurzschlußbrücke nur noch eine letzte Feineinstellung vorzunehmen ist. Voraussetzung hierbei ist natürlich, daß der Dipol auf die zu empfangende Wellenlänge abgestimmt ist; diese Abstimmung ist aber insofern sehr einfach, als die Dipollänge nur einseitig zu verstellen ist.

Das Resonatorprinzip nach Fig. 9 kann auch mit einem stromgekoppelten Dipol verwirklicht werden, in erster Näherung wohl nach der Fig. 10 a. Auf den ersten Blick erscheint diese Anordnung einfacher als die der spannungsgekoppelten Kombination zu sein,

da bloß eine Indikatorbrücke *IB* zu verschieben ist, indem die Kurzschlußbrücke *KB* fortfällt. Es ist aber zu berücksichtigen, daß einmal die Betätigung der Kurzschlußbrücke einfacher ist als das gleichzeitige, symmetrische Herausziehen der Paralleldrähte des Nebenkreis; sodann ist die Dipollänge ebenfalls symmetrisch beiderseitig zu verstellen. Ungünstiger stellt sich hier schließlich noch die Frage nach der Halterung des Resonators, da alle vier Drahtenden Spannungsspitzen führen. Zwar wäre durch die Ausbildung des Nebenkreis als Halbwellen-Lechersystem nach Fig. 10 b ein Teil der obigen Nachteile umgangen; praktisch einfacher hat sich aber die Schaltung nach Fig. 9 erwiesen, obwohl ihr sonst die bekannten Nachteile der unsymmetrisch belasteten Kreise anhaften; diese aber geben für die Verwendung als Resonator nicht den Ausschlag.

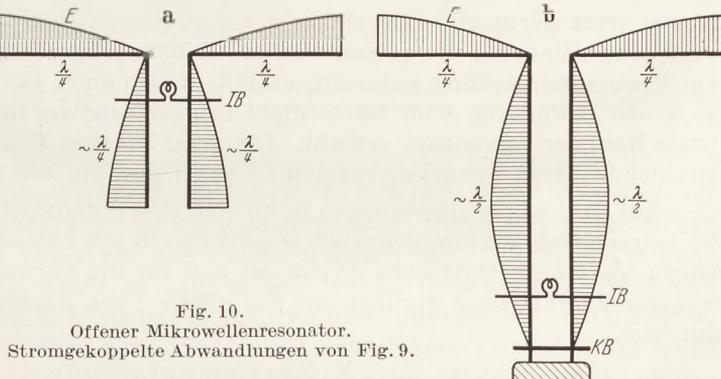


Fig. 10. Offener Mikrowellenresonator. Stromgekoppelte Abwandlungen von Fig. 9.

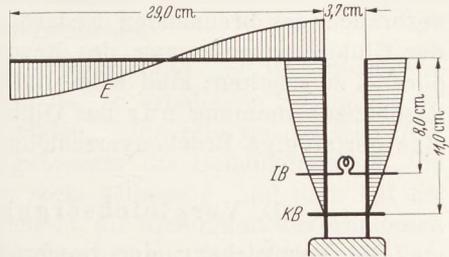


Fig. 9. Offener Mikrowellenresonator mit spannungsgekoppeltem Nebenkreis und impedanzangepasstem Glühlämpchenindikator. Die Maße beziehen sich auf  $\lambda = 62$  cm.



Fig. 11. Offener Mikrowellenresonator. Abwandlung von Fig. 9, mit Glimmröhrchenindikator.

## 2. Mit Glimmröhrchenindikator.

In Fig. 11 ist endlich die Schaltung für einen ähnlichen Resonator mit Glimmröhrchenindikator dargestellt. Da die Glimmröhre ein Spannungsindikator ist, sollte man zunächst annehmen daß sie zum Spannungsbauche des Nebenkreis parallel zu schalten

sei. Ein Versuch zeigt aber, daß auch die Neonröhre der Impedanz des Nebenkreises anzupassen ist, und zwar stellt sich das etwas überraschende Ergebnis heraus, daß die Resonanzeinstellung mit dem Glimmröhrenindikator nicht sehr verschieden ist von der Resonanzeinstellung mit dem Glühlämpchen, was wahrscheinlich auf den Stromverbrauch des brennenden Neonröhrens zurückzuführen ist. Es lag also nahe, an der Glühlämpchenfassung des Resonators Fig. 9 einfach eine Glimmröhrenfassung parallel zu schalten: sind beide Indikatoren gleichzeitig eingesetzt, so leuchtet bei der Resonanzabstimmung nur das Glühlämpchen; schraubt man dieses heraus, so bringt eine geringfügige Brückenverschiebung das Neonröhren zum Glimmen.

#### D. Vergleichsergebnisse und Schlußfolgerungen.

Die Vergleichung der beschriebenen Resonatoren führt zu den folgenden Ergebnissen.

Bei der Untersuchung stehender Wellen auf einem Lechersystem erwies sich als am empfindlichsten der offene Resonator Fig. 1 b. Ihm steht der Resonator Fig. 9 kaum nach.

Bei der Untersuchung im Feld eines strahlenden Dipols bewährte sich am besten der Glühlämpchenresonator Fig. 9, welcher noch in 2 bis 3 mal so großer Entfernung wirksam war wie der Resonator Fig. 1 b. Der Glimmlampenresonator Fig. 11 zündet trotz geeigneter Einstellung der Kurzschlußbrücke erst in kleinerer Entfernung vom Senderdipol als die beiden offenen Glühlämpchenresonatoren. Wird er aber jetzt auf Resonanzeinstellung gebracht, so läßt er sich unter Umständen in eine etwa 3 mal so große Entfernung vom Senderdipol bringen wie der Resonator der Fig. 9, bis der letzte Rest der Glimmhaut erlischt. Die geschlossenen Resonatoren bewährten sich im strahlenden Feld erwartungsgemäß nicht so gut wie die offenen Typen.

Aus den obigen Darlegungen folgt, daß sich grundsätzlich offene Resonatoren im betrachteten Mikrowellengebiet ( $\lambda = 62$  cm) in jeder Beziehung empfindlicher gezeigt haben als die geschlossenen Typen, so daß für die Verwendung der letzteren um so weniger Veranlassung vorliegt, als die offene Type durchaus handliche Abmessungen aufweist.

#### E. Zusammenfassung.

Während im ultrakurzen Wellengebiet im allgemeinen geschlossene Resonatoren mit konzentrierter Kapazität und Induktanz zur Anwendung gelangen, ist deren Verwendung im Gebiete der Mikrowellen ( $\lambda < 100$  cm) schon aus rein konstruktiven Gründen kaum denkbar, wozu noch ihre relative Unempfindlichkeit kommen würde, als Folge der äußerst kleinen wirksamen Auffangflächen. Entwicklung neuerer Typen von geschlossenen und offenen Resonatoren besonders für das Gebiet der Dezimeterwellen. Feststellung der Überlegenheit der offenen Typen, sowohl bei Abtastung auf stehende Wellen an einem Lechersystem, bzw. einer abgestimmten Energieleitung, als auch im Feld eines strahlenden Dipols. Bestätigung eines bereits früher festgestellten asymmetrischen Umschlagens der Glimmhaut eines Glimmröhrenresonators auch im Gebiete der Mikrowellen.

Anmerkung. Zur Erregung der obigen Mikrowellen-Resonatoren ist ein Sender erforderlich, der ungedämpfte elektromagnetische Dezimeterwellen erzeugt. Als solcher eignet sich der HABANNgenerator ganz vorzüglich. Sein einfacher Aufbau und sein Betrieb sollen in einem folgenden Aufsatz ausführlich beschrieben werden.

*Athen, Physikalisches Institut der Universität.*

### Kleine Mitteilungen.

#### Versuche über die Strömung in Rohren zur Erarbeitung der Reynoldsschen Modellregel.

Von Joh. Rademacher in Berlin-Hermsdorf.

Bei flugphysikalischen Untersuchungen ist man weitgehend auf Modellversuche angewiesen. Zur Beurteilung der Gültigkeitsgrenzen der so erhaltenen Ergebnisse ist die Kenntnis der REYNOLDSSchen Modellregel unerlässlich. Eine rein theoretische Herleitung dieses Gesetzes ist in der Schule nicht angebracht; die Gedankengänge, die hierbei eingeschlagen werden, sind für den Schüler recht schwierig, und man hat bei den gewöhnlich ausgeführten Versuchen keine Möglichkeit, die Richtigkeit des erhaltenen Gesetzes zu erweisen. Im folgenden ist ein Weg angegeben, auf dem durch eine Versuchsreihe der Einfluß der einzelnen für die Strömung maßgebenden physikalischen Größen festgestellt wird und der für einen Sonderfall (Rohrströmung) die Bedeutung der REYNOLDSSchen Zahl und ihren Aufbau erkennen läßt. Schließlich soll eine für die Schule geeignete Überlegung angegeben werden, aus der die Allgemeingültigkeit der so erhaltenen Modellregel ersichtlich ist.

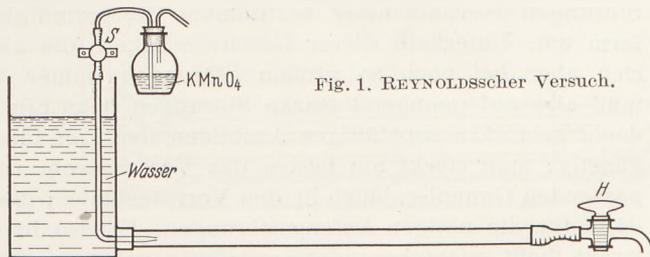


Fig. 1. REYNOLDSScher Versuch.

Den Ausgangspunkt bildet die Überlegung, daß auf den

Verlauf einer Strömung bei gegebener geometrischer Gestalt des umströmten Körpers oder des Raumes, in dem die Strömung stattfindet, zwei Kräfte ganz verschiedener Art Einfluß haben: die Massenkräfte und die Reibungskräfte. Durch eine Veränderung der Größe des Körpers, der Zähigkeit, der Geschwindigkeit usw. werden beide ganz verschieden betroffen. Es ist daher zu untersuchen, welche Bedingungen erfüllt sein müssen, damit zwei geometrisch ähnliche Strömungen auch physikalisch ähnlich seien, wann man also das Ergebnis eines mit einem Modell angestellten Versuches auf einen Versuch übertragen dürfe, der unter anderen Bedingungen (andere Größe, andere Geschwindigkeit usw.) stattfindet. Man kann hier an ähnliche Überlegungen erinnern, wie sie in der Biologie angestellt werden: von einem Grashalm läßt sich nicht ein Modell in Baumgröße anfertigen, da es kein Material gibt, das den hierbei auftretenden Beanspruchungen gewachsen wäre; denn das Gewicht wächst mit der dritten Potenz der Größe, die Festigkeit aber nur mit der zweiten Potenz. Der zierlichere Bau kleiner Tiere (Maus), verglichen mit dem plumpen Bau eines großen (Elefant), ist ein anderes Beispiel für solche Tatsachen. Auch aus anderen Gebieten findet man leicht Beispiele dafür, daß eine Änderung der Größe das Verhältnis der auftretenden Kräfte grundlegend verändert.

Wenn man durch Versuche den Einfluß der einzelnen für die Strömung maßgeblichen Größen untersuchen will, so muß man die Möglichkeit haben festzustellen, wann zwei Strömungen physikalisch gleichartig sind. Hierzu eignet sich die von REYNOLDS an Rohrströmungen zuerst erkannte Tatsache, daß in einer wandnahen Strömung zwei grundlegend verschiedene Strömungsformen möglich sind: die *laminare* und die *turbulente* Strömung. Der Punkt, in dem die eine Strömungsform in die andere umschlägt, ist bei geeigneter Versuchsanordnung recht gut festzustellen und eignet sich dazu, zwei „physikalisch gleichartige“ Strömungszustände zu erkennen.

Der REYNOLDSSche Versuch selbst ist allgemein bekannt<sup>1</sup>. Aus einem Vorratsbehälter fließt Wasser durch eine Röhre mit 15 bis 25 mm Durchmesser (Fig. 1); die

<sup>1</sup> Vgl. diese Ztschr. 50, 64 (1937).

Geschwindigkeit kann durch einen Hahn  $H$  am Ende der Röhre geändert werden. Am Beginne des Rohres wird dem Wasser aus einer Düse ein feiner Strahl stark gefärbten Wassers beigemischt, dessen Menge durch den Schraubenquetschhahn  $S$  geregelt werden kann. Gut geeignet ist mit Kaliumpermanganat gefärbtes Wasser; dabei wird die Reinigung mit verdünnter Schwefelsäure unter Beigabe von etwas Wasserstoffsuperoxyd sehr einfach. Unter geringer Strömungsgeschwindigkeit strömt das Wasser laminar: bis zum Ende der Röhre ist der Farbstreifen scharf zu sehen, es findet keine Vermischung der einzelnen Wasserschichten statt. Bei größerer Strömungsgeschwindigkeit sieht man zuerst ein schwaches Hin- und Herflattern des Farbstrahles, das ziemlich plötzlich so stark wird, daß eine völlige Vermischung mit dem übrigen Wasser eintritt: turbulente Strömung. Beim Verringern der Geschwindigkeit stellt sich wieder die laminare Strömung ein. Das Umschlagen aus der einen in die andere Strömungsform tritt bei demselben Rohr immer bei derselben Geschwindigkeit ein, wenn man folgendes beachtet. Beim Fehlen von Störungen kann die laminare Strömung bis zu sehr hohen Geschwindigkeiten bestehen bleiben; sie schlägt aber bei genügenden Störungen oberhalb einer bestimmten Geschwindigkeit in die turbulente Strömungsform um. Unterhalb dieser Geschwindigkeit, die also für jedes Rohr festliegt, stellt sich aber bei noch so großen Störungen immer die laminare Strömung ein. Man muß also auf genügend starke Störungen beim Einfluß des Wassers in die Röhre bedacht sein. Ein sorgfältiges Ausbilden der Einflußstelle des Rohres ist deshalb nicht günstig; man steckt am besten das Versuchsrohr mit Hilfe einer Dichtung aus einem passenden Gummischlauch in den Vorratbehälter; der etwas hervorstehende Rand sorgt dann für die nötigen Anfangsstörungen. Ebenso braucht die Düse, aus der der Farbstrahl fließt, nicht besonders sorgfältig geformt zu sein; das Wasser kann aus ihr in unregelmäßigen Wolken ausfließen. Allerdings muß das Versuchsrohr eine genügende Länge haben, damit alle diese Störungen beim Durchströmen abklingen können. Hierzu genügt es, wenn man das Rohr etwa 60- bis 80mal so lang macht, wie der Rohrdurchmesser ist. Wenn der Versuch in dieser Art angestellt wird, so findet man für jedes Rohr eine ganz bestimmte Strömungsgeschwindigkeit, bei der an einer Stelle in der Nähe seines Endes der Umschlag von der laminaren in die turbulente Strömung zu erkennen ist. Die Strömungsgeschwindigkeit wird durch Auffangen der ausfließenden Wassermenge während einer bestimmten Zeit (20 Sek.) in einem Meßglase bestimmt. Es handelt sich um die „durchschnittliche Geschwindigkeit“; in den einzelnen Zonen des Rohres sind natürlich verschiedene Geschwindigkeiten vorhanden. Man findet hierbei, daß beim Umschlagspunkt die Geschwindigkeit um so größer ist, je kleiner der Rohrradius wird. Das läßt sich auch so ausdrücken: gleiche Verhältnisse liegen vor, wenn das Produkt  $v \cdot r$  denselben Wert hat, und zwar findet man hierfür bei Wasser den Wert 10 bis 11 ( $r$  und  $v$  werden in cm bzw. in cm/sec gemessen).

Die Durchführung dieses Versuches in der beschriebenen Art ist recht umständlich, wenn man eine größere Anzahl Rohre untersuchen will, um das Gesetz abzuleiten. Hier kann man eine Beobachtung von HAGEN verwenden, um in wesentlich einfacherer Art zum Ziele zu kommen. Solange die Strömung in einem Rohre laminar ist, fließt das Wasser am Ende als völlig ruhiger, klarer Strahl aus. Sobald durch vorsichtiges Vergrößern der Strömungsgeschwindigkeit die Strömung in die turbulente Form übergeht, zeigt sich ein eigentümliches, recht regelmäßiges Zucken des Strahles. Dieses Zucken kommt dadurch zustande, daß beim Überschreiten der kritischen Geschwindigkeit im Rohr an einer Stelle Turbulenz auftritt. Die turbulente Strömung hat einen größeren Strömungswiderstand; infolgedessen wird bei gleichbleibendem Druck die Geschwindigkeit im Rohre verkleinert. Das hinter dem turbulenten Teil der Flüssigkeit folgende Wasser hat jetzt eine zu geringe Geschwindigkeit und fließt laminar. Sobald das pfropfenartige Stück turbulenter Flüssigkeit das Rohr verlassen hat, wird der Strömungswiderstand wieder so klein, daß die Geschwindigkeit über den kritischen Punkt ansteigt und das Spiel von neuem beginnt. Das Zucken tritt also gerade an

dem Punkt auf, der bei dem vorhergehenden Versuch auch beobachtet wurde. Man muß mit der Vergrößerung der Strömungsgeschwindigkeit recht langsam vorgehen; sobald der kritische Punkt zu schnell überschritten wird, ist von dem Zucken nichts mehr zu sehen. Bei einiger Übung gelingt es jedoch leicht, diesen Punkt schnell zu erreichen und beliebig lange festzuhalten. Es eignen sich hierzu am besten Rohre mit 2 mm bis 6 mm Durchmesser; die Regulierung der Geschwindigkeit muß hierbei natürlich beim Einfluß in das Rohr erfolgen, am einfachsten dadurch, daß man es an die Wasserleitung anschließt und den Wasserhahn vorsichtig betätigt. Es ist vorteilhaft, an den Wasserhahn mit einer Muffe einen kurzen Stativstab zu klemmen, der als Hebel zum Einstellen des Hahnes dient. Da häufig Wasserhähne ihre Stellung leicht verändern, muß man vielfach während des Versuches die Hand an dem Hahne lassen, um eine solche Veränderung zu verhindern. Das Zucken des Strahles ist am besten zu beobachten, wenn man ihn in der Projektion betrachtet.

Um die Versuchsreihe in der Klasse schnell und leicht durchzuführen, befestigt man 4 Rohre mit 2 mm, 3 mm, 4 mm und 6 mm Durchmesser und etwa 60 cm Länge parallel zueinander in je 1 cm Abstand auf einem Brett (Fig. 2). Die Rohre sind durch je einen Schlauch über einen



Hahn (Gashahn) mit einem weiteren Rohr (1½'-Gasrohr) verbunden, das an die Wasserleitung geschlossen wird. Die Rohre werden mit einer Wasserwaage genau horizontal ausgerichtet. Mit einem Bildwurfgerät werden die Enden in 20facher Vergrößerung auf einem Schirm abgebildet. Wenn man ein Gerät nach Art des LEYBOLDSchen verwendet, so kann man durch Neigen des Bildwerfers erreichen, daß die Enden der 4 Rohre nacheinander an derselben Stelle des Schirms, die durch ein Kreuz bezeichnet ist, abgebildet werden. 25 cm über dieser Marke ist auf dem Schirm ein horizontaler, etwa 1,50 m langer Strich mit Zentimetereinteilung angebracht. Die senkrechte Entfernung 25 cm auf dem Schirm zwischen der Marke und dem Strich entspricht, da die Vergrößerung 20fach ist, der Fallstrecke 1,25 cm, also der Fallzeit  $\frac{1}{20}$  Sek. Die Sprungweite, die man auf der Zentimetereinteilung abliest, ist das 20fache der in  $\frac{1}{20}$  Sek. von dem Wasser in horizontaler Richtung zurückgelegten Strecke; die abgelesene Zahl ist also unmittelbar gleich der Größe der Geschwindigkeit  $v$  in cm/sec. Bei dieser Anordnung ist der Versuch mit den 4 Röhren in wenigen Minuten durchzuführen; er ergibt wie bei der REYNOLDSSchen Anordnung die Tatsache, daß das Produkt aus Geschwindigkeit  $v$  und Halbmesser  $r$  bei allen Rohren den gleichen Wert haben muß, wenn der Zustand des Wasserstrahles gleichartig sein soll. Mit dem durch den früheren Versuch gefundenen Wert des Produktes stimmt der jetzt gefundene sehr gut überein. Man kann sich darauf beschränken, den Versuch in der REYNOLDSSchen Anordnung nur mit einem Rohr auszuführen (etwa 20 mm Durchmesser); ihn ganz wegzulassen, ist nicht angängig, da nur durch ihn das Wesen der laminaren und der turbulenten Strömung erklärt werden kann.

Von den Größen, die die Strömung beeinflussen, sind bisher nur die Geschwindigkeit und die Abmessungen des Rohres geändert worden. Es ist weiter zu untersuchen, wie sich eine Veränderung der Zähigkeit  $\eta$  und der Dichte der Flüssigkeit auf den Verlauf der Strömung auswirken. Zunächst wird der Einfluß der Zähigkeit untersucht. Man nimmt hierzu ein Rohr mit 3 mm Durchmesser, das durch einen Gummischlauch mit einem Gefäße von einigen Litern Inhalt verbunden ist. Das Gefäß wird ungefähr 1 m höher gestellt als das Rohr. Die Geschwindigkeit der Flüssigkeit wird durch einen Quetschhahn geregelt. Als Flüssigkeit wird außer kaltem Wasser, wofür

sich der gleiche Wert wie vorhin ergibt, noch warmes Wasser genommen, dessen Temperatur man nach dem Ausflusse mißt. Sie soll etwa  $55^{\circ}$  betragen. Man findet, daß Turbulenz schon bei bedeutend geringeren Geschwindigkeiten eintritt als vorher, bei der angegebenen Temperatur bereits bei einer Geschwindigkeit, die halb so groß ist, als sie bei Zimmertemperatur nötig war. Bei einer 20%igen Zuckerlösung dagegen muß die Geschwindigkeit auf den doppelten Wert erhöht werden, ehe das Zucken des Strahles auftritt. Die Zähigkeiten der Flüssigkeiten sind im ersten Falle halb so groß, im zweiten doppelt so groß wie bei Wasser von Zimmertemperatur. Man schließt also, daß das Produkt  $v \cdot r$  bei Flüssigkeiten mit verschiedener Zähigkeit  $\eta$  im gleichen Maße wie die Zähigkeit geändert werden muß, damit gleiche Strömungsverhältnisse auftreten. Anders gesagt: der Ausdruck  $\frac{v \cdot r}{\eta}$  muß bei den einzelnen Versuchen denselben Wert haben, wenn die Strömungszustände gleichartig sein sollen.

Als letzte Größe, die die Strömung beeinflussen kann, ist jetzt noch die Dichte zu untersuchen. Als einzige Flüssigkeit, bei der die Zähigkeit dieselbe Größenordnung hat wie bei Wasser, während sich die Dichte erheblich davon unterscheidet, ist Quecksilber<sup>1</sup> zu verwenden. Die Zähigkeit ist etwa 50% größer als bei Wasser; da aber die Dichte 14mal so groß ist, ist ihr Einfluß leicht deutlich zu zeigen. Es wird ein Rohr mit 2 mm Durchmesser genommen. Bei Wasser muß hierbei die Geschwindigkeit, wie die erste Versuchsreihe zeigte, ungefähr 110 cm/sec sein. Bei Quecksilber tritt Turbulenz bereits bei etwa 10 cm/sec auf. Es genügt hierbei ein kleines Vorratgefäß mit etwa 100 cm Hg und eine Druckhöhe von einigen Zentimetern. Bei einer Flüssigkeit mit großer Dichte wird also der bisher gefundene Ausdruck  $\frac{v \cdot r}{\eta}$  klein und umgekehrt, oder das Produkt dieses Ausdrucks mit der Dichte  $\rho$ , also der Ausdruck  $\frac{v \cdot r \cdot \rho}{\eta}$ , muß bei gleichem Strömungszustande denselben Wert haben. Hierbei werden gewöhnlich die beiden Größen, die von der Art der Flüssigkeit abhängen, also  $\rho$  und  $\eta$ , zusammengefaßt. Man schreibt  $\frac{\eta}{\rho} = \nu$  und findet, daß  $\frac{v \cdot r}{\nu}$  einen bestimmten Wert haben muß. Der eben gefundene Ausdruck ist die REYNOLDSSche Zahl, deren Aufbau in dieser Art aus den Versuchen erschlossen wurde.

Aus der angegebenen Versuchsreihe folgt natürlich nur, daß die REYNOLDSSche Zahl für das Verhalten einer Rohrströmung maßgebend ist. Daß sie von allgemeiner Bedeutung ist, läßt sich durch eine theoretische Überlegung zeigen. Zu Beginn ist ausgeführt worden, daß das Verhältnis der Massenkräfte zu den Reibungskräften auf den Verlauf der Strömung ausschlaggebenden Einfluß hat. Die Massenkräfte  $K_1$  sind proportional dem Produkt  $m \cdot a$  (Masse mal Beschleunigung), es ist  $K_1 \sim m \cdot a$ . Die Größe der durch innere Reibung erzeugten Kräfte  $K_2$  ist proportional dem Produkt aus der Zähigkeit  $\eta$ , der Größe der Fläche  $F$  und dem Geschwindigkeitsgefälle  $\frac{v}{l}$ , wo  $l$  eine beliebige, für die Untersuchung benutzte Strecke ist. Es ist also  $K_2 \sim F \cdot \eta \cdot \frac{v}{l}$ . Das Verhältnis beider Kräfte ist:  $\frac{K_1}{K_2} \sim \frac{m \cdot a \cdot l}{F \cdot \eta \cdot v}$ . In diesem Bruch muß man alle Größen durch solche ersetzen, die bei der Strömung beobachtet werden können. Da es sich nur um eine Verhältniszahl handelt, brauchen die einzusetzenden Größen den vorhandenen nur proportional zu sein. Aus der Betrachtung irgendwelcher Formeln aus der Mechanik, in denen die Beschleunigung und die Geschwindigkeit vorkommen, ergibt sich, daß die Beschleunigung immer proportional dem Bruch  $\frac{v^2}{l}$  ist (Beispiele: Kreisbewegung:  $a = \frac{v^2}{r}$ ; freier Fall:  $v = \sqrt{2gh}$ , also  $g = \frac{v^2}{2h}$ ). Die Masse ist proportional dem Produkt  $\rho \cdot l^3$ , wobei  $l$  irgendeine für die Versuchsanordnung kennzeichnende Länge ist. Welche

<sup>1</sup> Vgl. diese Ztschr. 51, 40 (1938).

Länge gewählt wird, ist gleichgültig, da ja nur geometrisch ähnliche Anordnungen miteinander verglichen werden können. Die Fläche  $F$  ist natürlich proportional  $l^2$ . Setzt man diese Werte in den obigen Bruch ein, so ergibt sich:  $\frac{K_1}{K_2}$  ist proportional  $\frac{\rho \cdot l^3 \cdot v^2 \cdot l}{l \cdot l^2 \cdot \eta \cdot v} = \frac{v \cdot l \cdot \rho}{\eta}$ . Wir haben also einen Ausdruck gefunden, der mit dem aus dem Versuch ermittelten übereinstimmt und können schließen, daß zwei Strömungen nur dann gleichartig sind, wenn sie unter geometrisch ähnlichem Verlauf bei gleicher REYNOLDSScher Zahl stattfinden.

### Ballistische Messungen mit einem einfachen Schulgalvanometer.

Von Hellmut Eppendahl in Düsseldorf.

In den physikalischen Lehrmittelsammlungen der höheren Schulen wird im allgemeinen ein Spiegelgalvanometer zu finden sein. Meist handelt es sich um Drehspulgeräte einfachster Bauart. Wenn sie älteren Anschaffungsdatums sind, zeichnen sie sich durch eine große Schwingungsdauer des Drehsystems aus. Durchschnittlich ist die Schwingungsdauer des Lichtzeigers für eine volle Schwingung 7 bis 8 Sek.; der innere Widerstand der Drehspule beträgt ungefähr  $50 \Omega$ , die Stromkonstante etwa  $2$  bis  $5 \cdot 10^{-9}$  A je Millimeter Skalenteilung bei der Lichtzeigerlänge 1 m. Besondere Dämpfungseinrichtungen sind nicht vorhanden oder lassen sich leicht abschalten. Ein derartiges Gerät ohne besondere zusätzliche Dämpfung und mit 7,5 Sek. Schwingungsdauer stand dem Verfasser zur Verfügung. Es zeigte sich, daß dieses Gerät mit durchaus hinreichender Genauigkeit für quantitative ballistische Versuche im Unterrichte brauchbar war. Im folgenden werden ballistische Meßergebnisse mitgeteilt, die mit diesem einfachen Gerät im Klassenunterricht bzw. in der physikalischen Arbeitsgemeinschaft gewonnen worden sind. Die Versuchsanordnungen sind nach R. W. POHL, „Einführung in die Elektrizitätslehre“, gewählt. Die Ergebnisse sollen zeigen, daß eine Umstellung des Unterrichts auf die experimentelle Methodik von R. W. POHL technisch durchaus nicht so schwierig ist, wie vielfach angenommen wird; das in der Schule vorhandene Spiegelgalvanometer ist in zahlreichen Fällen „ballistisch“. Wenn auch seine Empfindlichkeit hinter der oben angegebenen etwas zurückbleibt, so ist es für die beschriebenen Versuche doch brauchbar. Wo aber zur Anschaffung eines neuen Galvanometers geschritten werden muß, sollen die folgenden Mitteilungen die Frage entscheiden helfen, welche Eigenschaften von einem Universalgerät mittlerer Preislage für Schulzwecke zu verlangen sind.

Bei Stromstößen liefert ein ballistisches Galvanometer Stoßausschläge, welche den Elektrizitätsmengen verhältnisgleich sind. Ob unser Schulgalvanometer für die folgenden Versuche brauchbar ist, läßt sich durch eine einfache Messung feststellen. Ein handelsüblicher Blockkondensator mit etwa  $1/2 \mu\text{F}$  Kapazität wird auf die Spannung  $E$ ,  $x \cdot E$ ,  $y \cdot E$  Volt aufgeladen und schnell wieder durch das Galvanometer hindurch entladen. Es müssen sich dann die Stoßausschläge  $a$ ,  $x \cdot a$ ,  $y \cdot a$  ergeben. Die verwendeten Spannungen müssen mit Rücksicht auf die Größe des Kondensators und auf

Tabelle 1.

Spannung des Kondensators V	Stoßausschlag cm	Abweichung
0,8	19,5	
$1,2 = 1,5 \cdot 0,8$	$28 \sim 1,5 \cdot 19,5$	— 4,5 %
$1,6 = 2 \cdot 0,8$	$38 \sim 2 \cdot 19,5$	— 2,6 %

die Empfindlichkeit des Galvanometers klein sein. Sie werden aus einem Akkumulator mit Hilfe eines Spannungsteilers entnommen. (Als Spannungsteiler dient ein Stöpselrheostat zu insgesamt  $1000 \Omega$ .) Am Spannungsteiler wird abgelesen, welchen Bruchteil der Akkumulatorspannung man verwendet. Die Akkumulatorspannung wird mit einem gewöhnlichen Voltmeter bestimmt (Tabelle 1).

Ergibt sich so innerhalb erträglicher Fehlergrenzen die Verhältnisgleichheit zwischen Strommenge und Stoßausschlag, so kann die Eichung des Gerätes in Amperesekunden

vorgenommen werden. Im methodischen Gange des Unterrichtes folgt dieser Vorversuch auf die Eichung zwecks Einführung des Begriffes der Kapazität. Der in Amperesekunden umgerechnete Stoßausschlag, geteilt durch die Spannung, ergibt die Kapazität in Farad (Amperesekunden/Volt).

### Eichung des Galvanometers in Amperesekunden.

Die Eichung wird nach R. W. POHL ausgeführt (Fig. 1). Der Strom eines Akkumulators geht durch einen Stöpselreostaten von  $1000 \Omega$ , der als Spannungsteiler dient. Am Spannungsteiler liegt eine Leitung, die den Hochohmwiderstand  $10^6 \Omega$ , das Spiegelgalvanometer und einen Zeitschalter enthält. Dieser Zeitschalter ist in der besten Ausführung eine Stoppuhr, die für die Dauer der Zeitstoppung den Stromkreis am Spiegelgalvanometer schließt. An Stelle dieser etwas kostspieligen Uhr kann man auch in bekannter Weise eine rotierende Hartgummiplatte verwenden, die mit einem Blechsektor belegt ist. Der Sektor geht am Mittelpunkt in einen Kreisring aus Blech über, der den Mittelpunkt umschließt. Man unterbricht die Leitung und läßt das eine Leitungsende auf dem Kreisring schleifen, so daß also der Kreissektor stets an dieses Leitungsende angeschlossen bleibt. Das andere Leitungsende schleift auf der Platte in größerer Entfernung vom Mittelpunkt. Der Metallsektor schließt dann bei jeder Umdrehung der Platte für eine meßbare Zeit den Strom. Die Dauer des Stromschlusses hängt von der Drehzahl der Platte und vom Öffnungswinkel des Metallsektors ab. Die im Galvanometerkreise liegende Spannung ist ein Bruchteil

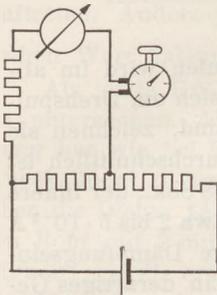


Fig. 1. Versuchsanordnung zum Eichens des Strommessers.  
(Nach R. W. POHL.)

der Akkumulatorspannung, der durch die Widerstandswerte am Spannungsteiler bestimmt ist. Nach dem OHMSchen Gesetze läßt sich die Stromstärke berechnen, die bei Betätigung des Zeitschalters im Galvanometerkreis fließt<sup>1</sup>. Durch Änderungen am Spannungsteiler werden verschiedene Spannungen eingestellt. Der Zeitschalter liefert die jeweilige Dauer des Stromflusses in Sekundenbruchteilen. Aus Stromstärke und Zeit ergibt sich

dann die jeweilige Ampere-sekundenanzahl. Der zu jeder Amperesekundenanzahl gehörende Stoßausschlag wird abgelesen. Aus Strommenge und Stoßausschlag ergibt sich die Empfindlichkeit des Gerätes für Stromstöße.

Das Galvanometer hat die Empfindlichkeit  $2,7 \cdot 10^{-8}$  A·sec je Skalenteil<sup>2</sup>.

Man erhält eine zeichnerische Darstellung der Tabelle 2 in der Weise, daß

man auf der X-Achse die erhaltenen Stoßausschläge in Skalenteilen abträgt, in Richtung der Y-Achse dagegen die dazugehörigen Zahlen der Amperesekunden. Dadurch findet man Punkte, die mit sehr guter Annäherung auf einer Geraden liegen. Die so erhaltene Eichungskurve ist für Schulzwecke völlig ausreichend. Sie wird weiterhin im Unterricht und in den Übungen zur Messung kleiner Strommengen bzw. zur Ableitung des Begriffes der Kapazität und zur Messung von Blockkondensatoren benutzt. Im Klassenunterricht wird man aus Zeitmangel für diese Eichung keine so

Tabelle 2.

Stromstärke A	Dauer des Stromflusses sec	Strommenge A·sec	Stoß- ausschlag Skalenteile	A·sec Skalenteile
$1,44 \cdot 10^{-6}$	0,42	$60 \cdot 10^{-8}$	21,5	$2,8 \cdot 10^{-8}$
$1,44 \cdot 10^{-6}$	0,32	$46 \cdot 10^{-8}$	17	$2,7 \cdot 10^{-8}$
$1,9 \cdot 10^{-6}$	0,26	$49 \cdot 10^{-8}$	18	$2,7 \cdot 10^{-8}$
$1,9 \cdot 10^{-6}$	0,38	$72 \cdot 10^{-8}$	28,5	$2,5 \cdot 10^{-8}$
$2,4 \cdot 10^{-6}$	0,34	$82 \cdot 10^{-8}$	30	$2,7 \cdot 10^{-8}$
$2,4 \cdot 10^{-6}$	0,44	$106 \cdot 10^{-8}$	40	$2,7 \cdot 10^{-8}$
$0,96 \cdot 10^{-6}$	0,24	$23 \cdot 10^{-8}$	9	$2,6 \cdot 10^{-8}$
$0,96 \cdot 10^{-6}$	0,22	$21 \cdot 10^{-8}$	8	$2,6 \cdot 10^{-8}$
$0,48 \cdot 10^{-6}$	0,36	$17 \cdot 10^{-8}$	6	$2,8 \cdot 10^{-8}$

Mittel:  $2,7 \cdot 10^{-8}$

<sup>1</sup> Der geringfügige innere Widerstand des Galvanometers wird hierbei vernachlässigt. Will man ganz sicher gehen, so mißt man die Widerstandsangabe des Hochohmwiderstandes nach. Die Fabrikangaben sind nicht immer zuverlässig. <sup>2</sup> Im vorliegenden Falle: cm, bei 2 m Lichtzeigerlänge.

lange Versuchsreihe anstellen können, sondern sich mit etwa zwei Messungen begnügen. Der methodische Wert der Eichung liegt darin, daß sie wie kein anderer Unterrichtsweg dem Schüler die Ableitung der Strommengen-einheit aus den beiden Grundgrößen Ampere und Sekunde vor Augen führt. Es sei besonders darauf hingewiesen, daß bei der Eichung nach Fig. 1 genau die Verhältnisse nachgeahmt werden, die bei der Entladung eines Kondensators durch das Galvanometer vorliegen: nach Ablauf des Stromstoßes ist in beiden Fällen der Galvanometerkreis sofort unterbrochen. Der Lichtzeiger führt weiterhin eine schwach gedämpfte periodische Schwingung aus.

Sollen durch Induktion erzeugte Spannungstöße mit dem Stoßgalvanometer gemessen werden, so liegen die Verhältnisse anders (Fig. 2). Hier bleibt nach Ablauf des Spannungstoßes der äußere Stromkreis des Galvanometers durch die Sekundärspule 2 geschlossen. Der Widerstand dieses äußeren Stromkreises muß dem verwendeten Spiegelgalvanometer angepaßt werden. Bei offenem äußeren Stromkreise pendelt das einmal angestoßene Drehsystem lange Zeit hin und her. Wird das schwingende Galvanometer kurz geschlossen, so wird der Lichtzeiger sofort gebremst. Er „kriecht“ erst im Laufe von Minuten zur Nullstellung zurück. Zwischen den äußeren Widerständen Null und  $\infty$  läßt sich durch Probieren der sog. „aperiodische äußere Grenz Widerstand“ finden, bei dem das einmal angestoßene Drehsystem, ohne zu kriechen, zur Nullstellung zurückgeht und dort stehen bleibt. Dieser Grenz Widerstand betrug bei dem untersuchten Schulgalvanometer  $1000 \Omega$ . Seine genaue Größe ist nicht sehr kritisch. Da bei einem Induktionsversuch nach Fig. 2 die Sekundärspule 2 nur geringen Widerstand hat, der meist vernachlässigt werden darf, muß die Galvanometerleitung mit dem Grenz Widerstand  $R$  zusätzlich belastet werden, damit das Drehsystem wenigstens aperiodisch schwingt. Ein über den Grenz Widerstand hinausgehender Widerstandsballast wäre unzweckmäßig, weil periodische Schwingungen nicht notwendig sind und die Empfindlichkeit nur in unerwünschter Weise heruntergedrückt würde. Mit Rücksicht hierauf erfolgt die Eichung in Voltsekunden nach Fig. 3. Der Zeitschalter liegt hier im Kreise des Spannungsteilers, so daß wie bei Induktionsversuchen der Galvanometerkreis stets geschlossen bleibt. Im Galvanometerkreise liegt der aperiodische Grenz Widerstand  $R$  und die Spule 2 aus dem Versuche der Fig. 2. Stoßausschlag  $\times 5,5 \cdot 10^{-5} = E \cdot \Delta t$  (Tabelle 3).

Ist diese Eichung durchgeführt, so ist die quantitative Behandlung des Versuches Fig. 2 möglich. Die Primärspule 1 hat bei 21,5 cm Länge 8 Lagen Klingeldraht, die Windungszahl  $n_1 = 1157$  und den inneren Durchmesser 6 cm. Die Sekundärspule 2 ist aus dünnem, mit Seide umspunnenen Draht auf einen zylindrischen Holzkern vom Flächenquerschnitt  $F = 16,6 \text{ cm}^2$  einlagig gewickelt. An den Stirnflächen hat sie kreisförmige Pappscheiben mit etwas weniger als 6 cm Durchmesser. Sie kann also in die Primärspule hineingeschoben werden und hat dann mit ihr die Achse gemeinsam. Die Windungszahl der Sekundärspule war

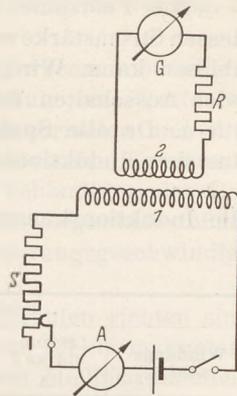


Fig. 2.  
Verfahren zur Messung  
von Spannungstößen.

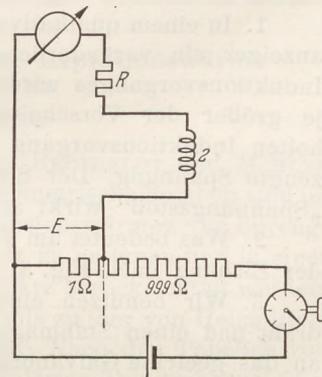


Fig. 3. Schema des Versuches zur  
Eichung in Voltsekunden.  
(Nach R. W. POHL.)

Tabelle 3.

Spannung $E$ V	Zeit $\Delta t$ sec	Stoß- ausschlag Skalenteile	$E \cdot \Delta t$ Skalenteile
$4,2 \cdot 10^{-3}$	0,28	23	$5,1 \cdot 10^{-5}$
$4,2 \cdot 10^{-3}$	0,36	26	$5,8 \cdot 10^{-5}$
$4,2 \cdot 10^{-3}$	0,42	32	$5,5 \cdot 10^{-5}$
$8,4 \cdot 10^{-3}$	0,28	42	$5,6 \cdot 10^{-5}$
$8,4 \cdot 10^{-3}$	0,24	36	$5,6 \cdot 10^{-5}$

Mittel:  $5,5 \cdot 10^{-5}$

$n = 163$ . Der leicht verschiebbare dünne Draht wurde durch eine außen aufgeklebte und zum Schluß lackierte Lage Papierband gehalten<sup>1</sup>.

Die Feldspule 1 (Fig. 2) wird in den Stromkreis eines Akkumulators gelegt, dessen Stromstärke man durch den Schiebewiderstand  $S$  regeln und am Amperemeter  $A$  ablesen kann. Wird die Feldspule mit 1 bzw. 1,5 A belastet, so erhält man beim Ein- oder Ausschalten des Feldstromes am Galvanometer  $G$  die Stoßausschläge  $a$  bzw.  $1,5 \cdot a$ . Da alle Spulendaten bekannt sind und das Galvanometer geeicht ist, kann aus dem Induktionsgesetze

$$E \cdot \Delta t = \mu_0 \cdot n \cdot F \cdot \mathfrak{S}$$

die Induktionskonstante  $\mu_0$  bestimmt werden (Tabelle 4).

Tabelle 4.

Feldspule 1				Induktionsspule 2		Stoß- ausschlag $E \cdot \Delta t$ V · sec	$\mu_0 = \frac{E \cdot \Delta t}{n \cdot F \cdot \mathfrak{S}}$
Windungs- zahl $n_1$	Strom- stärke $I$ A	Länge $l$ cm	$\mathfrak{S} = \frac{I \cdot n_1}{l}$ A/cm	Windungs- zahl $n$	Fläche $F$ cm <sup>2</sup>		
1157	1,0	21,5	53,8	163	16,6	$176 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$
1157	1,5	21,5	80,7	163	16,6	$264 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$

Der genaue Wert ist:  $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-8}$ ; Fehler:  $-7,7\%$ .

Die vollständige Ableitung des Induktionsgesetzes in der eben benutzten Form verlief methodisch folgendermaßen:

1. In einem qualitativen Induktionsversuch beliebiger Anordnung wird dem Stromanzeiger ein veränderlicher Widerstand vorgeschaltet. Bei gleicher Erzeugung des Induktionsvorganges wird der Ausschlag des Stromanzeigers um so kleiner ausfallen, je größer der Vorschaltwiderstand ist. Kennzeichnend für den gleichen wiederholten Induktionsvorgang ist also nicht die erzeugte Stromstärke, sondern die erzeugte Spannung. Der Stromanzeiger ist als Voltmeter zu betrachten, auf das ein „Spannungsstoß“ wirkt und einen Stoßausschlag erzeugt.

2. Was bedeutet am Voltmeter ein Stoßausschlag? Hierauf antwortet das Ergebnis der Eichung nach Fig. 3: Stoßausschlag  $\times$  Galvanometerkonstante  $= E \cdot \Delta t$ .

3. Wir benutzen eine kleine Induktionsspule aus 5 bis 10 Windungen Klingeldraht und einen Stabmagneten. Die Spule wird auf die Mitte des Magneten gehängt, an das geeichte Galvanometer zusammen mit dem Grenzwiderstand angeschaltet und dann über das Polende hinweg abgezogen. Ob wir schneller oder langsamer abziehen, also  $\Delta t$  ändern, spielt keine Rolle, immer erhalten wir denselben Stoßausschlag:  $E \cdot \Delta t$  bleibt konstant.

4. Wir verwenden zwei Induktionsspulen mit 5 und 10 Windungen Klingeldraht, die über gleiche Kerne gewickelt worden sind, also denselben Flächenquerschnitt  $F$  haben. Nacheinander tauchen wir die Spulen in das homogene magnetische Feld zwischen den Polschuhen eines starken Elektromagneten, schalten am Galvanometer an und ziehen die Spulen schnell aus dem Feld heraus. Die „Tauchspulen“ sollen genau senkrecht zu den Feldlinien gehalten werden. Bei doppelter Windungszahl erhalten wir den doppelten Stoßausschlag:  $E \cdot \Delta t \sim n$ .

5. Magnetisches Feld wie bei 4. Wir benutzen zwei kleine Tauchspulen gleicher Windungszahl, die zweite hat aber den doppelten Flächenquerschnitt. Die Spule mit dem doppelten Flächenquerschnitt liefert den doppelten Spannungsstoß:  $E \cdot \Delta t \sim F$ .

6. Die beiden Spulen aus Versuch 5 werden nacheinander von der Mitte desselben Stabmagneten aus über ein Polgebiet hinweg abgezogen. Sie liefern jetzt beide denselben Spannungsstoß:  $F$  bedeutet nur dann den Spulenquerschnitt, wenn das Feld

<sup>1</sup> Die ungeraden und unpraktischen Windungszahlen der Spulen waren durch die zufällige Größe der Spulenkörper bestimmt. Bei einer Neuherstellung ist es für die Vereinfachung der Rechnungen praktisch, die Spulenkörper so zu wählen, daß gerade und einfache Windungszahlen herauskommen.

ausgedehnter ist als die Induktionsspule. Andernfalls bezeichnet  $F$  den Querschnitt des magnetischen Kraftlinienbündels.

7. Die Beziehung  $E \cdot \Delta t \sim \mathfrak{H}$  ergibt sich schließlich aus dem Versuche der Fig. 2, ebenso die Induktionskonstante  $\mu_0$ .

Der eben beschriebene und im Unterricht erprobte Weg zeigt, warum methodisch das Induktionsgesetz in der Form  $E \cdot \Delta t = \mu_0 \cdot n \cdot F \cdot \mathfrak{H}$  für die Schule vom Verfasser vorgezogen wird: Das Gesetz ist restlos quantitativ mit durchaus normalen und einfachen Schulmitteln faßbar, wenn nur die Schulsammlung ein normales Universal-Spiegelgalvanometer besitzt. Dagegen dürfte die experimentelle Behandlung des Gesetzes in einer nach  $E$  aufgelösten Form auf größere technische Schwierigkeiten stoßen, wenn man die auf der rechten Seite der Gleichung dann stehende Änderungsgeschwindigkeit des magnetischen Kraftflusses zahlenmäßig fassen will.

Die bei der eben beschriebenen Ableitung benutzten Tauchspulen richten sich in ihrem Flächenquerschnitt nach der Polschuhgröße des vorhandenen Elektromagneten, in ihrer Windungszahl nach der Empfindlichkeit des vorhandenen Meßinstrumentes. Ihre Spulenkörper stellt man aus Zeichenkarton her, die man über quadratische Holzkörper klebt und nach Fertigstellung der Wicklung vom Holz abzieht. In den Schülerübungen sind diese Tauchspulen zur Messung starker magnetischer Felder brauchbar:  $\mathfrak{H} = \frac{E \cdot \Delta t}{\mu_0 \cdot n \cdot F} \cdot \frac{1}{\mu_0 \cdot n \cdot F}$  ist die „Tauchspulenkonstante“. Man liefert den Schülern hiermit eine einfache und in der Technik übliche Methode zur Messung der magnetischen Feldstärke.

### Eine neue kalorimetrische Bombe zur Messung der Explosionswärme von Sprengstoffen im Schulunterricht.

Von Dr. Wilhelm Bahrdt in Berlin-Lichterfelde.

Die in technischen Betrieben verwendeten Bomben von BERTHELOT und MAHLER sind für den Schulunterricht nicht brauchbar; einfachere kalorimetrische Bomben sind im Handel nicht zu bekommen. So war ich gezwungen, um Explosionswärmen von Sprengstoffen messen zu können, ein geeignetes Kalorimeter selbst zu ersinnen und in einer Gießerei anfertigen zu lassen. Beim Bau mußten folgende Punkte berücksichtigt werden.

1. Die Verbrennungswärme von Sprengstoffen ist im Verhältnis zu der von Heizmitteln recht klein, was sich aus folgender Zusammenstellung ergibt: Nach den Tabellen von LANDOLT-BÖRNSTEIN liefert 1 g beim Verbrennen an Grammkalorien Trinitrobenzol 664, Flintenpulver 731, Kanonenpulver 753, Schießbaumwolle 1056; dagegen beträgt die Verbrennungswärme von lufttrockenem Holz 3000, lufttrockenem Torf 3500, Braunkohle 4500, Äthylalkohol 7000, Steinkohle 7200, Holzkohle 8000, Petroleum und Leuchtgas 12000 und Wasserstoff 34000 kal. 2. Der Druck der im Augenblick der Explosion sich bildenden Gasschwaden bei einer Temperatur, die zwischen 2000° und 3000° liegt, muß nach den Gasgesetzen von BOYLE-MARIOTTE-GAY-LUSSAC schätzungsweise den 10fachen Wert der auf Zimmertemperatur abgekühlten Gase besitzen. Berechnet man beispielsweise für Schießbaumwolle (11fach nitririerte Zellulose) nach den von BERTHELOT ausgeführten Analysen der Explosionsgase das Volumen dieser Gase nach der Zersetzungsgleichung



so erhält man aus 2286 g Schießbaumwolle 1971 l Gasschwaden i. N., wobei das entstehende Wasser rein rechnerisch den Gasschwaden zugerechnet worden ist; 1 g Schießbaumwolle liefert also 862 cm<sup>3</sup> Explosionsgase i. N. Nimmt man für den Augenblick der Explosion das 10fache Volumen an, so füllt dieses den Innenraum der Bombe, der bei meinem Kalorimeter 402 cm<sup>3</sup> betrug; aus diesen Zahlen ergibt sich für den Augenblick der Verpuffung der Überdruck 21,4 Atmosphären im Innern des Kalorimeters. 3. Um die Wärmeausstrahlung des Kalorimeters auf ein Mindestmaß zurückzuführen,

war die Forderung zu erfüllen, daß die Bombe bei vorgeschriebenem Rauminhalt eine möglichst kleine Oberfläche haben müsse; nur eine zylindrische Gestalt kam in Frage. Die mathematische Lösung dieser Aufgabe ergab die Forderung, daß der senkrechte Querschnitt der Bombe quadratisch sein müsse.

Diese drei Punkte bestimmten den Bau der kalorimetrischen Bombe. Wegen des starken Gasdruckes mußten die Wände eine genügende Dicke haben; das Innenvolumen durfte nicht zu klein werden, weil im Maße der Verkleinerung der Druck sich vergrößerte; es durfte auch nicht zu groß werden, weil mit dem Gewichte der Wasserwert des Gefäßes anstieg und dieses Anwachsen wegen der geringen Verbrennungswärme des Pulvers nicht erwünscht war. Um allen diesen einander widerstreitenden Forderungen gerecht zu werden, verzichtete ich auf die bei der BERTHELOTSchen Bombe benutzte Art, die bei der Explosion entstehende Wärmemenge durch Abgabe an ein mit Wasser gefülltes

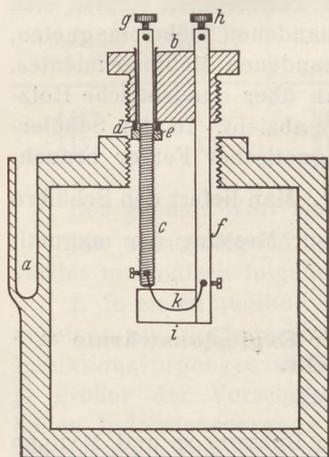


Fig. 1. Bau der kalorimetrischen Bombe.

Kalorimeter zu messen; die Wandung der Bombe selbst sollte als kalorimetrische Substanz dienen. Die Funktion, die bei einem Wasserkalorimeter der Rührer ausübt, sollte hier durch die Wärmeleitfähigkeit der Metallwandung ersetzt werden. Die drei notwendigen Eigenschaften der Bombe müssen hiernach sein: 1. Geringer Wasserwert; 2. starke Wandung; 3. gute Wärmeleitfähigkeit der Wandung. Hiernach ließ ich in einer Aluminiumgießerei das folgende von mir in zahlreichen Versuchen erprobte Gerät anfertigen.

Ein zylindrisches Gefäß (Fig. 1), aus Aluminium gegossen, hat die Außenhöhe 10 cm, den Außendurchmesser 10 cm und die Wandstärke 1 cm. Die Wandung ist an einer Stelle (a), in die ein Thermometer eingeführt wird, um einige Millimeter verstärkt worden. An dieser Stelle befindet sich eine 4 cm tiefe und 0,7 cm weite Bohrung für das Thermometer. Ein Verschlußstöpsel (b) läßt sich mittels eines groben Gewindes in die kreisrunde Zugangsöffnung der Bombe schrauben. Stöpsel und Öffnung haben den Durchmesser 2,7 cm. Zur Abdichtung liegt zwischen Stöpselrand und Halsrand der Bombe eine Lederseiche; der Stöpselrand hat die Form eines regelmäßigen Sechsecks, so daß eine Zange oder ein Schraubenschlüssel eine bequeme Angriffsfläche beim Anziehen des Stöpsels zwecks luftdichten Abschlusses vorfindet. Die Entzündung des Pulvers erfolgt durch einen elektrischen Glühdraht. Der Zündstrom wird in das Innere der Bombe durch zwei 0,5 cm starke Messingstäbe durch den Stöpsel eingeführt. Der eine Stab (c) ist durch ein Stück Kautschukschlauch vom Metall des Stöpsels luft- und stromdicht isoliert; der andere Stab (f) ist einfach in den Stöpsel eingeschraubt worden. Um ein Herauspressen des Stabes (c) bei der Explosion zu verhindern, ist er durch eine Lederseiche (d) und eine Messingschraubenmutter (e) geschützt. Die Stromverbindung geschieht durch die beiden Klemmschrauben g und h. Der Stab (f) trägt an seinem unteren Ende zur Aufnahme des Pulvers einen Trog (i) aus Messing. Die Entzündung des Pulvers erfolgt durch einen 0,1 mm dicken Chromnickeldraht (k)<sup>1</sup>, der durch kleine Klemmen zwischen beide Zuleitungsstäbe gespannt wird. Der Entzündungsstrom hat die Stärke 0,6 bis 0,9 Ampere und wird einer 4-Volt-Batterie entnommen. Der Chromnickeldraht hat gegenüber einem dünnen Eisendraht den Vorzug, daß er während des Glühens nicht oxydiert. Wegen dieser Eigenschaft läßt er sich unbegrenzte Zeit im Glühzustand erhalten, ohne durchzubrennen. Bei schwacher Rotglut haben 54 mm dieses Drahtes den Widerstand 1 Ohm. Die zulässige Höchsttemperatur soll nach Angaben des Lieferers 1150° betragen. In den meisten Fällen hielt ein Draht

<sup>1</sup> Bezugsquelle: Eltruco, Elektrogesellschaft, Berlin S 42, Prinzenstraße 98.

mehrere Pulververbrennungen durch. Bei den Versuchen wurden bis 1g Pulver benutzt, auf der chemischen Waage gewogen. Sie wurden nach der Einspannung des Glühdrahtes in den Trog geschüttet, so daß dieser teilweise vom Pulver verdeckt war. In geringer Höhe über der Oberfläche des Pulvers wurde ein kleiner Schirm aus Asbestpappe zwischen die Zuleitungsstäbe geklemmt, damit die Flamme sich nicht nur nach oben, sondern auch nach den Seiten ausbreiten konnte und die erstmalige Erwärmung sich nicht auf die oberen Wandungen der Bombe beschränkte.

Als Thermometer wurde bei allen Versuchen ein in  $\frac{1}{10}^{\circ}\text{C}$  eingeteiltes Thermometer benutzt, das in die Öffnung (a) der Wandung hineinpaßte. Die hundertstel Grade wurden geschätzt. Da die Temperaturanstiege bei den Einzelversuchen zwischen  $1^{\circ}$  und  $5^{\circ}$  lagen, so wurden bei der für Schulversuche dieser Art statthafter Fehlergrenze, die einige Prozent beträgt, eine genügende Zahl Ziffernwerte abgelesen.

Bei Verbrennungen wurde als Anfangstemperatur des Kalorimeters mit Vorliebe eine Temperatur gewählt, die in der Nähe der Zimmertemperatur lag; die Aus- oder Einstrahlung von Wärme vor der Verbrennung wurde dadurch möglichst klein gehalten. Nach der Verbrennung war der Temperaturunterschied gegen die Umgebung schon größer und damit auch die Ausstrahlung. Um aber jederzeit eine Korrektur an den gemessenen Thermometerwerten anbringen zu können, wurde ein für allemal die Strahlungskurve des Kalorimeters festgelegt, und zwar für kleine Temperaturunterschiede gegenüber der Zimmertemperatur. Das Temperaturgefälle, d. h. der Temperaturabfall oder -anstieg je Minute, ist eine kennzeichnende Eigenschaft des Kalorimeters und wurde daher ein für allemal durch eine Messung bestimmt, die sich über  $1\frac{1}{2}$  Stunden Strahlungszeit erstreckte. Sie ist in der beigegebenen Tabelle 1 verzeichnet. Zu erwähnen ist hierbei, daß bei dem Versuche das Kalorimeter in ein weiteres Schutzgefäß aus dünnem Eisenblech gestellt war, das es weder am Boden noch an dem Mantel berührte.

Tabelle 1. Abhängigkeit des Temperaturgefälles von dem Unterschiede zwischen Kalorimetertemperatur und Umgebungstemperatur.

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
Zeit Uhr	Zeitdifferenz in Anzahl Min.	Temperatur des Kalorimeters	Temperatur- unterschied	Temperatur- gefälle in 1 Min.	Zimmer- temperatur	Unterschied zwischen Zimmertempe- ratur und Kalorimeter- temperatur
8 <sup>34</sup>		10,85 <sup>0</sup>			18,6 <sup>0</sup>	7,75 <sup>0</sup>
8 <sup>44</sup>	10	11,60 <sup>0</sup>	0,75 <sup>0</sup>	0,075 <sup>0</sup>	18,5 <sup>0</sup>	6,90 <sup>0</sup>
8 <sup>54</sup>	10	12,26 <sup>0</sup>	0,66 <sup>0</sup>	0,066 <sup>0</sup>	18,5 <sup>0</sup>	6,24 <sup>0</sup>
9 <sup>06</sup>	12	12,98 <sup>0</sup>	0,72 <sup>0</sup>	0,060 <sup>0</sup>	18,5 <sup>0</sup>	5,52 <sup>0</sup>
9 <sup>17</sup>	11	13,51 <sup>0</sup>	0,53 <sup>0</sup>	0,048 <sup>0</sup>	18,5 <sup>0</sup>	4,99 <sup>0</sup>
9 <sup>27</sup>	10	13,95 <sup>0</sup>	0,44 <sup>0</sup>	0,044 <sup>0</sup>	18,5 <sup>0</sup>	4,55 <sup>0</sup>
9 <sup>46</sup>	19	14,69 <sup>0</sup>	0,74 <sup>0</sup>	0,039 <sup>0</sup>	18,5 <sup>0</sup>	3,81 <sup>0</sup>
10 <sup>03</sup>	17	15,25 <sup>0</sup>	0,56 <sup>0</sup>	0,033 <sup>0</sup>	18,6 <sup>0</sup>	3,35 <sup>0</sup>
10 <sup>22</sup>	19	15,81 <sup>0</sup>	0,56 <sup>0</sup>	0,029 <sup>0</sup>	18,6 <sup>0</sup>	2,79 <sup>0</sup>
10 <sup>48</sup>	26	16,33 <sup>0</sup>	0,52 <sup>0</sup>	0,020 <sup>0</sup>	18,5 <sup>0</sup>	2,17 <sup>0</sup>
11 <sup>11</sup>	23	16,66 <sup>0</sup>	0,33 <sup>0</sup>	0,014 <sup>0</sup>	18,4 <sup>0</sup>	1,74 <sup>0</sup>

In dieser Tabelle wurden die Spalten 1, 3 und 6 durch Beobachtung gefunden, die übrigen berechnet. Aus den Spalten 5 und 7 erkennt man die funktionale Abhängigkeit der Wärmeein- oder -ausstrahlung des Kalorimeters von seinem Temperaturunterschied gegen die Umgebung; für das von mir benutzte Kalorimeter läßt sich diese Abhängigkeit in die folgende Gedächtnisregel zusammenfassen: Besteht ein Temperaturunterschied zwischen Kalorimeter und Umgebung, so ist das Temperaturgefälle in jeder Minute gleich dem hundertsten Teile des Temperaturunterschiedes zwischen Kalorimeter und Umgebung.

Als zweite kennzeichnende Eigenschaft des Kalorimeters ist sein Wasserwert anzusehen. Da diese Größe bei jedem Versuch über Explosionswärmen in die Rechnung eingeht, so ist sie so genau wie möglich zu ermitteln. Dies geschieht entweder durch reine Berechnung mit Hilfe der bekannten spezifischen Wärme von Aluminium oder durch einen Versuch.

Die Masse der Bombe beträgt 1214 g, die spezifische Wärme des Aluminiums 0,22; der Wasserwert ist gleich dem Produkt aus beiden, also 267.

Die kalorimetrische Messung erfolgt nach dem Mischungsverfahren. Die auf  $T^0$  erhitze Bombe (ohne Stöpsel) wird mit Wasser (400 g) von Zimmertemperatur  $t^0$  gefüllt. Wenn die Mischungstemperatur  $\tau^0$  gemessen wird, so ist der gesuchte Wasserwert

$$x = \frac{400 \cdot (\tau - t)}{T - \tau}.$$

Bei der Messung der drei Temperaturen wurde die Temperatur  $t$  des Wassers derjenigen des Zimmers gleich gemacht; es wurde gemessen  $t = 14,3^0$ ; die Werte für  $T$  und  $\tau$  jedoch wurden durch eine Beobachtungsreihe von Strahlungsversuchen gewonnen, die in der Tabelle 2 festgelegt ist.

Tabelle 2.

Zeit in Minuten .	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	14	17
Temperatur des Kalorimeters . .	65,0	64,2	63,35	62,5	61,5	60,5	—	—	35,4	32,4	30,9	30,0	29,7	29,2	28,7

Nach 5 Minuten wurde das Wasser in die Bombe gegossen; als Stichzeit für die Mischungstemperatur wurde der Beginn der 6. Minute gewählt. Die Temperaturen nach 6 und 7 Minuten wurden nicht notiert, weil das Aluminium noch nicht zum Ausgleich mit der Temperatur des Wassers gelangt war; aus demselben Grunde wurden auch die Messungen nach 8, 9 und 10 Minuten nicht gewertet; erst von der 11. Minute ab beginnt der Temperaturabfall, gesetzmäßig zu werden. Durch Extrapolation der Zahlenwerte für die Zeit von der 11. bis zur 17. Minute auf die Stichzeit (Beginn der 6. Minute) wurde als Mischungstemperatur  $\tau = 31,2^0$  ermittelt. Der Wert für  $T$  wurde durch Extrapolation der Messungen nach 3; 4 und 5 Minuten auf die Stichzeit (6. Minute) zu  $T = 59,5^0$  gefunden. Durch Einsetzen dieser Werte in die obige Gleichung erhält man

$$x = \frac{400 \cdot (31,2 - 14,3)}{59,5 - 31,2} = 239.$$

Hierzu ist noch der Wasserwert des Stöpsels zu zählen. Seine Masse beträgt 117 g, also sein berechneter Wasserwert 26. Der gesamte Wasserwert des Kalorimeters ist hiernach 265 g. Bei allen folgenden Berechnungen habe ich den Mittelwert 266 g für den Wasserwert eingesetzt.

Die Konstanten der kalorimetrischen Bombe sind folgende: Masse 1214 g, Wasserwert 266 g, Innenraum 402 cm<sup>3</sup>.

Messung der Verbrennungswärme von Pulver. Es werden 0,5 bis 1 g der zu untersuchenden Pulversorte auf der chemischen Waage abgewogen, bei Schwarzpulver bis 2 g. Man zieht den Zünddraht  $k$  ein und biegt ihn so weit in die Mulde  $i$ , daß das später einzuschüttende Pulver ihn teilweise bedeckt. Darauf verdrängt man die im Innern der Bombe befindliche Luft durch Kohlendioxyd — die Notwendigkeit dieser Maßnahme wird weiter unten erörtert —, fettet den Dichtungsring ein, schüttet das Pulver in den Trog  $i$ , führt diesen in die Halsöffnung ein und verschraubt den Stöpsel fest durch Anziehen mit einem Schraubschlüssel. Darauf verbindet man die Pole einer Akkumulatoren-Doppelzelle (4 Volt) mit den Klemmen unter Einschaltung eines Stromunterbrechers und eines Amperemeters, das bis 1 Ampere Strom anzeigt, und steckt zuletzt das Thermometer in die vorgesehene Bohrung  $a$ .

Nachdem man eine kurze Zeit gewartet hat, um einen Temperatenausgleich im Kalorimeter zu erreichen, liest man die Anfangstemperatur ab. Will man eine Korrektur

infolge Strahlung vornehmen, so wird auch die Zimmertemperatur gemessen; die Korrektur ist jedoch überflüssig, wenn Anfangstemperatur und Zimmertemperatur sich um weniger als  $2^{\circ}$  unterscheiden. Jetzt erfolgt die Zündung, erkennbar am Ausschlag des Amperemeters und am Steigen der Kalorimetertemperatur. Nach 3 bis 5 Minuten Wartezeit, die für den Temperaturausgleich nötig ist, wird die Endtemperatur des Kalorimeters abgelesen. Die Temperaturerhöhung  $t^{\circ}$  wird berechnet. Dann hat 1 g des Pulvers die Verbrennungswärme  $Q = \frac{w \cdot t}{m}$ , wenn  $w$  den Wasserwert und  $m$  die Masse des Pulvers bedeuten.

Aus Sicherheitsgründen habe ich einmal zur Prüfung der Kalorimeterwandung und der Stöpselverschraubung die Menge 2,5 g Blättchenpulver, die gleich der  $2\frac{1}{2}$ - bis 5-fachen Normladung ist, in der Bombe zur Explosion gebracht; Wandung und Stöpsel hielten den Druck aus.

Beispiel:  $m = 0,5365$  g Blättchenpulver;  $t = 1,23^{\circ}$ ;  $w = 266$  g. Daraus ergibt sich  $Q = 610$  kal.

Warum ist die Füllung des Kalorimeters mit Kohlendioxyd nötig? Bei meinen ersten Versuchen waren die Verbrennungswärmen durchweg mehr als doppelt so groß, wie die aus Tabellen entnommenen Werte angaben. Ich forschte nach der Ursache dieses Verhaltens und fand, daß die meisten der möglichen Fehlerquellen in der umgekehrten Richtung wirken mußten: Lockerer Verschluß des Abdichtungsringes, der zur Folge haben mußte, daß die warmen Gasschwaden teilweise entwichen; Strahlungsverluste an Wärme; teilweises Abbrennen des Pulvers, hervorgerufen durch Fortschleudern von unverbrannten Pulverkörnchen durch die erste Luftdruckwelle im Augenblick der Entzündung oder durch unbedachtes Verschütten beim Einschrauben des Stöpsels. Es blieben nur drei Ursachen übrig, die zu hohe Werte für die Verbrennungswärmen erklären konnten: 1. Bessere Qualität der modernen Pulversorten; 2. schlechte Wärmeleitfähigkeit der Kalorimeterwandung; 3. Einfluß der Luft im Innern der Bombe auf die Wärmeentwicklung. Den ersten Grund verwarf ich, weil die meisten Pulversorten Körper sind, die durch Auflösen von Schießbaumwolle hergestellt werden; zwar unterscheiden sich die Arten der Schießbaumwolle durch den Grad der Nitrierung, doch ist jede Art für sich ein Körper bestimmter Zusammensetzung, deren Zerfall von einer konstanten Wärmetönung begleitet sein muß. Den zweiten Grund untersuchte ich experimentell. Der Trog, in dem das Pulver verbrannte, schirmte die unteren Teile der Kalorimeterwandung gegen eine unmittelbare Berührung mit der Stichflamme des verpuffenden Pulvers ab; diese traf im wesentlichen den oberen Teil der Kalorimeterwandung, die mit dem Thermometer in Berührung war. Vielleicht wurde der weitaus größere Teil der Wärme nur an diesen oberen Teil abgegeben, und die Wärmeleitfähigkeit des Metalls war so schlecht, daß dieser Zustand minutenlang unverändert blieb? Ich schirmte also zunächst den oberen Teil des Kalorimeters durch eine Scheibe aus Asbestpappe ab, die wenige Millimeter über dem Pulver an den beiden Messingstäben eingeklemmt wurde; die gemessenen Verbrennungswärmen behielten dieselbe Höhe wie früher. Dann untersuchte ich die Trägheit des Kalorimeters in Bezug auf die Wärmeleitung. Die kleine Sparflamme eines Bunsenbrenners wurde jedesmal 6 Minuten lang und stets in demselben Abstand von der Oberfläche gegen eine Stelle des Kalorimetermantels gerichtet, die einmal möglichst weit vom Thermometer nahe der Bodenwandung lag, das andere Mal an der gegenüberliegenden Stelle, ebenfalls nahe der Bodenwandung. Von Minute zu Minute wurden die Thermometerablesungen notiert, und zwar auch noch 6 Minuten nach Wegnahme des Bunsenbrenners. Der Erfolg war: die Höchsttemperatur wurde im ersten Falle zwei Minuten später erreicht, als im zweiten Fall, die Gesamttemperaturerhöhung war bei beiden Versuchen die gleiche; die zwei Minuten stellten also die Trägheit der Kalorimeterwandung in Bezug auf Wärmeleitfähigkeit dar. Hiermit war auch die zweite Ursache als Erklärungsversuch für die zu hohen Werte der gemessenen Verbrennungswärmen abgetan. Als letzte

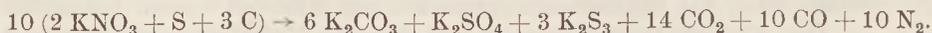
mögliche Ursache blieb also nur eine Mitwirkung der Luft bei der Verbrennung des Pulvers übrig. Ich stelle drei Messungsergebnisse nebeneinander, die ich für die Verbrennungswärme von 1 g derselben Pulversorte erhielt; bei der ersten Messung war das Kalorimeter mit reinem Sauerstoff, bei der zweiten mit Luft, bei der dritten mit Kohlendioxyd gefüllt: 2660 kal; 1510 kal; 610 kal. Diese Zahlen beweisen, daß die Gasfüllung von ausschlaggebendem Einfluß ist; diese Tatsache erscheint als Selbstverständlichkeit, wenn man in Betracht zieht, daß in den Zersetzungsgasen Kohlenoxyd und Wasserstoff in großen Mengen auftreten, die sich bei der hohen Explosionstemperatur mit dem Sauerstoff der Umgebung verbinden.

Die Bedeutung der Verbrennungswärme von Pulversorten liegt in der Möglichkeit, mit ihrer Hilfe die Verbrennungstemperatur und den Druck der Pulvergase bei der Explosion gegen die umgebenden Wände angenähert zu berechnen. Zur Lösung dieser Aufgabe beachte man die folgenden Begriffsbestimmungen und Gedankengänge, bei denen die Mengen des Sprengstoffs stets in g, die Gasvolumina in ccm und die Temperaturen in Celsiusgraden ausgedrückt wurden:  $\alpha = \frac{1}{273}$  ist der Ausdehnungskoeffizient der Gase;  $v_0$  ist das auf den Normalzustand (0° und 1 Atm) zurückgeführte Volumen der aus 1 g Sprengstoff entwickelten Explosionsgase;  $v_0$  ist für jeden Sprengstoff eine kennzeichnende Konstante;  $m$  ist die Menge in Gramm des zur Explosion gelangenden Sprengstoffs;  $v$  ist der Raum in Kubikzentimetern, in dem die Explosion stattfindet; in der Praxis ist  $v$  der Rauminhalt des Sprengloches, bzw. des Geschütz- oder Gewehrlaufes; explodiert der Körper „im eigenen Raume“, so ist  $v$  gleich dem Quotienten aus der Masse und dem spezifischen Gewichte des Sprengstoffs.

Das Kovolumen  $a$  ist der kleinste Raum in ccm, auf den sich die aus 1 g Explosionsstoff entstehenden Gasschwaden noch gerade zusammenpressen lassen, auch wenn der Druck beliebig vergrößert wird; eine weitere Zusammenpressung ist durch Erhöhung des Druckes nicht mehr erreichbar. Man setzt bei Berechnungen  $a = \frac{v_0}{1000}$ ;  $u$  ist der Raum in ccm, den die aus 1 g Explosionsstoff entstehenden festen Explosionsprodukte (mit der Masse  $\mu$ ) einnehmen. Man berechnet  $u$  als Quotienten aus der Masse  $\mu$  und ihrem spezifischen Gewicht. Wenn der Rauminhalt des Sprengloches für  $m$  g Sprengstoff gleich  $v$  ist, so ist der tatsächliche Explosionsraum nur gleich  $v - m(a + u)$ .  $Q$  ist die Anzahl Grammkalorien, die von 1 g Sprengstoff bei der Explosion entwickelt werden.  $t$  ist die Explosionstemperatur. Bedeutet  $c$  die mittlere spezifische Wärme der Sprenggase zwischen dieser Temperatur und der Umgebungstemperatur, so ist  $Q = c \cdot t$ . Hieraus erhält man  $t = \frac{Q}{c}$ . Diese theoretisch berechnete Temperatur ist wohl höher als die tatsächliche Verbrennungstemperatur, und zwar aus folgendem Grunde: Die Größe  $c$  für Gase ist bei hohen Temperaturen und Drucken nicht mit Sicherheit bekannt; doch weiß man, daß ihr Wert größer ist als die in Tabellen angegebenen Werte für die spezifische Wärme von Gasen bei niederen Wärmegraden.  $P$  ist der Gasdruck in Atmosphären, der bei der Explosion von  $m$  g Sprengstoff in dem für die Sprengung zur Verfügung stehenden Sprengraum  $v$  ccm erzeugt wird.  $P$  läßt sich nach dem BOYLE-MARIOTTE-GAY-LUSSACSchen Gesetz berechnen durch die Gleichung  $P = \frac{m \cdot v_0 (1 + \alpha t)}{v - m(a + u)}$ .

Als Beispiel für praktische Berechnungen sei zum Schluß folgende Aufgabe angeführt.

Aufgabe: Mit der kalorimetrischen Bombe hat man bei der Explosion von 1 g Schwarzpulver, dessen spezifisches Gewicht 1,5 ist, die Wärmemenge  $Q = 540$  Kalorien gemessen. Die Zersetzung dieses Pulvers, dessen Zusammensetzung der Formel  $2 \text{KNO}_3 + \text{S} + 3 \text{C}$  entspricht, geht nach NOBLE und ABEL nach der Gleichung vor sich:



Die mittlere spezifische Wärme der Explosionsgase sei 0,24. Nach diesen Angaben ist zu berechnen 1. die Menge  $v_0$  der Explosionsgase i. N. für 1 g Pulver; 2. die Explosions-

temperatur  $t$ ; 3. der Druck in Atmosphären im Augenblick der Explosion, wenn 1 g a) in der kalorimetrischen Bombe mit dem Rauminhalt 402 ccm, b) in seinem eigenen Volumen explodiert und das mittlere spezifische Gewicht der festen Explosionsprodukte 2,4 ist.

Lösung: 2702 g Schwarzpulver liefern 1526 g feste Stoffe und 761 600 cm<sup>3</sup> Gasschwaden i. N. 1 g Schwarzpulver liefert also  $v_0 = 282$  cm<sup>3</sup> i. N. Gasschwaden und

0,565 g feste Stoffe.  $t = 540^{\circ} : 0,24 = 2250^{\circ}$ .  $P_a = \frac{282 \left(1 + \frac{2250}{273}\right)}{402} = 6,45$  Atm. Es ist

$a = \frac{282}{1000} = 0,282$  cm<sup>3</sup>;  $u = \frac{0,565}{2,4} = 0,235$  cm<sup>3</sup>;  $m = 1$ ;  $v = \frac{1}{1,5} = 0,667$  cm<sup>3</sup>. Also wird

$$P_b = \frac{282 \cdot \left(1 + \frac{2250}{273}\right)}{0,667 - (0,282 + 0,235)} = 17\,296 \text{ Atm.}$$

Außer für ihren eigentlichen Bestimmungszweck ist die kalorimetrische Bombe noch für andere Messungen geeignet, von denen zwei erwähnt seien.

Messung des Wärmeäquivalents von einem Watt. Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 2 ersichtlich. In den Hauptstrom einer dreizelligen Akkumulatorenbatterie sind die kalorimetrische Bombe, ein Stromunterbrecher und ein Amperemeter, das bis 1 Ampere Strom zeigt, eingeschaltet; im Nebenstrom liegt ein Voltmeter. Der Glühdraht ist länger genommen als bei den Verbrennungen. Bei dem Versuch, der in Tabelle 3 aufgezeichnet ist, betrug die Länge 5,4 cm. Als das Thermometer die konstante Anfangstemperatur 20,30° anzeigte, die mit der Lufttemperatur 20,3° übereinstimmte, wurde der Strom eingeschaltet und in Abständen von je 1 Minute Temperatur, Amperezahl und Voltzahl abgelesen und aufgeschrieben. Nach 10 Minuten Stromverbrauch wurde der Strom unterbrochen; die Temperaturen wurden jedoch weiter abgelesen; die Trägheit des Kalorimeters bewirkte nach der Stromunterbrechung ein Anwachsen der Temperatur, das noch 4 Minuten lang anhielt und nach weiteren 2 Minuten infolge Ausstrahlung in einen Temperaturverlust überging.

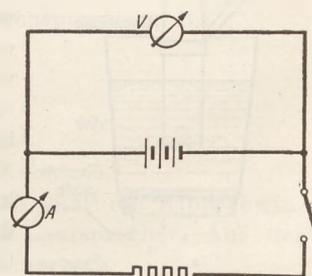


Fig. 2. Versuchsanordnung zur Messung des Wärmeäquivalents von 1 Watt.

Tabelle 3.

Nach Zahl Minuten	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Temperatur . . .	20,30	,40	,55	,73	,92	21,12		,52			22,13	,27	,31	,32	,34	,34
Amperezahl . . .	0,605															
Voltzahl . . . .	6,04															

Bezeichnet man die Wärmemenge, die 1 Watt in 1 Sekunde liefert, mit  $x$  kal, so ist die Gesamtwärme, die vom Glühdraht an das Kalorimeter gegeben ist, gleich  $x \cdot 6,04 \cdot 0,605 \cdot 10 \cdot 60$ . Andererseits ist die vom Kalorimeter aufgenommene Wärmemenge gleich  $266 \cdot (22,34 - 20,30)$ . Durch Gleichsetzen beider Größen erhält man eine Gleichung, aus der für  $x$  der Wert 0,246 kal. folgt. Wenn man bedenkt, daß dieses Ergebnis mit den Fehlern der beiden elektrischen Meßinstrumente behaftet ist, so ist seine Abweichung von dem richtigen Wert 0,239 kal. als recht gering zu bezeichnen.

Als zweite Messung sei die thermochemische Bestimmung der Wärmetönung in der Gleichung  $Mg + H_2 SO_4 = Mg SO_4 + H_2 + x$  kal genannt.

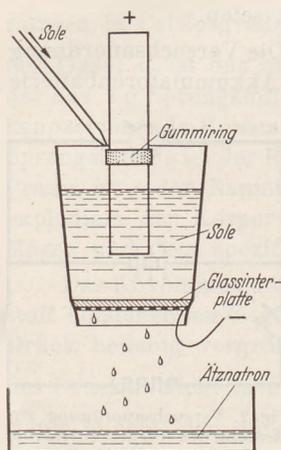
Es wurden 45 g verdünnte Schwefelsäure — ihre spezifische Wärme ist im folgenden gleich 1 angenommen worden — in das Kalorimeter gegossen, dessen Wasserwert nunmehr  $266 + 45 = 311$  war. Hineingeworfen wurden 0,3655 g Magnesiumband. Bei festverschraubtem Kalorimeter stieg die Temperatur von 18,16° innerhalb von

7 Minuten auf  $24,00^{\circ}$ , d. h. um  $5,84^{\circ}$ . Hieraus findet man die Wärmemenge für 1 Gramm-atom Magnesium ( $Mg = 24,32$ ) gleich 121000 kal. Bei zahlreichen Versuchen habe ich feststellen können, daß die verdünnte Säure die Aluminiumwandung nicht angegriffen hat.

Die Bombe, die durch Vermittelung des Verfassers (Berlin-Lichterfelde, Schottenmüllerstr. 32) von einer Berliner Aluminiumgießerei hergestellt wird, kostet 36 RM.

## Für die Praxis.

**Eine einfache Versuchsanordnung zur Chloralkali-Elektrolyse.** Von Prof. Dr. P. Gruber-Rehenburg in Bruck a/Mur. Die Elektrolyse wässriger Kochsalzlösungen ist heute in der Industrie einer der wichtigsten elektrochemischen Vorgänge. Sie liefert Chlor, das für Bleichmittel, anorganische und organische Verbindungen (z. B. die nichtbrennbaren Fettlösungsmittel) dient, dann Ätznatron und Wasserstoff.

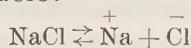


Versuchsanordnung zur  
Chloralkali-Elektrolyse.

Die nachstehende Versuchsanordnung für das technisch ausgeübte „Billiterverfahren“ gibt die Möglichkeit, unter Anwendung einfachster Mittel das Wesentliche dieses zunächst verwickelt erscheinenden Vorganges im Unterricht anschaulich vorzuführen.

Als Elektrolysegefäß (siehe die Figur) benutzt man am bequemsten eine käufliche Glassinternutsche (Schott, Jena). Als Anode dient ein Graphit- oder Kohlestab, als Kathode ein kreisrundes Stück Eisendrahtnetz mit eiserner Stromzuführung, das an der Glassinterplatte anliegt. Der Zufluß der aus dem Glasrohr austretenden Kochsalzlösung wird mittels Quetschhahns so eingestellt, daß über dem Filterboden stets eine genügend hohe Salzlösung steht. Die Flüssigkeit tritt durch die Sinterplatte hindurch an die Kathode heran und tropft schließlich herab. Zur Elektrolyse ist Gleichstrom von 4 bis 5 Volt Spannung nötig. Das Chlor entweicht dann in Blasen am Graphitstab. Es kann durch die üblichen Reagenzien leicht nachgewiesen werden, z. B. durch die Bläuung von Jodkalistärkepapier oder, bei längerer Versuchsdauer, durch den Geruch. Die aus der Glassinterplatte abtropfende Kochsalzlösung enthält Ätznatron. In der Flüssigkeit, die man in einer untergestellten Schale auffängt, weist man den Gehalt an Ätznatron durch die Rotfärbung von Phenolphthaleinlösung oder mit Hilfe irgend eines andern Indikators nach.

Die Glassinterplatte wirkt als „Diaphragma“ und soll die Einwirkung des anodisch gebildeten Chlors auf die an der Kathode entstehende Natronlauge verhindern. Wendet man kein Diaphragma an (läßt man Anolyt und Katolyt sich vermengen), so erhält man Bleichlauge mit Gehalt an  $\text{NaClO}$ .



Der Anodenvorgang ist:  $2 \overset{-}{\text{Cl}} - 2 \ominus \rightarrow 2 \text{Cl}$ ; der Kathodenvorgang ist:  $2 \overset{+}{\text{H}} + 2 \ominus \rightarrow 2 \text{H}$ .

Die übrig bleibenden  $\overset{-}{\text{OH}}$ - und  $\overset{+}{\text{Na}}$ -Ionen geben an der Kathode  $\text{NaOH}$ .

Selbstverständlich kann als Elektrolysegefäß z. B. auch ein Becherglas mit abgesprengtem Boden oder ein Glasrohrabschnitt gewählt werden. Als Diaphragma kann dann eine geeignete poröse Platte eingebaut werden. In der technischen Praxis verwendet man „pastenförmige“ Diaphragmen aus Asbestfasern und Bariumsulfatpulver.

**Kippschwingungen.** Von E. Schaper in Hildesheim. Kippschwingungen, die in der Technik heute von großer Bedeutung sind (Fernsehen), stellt man sich nach nebenstehender Zeichnung leicht her (siehe die Figur).

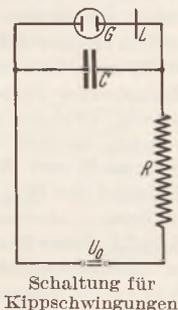
Als Spannungsquelle  $U_0$  benutze ich entweder den Gleichstrom der städtischen Leitung (220 Volt) oder eine Anodenbatterie. Bei  $G$  befindet sich eine Glühlampe (Nr. 7148 des Verzeichnisses der Phywe) oder ein Neonglimmlämpchen (Nr. 6360 der Phywe). In beiden Fällen ist auf richtige Polung zu achten. Die Kondensatoren bei  $C$ , die Hochohmwiderstände bei  $R$  wie auch die Spannung  $U_0$  sind veränderlich. Ich gebe einige Beispiele:

1. Glühlampe Nr. 7148.

$U_0 = 220$ Volt	$R = 5$ M $\Omega$	$C = 4$ $\mu$ F	$T = 2$ sec
	$2$ M $\Omega$	$0,5$ $\mu$ F	$0,14$ sec
	$1$ M $\Omega$	$1$ $\mu$ F	$0,1$ sec

2. Neonglühlämpchen Nr. 6360.

$U_0 = 140$ Volt	$R = 5$ M $\Omega$	$C = 3$ $\mu$ F	$T = 0,6$ sec
	$5$ M $\Omega$	$1$ $\mu$ F	$0,3$ sec



Bei kurzen Schwingungen benutze ich zur Auflösung den Drehspiegel; z. B.:

3. Glühlampe Nr. 7148.

$U_0 = 220$ Volt	$R = 1$ M $\Omega$	$C = 0,1$ $\mu$ F
	$1$ M $\Omega$	$10000$ p F
	$1$ M $\Omega$	$5000$ p F

Schaltet man bei  $L$  einen Lautsprecher ein, so hat man jetzt die Kippschwingungen gleichzeitig sichtbar im Drehspiegel und hörbar im Lautsprecher. Aus der Tonhöhe kann man außerdem die Schwingungszahl bestimmen.

Wer einen Kathodenstrahl-Oszillographen zur Verfügung hat, kann sich die Schwingungen auf den Leuchtschirm aufschreiben lassen. Bei Gleichlauf der zu untersuchenden Schwingung mit jener der Röhre erhält man die kennzeichnende Sägezahnkurve als stehendes Bild.

## Berichte.

### 2. Forschungen und Ergebnisse.

**Erzeugung und Nachweis von freien Radikalen in Gasreaktionen.** Von W. GROTH in Hamburg.

Der Begriff des freien Radikals, dessen wechselvolles Schicksal von P. WALDEN (1)<sup>1</sup> in seiner „Chemie der freien Radikale“ ausführlich beschrieben wurde, kann mit H. WIELAND (2) bestimmt werden als ein freier, ungesättigter Komplex von atomartigem Charakter und von abnormer Valenzzahl, der aber keine elektrische Ladung trägt — also verschieden von einem Ion ist. Diese Atomgruppen kehren in zahlreichen Verbindungen wieder und haben besonders in der organischen Chemie seit langem eine zwar nur gedankliche, aber dennoch wichtige Rolle gespielt, die vor allem durch die Dissoziationstheorie der Lösungen weiterentwickelt wurde.

Es gelang erst GOMBERG (1900) (3) zum erstenmal, im Triphenylenmethyl einen Stoff experi-

mentell darzustellen, der ein Kohlenstoffatom mit einer freien Bindung enthält und infolgedessen eine — infolge der starken Absättigung der drei übrigen Kohlenstoffbindungen allerdings nur geringe — Reaktionsfähigkeit besitzt, die es im Dissoziationsgleichgewicht neben Hexaphenyläthan bestehen läßt.

Zahlreiche derartige langlebige Radikale, Triarylmethyle, Metallketylen usw. wurden später von SCHLENK (4), WIELAND (5) u. a., vorwiegend in Lösungen, gefunden. Von dieser Art von Molekülbruchstücken unterscheiden sich diejenigen freien Radikale, die in zahlreichen scheinbar sehr einfachen Gasreaktionen als kurzlebige Zwischenprodukte auftreten, durch ihre weit größere Reaktionsfähigkeit, die sie den freien Atomen näherstellt als den komplizierten organischen Radikalen, und die die außerordentlich großen Umsätze erklärt, welche bei vielen Kettenreaktionen, wie z. B. Verbrennungsreaktionen, Polymerisationen, Zerfallsprozessen organischer Verbindungen usw. auftreten. Über die Erzeugung und den Nachweis

<sup>1</sup> Die in Klammern beigefügten Zahlen verweisen auf das Verzeichnis des Schrifttums am Schluß.

dieser Radikale, die mit einem Molekül im allgemeinen etwa  $10^6$ - bis  $10^8$ mal so schnell reagieren, wie zwei Moleküle miteinander und normalerweise bei dieser Reaktion wiederum zur Bildung eines Radikals führen, soll im folgenden berichtet werden.

Von den anorganischen Radikalen sind — wenn man von den freien Atomen absieht — das freie Hydroxyl OH und das Radikal  $\text{HO}_2$  Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Sie treten bei der Bildung von Wasser und Wasserstoffperoxyd auf, wenn man von H- oder O-Atomen, die entweder photochemisch oder in einer Gasentladung, zuweilen auch rein thermisch gewonnen wurden, ausgeht und sie auf ein Gemisch von Sauerstoff und Wasserstoff einwirken läßt. Die Existenz des  $\text{HO}_2$ -Radikals allerdings konnte nur indirekt — aber mit großer Sicherheit — aus der Kinetik dieser Reaktionen geschlossen werden, da es spektroskopisch weder in Emission noch in Absorption bekannt ist [s. dazu den Bericht von K. H. GEIB (6)]. Das Hydroxylradikal dagegen ist mehrfach direkt durch sein Emissions- oder Absorptionsspektrum, in neuester Zeit auch durch seine Fluoreszenzstrahlung bei der Erzeugung und gleichzeitigen Anregung durch Licht geeigneter Wellenlängen nachgewiesen worden.

Die ersten Kenntnisse über das freie Hydroxyl verdankt man der Bandenspektroskopie. Nachdem die sog. OH-Bande, deren Hauptkante bei  $3062 \text{ \AA}$  liegt, lange Zeit dem Wasserdampf zugeschrieben worden war, zeigte sich, daß ihre einfache Struktur, ferner das kleine Trägheitsmoment, das für ihren Träger berechnet werden konnte und schließlich ihre Dublettstruktur, die auf eine ungerade Zahl von Elektronen schließen ließ, nur die neutrale Hydroxylgruppe als Träger dieser Bande übrig ließen. Diese Tatsache wurde von BONHOEFFER und REICHARDT in einer Arbeit über den thermischen Zerfall von Wasserdampf (7) bestätigt.

Beim Zerfall von erhitztem Wasserdampf war bis dahin im wesentlichen nur die Reaktion  $2 \text{ H}_2\text{O} = 2 \text{ H}_2 + \text{O}_2$  berücksichtigt worden. BONHOEFFER und REICHARDT zeigten, daß daneben auch die Reaktion  $2 \text{ H}_2\text{O} = \text{H}_2 + 2 \text{ OH}$  eine Rolle spielt, indem sie die Wärmetönung dieser Reaktion, die sich bis dahin nur aus spektroskopischen oder aus photochemischen, quecksilbersensibilisierten Versuchen abschätzen ließ, aus der Temperaturabhängigkeit des OH-Partialdrucks beim thermischen Wasserdampferfall mit Hilfe von Absorptionsspektroskopie bestimmten. Nach dem NERNSTschen Theorem konnte dann ein Vergleich der Dissoziationen in freies Hydroxyl und Wasserstoff einerseits und in molekularen Sauerstoff und Wasserstoff andererseits angestellt werden. Es ergab sich, daß bei Temperaturen oberhalb von  $1200^\circ \text{ C}$  die Spaltung des Wasserdampfes in Hydroxyl und Wasserstoff mindestens ebenso groß, vielleicht sogar größer ist als die in die molekularen Formen, obgleich die Wärmetönung der neuen Spaltung um etwa 14 kcal größer ist als die der alten. Der Grund dafür liegt darin, daß bei hohen Temperaturen die durch die geringere

Wärmetönung bedingte Bevorzugung nicht mehr so sehr ins Gewicht fällt, während andererseits die Differenz der in beiden Fällen eingehenden chemischen Konstanten etwa 2 zugunsten der neuen Reaktion ist, d. h. daß diese gegenüber der alten um etwa 2 Zehnerpotenzen bevorzugt ist.

Diese Arbeit bildet die Grundlage mehrerer Untersuchungen, die in den letzten Jahren von OLDENBERG und seinen Mitarbeitern (8) mit großen experimentellen Hilfsmitteln in Amerika ausgeführt wurden. Das allgemeine Ziel dieser Forscher war, das Absorptionsspektrum zu einem Hilfsmittel bei der Analyse des Verlaufs chemischer Reaktionen zu machen, an denen Radikale oder auch freie Atome beteiligt sind. Diese Untersuchungsmethode vereinigt zahlreiche Vorteile: erstens die große Empfindlichkeit, die den Nachweis von Radikalen auch noch in sehr geringen Konzentrationen gestattet, zweitens die Möglichkeit, auch sehr schnell verlaufende Reaktionen zu untersuchen, schließlich die Tatsache, daß der Verlauf der zu untersuchenden Reaktion im allgemeinen nicht gestört wird. Allerdings ist das Verfahren beschränkt auf Radikale, deren Spektrum entweder experimentell oder theoretisch bekannt ist, also auf zweiatomige Radikale, wie z. B. OH, NH, CH oder CN. OLDENBERG und Mitarbeiter haben es benutzt, um diejenigen Reaktionen zu untersuchen, die sich an eine Gasentladung durch Wasser- oder Wasserstoffperoxyddampf anschließen und wiederum zur Bildung von Wasser und Wasserstoffperoxyd führen, also Reaktionen, die sicher über das OH-Radikal verlaufen. Sie versuchten, die Lebensdauer des OH-Radikals abzuschätzen, doch scheinen ihre Ergebnisse noch nicht völlig gesichert; es wird auf diesem Wege weitergearbeitet. Die erheblichen experimentellen Schwierigkeiten lagen darin, daß zu einer quantitativen Bestimmung der OH-Konzentrationen Absorptionsspektroskopie in den einzelnen sehr schmalen und schwachen Linien der OH-Banden nötig waren, die die Verwendung eines großen 21-Fuß-Gitters in der zweiten Ordnung notwendig machten. Die Aufnahmen wurden — teils mit einer kontinuierlichen, teils mit einer linienhaften Lichtquelle — als Schnappschüsse nach  $\frac{1}{300}$  bis etwa  $\frac{1}{10}$  sec nach Abschalten der Entladung in vielfacher Wiederholung gemacht. Die aus dem Abklingen der OH-Konzentration mit der Zeit — in Abhängigkeit vom Druck des Wasserdampfes oder inerten Zusatzgase — gefolgerten Reaktionsmechanismen sind in Übereinstimmung mit früheren Erfahrungen über die Bildung von Wasser und Wasserstoffperoxyd.

Eine andere Methode zum Nachweise von Radikalen — die ebenfalls ursprünglich auf die Hydroxylgruppe angewendet wurde — ist im Laufe der letzten Jahre von TEREIN und Mitarbeitern (9) eingeführt worden. Die Beobachtung der Fluoreszenzemission wurde im Sichtbaren und im langwelligen Ultraviolett schon seit langem benutzt, um Aussagen über Einzelheiten primärer Photodissoziationen, etwa die Bindungsart, den Anregungszustand der primären Spaltprodukte usw. zu machen. TEREIN hat diese Methode auf

das SCHUMANN-Ultraviolett ausgedehnt; bei Einstrahlung genügend energiereichen Lichtes gelang es ihm, auch mehratomige Moleküle derart zu spalten, daß die entstehenden Radikale zum Teil in einem optisch angeregten Zustand sind, so daß sie durch ihre Fluoreszenzstrahlung nachweisbar werden.

Die Ergebnisse der ersten Versuche zeigt die Tabelle 1.

TERENIN untersuchte Wasserdampf, Alkohole, organische Säuren, Methylamin und Ammoniak. Die zweite Spalte gibt den Spaltungsprozeß an, der bei Einstrahlung des Wasserstoffkontinuums eintritt, die nächste die Summe der Energien, die zur Dissoziation und gleichzeitigen Anregung eines der Radikale nötig sind, die letzte gibt die Wellenlänge in Å an, die dieser Summe von Anregungs- und Dissoziationsenergie entspricht. Durch Einschalten dünner Quarzfilter konnte das Gebiet wirksamer Wellenlängen (1400 bis 1600 Å) angenähert bestimmt werden. Das OH-Radikal wurde durch die Emission der bereits erwähnten Bande bei 3062 Å, das Cyanradikal durch die Cyanbanden bei 2883 Å nachgewiesen; die bei Bestrahlung von Methylamin und Ammoniak entstehenden Fluoreszenzen liegen im Sichtbaren und werden dem angeregten NH<sub>2</sub>-Radikal zugeschrieben.

Diese direkte Beobachtung freier Radikale mit Hilfe ihrer Fluoreszenzemission gibt die Möglichkeit, ihr Verhalten beim Zusammenstoß mit anderen Molekülen zu untersuchen. Es ergab sich, daß die Fluoreszenz der OH-Radikale durch Zusatz von H<sub>2</sub> und CO stark geschwächt wird, während Stickstoff und Argon nur geringe Wirkung ausüben. Dabei findet keine chemische Reaktion statt, sondern die Anregungsenergie des Radikals wird in Schwingungsenergie des stoßenden Moleküls umgewandelt. Auch die bei der Dissoziation gewonnene beträchtliche Rotationsenergie verliert das OH-Radikal bei Zusammenstößen mit H<sub>2</sub> und He, während Stickstoff und Argon diesen Effekt nicht zeigen. Ähnliche Befunde ergaben sich für das CN- und das NH<sub>2</sub>-Radikal.

Mit der gleichen Methode wurden mehratomige anorganische Dämpfe wie SnJ<sub>4</sub>, BiJ<sub>3</sub>, SnCl<sub>2</sub> und metallorganische Verbindungen wie CH<sub>3</sub>HgJ, CH<sub>3</sub>HgBr usw. untersucht. Bei SnJ<sub>4</sub> und BiJ<sub>3</sub> konnte gezeigt werden, daß durch gleichzeitige Dissoziation und innere Rekombination der Atome im Molekül ein J<sub>2</sub>-Molekül entstehen kann, das die im Sichtbaren liegende Fluoreszenz des Joddampfes aussendet (s. Tabelle 1); die Aktivierungsenergie dieses Prozesses konnte durch seine Temperaturabhängigkeit abgeschätzt werden. Die metallorganischen Verbindungen zerfallen in Methyl- und Äthylradikale und in das Metallhalogenid bzw. das freie Metall.

Weitere, entweder spektroskopisch oder chemisch identifizierte Radikale (mit den Reaktionen, in denen sie nachgewiesen wurden) sind:

CN [(CN<sub>2</sub>) + O<sub>2</sub>]; NH, NH<sub>2</sub>, NO (NH<sub>3</sub> + O<sub>2</sub>; H<sub>2</sub> + N<sub>2</sub>O); SO (CS<sub>2</sub> + O<sub>2</sub>) u. a.

Auch für die organische Chemie beginnen die kurzlebigen, freien Radikale in neuerer Zeit eine bedeutende Rolle zu spielen. Bis vor einigen Jahren noch galten die Zerfallsreaktionen einfacher organischer Verbindungen — der Aldehyde, Ketone, Alkohole, niederen Kohlenwasserstoffe usw. — als streng monomolekulare Prozesse erster Ordnung. Nach der Theorie von LINDEMANN (10) erhält ein Molekül seine thermische Energie durch Stöße; bei genügend hohen Drucken werden die meisten

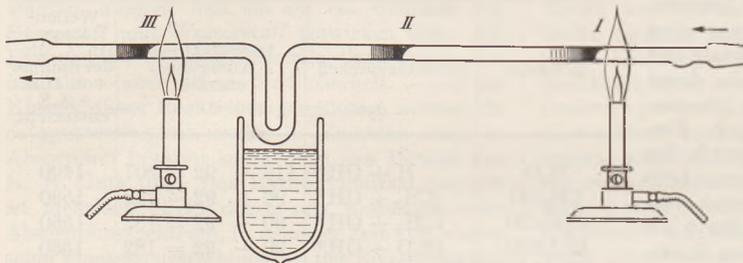
Tabelle 1. Radikalfluoreszenz nach TERENIN.

Substanz	Spaltungsprozeß	Dissoziations- + Anregungs- energie	Wellenlänge in Å, die der Summe von D.E. + A.E. entspricht
H <sub>2</sub> O	H + OH*	115 + 92 = 207	1400
CH <sub>3</sub> OH	CH <sub>3</sub> + OH*	90 + 92 = 182	1560
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> + OH*	90 + 92 = 182	1560
HCOOH	HCO + OH*	90 + 92 = 182	1560
CH <sub>3</sub> COOH	CH <sub>3</sub> CO + OH*	90 + 92 = 182	1560
CH <sub>3</sub> CN	CH <sub>3</sub> + CN*	105 + 73 = 178	1600
NH <sub>3</sub>	H + NH*	117 + 55 = 172	1650
J <sub>2</sub>	J + J* <sup>2</sup>	35 + 159 = 194	1460

aktivierten Moleküle durch Stöße wieder desaktiviert, und nur ein geringer Bruchteil kann in der Zeit zwischen zwei Stößen zerfallen. Es ergibt sich ein von der Stoßzahl unabhängiger Bruchteil aktiver Moleküle und dadurch die erste Ordnung der Reaktion, d. h. die Proportionalität ihrer Geschwindigkeit mit dem Druck. Feinere Züge dieser Theorie [HINSHELWOOD (11), RICE und RAMSPERGER (12), KASSEL (13)] befassen sich mit dem Abfall der Geschwindigkeitskonstanten bei kleinen Drucken — der dadurch bedingt ist, daß dann infolge der größeren Zeitdauer zwischen zwei Stößen mehr aktive Moleküle zerfallen, als durch aktivierende Stöße nachgeliefert werden — und mit der sinnvollen Definition des aktiven, reaktionsfähigen Zustandes einer Molekel. Diese Theorien erlauben im großen und ganzen das vorliegende Material weitgehend zu beschreiben.

Ein völlig neuer Gesichtspunkt wurde vor mehreren Jahren von RICE (14) und seinen Mitarbeitern eingeführt, denen es gelang, beim Zerfall einfacher organischer Substanzen die bis dahin immer nur vermutete Existenz von Radikalen experimentell nachzuweisen und quantitative Voraussagen über den Reaktionsablauf zu machen, indem sie folgende Vorstellung entwickelten. Nach der früheren Anschauung sollte der Zerfall der aktiven Moleküle nach vorhergehender Umgruppierung innerhalb des Molekülverbandes in einem Akt zu abgeschlossenen, inaktiven Bruchstücken führen — also unter Lösung einer oder mehrerer Bindungen innerhalb des Moleküls und gleichzeitiger Bildung neuer. Nach RICE dagegen zerfallen nur wenige Moleküle der Ausgangssubstanz unter Lösung nur einer, und zwar der schwächsten

Bindung in un abgeschlossene, reaktionsfähige Bruchstücke (Radikale). Diese reagieren kettenmäßig mit den Molekülen der Ausgangssubstanz weiter, bis sie untereinander oder mit anderen Molekülbruchstücken, eventuell auch an der Wand des Reaktionsgefäßes, abreagieren und dadurch die Kette abbrechen. Es ist theoretisch nicht vorherzusagen, welcher der beiden Prozesse, die auch gleichzeitig nebeneinander herlaufen können, eintritt; es wird von den Versuchsbedingungen und von den Eigenschaften des untersuchten Stoffes abhängen, welcher von ihnen überwiegt. Alle Versuche, die bisher gemacht wurden, um spezielle Aussagen der Radikalkettentheorie zu prüfen



Versuchsordnung zum Nachweise von Methylradikalen nach PANETH und HOFEDITZ.

(Messung der stationären Radikalkonzentration, Bestimmung der Aktivierungswärme einer Zwischenreaktion auf unabhängigem Wege, Benutzung von Deuteriumverbindungen als Indikatoren), waren zwar vergeblich; dennoch läßt sich das Ergebnis dieser Versuche dahin zusammenfassen, daß der Zerfall der einfachen organischen Stoffe kein einfacher monomolekularer Prozeß ist, sondern daß er mindestens teilweise über Radikale kettenmäßig erfolgt, so daß sich im Mittel kurze Ketten von wenigen Gliedern ergeben.

Als Beispiel sei der thermische Zerfall von Azetaldehyd angeführt, das eine der am meisten untersuchten Substanzen ist. Nach dem Molekularmechanismus zerfällt das  $\text{CH}_3\text{COH}$  direkt in  $\text{CH}_4$  und  $\text{CO}$ . Dabei werden zwei Valenzbindungen gelöst und eine neue gebildet; zwischen der Aktivierungsenergie der Reaktion und den Bindungsenergien wird deshalb kein eindeutiger, einfacher Zusammenhang bestehen. Nach dem Radikalkettenmechanismus dagegen zerfällt es in  $\text{CH}_3$ - und  $\text{CHO}$ -Radikale unter alleiniger Lösung der C-C-Bindung. Falls die Sekundärreaktionen, die schließlich zur Bildung von  $\text{CH}_4$  und  $\text{CO}$  führen, schnell sind gegen den Primärschnitt, würde die gemessene Aktivierungsenergie ein direktes Maß für die Stärke der C-C-Bindung ergeben.

Es ist klar, daß bei einem derartigen Zerfall die C-C-Bindung, die wesentlich schwächer als die C-H- oder die C=C-Bindung ist, für den Primärschritt als einzige in Betracht kommt. Daß dennoch die Aktivierungsenergie für verschiedene, primär an einer C-C-Bindung zerreiße Moleküle verschieden ist, erklärt sich daraus, daß auch die sekundären Reaktionen zwischen den Radikalen untereinander oder mit den Molekülen der Ausgangssubstanz im allgemeinen zur Gesamtakti-

vierungsenergie beitragen. Auch die erste Ordnung für die gesamte, aus einer Reihe von komplizierten Schritten bestehende Reaktion läßt sich unter bestimmten Annahmen für den Kettenabbruch durch Abreaktion eines Radikals mit einem andersartigen erklären; wenn dagegen zwei gleichartige Radikale miteinander abreagieren, ergibt sich die  $1/2$ . bzw. die  $3/2$ . Ordnung.

RICE und seinen Mitarbeitern gelang es, bei zahlreichen thermischen Zersetzungsprozessen von einfachen Kohlenwasserstoffen, Äthern, Alkoholen, Ketonen, Aldehyden, Aminen usw. Radikale nachzuweisen. Aber nicht nur für diese endothermen Reaktionen, sondern auch für exotherme

Prozesse, wie die Verbrennungsreaktionen, ist der Ablauf über Radikale nachgewiesen worden. HINSELMWOOD (15) und SEMENOFF (16) haben in diesem Zusammenhange den Begriff der Kettenverzweigung eingeführt, die durch ein stetiges Anwachsen der Radikalkonzentration zur Explosion führt. Bei dieser Kettenexplosion wird die gesamte freiwerdende Re-

aktionsenergie direkt zur Bildung einzelner reaktionsfähiger Bestandteile verwendet — im Gegensatz zur Wärmeexplosion, bei der sich dem MAXWELLSchen Verteilungsgesetz entsprechend die Energie auf alle Moleküle verteilt. Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der exothermen Reaktionen spielt neben der Wärmeleitfähigkeit der Energietransport durch die Radikale, welche in das noch nicht entzündete Gas hineindiffundieren, eine ausschlaggebende Rolle.

Der Nachweis der Radikale durch RICE und seine Mitarbeiter erfolgte in der zuerst von PANETH und HOFEDITZ (17) angegebenen Weise. Die Versuchsordnung ist schematisch in der Figur angegeben.

Eine radikal liefernde Verbindung, etwa Bleitetramethyl, wird bei Gesamtdrucken von einigen mm Hg durch ein inertes Trägergas in schnellem Strom in eine heiße Zone von etwa  $800^\circ$  bis  $1000^\circ$  C gebracht; hier zersetzt sie sich unter Bildung eines Metallspiegels. Das freie Methyl gelangt mit dem Trägergas an einen vorher hergestellten Metallspiegel — außer Blei können auch andere Metalle, Tellur, Arsen, Selen, Quecksilber oder auch Jod verwendet werden — und bildet mit ihm eine flüchtige metallorganische Verbindung [ $(\text{CH}_3)_3\text{Pb}$  usw.], die chemisch nachgewiesen werden kann.

Die Sicherheit dieser Nachweismethode, zum mindesten in ihrem Unterscheidungsvermögen zwischen  $\text{CH}_3$ - und  $\text{CH}_2$ -Radikalen, ist allerdings nicht sehr groß. Zum Beispiel ist die Diskussion über den thermischen Zerfall des Methans, die schon seit mehreren Jahren im Gange ist, noch nicht abgeschlossen. Für den Primärschritt bestehen die beiden Möglichkeiten:

1.  $\text{CH}_4 = \text{CH}_2 + \text{H}_2$  und 2.  $\text{CH}_4 = \text{CH}_3 + \text{H}$ . Da das zweite H-Atom sicher wesentlich schwächer

gebunden ist als das erste, dabei aber im ersten Fall die Bindungsenergie des  $H_2$ -Moleküls von etwa 102 kcal gewonnen wird (das erste H-Atom ist mit annähernd der gleichen Energie an das  $CH_3$  gebunden), ist er energetisch stark bevorzugt. Dieser Primärschritt wurde aus theoretischen Gründen von KASSEL (18) und von BELCHETZ und RIDEAL (19) angenommen, denen es gelang, mit der PANETH-Methode und TELLUR als reagierendem Metall  $CH_2$ -Radikale nachzuweisen — allerdings nur in Entfernungen von ihrem Entstehungsort, die kleiner als die freie Weglänge waren. (Es ist zu beachten, daß die Versuchsmethodik von PANETH und HOFEDITZ geringe Drucke und Temperaturen vorsieht, die 200° bis 300° höher liegen als die üblichen Zerfallstemperaturen, daß sie also im Grunde keinen sicheren Rückschluß auf die normalen Zersetzungsprozesse zulassen.) RICE und DOOLEY (20) gelang es dagegen nicht, beim thermischen Methanzerfall eine Methyltelluridverbindung zu finden, die sie bei der Zersetzung von Diazomethan ohne Schwierigkeit nachweisen konnten. Sie fanden nur Methylradikale in der Form von Methyltellurid und nahmen deshalb den zweiten Reaktionsmechanismus als gültig an. Vor kurzem erschien eine Untersuchung von PEARSON, PURCELL und SAIGH (21), die die Eigenschaften des Methylens, das thermisch oder photochemisch aus Diazomethan oder Keten gewonnen wurde, feststellten und fanden, daß das Methylene sich kaum noch wie ein Radikal, sondern schon fast wie ein nicht besonders stabiles Molekül verhält, d. h. daß seine Lebensdauer wesentlich durch die umgebenden Moleküle bestimmt ist. Während es im Keten eine so große Lebensdauer besitzt, daß sie mit den angewendeten Methoden nicht mehr meßbar war, zerfiel es im Diazomethan etwa ebenso schnell wie das Methylradikal, bei Drucken von 1 bis 2 mm Hg mit einer Halbwertszeit von einigen  $\frac{1}{1000}$  sec. Die Verfasser schließen daraus, daß wohl die Möglichkeit des primären Methanzerfalls in Methylene und  $H_2$  besteht, daß das  $CH_2$ -Radikal aber bei den Versuchen von RICE und DOOLEY entweder noch innerhalb des Reaktionsofens oder durch die thermisch angeregten Methanmoleküle zerstört wird und deshalb von ihnen nicht nachgewiesen werden kann.

Die Metallspiegelmethode hat in den letzten Jahren einige Verfeinerungen erfahren. Von TERENCE (22) wurde eine optische Dickenmessung der verwendeten Metallspiegel mit Hilfe einer Photozelle angewendet, die in jedem Augenblick aus der Menge des verbrauchten Metalls quantitative Aussagen über die erzeugten Radikale zu machen erlaubt. Sie wurde verwendet, um die Wellenlängenabhängigkeit der photochemischen Zersetzung von Azeton, Bleitetraäthyl und einigen anderen Stoffen zu untersuchen. Um sehr geringe Konzentrationen von Radikalen, die bei den üblichen Versuchsbedingungen schon in der Größenordnung von  $10^{-12}$  mm Hg liegen, nachweisen zu können, haben LEIGHTON und MORTIMER (23) radioaktives Blei verwendet, dessen Aktivität einen Rückschluß auf die Menge der umgesetzten Moleküle zuläßt. Um zu einer Entscheidung

zwischen den beiden für den Methanzerfall bestehenden Möglichkeiten zu kommen, hat FRASER (24) eine Molekularstrahlmethode vorgeschlagen, die ganz allgemein zum Nachweis und zur Analyse von Radikalen anwendbar ist und auf einem von KINGDON (25) untersuchten Effekt beruht. Wenn ein Molekularstrahl in einen Metallkasten eintritt, der positiv gegen einen in ihm befindlichen Glühdraht aufgeladen ist, so werden die Strahlteilchen durch die vom Glühdraht ausgehenden Elektronen ionisiert und die durch passende Wahl der Heizung des Glühdrahtes und der Dimensionen des Kastens erzeugte Raumladung um den Draht teilweise aufheben, so daß ein stärkerer Elektronenstrom fließen kann. Die Empfindlichkeit dieser Methode der Intensitätsmessung für Molekularstrahlen übertrifft alle bisher verwendeten und ist außerdem für alle Arten von Molekülen anwendbar. Sie kann auch zu einer Analyse der eintretenden Teilchen verwendet werden; denn es ist klar, daß Ionen erst dann entstehen können, wenn die Spannung zwischen Glühdraht und Metallkasten gleich oder größer als die Ionisierungsspannung der eintretenden Teilchen ist. Durch die verschiedene Ionisierungsspannung von  $CH_3$ ,  $CH_2$ ,  $H_2$  und H sollte also eine Unterscheidung im Falle des Methans möglich sein — abgesehen davon, daß eine magnetische Analyse des Strahles eine entscheidende Aussage erlauben würde.

Von PATAT und SACHSSE (26) wurde der Versuch gemacht, die von GEIB und HARTECK (27) zur Bestimmung stationärer H-Atomkonzentrationen angegebene Parawasserstoffmethode zu einer rohen, größenordnungsmäßigen Abschätzung der  $CH_3$ -Konzentrationen beim thermischen Zerfall einfacher organischer Substanzen heranzuziehen. Das geschieht in der Weise, daß die zu untersuchende Substanz gemeinsam mit Parawasserstoff zersetzt wird, und ihr von Zeit zu Zeit Proben entnommen werden. Der Parawasserstoff setzt sich unter der Einwirkung von H-Atomen in Orthowasserstoff um; die H-Atome entstehen aus der Reaktion der  $CH_3$ -Radikale mit molekularem Wasserstoff nach 1.  $CH_3 + H_2 = CH_4 + H$ , greifen aber gleichzeitige die organische Substanz unter Bildung neuer  $CH_3$ -Radikale an (z. B. Azeton nach 2.  $CH_3COCH_3 + H = CH_4 + CH_3CO = CH_4 + CH_3 + CO$ ), so daß sich ein stationäres Gleichgewicht zwischen H-Atomen und  $CH_3$ -Radikalen bildet, das sich berechnen ließe, wenn die Geschwindigkeitskonstanten der beiden Reaktionen 1. und 2. bekannt wären. Da das nur recht ungenau der Fall ist, handelt es sich nur um eine Abschätzung, aus der PATAT und SACHSSE aber den Schluß ziehen konnten, daß zwar — etwa bei der Zersetzung von Azetaldehyd, Propionaldehyd, Azeton usw. — Radikale vorhanden sind, wie die RICE-HERZFELDSche Theorie es verlangt, daß ihre Konzentration aber um Größenordnungen zu klein ist, um einen alleinigen Ablauf der Zerfallsreaktionen nach dem Radikalkettenschema zuzulassen. Es ergibt sich aus ihren Untersuchungen, daß um so mehr Radikale gebildet werden, je geringer die Differenz zwischen der gemessenen Aktivierungs-

wärme des Zerfalls und der Trennungsenergie der zerreißenen Bindung ist.

Zwei weitere, speziell zum Nachweis von  $\text{CH}_3$ -Radikalen (und H-Atomen) anwendbare Methoden sind in der letzten Zeit gefunden worden. GORIN (28) hat die photochemische Zersetzung von Azetaldehyd, Formaldehyd, Azeton und Methyläthylketon untersucht, während diesen Stoffen Joddampf zugefügt wurde. Es zeigte sich, daß wenige  $\frac{1}{10}$  mm Joddampf genügen, um mit allen primär gebildeten Radikalen abzureagieren, deren Menge aus der Analyse der gebildeten HJ- bzw. RJ-Mengen bestimmt werden konnten. Bei Azetaldehyd-Jod-Mischungen ergaben sich  $\text{CH}_4$  und CO einerseits und  $\text{CH}_3\text{J}$  andererseits, so daß auch aus diesen Versuchen zu folgern ist, daß photochemisch beide Arten von Zerfällen — in abgeschlossene Moleküle und in Radikale — auftreten; das Verhältnis von  $\text{CH}_3\text{J}$  zu  $\text{CH}_4$ , das ein Maß für die beiden Reaktionsmöglichkeiten gibt, ändert sich mit der Wellenlänge. Polymerisationen treten bei Jodzusatzen überhaupt nicht auf, d. h. für diese Art von Prozessen, die nur in Abwesenheit von Jod eintreten, sind wesentlich die freien Radikale verantwortlich. Azeton-Jod-Mischungen ergaben Methyljodid mit einer Quantenausbeute von nahezu 1 (unabhängig von der Wellenlänge), d. h. hier tritt stets ein Zerfall in Radikale ein. Bei Formaldehyd zeigte sich dagegen eine Abhängigkeit von der Wellenlänge: unterhalb von 3650 Å wird CO und HJ gebildet (also Zerfall nur in H und HCO), bei 3650 Å wird auch  $\text{H}_2$  gefunden (also gleichzeitig ein Zerfall in  $\text{H}_2$  und CO). Bei Methyläthylketon tritt fast ausschließlich Radikalbildung ein.

Aus den Arbeiten von MARSHALL (29), FRANKENBURGER (30), GROTH (31) u. a. ist ferner bekannt, daß H-Atome durch CO-Zusatz in der Form des HCO-Radikals stabilisiert werden und durch Aldehydbildung infolge Anlagerung oder Disproportionierung nachgewiesen werden können. Diese Nachweismethode ist durch FALTINGS (32) nimmehr auch auf das  $\text{CH}_3$ -Radikal ausgedehnt worden. Er untersuchte den photochemischen Äthanzerfall im äußerst kurzwelligen Ultraviolett (1470 Å und 1295 Å; Resonanzwellenlängen des Xenons), bei dem energetisch die beiden Spaltungsmöglichkeiten in  $2 \text{CH}_3$  und in  $\text{C}_2\text{H}_5 + \text{H}$  gegeben waren, zwischen denen auf Grund der gefundenen Sekundärprodukte nicht leicht zu entscheiden gewesen wäre. Ein Zusatz von CO, das selbst nur sehr wenig Licht der verwendeten Wellenlängen absorbiert, vor denen es außerdem durch das verhältnismäßig stark absorbierende Äthan geschützt wird, ergab in diesem Fall — im Gegensatz zum photochemischen Methanzerfall, bei dem nach GROTH (33) eine Spaltung in  $\text{CH}_3 + \text{H}$  eintritt — keine Aldehydbildung. Dagegen konnten große Mengen von Azeton nachgewiesen werden, die nur aus der Abreaktion von  $\text{CH}_3$ -Radikalen mit CO entstanden sein können. Damit sind die Primärschritte der photochemischen Zersetzung von Methan und Äthan sichergestellt, während die sich anschließenden Sekundärprozesse sehr kompliziert und nicht mit völliger Sicher-

heit aus den gefundenen Sekundärprodukten zu folgern sind.

Eine allgemein anwendbare Methode zur Entscheidung, ob eine Kettenreaktion unter Mitwirkung von Radikalen vorliegt, haben HINSHELWOOD (34) und seine Mitarbeiter ausgearbeitet. Sie besteht darin, daß dem reagierenden Gas geringe Mengen von NO (0,1 bis 1 mm Hg) zugesetzt werden. Das NO hat die Eigenschaft, alle Radikale abzufangen und dadurch die von ihnen eingeleiteten Ketten abzubrechen. Es ergibt sich auf diese Weise die Möglichkeit, die Kettenlänge einer Reaktion festzustellen; sie kann direkt aus einem Vergleich der Ausbeuten ohne und mit NO-Zusatz angegeben werden. RICE und POLLY (35) haben darauf hingewiesen, daß auch Propylen einen solchen Effekt zeigt (der auch von Äthylnitrit bekannt ist). Während aber die Wirkung des NO darauf zu beruhen scheint, daß nur abgeschlossene Moleküle gebildet werden, scheint Propylen die Eigenschaft zu haben, mit den primären Radikalen zwar auch ein Molekül, aber gleichzeitig Allylradikale zu bilden, die miteinander zu Diallyl reagieren. Allerdings gibt es auch Fälle, in denen NO und Propylen nicht Ketten abbrechend, sondern im Gegenteil neue startend wirken, besonders bei großen Zusatzmengen und bei hohen Temperaturen; daher ist die Tatsache, daß NO-Zusatz die Ausbeute nicht merklich verringert, nicht immer ein sicheres Zeichen dafür, daß keine Radikale an der betrachteten Reaktion teilnehmen.

Noch weniger deutlich ist der Einfluß der Gefäßgröße, d. h. der Wandoberfläche bei gleichem Volumen, von der unter geeigneten Versuchsbedingungen gezeigt werden kann, daß sie die Rekombination der Radikale und damit einen Kettenabbruch begünstigt. Dieser Einfluß verschwindet ganz, sobald die Konzentrationen der Radikale in die Größenordnung der thermischen Gleichgewichtskonzentrationen kommen, und ein fehlender Einfluß der Gefäßdimensionen ist deshalb ebenfalls keineswegs ein sicheres Zeichen für die Abwesenheit von Radikalen.

Für thermische Zerfallsreaktionen bleiben zwei weitere Methoden, den Ablauf über Radikale wahrscheinlich zu machen. Die erste besteht in der Einführung freier Radikale durch Hinzufügung von Stoffen, die unter Radikalbildung bereits bei tieferen Temperaturen zerfallen, als der zu untersuchende. Ist dadurch eine Induzierung eines Zerfalls möglich, so ist zu schließen, daß er wenigstens teilweise über Radikale verläuft. ALLEN und SICKMAN (36) haben z. B. durch den Zusatz von Azomethan den Zerfall des Azetaldehyds induzieren können, indem sie Temperaturen verwendeten, bei denen sich das Azomethan zwar schon unter Bildung von  $\text{CH}_3$ -Radikalen zersetzt, aber ein Zerfall des Azetaldehyds allein noch nicht merklich sein würde.

In ähnlicher Weise wurde der Azetaldehydzerfall durch NORRISH und Mitarbeiter (37), HINSHELWOOD und Mitarbeiter (38) und LEERMAKERS (39) induziert, die den thermischen Zerfall photochemisch einleiteten. Aus dem starken Anstieg der Quantenausbeute mit steigender Temperatur

konnten sie ebenfalls auf einen Radikalmechanismus der thermischen Zersetzung schließen.

Wesentlich einfacher liegen die Verhältnisse bei reinen photochemischen Reaktionen, bei denen man im allgemeinen eine durch die Anzahl der absorbierten Quanten genau angebbare Zahl von Radikalen erzeugt, so daß aus der gefundenen Quantenausbeute die Länge der Ketten direkt gefunden werden kann. Denn die sich an den Primärschritt anschließenden Sekundärreaktionen verlaufen infolge der äußerst geringen Konzentration der gebildeten Radikale, die durch ihr starkes Reaktionsvermögen bedingt ist, unabhängig vom Licht und bilden so das Bindeglied zwischen thermischer und photochemischer Reaktionskinetik. Zu beachten ist allerdings, daß — wie NORRISH (40) gezeigt hat — die Absorption in einer Bindung eines komplizierteren Moleküls keineswegs immer zu einer Fluoreszenz oder einem Zerreißen dieser Bindung führen muß, sondern daß die absorbierte Energie auch im Innern des Moleküls wandern kann — eine Tatsache, die die Photochemie mehratomiger Moleküle grundsätzlich von der einfacher Systeme unterscheidet. NORRISH konnte diese innere Übertragung von Schwingungsenergie von einer Bindung zu einer anderen besonders im Falle von Carbonylverbindungen zeigen, bei denen das Licht zwar in der chromophoren Carbonylgruppe absorbiert wird (die charakteristische Absorptionsbande dieser Gruppe liegt bei etwa 2800 Å), während die chemische Reaktion in einem weit entfernten Teile des Moleküles stattfindet (Methylbutylketon, Dipropylketon usw.).

#### Schrifttumsverzeichnis.

1. P. WALDEN: Chemie der freien Radikale. Leipzig 1924. — 2. H. WIELAND: Ber. dtsch. chem. Ges. 48, 1098 (1915). — 3. M. GOMBERG: Ber. dtsch. chem. Ges. 33, 3150 (1900). — 4. W. SCHLENK: Liebigs Ann. 372, 170 (1910). — 5. H. WIELAND: Liebigs Ann. 401, 240 (1913). — 6. K. H. GEIB: Erg. exakt. Naturwiss. 15, 44 (1936). — 7. K. F. BONHOEFFER u. H. REICHHARDT: Z. physik. Chem. 139, 75 (1928). — 8. O. OLDENBERG: J. Chem. Physic. 3, 266 (1935); 4, 642, 781 (1936). — 9. A. TEREININ and H. NEUJMIN: J. Chem. Physic. 2, 441 (1934); 3, 436 (1935). — 10. F. A. LINDEMANN: Trans. Faraday Soc. 17, 598 (1922). — 11. C. N. HINSHELWOOD: Proc. Roy. Soc. Lond. (A) 113, 230 (1926). — 12. O. K. RICE and H. C. RAMSPERGER: J. amer. chem. Soc. 49, 1617 (1927). — 13. L. KASSEL: The kinetics of homogeneous gas reactions. New York 1932. — 14. F. O. RICE: J. amer. chem. Soc. 54, 1959 (1931); 55, 3035 (1933). — 15. C. N. HINSHELWOOD: Trans. Faraday Soc. 28, 184 (1932). S. auch: W. JOST: Z. Elektrochem. 41, 183, 232 (1935). — 16. N. SEMENOFF: Chem. kinetics and chain reactions. Oxford 1935. — 17. F. PANETH u. W. HOFEDITZ: Ber. dtsch. chem. Ges. 62, 1335 (1929). — 18. L. S. KASSEL: J. amer. chem. Soc. 54, 3949 (1932); 57, 833 (1935). — 19. L. BELCHETZ: Trans. Faraday Soc. 30, 170 (1934). — L. BELCHETZ and E. K. RIDEAL: J. amer. chem. Soc. 57, 1168 (1935). — 20. F. O. RICE and M. D. DOOLEY: J. amer. chem. Soc. 56, 2747 (1934). — F. O. RICE: J. amer. chem. Soc. 61, 213 (1939). — 21. TH. G. PEARSON, R. H. PURCELL and G. S. SAIGH: J. chem. Soc. Lond. 1938, 409. — 22. A. TEREININ and N. PRILESHAJEWA: Trans. Faraday Soc. 31, 148 (1935). — 23. PH. A. LEIGHTON: Chem. Rev. 17, 393 (1935). — 24. R. G. FRASER: Trans. Faraday Soc. 30, 182 (1934). — 25. K. H. KINGDON: Physic. Rev. 21, 408 (1923). — 26. F. PATAT u. H. SACHSSE: Z. physik. Chem. B 31, 79, 105 (1935); 32, 274 (1936). — 27. K. H. GEIB u. P. HARTECK: Z. physik. Chem. B, Bodenst.-Festband, 849 (1931). — 28. E.

- GORIN: Acta physicochim. URSS. 8, 513 (1938). — 29. A. L. MARSHALL: J. physic. Chem. 30, 1078 (1926). 30. W. FRANKENBURGER: Z. Elektrochem. 36, 757 (1930). — 31. W. GROTH: Z. physik. Chem. B 37, 315 (1937). — K. FALTINGS, W. GROTH u. P. HARTECK: Z. physik. Chem. B 41, 15 (1938). — 32. K. FALTINGS: Ber. dtsch. chem. Ges. (im Erscheinen). — 33. W. GROTH: Z. physik. Chem. B 38, 366 (1937). — 34. J. W. MITCHELL and C. N. HINSHELWOOD: Proc. Roy. Soc. Lond. (A) 159, 32 (1937). — 35. F. O. RICE and L. POLLY: J. Chem. Physic. 6, 273 (1938). — 36. A. O. ALLEN and V. D. SICKMAN: J. amer. chem. Soc. 56, 2031 (1934). — 37. E. I. AKEROYD and R. G. W. NORRISH: J. chem. Soc. Lond. 1936, 890. — 38. J. W. MITCHELL and C. N. HINSHELWOOD: Proc. Roy. Soc. Lond. (A) 159, 32 (1937). — 39. J. A. LEEMAKERS: J. amer. chem. Soc. 56, 1537 (1934). — 40. R. G. W. NORRISH: Trans. Faraday Soc. 29, 103 (1933).

#### Über den Ionisationszustand im interstellaren Raum. Von B. JUNG in Breslau.

Die Materie, die den interstellaren Raum erfüllt, befindet sich zum Teil in festem, zum Teil in gasförmigem Zustand.

Die feste Materie hat im interstellaren Raum etwa die Dichte  $10^{-25}$  bis  $10^{-26}$  g/cm<sup>3</sup> und verrät ihre Anwesenheit durch Absorption und zum Teil auch durch Verfärbung des Lichtes der dahinterliegenden Sterne. Verfärbung tritt immer dann ein, wenn die Größe der einzelnen Partikel mit der Lichtwellenlänge vergleichbar oder kleiner ist. Größere Teilchen, also meteorischer Staub, schwächen das Sternenlicht durch bloße Abdeckung, verfärben es also nicht. Diese Materie erfüllt nun unser gesamtes Sternsystem, zeigt aber eine sehr ausgesprochene Konzentration zu dessen Äquatorialebene. In diesem absorbierenden Stratum gibt es mehr oder weniger ausgedehnte Gebiete stärkerer Verdichtung, die sog. Dunkelwolken, auf deren Untersuchung sich unsere Kenntnis von der absorbierenden Materie im wesentlichen stützt. Aus dem Grade der Verfärbung und der Schwächung des Lichtes der Hintergrundsterne fand man für die Mehrzahl der Partikel eine mittlere Größe von 50 bis 100 m $\mu$ , wobei es jedoch offen bleibt, wie stark die tatsächlichen Durchmesser um diesen Mittelwert streuen. Vor allem ist die obere Grenzgröße völlig unbekannt. Über das Material, aus dem diese Dunkelwolken bestehen, weiß man nur so viel, daß es sich offenbar um Metalle handeln muß, da bei dielektrischen Teilchen die verfärbende Wirkung auf das Sternenlicht wesentlich größer sein würde. C. SCHALÉN glaubte auf Grund der Untersuchung einiger Dunkelwolken auf die Existenz von Eisen schließen zu können, doch ergab die Rechnung auch für eine Reihe weiterer Metalle befriedigende Übereinstimmung mit den Beobachtungsergebnissen. Das Material, das diese Wolken bildet, bleibt also unbestimmt. Doch dürfte Eisen seiner sonstigen starken Verbreitung in der Natur, insbesondere in den Meteoriten, entsprechend auch hier eine wesentliche Rolle spielen.

Im Gegensatz zur festen Materie verrät sich das interstellare Gas keineswegs durch meßbare Schwächung des Sternenlichtes. Diese würde erst bei Dichten, die schon aus dynamischen Gründen nicht möglich sind, wahrnehmbar werden. Und

zwar besteht dabei ein Unterschied, ob das Gas sich in neutralem oder ionisiertem Zustand befindet: Bei neutralem Gas erfolgt die Lichtschwächung durch Streuung nach der RAYLEIGH'schen Formel, also — bis auf den geringfügigen Einfluß der Dispersion — proportional der 4. Potenz der Frequenz. Nach demselben Gesetze streuen bekanntlich auch Ionen, nicht aber freie Elektronen. Letztere streuen wesentlich stärker und außerdem unabhängig von der Wellenlänge. Daraus folgt, daß stark ionisierte Gase das Sternlicht erheblich stärker schwächen als neutrale und außerdem so gut wie gar keine Verfärbung hervorrufen. Es läßt sich jedoch leicht zeigen, daß auch im Fall ionisierter Gase die Lichtschwächung bei den im interstellaren Raume möglichen Dichten unmeßbar klein ist, daß sich also die Frage, ob interstellares Gas vorhanden ist, niemals mit den bei fester Materie so erfolgreich angewandten Methoden entscheiden läßt. In der Tat verdanken wir die Kenntnis des interstellaren Gases auch ganz anderen Beobachtungen, nämlich den sog. „ruhenden“ Absorptionslinien in den Spektren einiger Sterne.

Im Jahre 1904 fand J. HARTMANN im Spektrum des spektroskopischen Doppelsternes  $\delta$  Orionis, daß die dem einfach ionisierten Calciumgas angehörende K-Linie die periodischen Dopplerverschiebungen der übrigen Spektrallinien nicht mitmachte. Es zeigte sich bald, daß auch einige Linien anderer Elemente, z. B. die Resonanzlinie des neutralen Natriums, dasselbe Verhalten aufwiesen. In allen diesen Fällen konnte also das betreffende Gas den Sternatmosphären unmöglich angehören. Der Schluß lag daher nahe, daß wir es hier mit Wolken interstellaren Gases zu tun haben, was sich in der Folgezeit auch immer mehr bestätigt hat.

Die Frage nach dem Ionisationszustand dieses Gases tritt sofort an uns heran, wenn wir seine Dichte bestimmen wollen. Zwar läßt sich auf Grund der Intensität der „ruhenden“ Linien die Zahl der Gasatome zwischen dem Stern und uns abschätzen, die zur Erzeugung der Linien fähig sind. So erhält man beispielsweise für die Dichte des ionisierten Calciums aus der Intensität der H- und K-Linien etwa den Wert  $10^{-30}$  g/cm<sup>3</sup>. Die Zahl ist allerdings noch recht unsicher. Für das neutrale Natrium ergeben sich ähnliche Werte. Die Bestimmung der Gesamtdichte dieser Gase erfordert aber die Kenntnis des Bruchteiles der Atome in dem betreffenden Ionisationszustand.

Nun läßt sich auf Grund der Theorie von M. N. SAHA der Ionisationszustand eines Gases im thermodynamischen Gleichgewichte leicht bestimmen, sofern man die Temperatur  $T$  und die Dichte  $\rho$  des Gases kennt. Ist der Bruchteile der ionisierten Atome im Verhältnis zur Gesamtzahl  $x$ , so erhält man:

$$\ln \frac{l-x}{x} = \frac{0,434 \psi}{R T} + \ln \frac{\rho}{\mu T^{3/2}} + 8,39,$$

wobei  $R$  die absolute Gaskonstante und  $\mu$  das Atomgewicht der Gasart bedeutet.  $\psi$  ist die Energie, die erforderlich ist, um das Elektron aus dem

Atomverbände zu entfernen, also die sog. Ionisationsenergie. Sie tritt hier zunächst in absoluten Einheiten auf, wird aber meist in Elektronenvolt gemessen. Beispielsweise ist das Ionisationspotential für Natrium 5,12 Volt. Für Calcium ist das erste Ionisationspotential 6,09 und das zweite 11,82 V.

Die angegebene Formel gilt, wie gesagt, nur im thermodynamischen Gleichgewicht. Nun weichen aber die Verhältnisse im interstellaren Raume davon so weit wie nur irgend möglich ab. Die aus der Dichte der gesamten Sternstrahlung abgeleitete effektive Temperatur beträgt dort nur etwa 3° absolut, während die Qualität der Strahlung der mittleren Oberflächentemperatur eines Fixsternes, also etwa 10 000°, entspricht. Die gaskinetische Temperatur der Atome hat wiederum einen anderen Wert, nach A. S. EDDINGTON etwa 15 000°. Die SAHASche Ionisationsgleichung ist also auf den interstellaren Raum nur mit besonderem Vorbehalt anwendbar. Wenn die gaskinetische Temperatur mit der qualitativen Temperatur der Strahlung, also mit der mittleren Sternentemperatur, übereinstimmt, was nach EDDINGTON ja annähernd der Fall zu sein scheint, kann jedoch die SAHASche Formel beibehalten werden, wenn man nur  $\rho$  durch den entsprechenden Verdünnungsfaktor  $W$  dividiert, der angibt, wievielmals die Strahlung im interstellaren Raum gegenüber der Gleichgewichtsstrahlung derselben Zusammensetzung verdünnt ist. Dieses Verfahren hat freilich schon deshalb nur sehr bedingte Gültigkeit, weil die Zusammensetzung der Strahlung im interstellaren Raum gar keiner bestimmten Temperatur entspricht, also nicht durch eine PLANCK'sche Kurve dargestellt werden kann. Sieht man jedoch von diesem Übelstand ab, so läßt sich mittels der angegebenen Formel der Ionisationszustand der interstellaren Materie bestimmen. EDDINGTON hat die Rechnung durchgeführt und findet für Calcium und Natrium folgende Zahlen:

$$\frac{Ca}{Ca^+} = \frac{1}{300\,000}; \quad \frac{Ca}{Ca^{++}} = \frac{1}{400}; \quad \frac{Na}{Na^+} = \frac{1}{1\,000\,000}$$

Man ersieht hieraus, daß das Calciumgas der Theorie zufolge zum weitaus größten Teile doppeltionisiert sein muß. Nur der 400. Teil ist einfach ionisiert, also zur Erzeugung der „ruhenden“ H- und K-Linien befähigt, während der Prozentsatz des neutralen Gases überhaupt keine Rolle spielen dürfte. Andererseits sieht man auch, daß — gleiche Häufigkeit der beiden Elemente vorausgesetzt — die interstellaren Natriumlinien bedeutend schwächer als die Calciumlinien sein müßten. Das steht aber in krassem Widerspruch zu den Beobachtungen, die für die dem Calcium angehörende K-Linie die gleiche Intensität wie für die D-Linie des neutralen Natriums liefern. Es ist EDDINGTON gelungen, diesen Widerspruch zu mildern, indem er zeigen konnte, daß die Intensität der Linien in einem sehr weiten Bereich unabhängig von der Dichte der Materie sein kann. Ein weiterer Widerspruch liegt in der Tatsache, daß auch die „ruhenden“ Linien des neutralen Calciums und sogar des noch leichter ionisierbaren Kaliums in den

Spektren einiger Sterne nachgewiesen werden konnten. Das scheint doch zu bedeuten, daß der Ionisationszustand der interstellaren Materie wesentlich niedriger ist, als die Theorie ergibt. Das genaue Gegenteil hätte man eigentlich erwarten sollen, weil man ja heute weiß, daß die hochfrequente, ionisierende Strahlung der Sonne — und wohl auch der anderen Fixsterne — wesentlich intensiver ist, als man der Temperatur nach annehmen sollte. Die Schwierigkeit scheint bis heute noch ungeklärt zu sein, wenn auch EDDINGTON darauf hinweist, daß bei sehr starker Wasserstoffkonzentration im interstellaren Raume sämtliche Strahlen jenseits der etwa 11 V betragenden Anregungsspannung dieses Gases absorbiert würden, so daß einige Elemente, z. B. Stickstoff, deren Ionisationspotentiale außerhalb dieser Grenzen liegen, überhaupt nicht ionisiert werden könnten. Die erforderliche Dichte des Wasserstoffs besitzt allerdings den ganz unwahrscheinlich hohen Wert  $10^{-23}$  g/cm<sup>3</sup>. Auch wird dadurch die Existenz des neutralen Kaliums und Calciums in keiner Weise erklärt, da ja die Ionisierungsspannungen dieser Elemente niedriger liegen als die Anregungsspannung des Wasserstoffes, der Wasserstoff also für diese Strahlen durchlässig ist. Es scheinen also noch andere, einstweilen unbekannte Einflüsse mitzuspielen, die den Ionisierungsgrad der interstellaren Materie herabsetzen.

Wir haben uns bis jetzt nur mit der Ionisation des interstellaren Gases beschäftigt. Aber auch die festen metallischen Partikel unterliegen dem ionisierenden Einflusse der Sternstrahlung. Dieser muß sich hier in Form des photoelektrischen Effektes äußern, so daß die Metallpartikel eine positive Aufladung erhalten. Wäre die Wirkung der Sternstrahlung die einzige, so müßten sich die Metallteilchen mit der Zeit immer höher aufladen. Tatsächlich tritt das nicht ein, da der Gleichgewichtszustand durch Elektroneneinfang hergestellt wird. Je höher nämlich die Aufladung, desto mehr Elektronen werden infolge der elektrostatischen Anziehung eingefangen. Bei einer bestimmten Aufladung muß also Gleichgewicht eintreten. Legt man die für den interstellaren Raum normalen Verhältnisse zugrunde, so erhält man beispielsweise für festes Eisen ein Aufladungspotential von etwa 10 V. Die Zahl kann natürlich nur die Größenordnung angeben, und man muß damit rechnen, daß die wirkliche Aufladung wesent-

lich niedriger ist, da ja, wie gesagt, auch die Ionisation des interstellaren Gases gegenüber dem theoretischen Werte zurückzubleiben scheint. Es ist aber anzunehmen, daß diese noch unbekanntem Einflüsse auf den Zustand der festen Materie ähnliche Wirkungen ausüben.

Einer Theorie von B. LINDBLAD zufolge soll sich die feste Materie im interstellaren Raume durch dauernden Einfang von Ionen und neutralen Atomen fortgesetzt anreichern. LINDBLAD hat auch unter vereinfachten Annahmen die Wachstumsgeschwindigkeit des festen Eisens abzuschätzen versucht. Er berechnet unter diesen Voraussetzungen die Zeitdauer, die vom Beginne dieses Wachstumsprozesses bis jetzt verflossen sein muß, wenn man für die heutige Zeit die aus den Beobachtungen bestimmten Partikeldurchmesser zu 50 bis 100  $m\mu$  ansetzt. Seine Ergebnisse stehen in gutem Einklange mit der bei den Astronomen heutzutage meist als gültig angenommenen sog. „Kurzen Zeitskala“, derzufolge das Alter des Sternsystems einige Jahrmilliarden betragen soll. Nicht berücksichtigt wurde dabei von LINDBLAD leider der Ionisationszustand der interstellaren Materie. Berechnet man die Ionisation nach der SAHASCHEN Theorie, so kommt man zu dem Ergebnis, daß der Wachstumsprozeß der metallischen Partikel fast völlig aufhört: Infolge der starken elektrostatischen Abstoßung zwischen dem positiv geladenen Metall und den Ionen findet praktisch gar keine Anlagerung von Gasatomen statt. Wegen der außerordentlichen Unsicherheit unserer Kenntnis der interstellaren Ionisationsverhältnisse lassen sich quantitative Angaben über die Verzögerung des Wachstumsprozesses kaum machen. Doch ergeben sich auch bei vorsichtiger Schätzung immerhin einige Zehnerpotenzen für den Verzögerungsfaktor des Anwachsens. Es liegt daher meines Erachtens nahe anzunehmen, daß sich die Bildung der metallischen Partikel aus gasförmiger Materie zu einem sehr viel früheren Zeitpunkte vollzogen hat als die Sternstrahlung und daher auch ihr ionisierender Einfluß noch weniger intensiv war als heute, also etwa zu der Zeit, als auch die Sterne erst in Bildung begriffen waren. Die Aussichten für das Anwachsen fester Partikel waren überdies damals um so größer, als die Materie damals nach unseren heutigen Anschauungen auf einen engeren Raum verteilt war als gegenwärtig.

#### 4. Unterricht und Methode.

Zur Reform des Unterrichts in der Elektrizitätslehre an höheren Schulen. Von R. PYRKOSCH in Breslau.

Die Einführung in die Elektrizitätslehre mit Hilfe des elektrischen und magnetischen Feldes ist auf der Schule mit beträchtlichen Schwierigkeiten verbunden, so daß es wünschenswert erscheint, sie recht vielseitig zu erörtern, um zu einer befriedigenden didaktischen Darstellung zu gelangen. Der Verfasser der folgenden Zeilen hat bereits früher zu verschiedenen hierher gehörigen Fragen Stellung genommen [diese Zeitschr. 46, 215 (1933)]

und möchte jetzt noch eine Ergänzung zu den damaligen Ausführungen geben, welche hauptsächlich das konstante elektrische und magnetische Feld betrifft.

Im vorgeschrittenen Unterricht wird die Lehre vom magnetischen Felde damit eröffnet, daß man aus kleinen Magnetnadeln etwa 2 Kraftlinien um einen Stab- oder Hufeisenmagneten zusammensetzt und ihre Beziehungen zu der auf irgendeinen Magnetnadel pol ausgeübten Kraft klarlegt. Das aus dem Anfangsunterricht bereits bekannte Übersichtsbild mit dem Eisenfeilicht fügt die

Erkenntnis hinzu, daß die magnetische Kraft um so größer ist, je dichter die Kraftlinien an der betreffenden Stelle verlaufen. Nun werden 2 Stabmagnete, die am besten in geometrischer wie magnetischer Hinsicht gleich sind, mit ungleichnamigen Polen einander gegenübergestellt. Dadurch wird das Kraftlinienbild jedes der beiden Magnete unsymmetrisch verändert, indem an den gegenüberstehenden Polen Kraftlinien herumgebogen werden, so daß sie ein diese Pole verbindendes Büschel bilden. Wird also jetzt der entscheidende Schritt getan und angenommen, daß den Kraftlinien nicht nur eine geometrische Bedeutung, sondern eine physikalische Wirklichkeit zukommt, nämlich eine längs ihnen gerichtete Spannung, die sich als Zug an den Magnetflächen äußert, so ist die Anziehung zwischen den beiden Polen erklärt, da die verbindenden Kraftlinien dichter sind als an den beiden voneinander abgekehrten Polen, wo der Zug der Kraftlinien eine Entfernung der beiden Magnete voneinander zu bewirken sucht. Ebenso wird die Abstoßung zwischen 2 gleichnamigen Polen durch das Kraftlinienbild der beiden Stabmagnete erklärt, wenn sie etwa mit den beiden Nordpolen einander gegenübergestellt werden. Dann stauchen sich die aus ihnen austretenden Linien, gehen auseinander und treten schiefer zu den Polflächen aus als auf den Seiten der Südpole, so daß der Zug auf die Südpolflächen stärker ist als der auf die Nordpolflächen und das Bestreben, die Magnete voneinander zu entfernen, das Annäherungsbestreben überwiegt. Bekanntlich wird die Abstoßung zwischen 2 gleichnamigen Polen meist aus dem Kraftlinienbild erklärt, indem außer der Spannung längs der Kraftlinien noch ein Druck senkrecht zu ihnen vorausgesetzt wird, doch ist ein Druck senkrecht zu einer Linie für den Schüler sicher eine unklare Vorstellung<sup>1</sup>; ferner sind die Stellen des Feldes, wo dieser Druck der Achse der beiden Magnete parallel ist und die Abstoßung zu verursachen hätte, von den Magneten ziemlich entfernt, so daß es sich empfiehlt, diese Drucke aus dem Spiele zu lassen und mit den Zugspannungen allein auszukommen. Dann wird es allerdings wünschenswert sein, daß die Kraftlinienbilder nicht auf die beiden gegenüberstehenden Pole beschränkt bleiben, sondern die beiden Magnete vollständig umfassen.

Die neueren Schulbücher gehen im allgemeinen gleich bei der ersten Einführung der magnetischen Kraftlinien noch weiter, indem sie diese durch den Magneten hindurchführen und in ihm sich schließen lassen. Abgesehen davon, daß zunächst hierzu kein Bedürfnis vorliegt, ist bekanntlich die Erklärung der magnetischen Kraft im Innern des Magneten eine heikle Angelegenheit, die erst bei der Behandlung der Stromspule gegeben werden kann, so daß es besser ist, mit den geschlossenen magnetischen Kraftlinien zu warten, bis sie sich bei den elektromagnetischen Feldern von selbst darbieten.

<sup>1</sup> Unbedenklich sind natürlich die MAXWELLSCHEN Drucke senkrecht zu den Seitenwänden der Kraftlinien, doch auf der Schule entbehrlich.

Um den grundlegenden Begriff der Feldstärke zu gewinnen, ist der Begriff der Polstärke nötig. Als Nordpol der Stärke 1 wird ein Pol betrachtet, der auf einen gleichstarken in der Entfernung 1 cm die Abstoßung 1 Dyn bewirkt; als Pol der Stärke  $m$  ein solcher, der die Abstoßung  $m$  Dyn verursacht, wenn er an die Stelle eines der beiden Einheitspole gebracht wird; Südpolstärken erhalten negative Vorzeichen. Unter der Feldstärke an einem Punkte des Feldes wird die Maßzahl der magnetischen Kraft bezeichnet, die hier auf einen Einheitspol ausgeübt wird.

Man geht nun vom magnetischen Zweipol zum elektrischen über, indem man z. B. den von HEUSSEL angegebenen Apparat mit Rizinusöl und Grießkörnern verwendet, um die Kraftlinienbilder zu erzeugen. Je nachdem man die beiden kreisförmigen Metallscheiben des Apparats mit beiden Polen einer Influenzmaschine oder nur mit einem verbindet, ergibt sich das Kraftlinienbild, das dem von 2 ungleichnamigen oder gleichnamigen Magnetpolen entspricht. Als wesentlicher Zug dieser Bilder gegenüber den magnetischen wird festgestellt, daß die Kraftlinien überall auf den Oberflächen der Pole senkrecht stehen, was noch weiter dadurch bestätigt wird, daß an Stelle der kreisförmigen Pole einer oder zwei streifenförmige verwandt werden. Wie bei dem magnetischen Felde wird auf eine Spannung längs der Kraftlinien geschlossen, die eine Anziehung ungleichnamiger und eine Abstoßung gleichnamiger Pole zur Folge hat, indem im letzteren Falle die Spannung der auf den voneinander abgekehrten Seiten aufsitzen den Linien maßgebend ist. Mittels geriebener Hartgummi- und Glasstäbe und der Drehwaage wird sodann gezeigt, daß es wirklich zwei verschiedene elektrische Zustände gibt und ungleichnamig elektrische Körper einander anziehen, gleichnamig elektrische sich dagegen abstoßen.

Die nächste wichtige Feststellung ist, daß der elektrische Zustand eines Körpers einem andern durch mehr oder minder innige Berührung mitgeteilt werden kann. Dies erklärt sich am einfachsten durch die Annahme, daß dabei von dem einen auf den andern Körper etwas übergeht, was als elektrische Ladung bezeichnet wird. Es kann natürlich nur mitgeteilt werden, daß dieses Etwas atomistischer Natur ist und aus kleinsten Teilchen von etwa dem 2000. Teile der Masse eines H-Atoms besteht, die Elektronen heißen und alle gleich stark negativ elektrisch sind. Sie gehören zu den Bausteinen der Atome, können sich aber bei gewissen festen Körpern wenigstens zum Teil zwischen den Atomen frei bewegen und elektrische Ströme hervorrufen, deren Wirkungen im Anfangsunterricht untersucht worden sind. Dagegen ist die gleichfalls atomistische positive Elektrizität fest an die Atome gebunden, so daß sie bei festen Körpern nicht strömen kann. Auch die kleinsten positiven und negativen elektrischen Teilchen sind von elektrischen Feldern umgeben, vermöge deren 2 ungleichnamige sich anziehen, 2 gleichnamige sich abstoßen. Für gewöhnlich heben sich diese Wirkungen nach außen hin auf, so daß der Körper unelektrisch erscheint; bei einem

negativ geladenen ist ein Überschuß von Elektronen vorhanden, deren Felder das Gesamtfeld um den Körper zusammensetzen, während ein positiv geladener einen Mangel an Elektronen aufweist, so daß die Felder der positiven Teilchen vorherrschen und das Feld um den Körper bedingen.

Die Erklärung der wichtigen Erscheinung der elektrischen Influenz mit dieser Auffassung elektrischer Ladungen auf Leitern wurde bereits in dem früheren Aufsatz erwähnt. Die Influenz läßt nun das Zustandekommen der elektrischen Kraftlinienfiguren mit den Grießkörnern im Rizinusöl verstehen, wie die der magnetischen mit dem Eisenfeilicht durch die magnetische Influenz; sie erklärt ferner die Tatsache, daß auch ungeladene Leiter von geladenen angezogen werden können, ja daß sogar die Abstoßung zwischen 2 gleichnamig geladenen Leitern durch eine Anziehung übertriften werden kann, welche infolge der Influenz zwischen ihnen auftritt. Von besonderer Wichtigkeit ist die Influenzwirkung eines geladenen isolierten Leiters A auf einen ihn einschließenden. Durch den bekannten Versuch mit dem Faradayzylinder wird gezeigt, daß die auf der Hohlraumfläche B influenzierte Ladung der des Leiters im Innern gleich und entgegengesetzt ist. Der einfachste Fall, wo A und B konzentrische Kugeln sind, wird benutzt, um den Begriff der Kraftrohre einzuführen. Zu diesem Zweck denkt man sich A von einem Gradnetz überzogen und durch jeden Meridiankreis die Ebene, durch jeden Breitenkreis den Kegel mit der Spitze im Mittelpunkt gelegt. Auf diese Weise wird der Raum zwischen A und B und damit das elektrische Feld in so viele Säulen zerlegt, als das Netz von A Maschen hat, und jede von ihnen erstreckt sich zwischen einer Masche von A und der entsprechenden von B, den Grundflächen, deren Ladungen offenbar entgegengesetzt gleich sind. Da die Seitenwände jeder Säule von Kraftlinien gebildet werden, heißen die Säulen Kraftrohren.

Um das Feld zwischen 2 konzentrischen Kugeln weiter auszunutzen, ist noch das COULOMBSche Gesetz erforderlich, das durch einen der üblichen Versuche bestätigt wird. Entsprechend der Polstärke 1 wird als Ladung + 1 diejenige gewählt, welche auf einer winzigen Kugel angebracht, eine ebensolche in der Entfernung 1 cm mit der Kraft 1 Dyn abstößt. Die auf die Ladung + 1 an irgendeiner Stelle des Feldes ausgeübte elektrische Kraft ist die Feldstärke. Um die Feldstärke in einem beliebigen Punkte des Feldes zwischen A und B zu bestimmen, dient ferner die fast selbstverständliche Feststellung, daß dieses Feld erhalten bleibt, wenn der Radius  $r_1$  von A kleiner, der Radius  $r_2$  von B größer wird, ohne daß sich die Ladung  $e$  von A ändert. Wird aber  $r_1$  sehr klein, während  $r_2$  über alle Grenzen wächst, so ist nach dem COULOMBSchen Gesetz die Feldstärke in der Entfernung  $r$  vom Mittelpunkt gleich  $e/r^2$ , so daß sich die Feldstärken an 2 Punkten des Feldes umgekehrt verhalten wie die Oberflächen der beiden durch diese Punkte gehenden konzentrischen Kugelflächen. Liegen die Punkte in derselben Kraftrohre zwischen A und B, so verhalten

sich die Feldstärken demnach auch umgekehrt wie die beiden Querschnitte der Röhre, welche durch die beiden Kugelflächen erzeugt werden.

Der geometrisch einfachste Fall der beiden konzentrischen Kugeln wird nun verallgemeinert, indem für A irgendein isolierter geladener Leiter, als B der Versuchsraum genommen wird. Überzieht man A wie früher mit einem Maschennetz, so wird jede Masche auch wieder die Grundfläche einer Kraftrohre bilden, die sich von A nach B erstreckt. Wegen der Spannung längs der Kraftlinien läßt sich jede Röhre mit einem elastischen Schlauch vergleichen, der A und B einander zu nähern sucht. Doch ist eine Kraftrohre im allgemeinen gekrümmt und von veränderlichem Querschnitt, wobei unter einem solchen eine Trennungswand verstanden wird, die auf allen in der Röhre verlaufenden Kraftlinien senkrecht steht. Die Verallgemeinerung der für den einfachen Sonderfall erhaltenen Ergebnisse besteht nun darin, daß auch jetzt die Ladungen an den beiden Grundflächen einer Röhre entgegengesetzt gleich sind und sich die Feldstärken in 2 Punkten einer engen Röhre umgekehrt wie ihre Querschnitte verhalten, welche durch die Punkte gehen. Die Berechtigung dieser Verallgemeinerung kann allerdings nur mitgeteilt werden. Wird also das Grundflächennetz der Kraftrohren auf A so gewählt, daß jede Grundfläche gleich der Flächeneinheit ist, so kann man an einem beliebigen Punkte des Feldes seine Stärke durch den Inhalt des Querschnittes der betreffenden Kraftrohre bestimmen, welcher durch den Punkt hindurchgeht, indem man die Feldstärke an der Grundfläche durch den Inhalt des Querschnittes dividiert. Verteilt man also über die Grundfläche so viele Kraftlinien wie die Maßzahl der Feldstärke an ihr angibt, so erhält man die Feldstärke an irgendeiner Stelle der Röhre, indem man die Linien abzählt, welche durch die Flächeneinheit gehen, die senkrecht zu den Linien an dieser Stelle gelegt ist. Verfährt man aber bei allen Röhren in derselben Weise, so entsteht in dem Feld ein Kraftliniengerüst, welches die Kraftrohren entbehrlich macht, so daß sie wieder beseitigt werden können. Dann läßt sich die Feldstärke an irgendeiner Stelle des Feldes mit Hilfe des Gerüsts, wie eben angegeben, bestimmen. Anstatt bei seiner Konstruktion von der Oberfläche des Leiters A auszugehen, kann man offenbar ebensogut eine andere auf den Kraftlinien senkrechte Fläche nehmen, wie in dem einfachen Falle der beiden konzentrischen Kugeln eine konzentrische Zwischenkugelfläche, und durch jede Flächeneinheit auf ihr so viele Kraftlinien hindurchgehen lassen, wie die Feldstärke an der Stelle angibt. Dieses Verfahren ist dann auch auf das magnetische Feld anwendbar, z. B. bei dem magnetischen Feld einer Stromspule. Als Fläche, die auf allen Kraftlinien senkrecht steht, kann hier irgendein senkrechter Querschnitt der Spule gewählt werden, über den die Kraftlinien gleichmäßig so zu verteilen sind, daß auf jede Flächeneinheit so viele kommen, wie die Feldstärke in der Spule beträgt. Dann wird die Feldstärke auch an einem Punkt außerhalb der Spule durch die

Zahl der Linien gegeben, welche eine Flächeneinheit durchsetzen, die durch den Punkt senkrecht zu den benachbarten Linien gelegt wird. Damit ist der Begriff der Kraftlinienzahl gewonnen, der später in der Lehre von der Induktion eine so wichtige Rolle spielt.

Ein wesentliches Merkmal des elektrischen konstanten Feldes war, daß die Ladungen von Leitern sich nur an ihrer Oberfläche befanden. Daß sich im Innern eines hohlen Leiters keine Ladungen im Gleichgewicht erhalten können, wird durch bekannte Versuche befriedigend nachgewiesen. Innerhalb eines massiven Leiters kann auch kein elektrisches Feld von Bestand sein, denn die immer in ihm vorhandenen freien Elektronen würden sich zu den Kraftlinien entgegengesetzt bewegen und einen Strom veranlassen, der das Feld bald verschwinden läßt.

Der Fall, daß sich ein etwa positiv geladener Leiter A isoliert innerhalb des Versuchsraumes mit der Innenfläche B befindet, wird ferner dazu benutzt, den Begriff seines Potentials einzuführen. Mir scheint es nicht geraten, dieses Fremdwort von vornherein durch „Spannung“ zu verdrängen, da die Verwechslung mit der Spannung längs der Kraftlinien des elektrischen Feldes nahe liegt und Mißverständnisse veranlassen kann. In älteren klassischen Darstellungen wird deshalb auch sorgfältig zwischen beiden unterschieden (vgl. etwa J. C. MAXWELL: Die Elektrizität in elementarer Behandlung, deutsche Übersetzung, S. 40 und H. A. LORENTZ: Lehrbuch der Physik, Bd. 2). In der Lehre vom elektrischen Strom ist die Verwendung des Wortes „Spannung“ für Potentialdifferenz natürlich unbedenklich.

In der üblichen Weise betrachtet man die Arbeit, die erforderlich ist, um eine kleine Probekugel mit der Ladung  $+1$  von B nach A überzuführen, und man zeigt mit Hilfe eines geschlossenen Umlaufs der Kugel, welcher zum Teil längs A und B vor sich geht, daß jene Arbeit von dem Wege zwischen B und A unabhängig ist. Dabei wird das Gesetz von der Erhaltung der Arbeit und der Umstand benutzt, daß die Kraftlinien auf A und B senkrecht stehen, so daß längs A und B keine Arbeit zu leisten ist. Die so bestimmte Arbeit wird als das Potential von A bezeichnet. Bei negativer Ladung von A ist auch sein Potential negativ; das Potential von B ist gleich Null wie das eines jeden mit der Erde leitend verbundenen Leiters. Auch wenn A mit einem andern isolierten Leiter im Zimmer leitend verbunden wird, bilden sie einen Leiter mit einem bestimmten Potential, z. B. wenn man eine Probekugel durch einen dünnen Draht mit einem Elektroskop verbindet und mit ihr A berührt. Der Ausschlag des Elektroskops kann dann als Maß des gemeinsamen

Potentials angesehen werden, was durch seine Unveränderlichkeit bestätigt wird, wenn man die Probekugel an der Oberfläche von A entlang bewegt.

In derselben Weise kann das Potential für jeden Punkt P des elektrischen Feldes zwischen A und B als die vom Weg unabhängige, gegen die elektrische Kraft zu leistende Arbeit erklärt werden, welche nötig ist, um die Ladung  $+1$  von B nach P zu bringen, und wie aus dem Begriffe der Arbeit folgt, ist die Feldstärke in P sodann gleich der Abnahme des Potentials je Längeneinheit auf der Kraftlinie durch P. Ferner ist das Potential eines jeden Punktes an der Oberfläche von A offenbar gleich dem von A selbst und diese Oberfläche folglich eine Fläche gleichen Potentials ebenso wie B, an der das Potential überall gleich Null ist. Dasselbe gilt von jeder Fläche im elektrischen Felde, die überall auf den Kraftlinien senkrecht steht.

Es seien nun zwei Leiter A und C in demselben Versuchsraum isoliert aufgestellt, von denen mindestens einer geladen ist, etwa A positiv; das Potential von A sei  $p_a$ , das von C sei  $p_c$ , und es gelte  $p_a > p_c$ . Dann läßt sich wieder mittels eines geschlossenen Umlaufs zeigen, daß die Arbeit, welche nötig ist, um die Ladung  $+1$  von C nach A überzuführen, vom Weg unabhängig und gleich der Potentialdifferenz ( $p_a - p_c$ ), für die Ladung  $e$  gleich  $e(p_a - p_c)$  ist. Dieser Potentialunterschied ist die Ursache eines elektrischen Stromes, der von A nach C fließt und die beiden Potentiale ausgleicht, wenn beide Leiter leitend verbunden werden. Wie schon oben bemerkt, wird er zumeist als die Spannung zwischen A und C bezeichnet. Dann kann aber die Allgemeingültigkeit eines Satzes neuerer Schulbücher nicht aufrecht erhalten werden, der besagt: Zwei elektrische Körper, zwischen denen eine Spannung besteht, ziehen einander an. Um dies einzusehen, seien etwa A und C überall auf ihren Oberflächen positiv geladen, so daß keine Kraftlinien auf ihnen endigen, also auch keine die beiden Leiter miteinander verbinden können. Vielmehr werden sie alle auf A und C entspringen und auf B enden. Wie bereits oben aus dem Kraftlinienbilde geschlossen wurde, stoßen A und C in diesem Fall einander ab in Übereinstimmung damit, daß sie gleichnamig geladen sind. Trotzdem wird zwischen A und C im allgemeinen ein Potentialunterschied, alias Spannung, bestehen, der bei leitender Verbindung einen Ausgleichsstrom verursacht. Anders verhält es sich, wenn etwa C negative Oberflächenladungen besitzt, so daß Kraftlinien auf A beginnen und auf C enden. Dann findet im allgemeinen eine Anziehung zwischen A und C statt, die aber nicht auf der Spannung als Potentialdifferenz von A und C beruht, sondern auf der Spannung längs der verbindenden Kraftlinien.

### Neu erschienene Bücher und Schriften.

**Schiffe erobern die Luft.** Von HEINZ LUEDECKE 396 Seiten mit 100 Abbildungen. Potsdam: Williams & Co. 1938. Preis RM 4.50.

Der Verfasser hat die Geschichte der Luftfahrt in einer Form bearbeitet, die für Jungen im Alter

von etwa 14 Jahren geeignet sein soll. Ob damit der richtige Weg beschritten ist, um der Jugend die Entwicklung der physikalischen und technischen Ideen näher zu bringen, die von den ältesten Zeiten bis auf den heutigen Tag mit der Luftschiff-

fahrt zusammenhängen, kann an dieser Stelle nicht beurteilt werden. Unter den Versuchen, physikalische Stoffe „für die Jugend“ zu bearbeiten, nimmt das Buch immerhin eine Sonderstellung ein, da der Verfasser viel Wissenswertes vermittelt, das er aus seinen früheren Arbeiten zur Geschichte der Fluglehre schöpfen kann. Auch die eingestreuten Kapitel physikalischen Inhalts sind durchweg geschickt dargeboten. Ob sie beim jugendlichen Leser auf wirkliches Verständnis stoßen werden, ist wieder eine andere Frage. Allerdings würde man eine so fehlerhafte Erklärung wie „in der Technik ist eine Pferdestärke die Kraft, welche ein Kilogramm in einer Sekunde 75 m hochhebt“, gern vermieden wissen. O. Brandt.

**Die spektrale Hellempfindlichkeit des menschlichen Auges und ihre Bedeutung für die Lichtmeßtechnik.** Von PAUL JAINSKI. 62 Seiten, 16 Abbildungen, 20 Tabellen. Berlin: Union Deutsche Verlagsgesellschaft 1938. Preis kart. RM 3.80.

Die Lichtmeßtechniker legen bekanntlich die durch die Internationale Beleuchtungskommission (IBK) empfohlene mittlere spektrale Hellempfindlichkeitskurve für das normale menschliche Auge zugrunde. Diese Kurve ist aus Untersuchungen entstanden, die von verschiedenen Beobachtern nach verschiedenen Verfahren angestellt wurden, wobei die Photometerfelder nach Größe und Helligkeit alle voneinander verschieden waren. So ist besonders bemerkenswert, daß die Feldgröße teilweise bis zu  $7^\circ$  mißt. Nun haben aber sorgfältige anatomische Untersuchungen an einer sehr großen Anzahl Augen ergeben, das nur bis zu einem Gesichtsfeld von höchstens  $1,5^\circ$  Durchmesser der stäbchenfreie Bezirk der Fovea centralis bei der Messung allein in Tätigkeit tritt. Über dieses Gesichtsfeld hinaus üben die Stäbchen einen mehr oder weniger starken Einfluß auf das Ergebnis aus. Weiterhin macht der Verfasser darauf aufmerksam, daß nur das Flimmerverfahren eindeutige und reproduzierbare Meßergebnisse liefert und allein bei ihm das Additivitätsgesetz streng befolgt wird. Daher ist zu vermuten, daß die durch die IBK empfohlene Hellempfindlichkeitskurve nicht den wahren Verhältnissen entspricht. Deshalb unternimmt der Verfasser eine Neubestimmung dieser Kurve unter eindeutigen Meßbedingungen.

Die Untersuchung wurde an einem Doppelmonochromator in Verbindung mit einem Flimmerphotometer durchgeführt; die Photometerfeldgröße wurde zu  $1,2^\circ$  bemessen; die Photometerfeldleuchtdichten betragen 200 bis 800 asb. Als Normallichtquellen wurde eine Wolframbandlampe mit bekannter Farbtemperatur benutzt. Die spektrale Energieverteilung am Austrittsspalt des Monochromators wurde mit einem Vakuumthermoelement in Verbindung mit einem Spiegelgalvanometer gemessen. Untersucht wurden 63 Personen, deren Farbtüchtigkeit zuvor an pseudo-isochromatischen Tafeln geprüft wurde.

Als Ergebnis erhielt der Verfasser eine Mittelwertkurve, deren Höchstwert gegenüber dem der IBK-Kurve um  $10 m\mu$  zum langwelligen Gebiet nach  $565 m\mu$  hin verschoben ist. Auf der blauen

Seite sind die neuen Empfindlichkeitswerte bis zu 36% kleiner, auf der roten Seite bis zu 17% größer; ab  $655 m\mu$  stimmen beide Kurven überein. Der Streubereich der neuen Kurve ist wesentlich kleiner als bei der IBK-Kurve. Eine Vergleichung der neu ermittelten Hellempfindlichkeitswerte mit Ergebnissen von anderer Seite liefert für das Empfindlichkeitsverhältnis der beiden Quecksilberlinien 578 und 546 den Wert 1,045 und nach Messungen von ARNDT und RIECK 1,035; entsprechend für die Linien 589 und 546 nach der neuen Kurve 0,937, experimentell nach DRESLER 0,94, also recht gute Übereinstimmung.

Als wichtigste Begründung für die gefundene Abweichung der neuen gegenüber der IBK-Kurve sieht der Verfasser die Tatsache an, daß bei der Bestimmung der letzteren die Stäbchen unbeabsichtigt mitgewirkt haben müssen. Um dies zu erhärten, führt der Verfasser auch Messungen an größeren Photometerfeldern durch und findet bei  $6^\circ$  Durchmesser die erwartete Verschiebung der Kurve, teilweise sogar schon bei Photometerfeldern mit  $2^\circ$  Durchmesser, allerdings beeinflußt durch die im Photometer herrschenden Leuchtdichten. Das bedeutet aber, daß die von IVES aufgestellten Photometerbedingungen ( $2^\circ$  Gesichtsfeld, mindesten 28 lx Beleuchtungsstärke auf dem Photometerfeld) nicht die Gewähr für eine eindeutige spektrale Hellempfindlichkeit geben, und daß somit heterochrome photometrische Messungen nach diesen Bedingungen keine eindeutigen Ergebnisse liefern können, sondern von der auf dem Photometerschirm vorhandenen Leuchtdicke stark beeinflußt werden.

Bei eindeutigen und reproduzierbaren Meßbedingungen hingegen, die reines Zapfensehen verbürgen, spielt es bei heterochromen flimmerphotometrischen Messungen keine Rolle, ob der Helligkeitsabgleich in heller oder dunkler Umgebung des Photometers erfolgt. Die bisher in der heterochromen Photometrie aufgetretenen Abweichungen zwischen gemessenen und gerechneten Werten, in welche die spektrale Hellempfindlichkeit eingeht, liegen bei Benutzung der neuen spektralen Hellempfindlichkeitskurve innerhalb jeder photometrischen Meßgenauigkeit. Es besteht somit die Notwendigkeit der Festlegung einer neuen mittleren spektralen Hellempfindlichkeitskurve. J. Flügge.

**Hochfrequenz-Meßtechnik.** Von O. ZINKE. Schriftenreihe: Physik und Technik der Gegenwart. Abt. Fernmeldetechnik. Herausgegeben von H. FASSBENDER, 3. Bd. 223 Seiten mit 221 Abbildungen. Leipzig: S. Hirzel 1938. Preis brosch. RM 14,—, geb. RM 15,50.

Der Inhalt des vorliegenden Buches gliedert sich in folgende Abschnitte: A. Strommessung (Normalstrommesser für hohe Frequenzen; Thermostrommesser; Stromwandler mit Thermostrommesser; Wandler mit Trockengleichrichter; Nebenschlüsse zur Messung hoher Ströme; Sondermeßmethoden zur Messung sehr kleiner Ströme; Eichung von Strommessern bei Ultrakurzwellen). — B. Spannungsmessung (Spannungsmessung bei hohen Frequenzen; Normalspannungsmesser;

Spannungsmessung durch Gleichrichtung [Röhrenvoltmeter]; Spannungsmessung mit der BRAUNschen Röhre, mit elektrostatischen Voltmetern, mit Thermovoltmeter; Erweiterung des Meßbereiches durch Verstärker und Spannungsteiler; Spannungsmessung durch Trockengleichrichter). — C. Leistungsmessung (Eichnormale; Messung der zugeführten Hochfrequenzleistung; Messung der entwickelten Wärmeleistung). — D. Frequenzmessung (durch Auszählung, durch Resonanz, durch Schwebung). — E. Messung der Kurvenform (mit dem BRAUNschen Rohr; durch Aufnahme des Frequenzspektrums). — F. Modulationsmessung (Amplituden-, Frequenz- und Phasenmodulation). — G. Messung von Widerständen, Kapazitäten, Induktivitäten (durch Strom- und Spannungsmessung, im Resonanzkreis, nach Betrag und Phase mit der Meßbrücke). H. Messungen an Leitungen und Kabeln.

Das Buch stellt eine ausgezeichnete Einführung in das Gebiet der hochfrequenten Meßmethoden dar, die bekanntlich durch die Entwicklung der Elektronenröhren und der BRAUNschen Röhren eine in vieler Richtung neuartige Gestaltung erfahren haben und hier zum erstenmal in einheitlicher Form behandelt werden. Die Darstellung ist einfach und klar; sie wird durch eine große Zahl Schaltbilder und sehr guter Abbildungen von Meßgeräten ergänzt. Dabei wird, was besonders wertvoll ist, der Hauptwert auf die praktische Ausführung der Messungen und die dabei zu beachtenden Frequenzgrenzen gelegt und insbesondere die Bemessung der Einzelteile sowie die konstruktive Ausführung der im Handel befindlichen Geräte behandelt.

Das gut ausgestattete Buch wird jedem, der sich irgendwie mit Hochfrequenzmessungen befassen muß, ein unentbehrliches Hilfsmittel sein, und es kann auch dem Studierenden als ergänzender Leitfaden beim Hochfrequenzstudium nur empfohlen werden.

L. Bergmann.

**Schule des Funktechnikern.** Von HANNS GÜNTHER und Ing. HEINZ RICHTER. 2. Band. 243 Seiten mit 159 Abbildungen. Lex. 8°. Stuttgart: Franckh 1938. Preis in Leinen geb. RM 14,—.

Wurden in dem 1. Bande der „Schule des Funktechnikern“ [vergl. diese Zeitschrift 52, 42 (1939)] die Grundlagen der Funktechnik dargestellt, so kommen in dem jetzt vorliegenden 2. Bande des Werkes vornehmlich Fragen der Praxis zur Behandlung. In einem längeren Abschnitte werden die wichtigsten Formeln der Wechselstromtechnik mit besonderer Berücksichtigung der Hochfrequenz mitgeteilt, und es wird an Rechenbeispielen ihre Anwendung gezeigt. Es folgen dann eingehende Ausführungen über die wichtigsten Werkstoffe, die in der Funktechnik Verwendung finden. In dem Hauptabschnitt „Entwicklung, Konstruktion und Herstellung von Funkgeräten“ wird der Leser nicht nur eingehend über den Bau eines leistungsfähigen Empfangsgerätes unterrichtet, sondern er erfährt auch alle Einzelheiten über die Herstellung der Einzelteile wie Widerstände, Kondensatoren, Spulen und

Transformatoren. Ein weiterer Abschnitt enthält Anweisungen über Geräteprüfung, Eichungen, Fehlersuchen und Ausbesserungsarbeiten. In dem Schlußkapitel werden die wichtigsten Meßeinrichtungen und -verfahren mitgeteilt, wobei auch die vielen Verwendungsmöglichkeiten des Kathodenstrahloszillographen gewürdigt werden.

Das Gesamtwerk ist, wie schon bei der Besprechung des 1. Bandes hervorgehoben wurde, in erster Linie auf die praktische Arbeit des Funktechnikern eingestellt.

W. Spreen.

**Atomphysik.** Von Dr. KARL BECHERT und Dr. CHRISTIAN GERTHSEN, o. Prof. an der Universität Gießen. I. Allgemeine Grundlagen. 149 Seiten mit 52 Abbildungen. II. Theorie des Atombaus. 174 Seiten mit 23 Abbildungen. Sammlung Götschen, Bd. 1009 und 1123. Berlin: Walter de Gruyter & Co., 1938. Preis je Band geb. RM 1,62.

Die Erforschung der Vorgänge der Atomhülle, der eigentliche Inhalt der Quantenphysik, hat seinen prinzipiellen Abschluß vor gut 10 Jahren erhalten. Diese Dinge haben daher inzwischen auch Aufnahme in die Gesamtdarstellungen der theoretischen Physik gefunden. Dazu erscheinen jetzt neben den schon länger vorhandenen, oft noch recht schwer geschriebenen Einzeldarstellungen allmählich auch leichter lesbare. In der Sammlung Götschen ist zu billigem Preis auf dem knappen Raume von zwei Bändchen eine verhältnismäßig leicht zugängliche Gesamtdarstellung der Quantenphysik der Atomhülle erschienen, die in Kürze vieles gründlich bringt. Der 1. Band „Allgemeine Grundlagen“ bietet, unter geschickter Ausschaltung entbehrlicher mathematischer Deduktionen, eine gründliche Darstellung des wichtigsten Erfahrungsmaterials der Atomphysik, bei der zur theoretischen Ordnung in der Hauptsache nur die Gesetze der Erhaltung von Energie und Impuls verwendet werden. Es wird ein aufmerksamer Leser vorausgesetzt, der immerhin auch eine gewisse Vertrautheit mit der Methode der theoretischen Physik besitzt. Manchmal gehen die Forderungen in diesem Punkt an den Leser etwas weit, so z. B., wenn es auf S. 13 bei der Bestimmung der mittleren Relativgeschwindigkeit zweier Teilchen gegeneinander heißt: „Man rechnet leicht nach.“ In diesem 1. Bande wird nach einer Darstellung der wichtigsten Tatsachen der kinetischen Gastheorie, der Ergebnisse der Elektronenforschung, der Radioaktivität und der Gesetze des Periodischen Systems vor allem der duale Charakter von Licht und Materie behandelt. Der reiche Inhalt bringt manches, was in anderen Darstellungen nicht erwähnt wird, so z. B. KIRCHNERS direkte Messung der Geschwindigkeit von Elektronen oder den RAMSAUER-Effekt oder die Berechnung der Bildungswärme einer heteropolaren Bindung.

Der 2. Band bringt die theoretische Begründung. Er stellt natürlich wesentlich höhere Anforderungen an den Leser. An Kenntnissen aus der Atomphysik wird etwa so viel vorausgesetzt, wie der 1. Band bringt; er verlangt weiter vom

Leser eine Beherrschung der üblichen Methoden der theoretischen Physik, speziell der Mechanik und Elektrodynamik und die damit verbundene Fähigkeit, auch abstrakteren physikalisch-theoretischen Gedankengängen folgen zu können. Das Besondere und Reizvolle an der Darstellung besteht darin, daß sie von den Unschärfebeziehungen ausgeht und diese als Leitstern für die ganze Folge benutzt. Mit ihrer Hilfe geben die Verfasser zunächst eine kritische Darstellung der ursprünglichen BOHR'schen Theorie. Danach entwickeln sie das Korrespondenzprinzip und aus ihm die Quantenmechanik und führen die Anwendung auf das einfachste Beispiel, den Oszillator, durch. Aus der Analogie zwischen klassischer Mechanik und geometrischer Optik wird die Wellenmechanik gewonnen; der Elektronenspin wird zuerst korrespondenzmäßig, danach wellenmechanisch eingeführt und dann werden die wichtigsten Anwendungen, wie das Heliumproblem und die homöopolare Bindung, behandelt. Eine kurze Darstellung der relativistischen Wellengleichung des Elektrons und der Theorie der Bandenspektren bildet den Schluß.

Das 2. Bändchen ist zur Einführung in die moderne Atomtheorie für den geeignet, der schon eine ausreichende theoretisch-physikalische Schulung besitzt; diesem bietet es einen trotz aller Knappheit gründlichen und originell durchgeführten Lehrgang. Es ist weiter ein ausgezeichnetes Repetitorium, das kurz und inhaltreich die Quantentheorie des Baues der Atomhülle zusammenfaßt.  
*E. Zimmer.*

**Kleine Erdbebenkunde.** Von Dr. KARL JUNG. V, 159 Seiten mit 95 Abbildungen. (Verständliche Wissenschaft, 37. Bd.) Berlin: Julius Springer 1938. Preis geb. RM 4,80.

Erdbeben gehören zu den unheimlichsten Naturerscheinungen, die wir kennen, ob sie nun durch ein leichtes Zittern des Erdbodens das Walten verborgener Kräfte ankünden, oder ob sie mit elementarer Gewalt in einem einzigen Augenblicke ganze Städte, Dörfer und Landschaften vernichten. Kaum ein Naturvorgang wirft aber auch so viele Fragen auf und hat so viele Beziehungen zu anderen Fachgebieten wie das Erdbeben. Vor uns liegt nun, von einem ausgezeichneten Sachkenner geschrieben, ein Buch, das unter dem bescheidenen Titel einer „Kleinen Erdbebenkunde“ einem weiten Leserkreis über alle diese Fragen und Beziehungen Auskunft gibt. Nachdem es uns in einem kurzen Abschnitte mit den Grundbegriffen der Erdbebenkunde bekannt gemacht hat, erhalten wir eine lebendige Schilderung der oft gewaltigen Vorgänge, die sich bei großen Erdbeben, namentlich im sog. Schüttergebiet, ereignet haben. Die Schreckensstunden von San Franzisko (18. 4. 06), Messina (28. 12. 08), Ping-liang (16. 12. 20) Tokio-Yokohama (1. 9. 23) werden vor uns wieder lebendig. Eine Untersuchung über die geographische Verteilung der Bebenherde führt zu der Frage nach den geologischen und geophysikalischen Ursachen und zur Entwicklung der über diesen Gegenstand aufgestellten Theorien. Es

werden dann, ebenfalls in einer auch für den Nichtfachmann verständlichen Art, die Registriermethoden der Erdbebenwellen mit Hilfe der Seismographen erläutert. Wichtig sind auch die Ausführungen über die zahlreichen Anwendungen der Seismik. „Erdbebenwellen sind die ‚Röntgenstrahlen‘ des Geophysikers“. So wie der Arzt mit Röntgenstrahlen den menschlichen Körper durchleuchtet, um Abweichungen vom normalen Befund feststellen zu können, so zieht der Geophysiker aus der Art der Fortpflanzung der Erdbebenwellen seine Schlüsse über die Beschaffenheit der geologischen Schichten, wobei von künstlichen Erdbeben weitgehend Gebrauch gemacht wird. In Übertragung dieser Methoden auf das Weltmeer bestimmt man mit dem Echolot die Wassertiefe, wie andererseits die Untersuchung der hohen Atmosphäre mit Explosionsschallwellen, die heute als Luftseismik ein eigenes Forschungsgebiet darstellt, nichts weiter als eine Fortbildung der Erdbebenforschung ist.

Das Buch verdient weiteste Verbreitung und kann besonders zur Belebung des naturwissenschaftlichen und geographischen Unterrichts empfohlen werden.  
*W. Spreen.*

**Die Wunder des Himmels.** Von J. J. v. LITROW. 10. Aufl. Neu bearbeitet von Prof. Dr. F. BECKER. 579 Seiten. Berlin u. Bonn: F. Dümmler 1938. Preis RM 8,80.

Seit über einem Jahrhundert ist der „Litrow“ ein wissenschaftliches Volksbuch im besten Sinne des Wortes. Mehrere Generationen haben aus diesem Werke Wissen und Anregung geschöpft, und sicher wird auch die nunmehr erschienene 10. Auflage der Himmelskunde sich zahlreiche neue Freunde erwerben.

Der Verfasser stand vor einer gewiß nicht leichten Aufgabe. Sollte doch das Werk unter möglicher Wahrung des durch die Tradition gebotenen Charakters eine umfassende Übersicht über unser heutiges Wissen vom Universum geben. Das war früher einfacher, als es tatsächlich noch möglich war, das gesamte astronomische Wissen, soweit es den Laien interessiert, in einem einzigen Bande darzustellen. Heute ist das natürlich nicht mehr erreichbar. Sollten daher, dem Charakter des „Litrow“ entsprechend, die klassischen Probleme der Astronomie hinreichend ausführlich zur Sprache kommen, so mußten die modernen Forschungsgebiete entsprechend kürzer behandelt werden.

Der Inhalt des Bandes gliedert sich in vier Abschnitte: Grundlagen der Sternkunde; Physik der Gestirne und der Bau des Weltalls; Mechanik des Himmels; Hilfsmittel der Astronomie.

Wie gesagt, konnte manches nur kurz behandelt werden, über das man gern mehr erfahren hätte. Das liegt zum Teil an den oben aufgezeigten Schwierigkeiten, zum Teil aber auch an dem offensichtlichen Bestreben des Verfassers, nur hinreichend gesicherte Forschungsergebnisse zu bringen.

Mit besonderer Sorgfalt ist die Geschichte der Probleme behandelt. Hier findet der Leser manches, was ihm sonst nur schwer oder überhaupt

nicht zugänglich sein dürfte. Sehr zu begrüßen ist auch der ausgezeichnete Überblick über die Forschungsinstitute im In- und Ausland.

Sicher wird auch der neue Littrow in der gebildeten Welt die gleiche freundliche Aufnahme finden wie die bisherigen Auflagen dieses Werkes und dadurch zur Verbreitung und Vertiefung naturwissenschaftlicher Bildung im deutschen Volke beitragen. Wir wünschen dem Buch einen recht großen Leserkreis. *B. Jung.*

**Das Reich der Nebel.** Von E. HUBBLE. Ins Deutsche übertragen von O. KIEPENHEUER. X, 187 Seiten mit 30 Abbildungen. Braunschweig: Vieweg & Sohn. Geb. RM 14.—; brosch. RM 12.—.

Das Reich der Nebel war mehr als ein Jahrhundert lang ein Tummelplatz vager Vermutungen. Wenn auch die wahre Natur dieser geheimnisvollen Objekte, die allen optischen Hilfsmitteln zu trotzen schienen, von großen Geistern schon früh geahnt wurde, so brachten doch erst die modernen Riesenspektrometer der amerikanischen Sternwarten Licht in das Dunkel: Die Nebel — oder wenigstens die näheren unter ihnen — lösten sich in eine Unzahl von Sternen auf, die, ähnlich wie in unserer Milchstraße, zum Teil Sternhaufen und Sternwolken bildeten. Es konnte kein Zweifel mehr bestehen, die „Nebel“ erwiesen sich tatsächlich als Sternsysteme ähnlich unserem Milchstraßensystem, und jedes von ihnen mochte Milliarden Sonnen enthalten. Nun galt es, Mittel und Wege zu finden, ihre Entfernungen zu bestimmen. Auch hier mußte jeder Schritt mühevoll erkämpft werden. Die entwickelten Verfahren ließen sich zunächst nur auf einige wenige dieser Objekte anwenden und versagten bei der Mehrzahl von ihnen. Neue, wirksamere Verfahren mußten ausgearbeitet werden, die weiter führten und mit denen es schließlich gelang, bis an die äußerste Grenze des mit den zur Zeit stärksten Fernrohren erfahrbaren Raumes vorzudringen. So blicken wir heute in Fernen, die der Lichtstrahl vor Hunderten von Jahrtausenden verlassen hat, um uns jetzt erst zu erreichen. Kein Wunder, daß dabei nie geahnte Gesetzmäßigkeiten zutage treten, die sich heute noch nicht in unser physikalisches Weltbild einpassen lassen. Noch stärkere Instrumente, als wir gegenwärtig besitzen, sind nötig, um diese Fragen, von deren Klärung wir Aufschluß über das Bild der Welt im Großen erhoffen, zu beantworten. Die Vorarbeiten sind im Gang, und in wenigen Jahren wird der zweihundertzöllige Reflektor, der nunmehr vor der Vollendung steht, zur Erforschung der Nebel eingesetzt werden können. Gewiß wird er manches Rätsel lösen, aber nur, um neue Frage aufzuwerfen.

So erleben wir an Hand dieses Buches eins der stolzesten und eindrucksvollsten Kapitel menschlichen Forschertums. Was es besonders wertvoll macht, ist die Tatsache, daß einer der bedeutendsten Pioniere auf diesem Wissensgebiet selbst die Feder führt. Man merkt — trotz der strengen Sachlichkeit — diese starke Anteilnahme des Verfassers fast aus jeder Zeile heraus. Das Buch ist allgemeinverständlich geschrieben und wendet sich an einen großen Leserkreis, den es auch zweifellos gewinnen

wird. Andererseits bietet es aber doch auch dem Fachmann sehr viel, da es einen recht klaren und vollständigen Überblick über das große und heute bereits weitverzweigte Wissensgebiet vermittelt, wie er sonst wohl kaum zu erwerben ist. In Anbetracht der immer wachsenden Bedeutung, die die Nebelforschung in unserem heutigen Weltbilde besitzt, gehört Vertrautheit mit diesen Fragen fast zur naturwissenschaftlichen Allgemeinbildung. Wir wünschen dem Buche daher einen recht großen Leserkreis. *B. Jung.*

**Der Weg zum ewigen Leben der Natur.** Gegenwartsfragen der biologischen Lebenskunde. Von FERDINAND ROSSNER. 108 Seiten. Langensalza: Julius Beltz 1938. Preis RM 2,50.

Der Verfasser, Dozent an der Hochschule für Lehrerinnenbildung in Hannover, gibt hier eine grundsätzliche Einführung in die Gegenwartsaufgaben der Biologie. Er geht aus von der Einheitlichkeit und Geschlossenheit des Bildungsweges, den die Neuordnung des pädagogischen Studiums sichergestellt hat. Es ist eine Schrift für Lehrer aller Schulgattungen.

Lebenskunde ist für ROSSNER eine Grundwissenschaft. Wie aus der Schulbiologie die völkische Lebenskunde wurde, zeigt das erste Kapitel. Die Darlegung führt von der Herrschaft Roms, der Zersetzung durch Juda zu den Versuchen einer Neuordnung und zur Überwindung der systematischen Fachbiologie. Als Stoffgebiete und Arbeitsweisen werden erörtert: Das Naturerlebnis (Naturverbundenheit des deutschen Menschen, Naturschutz), die Naturbeobachtung (betätigende, beschreibende, entdeckende Beobachtung, Zeichnung), der Lehrausflug, die Notwendigkeit und die Grenzen der Systematik (Bestimmungsübungen), der Schulgarten, der biologische Lesestoff, die Lehrmittel, die Rassenkunde (als Rassenbiologie, nicht als neues „Fach“), die Lebenskunde in der Mädchenerziehung. Dann werden die Grundformen des Unterrichtes klargestellt. Der Abschluß wird mit der Einordnung der Lebenskunde in den Plan der Schulsysteme erreicht.

Das Buch umfaßt im ganzen nur 108 Seiten. Trotzdem ist es gelungen, die wesentlichsten Grundfragen des biologischen Unterrichtes konzentriert zu erörtern und sie mit vielen Beispielen zu durchdringen. Besonders hervorzuheben ist das reiche Literaturverzeichnis, das den einzelnen Punkten jeder Seite angefügt ist und ein Weiterfinden auf allen Gebieten ermöglicht. Das Buch kann jedem ernsthaft arbeitenden Biologen empfohlen werden.

*R. Lips.*

**Lehrbuch der chemischen Physik.** Von Prof. Dr. ARNOLD EUCKEN. Zweite, vollkommen neu bearbeitete Auflage. 1. Band, 717 Seiten mit 233 Figuren. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Preis brosch. RM 38,—; geb. RM 40,—.

Vom EUCKENSCHEN Lehrbuche der chemischen Physik, dessen erste Auflage 1930 erschien und in dieser Zeitschrift ausführlich besprochen wurde, liegt der erste Band der zweiten, völlig neu

geschriebenen Auflage vor. Damit hat der Verfasser nunmehr einen Plan durchgeführt, der ihm schon beim Erscheinen der ersten Auflage vorschwebte: das Lehrbuch in zwei weitgehend voneinander unabhängige Bände aufzuteilen, und nicht nur eine Einführung in die physikalische Chemie, sondern außerdem auch eine etwas eingehendere Darstellung der heutigen, mehr physikalischen Auffassung dieses Wissenszweiges zu geben.

Der erste Band behandelt die korpuskularen Bausteine der Materie. In Zusammenarbeit mit mehreren Fachgenossen (BARTHOLOMÉ, JOOS, PATAT, SCHÄFER, SAUTER, TELLER) hat EUCKEN in möglichst einfacher und anschaulicher, dabei aber bewundernswert gründlicher Weise ein Werk geschaffen, das die immer mehr verfließenden Grenzen zwischen Physik und Chemie dem Leser eindringlich vor Augen führt, und das erwarten läßt, nach seiner Vollendung das Gesamtgebiet der chemischen Physik im weitesten Sinn in systematischer Vollständigkeit zu umfassen. Es scheint dem Referenten, daß es ein Standardwerk sein wird, unentbehrlich für den Studenten, und dem Lehrer die Möglichkeit bietend, die hier behandelten und noch zu lösenden Probleme bis in die allerjüngste Zeit kennenzulernen.

Es ist klar, daß damit — der Band endet mit Bemerkungen über die Neutrino- und die FERMI'sche Theorie des  $\beta$ -Zerfalls — die unumgängliche Notwendigkeit verbunden war, die Vorstellungen der Quantenmechanik zu erörtern und eine anschauliche, modellmäßige Darstellung der physikalischen Erscheinungen zu verlassen. Mit Recht betont der Verfasser im Vorwort, daß „durchaus Wert darauf gelegt wurde, den Leser davon zu überzeugen, daß ein wirkliches Verständnis quantentheoretischer Überlegungen nur dadurch erreicht werden kann, daß man sich an eine Denkweise gewöhnt, die sich von den anschaulichen Vorstellungen der normalen Makrophysik weitgehend freihält“.

Eine Übersicht über den Inhalt des Bandes, der in einen allgemeinen und einen speziellen Teil eingeteilt ist, wird zeigen, wieweit die Quantentheorie bzw. die Wellenmechanik zur Grundlage der Betrachtungsweise gemacht wurde.

Der allgemeine Teil enthält außer der Einleitung (Die Existenz korpuskularer Bausteine der Materie) im 1. Kapitel experimentelle Methoden zur Ermittlung der Eigenschaften einzelner Korpuskeln, darunter die üblichen Nachweismethoden für Einzelteilchen, Messungen von Ladung, Masse und Geschwindigkeit, die Molekularstrahlmethode, Spektroskopie, Ramaneffekt und Röntgenstrahlen. Das 2. Kapitel bringt einige unmittelbare Ergebnisse allgemeiner Natur, Fundamentalkonstanten, Isotopie und die Beziehungen zwischen Masse und Energie. Im 3. Kapitel werden sehr ausführlich die allgemeinen Eigenschaften einzelner Korpuskeln vom Standpunkte der Wellenmechanik behandelt, die Korpuskular- und Wellennatur des Lichtes und der Materie, die Grundzüge und der Ausbau der Wellenmechanik. Der zweite, spezielle Teil behandelt in den Kapiteln 4, 5 und 6 die Eigenschaften der Atome, Molekeln und der

Atomkerne. Eingehend werden bei den Atomen und Molekeln erst die theoretischen Ansätze zur Ermittlung ihrer charakteristischen Eigenschaften und dann die Bestätigung und Ergänzung der theoretisch gewonnenen Ergebnisse durch Erfahrungstatsachen dargestellt. Das Kapitel über die Atomkerne enthält die Eigenschaften der stabilen Kerne, die Kernumwandlungen und theoretische Betrachtungen über die einzelnen Kernbausteine, die Kräfte zwischen ihnen und den radioaktiven Zerfall. *W. Groth.*

**Anorganische Chemie.** Von Prof. Dr. W. KLEMM. Sammlung Göschen, Band 37, 2. Aufl. mit 18 Figuren. Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1938. Preis in Leinen geb. RM 1.62.

Die Göschen-Bändchen zeichnen sich vielfach dadurch aus, daß sie auf kleinstem Raum einen Einblick in die heutigen Grundlagen eines Wissensgebietes vermitteln. Das vorliegende Bändchen bewältigt die Aufgabe, das Wesentlichste aus der anorganischen Chemie leicht verständlich darzubieten, in ganz vortrefflicher Weise, indem es die allgemeinen Gesichtspunkte in den Vordergrund stellt, ohne aber das notwendige Einzelwissen zu kurz kommen zu lassen. *Dm.*

**Organische Chemie.** Von Prof. Dr. K. F. FREUDENBERG. 239 Seiten. Leipzig: Quelle und Meyer 1938. Preis in Leinen geb. RM 5,—.

In der letzten Zeit sind neben die alten und bewährten Lehrbücher der organischen Chemie verschiedentlich neue getreten, die aber alle mehr dem Bedürfnis des Chemikers als dem Bedürfnis des die organische Chemie im Nebenfache treibenden Naturwissenschaftlers und Mediziners entsprechen. Zweifellos war für diese letzte Gruppe bisher eine fühlbare Lücke vorhanden, und es ist dankbar zu begrüßen, wenn diese Lücke ausgefüllt wurde durch ein kleineres modernes Lehrbuch, in dem der wohlbekannte Name des Autors für die Güte der Abfassung Gewähr bietet. Der Zweckbestimmung des Buches entspricht es, daß die Systematik in den Vordergrund gestellt wurde. Die Gefahr, dabei Wesentliches auszulassen, ist in glücklicher Weise umgangen: in sehr sorgfältiger Auswahl sind alle die Tatsachen berücksichtigt, die zum Verständnis des so ungeheuer logischen Geschehens in der organischen Chemie notwendig sind, so daß der Anfänger, wenn er sich einmal den Inhalt erarbeitet hat, auch schwierigeren Problemstellungen gewachsen sein wird.

Gleichartige Erscheinungen der aliphatischen und der aromatischen Reihe werden gemeinsam behandelt, die Stoffeinteilung weicht damit von der überkommenen ab. Es ist besonders zu begrüßen, daß technische Prozesse und Probleme des Vierjahresplanes (z. B. die Benzinsynthese, die Kautschuksynthese) eingehend behandelt sind, und daß dabei auch theoretische Fragen (wie das Wesen der Dehnbarkeit des Kautschuks) klar erläutert werden. Das an sich schwierige Gebiet der Naturstoffe (Vitamine, Hormone) wird so in die übrigen Zusammenhänge eingeschaltet, daß neben dem Verständnis des Aufbaus zu einem gewissen Teil

auch die physiologische Wirkung berührt wird. Kapitel wie das über den Aufbau der Eiweiße und der Kohlenhydrate vermögen auch dem Fortgeschrittenen vielerlei Kenntnisse und — was noch wichtiger ist — Anregungen zu vermitteln. — Der Verlag hat durch einen übersichtlichen Druck und klare Formelbilder das seinige getan, die wünschenswerte Verbreitung dieses preiswerten Buches, welches im Rahmen der Reihe „Hochschulwissen in Einzeldarstellungen“ erscheint, zu fördern.

H. Albers, Danzig.

**Organisch-chemische Experimentierkunst.** Von CONRAD WEYGAND, Prof. an der Universität Leipzig. 772 Seiten mit 265 Abbildungen. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1938. Preis geb. RM 45,—.

Das Bedürfnis nach einem die organisch-chemischen Arbeitsmethoden zusammenfassenden Werk ist heute eher noch stärker geworden, als es früher schon war. Diese Lücke im chemischen Schrifttum soll die vorliegende organisch-chemische Experimentierkunst von WEYGAND ausfüllen.

Indem der Verfasser die Experimentierkunst, d. h. die Wege des experimentellen Vorgehens, in den Vordergrund stellt und im Zusammenhange damit die Herstellung der verschiedenen Bindungen des Kohlenstoffs und ihre Lösung zum ordnenden Prinzip macht, gelingt es ihm in der Tat, die Fülle der organisch-chemischen Arbeitsweisen unter verhältnismäßig wenigen, aber umfassenderen Gesichtspunkten überschaubar zu machen.

Der Verfasser geht davon aus, daß alle organischen Stoffe ein Kohlenstoffgerüst besitzen und daß ihre chemischen Umsetzungen nach folgenden vier auf dieses C-Gerüst bezogenen Reaktions-typen verlaufen:

1. Abwandlung am Molekül ohne Veränderung des Gerüsts. Beispiele: Benzoësäure aus Toluol, Acetaldehyd aus Äthanol.

Hierher gehören also Hydrierung, Chlorierung, Nitrierung, Oxydation, Reduktion.

2. Aufbau eines Gerüsts aus zwei oder mehreren, bezüglich ihrer C-Atomzahl kleineren Molekülen. Beispiel: Acetophenon aus Benzol und Acetaldehyd.

Hierher gehören Kondensation und Polymerisation.

3. Abbau eines Gerüsts; das Gerüst des neuen Stoffes wird als Rumpf durch teilweisen Abbau eines kohlenstoffreicheren Gebildes erhalten. Beispiel: Phthalsäure aus Naphthalin.

4. Umbau eines Gerüsts. Beispiel: Umlagerung von Hydrazobenzol in Benzidin.

Innerhalb dieser vier Hauptgruppen von chemischen Umsetzungen wird die Herstellung der Bindungen einer übersichtlichen Einteilung zugrunde gelegt. Da neue Bindungen sowohl durch Anlagerung als auch durch Austausch entstehen, so erhält man damit eine weitere natürliche Unterteilung der Hauptkapitel. Im großen und ganzen gelingt es so — wenn auch nicht immer

ganz zwanglos —, die organisch-chemischen Umsetzungen in ein neues, für die Laboratoriumsarbeit praktisches System einzuordnen.

Einige Beispiele aus dem zweiten präparativen Hauptteile des Werkes mögen zeigen, wie der Verfasser vorgeht. Das 1. Kapitel: Herstellung der Kohlenstoff-Wasserstoff-Verbindungen durch Anlagerung beginnt mit einer Übersicht über die Methoden zur Darstellung von naszierendem Wasserstoff und weist bei jeder Methode auf die wichtigsten Anwendungsgebiete hin. Dann kommen die Beispiele für die Hydrierung mit naszierendem Wasserstoff, wobei die in den bekannten Anleitungen zum organischen Arbeiten beschriebenen Beispiele absichtlich ausgelassen werden. Es werden dagegen die genauen Ausführungsvorschriften für mehrere Reduktionen beschrieben, z. B. die Reduktion von  $\beta$ -Naphthylamin zu  $\beta$ -Aminotetralin mit Natrium und Alkohol, von Hydrozimtsäure aus Zimtsäure, wobei der naszierende Wasserstoff aus elektrolytisch dargestelltem Natriumamalgam erhalten wird u. a. m. Dann folgen die Methoden der katalytischen Hydrierung; dabei kommen die Herkunft, Aufbewahrung, Abmessung des Wasserstoffs, die Herstellung der Katalysatoren (Nickel, Edelmetalle), die Katalysatorgifte, die Aktivatoren, die spezifischen Wirkungen der Katalysatoren und schließlich wiederum einige ausführliche Beispiele für Hydrierungen zur Darstellung. Dies waren nur einige Beispiele aus dem 1. Kapitel; es werden aber viele Darstellungsweisen von neuen Stoffen beschrieben, die heute im Vordergrund des Interesses stehen. Genannt seien hier: die Diensynthese nach O. DIELS, die Darstellung von Styrol durch Dekarboxylierung von Zimtsäure, die Darstellung von Isopren und Butadien durch thermische Spaltung von hydroaromatischen Stoffen in der Isopren- oder Butadienlampe.

Die ersten 140 Seiten des Buches beschreiben die Materialien und Operationen, die im organischen Laboratorium zur Anwendung kommen. Über den zweiten präparativen Hauptteil ist oben ausführlich berichtet. Der dritte, die letzten 170 Seiten des Buches umfassende Teil beschreibt unter der Überschrift „Chemische und physikalische Kennzeichnung“ die qualitative Elementaranalyse, die Identifizierung von organischen Substanzen und ihren Nachweis in Gemischen, die quantitative Elementaranalyse, die quantitative Bestimmung von Atomgruppen, die Bestimmung der Oberflächenspannung, der Löslichkeit, des Molekulargewichts, Kalorimetrie, optische Refraktion und Absorption, Rotation, Kolorimetrie, Dipolmoment.

Auch diese beiden Hauptteile des Buches enthalten eine wahre Fülle von praktischen Anweisungen, Hand- und Kunstgriffen, von denen die einen oder anderen auch in den Chemieunterricht der höheren Schulen Eingang verdienten. Auf die Beschreibung der Mikro-Elementaranalyse, namentlich auch der Halbmikro-Elementaranalyse, sei besonders hingewiesen, denn auf diesem Gebiete stehen dem Verfasser reichste Erfahrungen zur Verfügung.

Die organisch-chemische Experimentierkunst von WEYGAND gehört zweifellos zu den bemerkenswertesten Neuerscheinungen der letzten Jahre auf dem Gebiete der Chemie. *Dm.*

**Kurzes Lehrbuch der physikalischen Chemie.** Von Prof. Dr. KARL JELLINEK. Heft 1. 314 Seiten mit 163 Figuren und 37 Tabellen. Deventer (Niederlande): N. V. Uitgevers-Maatschappij Ae. E. Kluwer 1938. Preis geh. hfl. 8,50.

Nahezu gleichzeitig mit dem ersten Bande des neuen Lehrbuchs der chemischen Physik von A. EUCKEN hat K. JELLINEK, der Verfasser des umfangreichen fünfbandigen Lehrbuchs der physikalischen Chemie (Stuttgart: Enke 1928—1937), das erste Heft eines kurzen, einbändigen, im wesentlichen wohl für den Hochschulunterricht bestimmten Lehrbuchs erscheinen lassen. Dieses zeitliche Zusammentreffen läßt besonders deutlich den grundlegenden Gegensatz in der Abfassung der beiden Bücher erkennen, die in Sorgfalt und Gründlichkeit der Behandlung ihresgleichen suchen. Während EUCKEN die gesamte chemische Physik auf der Grundlage der Quantentheorie bzw. Wellenmechanik entwickelt, geht JELLINEK in hergebrachter Weise von der Thermodynamik, Elektrochemie und chemischen Kinetik aus und erst später zum Aufbau der Materie, zur Photochemie und schließlich zur Wellenmechanik über; den umgekehrten Weg hält JELLINEK „aus pädagogischen Gesichtspunkten“ für verfehlt.

Das kurze Lehrbuch wird aus vier Heften bestehen. Das vorliegende erste Heft behandelt im 1. Kapitel einige Grundprinzipien der physikalischen Chemie, Thermodynamik, kinetische Gastheorie usw.; das 2. Kapitel behandelt die Lehre von den reinen Stoffen, das 3. verdünnte gasförmige Mischungen. Im 4. Kapitel werden die verdünnten flüssigen Mischungen (Lösungen), im 5. die konzentrierten Mischungen in allen Aggregatzuständen besprochen, in beiden Fällen unter Beschränkung auf Nichtelektrolyte, und in den Kapiteln 3—5 unter Trennung der physikalischen von den chemischen Erscheinungen. Das Heft 2 wird Elektrochemie, Phasenlehre, Kolloidchemie und chemische Kinetik, Heft 3 Aufbau der Materie und Heft 4 Photochemie und Wellenmechanik enthalten. *W. Groth.*

**Jahrbuch des Deutschen Chemiewerks. 1939.** Bearbeitet von GUSTAV STÖCKER. 235 Seiten mit zahlreichen Abbildungen. Berlin: Verlag der Deutschen Arbeitsfront 1939. Preis geb. RM 0,90.

Bestimmt für den Deutschen Chemiewerker, enthält das kleine Handbuch auf den ersten 34 Seiten einen Kalender mit den nationalen Festtagen und mit zahlreichen Angaben aus dem Leben und Schaffen bekannter Chemiker. Dann folgen mehrere Aufsätze von sachverständigen Bearbeitern aus der Chemie unserer Tage, z. B.: Prof. PAUL WALDEN, Die Chemie in der Weltgeschichte; K. VOM SCHEIDT, Politik um Rohstoffe; A. GAISSMEYER, Die neuen Werkstoffe in der Wirtschaft; Dipl.-Ing. ROHDE, Erzeugung und besondere Ver-

arbeitung von Buna; Prof. Dr. F. MARTIN, Die synthetische Mineralölgewinnung aus Wassergas; Dr.-Ing. e. h. PIER, Öl aus Kohle; Dr. THEOBALD, Deutsche Arzneimittel; Dr. STRAUSS, Über Vitamine und Hormone; ferner finden sich noch Ausführungen über Fett aus Kohle, Plastische Massen in der Technik, Moderne Meß- und Untersuchungsmethoden in der Chemie, Sprengstoffe in der Industrie, in Land- und Forstwirtschaft, Über Ekzeme in der chemischen Industrie. — Die Aufsätze sind allgemeinverständlich gehalten, sie führen in eine ganze Reihe brennender Tagesfragen der Chemie ein und werden geeigneten Lesestoff für Schüler höherer Schulen abgeben; doch werden auch die Chemielehrer noch manche Anregung für einen zeitgemäßen chemischen Unterricht daraus entnehmen können. Das Jahrbuch verdient, namentlich auch mit Rücksicht auf seinen niedrigen Preis, weiteste Verbreitung. *Dm.*

**Anleitung zur qualitativen Analyse.** Von E.-J. SCHMIDT-GADAMER. 12. Aufl. Bearbeitet von F. v. BRUCHHAUSEN. VII, 115 Seiten. Berlin: Julius Springer 1938. Preis steif geheftet RM 5,60.

Die bekannte Anleitung zur qualitativen Analyse weicht naturgemäß von den zahlreichen ähnlichen Werkchen nur wenig ab, zeichnet sich aber durch Klarheit der Darstellung und Reichhaltigkeit des Stoffes vorteilhaft aus. Daß die Anwendung der organischen Reagenzien beschrieben wird, soweit sie sich in die analytische Praxis eingeführt haben, bedarf kaum der Erwähnung. Im Anhang werden die Reaktionen einiger selteneren Elemente mitgeteilt, wie Vanadin, Titan, Thorium, Thallium, Cer, Molybdän, Wolfram, Uran und es werden die Grundzüge der Analyse von Substanzen, Mineralien usw. angegeben, die diese Elemente enthalten. — Die vorliegende 12. Auflage hat gegenüber der 11. Auflage nur ganz geringfügige Änderungen erfahren. *Dm.*

**Der chemische Krieg, Luftschutz und Gaschutz.** Von Dr. WALTER LEONHARDT. II. Teil der Wehr-Chemie desselben Verfassers. 158 Seiten mit 30 Abbildungen im Text. Frankfurt a. M.: Moritz Diesterweg 1938. Preis geb. RM 4,40.

In erster Linie ist das vorliegende Buch für Chemielehrer an Schulen aller Art geschrieben und auf die Bedürfnisse des chemischen Unterrichts zugeschnitten. Die Ausführungen sind jedoch so gehalten, daß jeder, der sich mit wehrchemischen Fragen, namentlich aber mit dem Luftschutz zu befassen hat, sich über die grundlegenden Dinge gut unterrichten kann. Der 1. Abschnitt, der die Bedrohung Deutschlands durch die Luftwaffe behandelt, faßt geschickt die Gründe zusammen, welche zur Organisation des zivilen Luftschutzes in Deutschland als eines unerläßlichen Bestandteiles seiner Wehrbereitschaft geführt haben. Der 2. Abschnitt über die Organisation des Luftschutzes in Deutschland stellt die Pflichten der Luftschutzhauswarte, der Laienhelferinnen und der Hausbewohner bei Luftangriffen zusammen. Abschnitt 4 bringt die bekannten Versuche über

Brandbomben und ihre Löschung, die Aufgaben der Hausfeuerwehr, Verhaltensmaßregeln bei der Brandbekämpfung, baulichen Luftschutz und erste Hilfe bei Verbrennungen. Im 5. Abschnitt, die chemische Waffe, werden die wichtigsten Kampfstoffe nach Eigenschaften und Wirkungsweise in der üblichen Art beschrieben.

Der umfangreichste, etwa die Hälfte des Buches umfassende 6. Abschnitt über den Gasschutz enthält die Beschreibung der Filtergeräte und ihrer Wirkungsweise an der Hand einer ganzen Anzahl meist bekannter, aber gut durchgearbeiteter und ausführlich beschriebener Versuche. Den Schluß des Buches bilden ein Abschnitt über künstliche Nebel und eine Literaturübersicht.

Im normalen chemischen Unterricht wird man manchen der beschriebenen Versuche noch vereinfachen können und aus Mangel an Zeit auch vereinfachen müssen. Versuche, wie das Ablöschen von brennendem Phosphor durch Kupfervitriollösung sollten gar nicht mehr in den Luftschutzschriften mitgeschleppt werden; denn kein Laie oder Schüler kommt auf den Gedanken, brennenden Phosphor in dieser Weise zu löschen, wenn er nicht darauf gestoßen wird. Für chemische Arbeitsgemeinschaften über den Luftschutz bietet das Buch reichen Stoff.

*Dm.*

**Einführung in die Wehrgeologie.** Von CARL MORDZIOL. Band 32 der Naturwissenschaftlich-Technischen Bücherei, herausgeg. von E. WASSERLOOS und Gg. WOLFF. 102 Seiten mit 44 Abbildungen im Text sowie einem Bilderanhang. Frankfurt a. M.: Otto Salle 1938. Preis RM. 3,80.

Der um die Verbreitung geologischer Kenntnisse im Rheinland verdiente Verfasser weist im Vorworte zu seiner Wehrgeologie darauf hin, daß geologische Kenntnisse für ein wirklich tieferes Verständnis der Eigenart des Bodens, auf dem wir leben, unerläßlich seien und daher ein gewisses Maß geologischen Wissens und Könnens zu vermitteln, Aufgabe der höheren Schulen sein müsse,

namentlich mit Rücksicht auf die Bedeutung, die geologisches Können für die Landesverteidigung hat.

Die Forderung des Verfassers, daß die Geologie planmäßig in den Lehrplan der höheren Schulen und Wehrgeoländekunde in die gesamte Jugend-erziehung eingebaut werden möge — in den neuen Lehrplänen ist dies in dem vom Verfasser gewünschten Umfange keineswegs geschehen —, findet die Unterstützung des Berichterstatters. MORDZIOL, der als Kriegsgeologe an der Gestaltung der Wehrgeologie persönlichen Anteil hat, schildert zuerst die Entwicklung, welche die Wehrgeologie im Weltkriege genommen hat, und beschreibt dann die Grundbegriffe der reliefgeologischen und wehrgeologischen Geländekunde und anschließend die Erfahrungen und Aufgaben der Wehrgeologie. Er schließt seine Betrachtungen durchweg an die eigenen Erfahrungen an und wählt seine Beispiele vorwiegend von dem geologisch sehr verschiedenartig gestalteten westlichen Kriegsschauplatze. Aus dem 1. Teile seien als Beispiele die wehrgeologische Geländeschau der lothringischen Stufenlandschaft und der angrenzenden Vogesen und die Geländegestaltung vor der Front der 4. Armee nach dem Originalbericht der Geologengruppe dieser Armee angeführt. Diese Beispiele sind durch Kartenskizzen, Profile, Blockdiagramme, Relief- und Schaubilder zur Einführung in die Reliefgeologie sehr wirksam zur Darstellung gebracht.

Im 2. Teile bringt der Verfasser hauptsächlich kriegsgeologische Erfahrungsbeispiele, welche die Wasserbekämpfung beim Stellungsbau und die Wasserversorgung der Truppen zum Gegenstande haben. Den Schluß bilden wehrgeologische Übungsstoffe, wie sie für naturwissenschaftliche Arbeitsgemeinschaften an höheren Schulen in Frage kommen. Die Lehrer der höheren Schulen werden das Erscheinen dieser von einem erfahrenen Kriegsgeologen und Schulmanne verfaßten, vorzüglich illustrierten und klar und anregend geschriebenen Wehrgeologie lebhaft begrüßen.

*Dm.*

## Korrespondenz.

**Generalregister der Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht.** Neuerdings häufen sich Anfragen aus dem Leserkreise, die Auskunft darüber wünschen, wo bestimmte Beiträge in den bisher abgeschlossenen 51 Jahrgängen der Zeitschrift veröffentlicht seien. Offenbar ist nicht allgemein bekannt, daß bereits fünf Generalregister erschienen sind, die je ein Jahrzehnt der Zeitschrift umfassen. 1898 wurde das Generalregister für Jahrgang 1 bis 10 (1887—1897) herausgegeben; 1908 für Jahrgang

11 bis 20 (1898—1907); 1920 für Jahrgang 21 bis 30 (1908—1917); 1928 für Jahrgang 31 bis 40 (1918—1927); 1937 für Jahrgang 41 bis 50 (1928 bis 1937). Die drei ersten hat O. OHMANN bearbeitet, das vierte E. SCHENCK und das letzte P. STEINDEL. Die sämtlichen Generalregister sind noch vorrätig. Über die Einzelpreise erteilt auf Ersuchen die Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24, bereitwilligst Auskunft.

*Mth.*