

ZEITSCHRIFT FÜR DEN PHYSIKALISCHEN UND CHEMISCHEN UNTERRICHT

51. JAHRGANG

1938

HEFT 3

Max Planck.

Zu seinem achtzigsten Geburtstage.

Am 23. April 1938 hat MAX PLANCK sein 80. Lebensjahr vollendet. Was das Lebenswerk des Jubilars für die physikalische Wissenschaft bedeutet, steht jedem Physiker so klar vor Augen, daß es überflüssig ist, darauf noch besonders hinzuweisen. Schon der geniale und kühne Gedanke, der ihn um die Jahrhundertwende veranlaßte, bei der Strahlung unstetige Energieübergänge anzunehmen, jener große Gedanke, der nicht nur zu dem berühmten Strahlungsgesetze führte, sondern zum Kern der Quantentheorie und damit zur wesentlichen Grundlage der modernen Atomphysik überhaupt wurde, er allein würde genügen, PLANCK für immer einen Platz unter den Allergrößten der Wissenschaft zu sichern. Und doch stammt ja nicht nur etwa der eine zündende Gedanke von ihm; er hat weit darüber hinaus an dem Aufbau und Ausbau der neueren Physik wesentlichen Anteil.

Die wissenschaftliche Arbeit hat PLANCK bis ins hohe Alter hinein fortgesetzt. Er war und ist von erstaunlicher Frische und Schaffenskraft. Nichts beweist diese Tatsache vielleicht besser als der Umstand, daß PLANCK, der als ständiger Sekretar der Preußischen Akademie der Wissenschaften schon diese wichtige wissenschaftliche Körperschaft zu betreuen hatte, noch nach seinem 70. Geburtstage bei ADOLF v. HARNACKs Tode das arbeitsreiche und verantwortungsvolle Amt des Präsidenten der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften übernahm. Er hat es viele schwierige Jahre hindurch verwaltet und erst vor kurzem aus der Hand gegeben.

Aber PLANCK war nicht nur der führende Forscher; er war auch gern und mit größtem Erfolge Lehrer. Viele Generationen von Physikern, die heute als Lehrer an höheren Schulen, als Hochschulprofessoren oder in der Industrie wirken, sind durch ihn in die theoretische Physik eingeführt worden. Und jeder, der ein oder mehrere Semester zu seinen Füßen gesessen hat, erinnert sich mit Freude und Dankbarkeit an die wunderbar klaren, nie an der Oberfläche bleibenden und doch stets der Fassungskraft des Lernenden angepaßten Vorlesungen. Es ist verständlich und muß an dieser Stelle hervorgehoben werden, daß PLANCK, gerade aus seiner eigenen pädagogischen Begabung heraus, stets auch die Entwicklung des Schulunterrichts aufmerksam und mit Anteilnahme verfolgt und bei geeigneter Gelegenheit seine eigenen Ansichten über die sachgemäße Gestaltung des Unterrichts vorgetragen hat.

In den letzten Jahrzehnten ist PLANCK auch weiteren Kreisen bekannter und vertrauter geworden, nicht nur als Präsident der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft, sondern vor allem durch seine philosophischen Vorträge und Schriften, in denen er sich Rechenschaft ablegt über die Grundlagen und über die Grenzen seiner Wissenschaft, in denen er darüber hinaus zu den großen Zusammenhängen des Seins vordringt und schließlich zu den religiösen Fragen gelangt, die unsere Zeit bewegen. Aus diesen Schriften, denen allen die seinem Stil eigene kristallene Klarheit und zwingende Kraft innewohnen, leuchtet nicht nur die große Forschergestalt, sondern auch die große menschliche Persönlichkeit hervor, seine auch jetzt noch vorhandene jugendliche Begeisterung und seine tiefe Ehrfurcht vor den Geheimnissen der Natur.

Damit ist zugleich etwas über den Menschen gesagt. Denn wenn es schon selten ist, daß ein Gelehrter von höchstem Range zugleich ein hervorragender Lehrer ist,

so kommt bei PLANCK zu dieser Zweiheit noch ein Drittes, Menschliches hinzu, ein Drittes, das ihm stets die Liebe und Verehrung aller gesichert hat, die ihn näher kennen. MAX PLANCK gehört zu jener meist sehr seltenen Art Menschen, bei denen sich höchste Leistung mit großer persönlicher Bescheidenheit und Zurückhaltung paart. Es konnte geschehen — und das ist kennzeichnend —, daß der Student aus der Vorlesung über Wärmestrahlung herauskam, ohne zu ahnen, daß die Strahlungsformel, deren Ableitung er soeben kennengelernt hatte, eine Entdeckung des Vortragenden selbst war, und zwar eine der größten und folgenreichsten physikalischen Entdeckungen. Und dem entspricht die schlichte, allem Gepränge und jeder Selbstbespiegelung im tiefsten abholde Art des Auftretens, die PLANCK eigen ist. Er ist von je ein Gegner allen Scheins gewesen; auf das Wahre, Wesentliche ist es ihm stets angekommen. In seinem Verkehr mit anderen Menschen sind Wohlwollen, innere Vornehmheit und Lauterkeit kennzeichnend für ihn. Stets hat er in vollem Ausmaße das besessen, was er selbst einmal als den unverlierbaren Schatz des Menschen bezeichnet hat, der ihm sein höchstes Glück, den inneren Frieden, gewährte: reine Gesinnung und guten Willen.

So beglückwünschen wir denn aufs herzlichste den Forscher, den Lehrer und den Menschen und wünschen ihm noch viele Jahre in alter Rüstigkeit und Frische.

E. Lamla.

Der Trägheitsfaktor.

Von Gustav Mie in Freiburg i. Br.

Die Physik ist eine höchst lebendige Wissenschaft, sie ist in einer stürmischen Entwicklung begriffen. Deswegen hat es ihr bisher an Zeit gefehlt, um die Definitionen gerade ihrer grundlegenden Begriffe sauber durchzuführen, wie es ihre Schwesterswissenschaft, die Mathematik, schon seit den ältesten Zeiten in so mustergültiger Weise tut. Wenn beispielsweise das Wort „Masse“ in einer physikalischen Abhandlung ausgesprochen wird, so kann es mehrere vollkommen verschiedene Bedeutungen haben. Wenn man nun auch jedesmal ohne Schwierigkeit wird feststellen können, welche Bedeutung in dem bestimmten Falle gemeint ist, so wird doch von den Autoren meistens stillschweigend angenommen, daß das Wort „Masse“ gar keine verschiedenen Bedeutungen habe, sondern immer dasselbe besage.

Es gibt drei verschiedene Bedeutungen, die dem Worte „Masse“ beigelegt werden:

1. Es kann die Menge, das Quantum eines bestimmten Stoffes gemeint sein. Man gibt die Menge eines chemisch einheitlichen Stoffes am besten an durch die Anzahl der in ihr vorhandenen Moleküle, die Einheit der Menge ist dann das Mol. Man kann Mengen verschiedener Stoffe nicht miteinander vergleichen und vor allem nicht zu einer Gesamtmenge zusammenaddieren, so wenig man etwa 7 Katzen und 3 Birnen zu einer Gesamtzahl vereinigen kann.

2. Es kann der Schwerefaktor eines Körpers gemeint sein. Das ist eine physikalische Konstante, deren Produkt mit der Gravitations-Feldstärke die auf den Körper wirkende Schwerkraft angibt. Der Schwerefaktor, der häufig auch „die schwere Masse“ genannt wird, ist also eine Größe von ähnlicher Art, wie etwa die elektrische Ladung, deren Produkt mit der elektrischen Feldstärke die auf den Körper in einem elektrischen Felde wirkende Kraft liefert. Der Schwerefaktor hat die Eigenschaft der Additivität. Wenn man zwei Körper zu einem einzigen zusammenfaßt, so erfährt dieser eine Kraft im Schwerfeld, welche gleich der Summe der Kräfte der beiden einzelnen Körper ist. Die Schwerkraft „superponieren sich“. Wegen dieser Additivität kann man den Schwerefaktor sehr bequem als das Maß für die Menge eines bestimmten Stoffes benutzen, man wägt den Stoff ab. Daher rührt die Verwechselung der beiden an sich vollkommen verschiedenartigen Begriffe „Stoffmenge“ und „Schwerefaktor“.

Die elektrische Ladung kann man, obwohl auch sie additiv ist, nicht zum Maß der Stoffmenge nehmen, weil es zwei Arten von Ladungen gibt, positive und negative, die sich auch zu Null addieren können. Dagegen hat der Schwerefaktor immer dasselbe Vorzeichen.

3. Es kann der Trägheitsfaktor eines Körpers gemeint sein. Das ist eine andere physikalische Konstante, deren Produkt mit der Beschleunigung den Trägheitswiderstand ergibt, den der Körper bei einer Veränderung seiner Bewegung im Raume erfährt. Nun gilt das höchst merkwürdige Gesetz, daß der Schwerefaktor eines Körpers immer seinem Trägheitsfaktor proportional ist. Hat man den Schwerefaktor eines Körpers mit der Waage bestimmt, so hat man damit ohne weiteres auch schon den Trägheitsfaktor mit gewonnen. Daher die Gleichsetzung von Schwerefaktor und Trägheitsfaktor in dem Wort „Masse“, das, wie wir sahen, zugleich auch die Menge des Stoffes bedeuten soll.

Die Menge eines Stoffes gehört wie der Ort und die Zeit zu dem Ordnungsschema, nach welchem man die physikalischen Dinge zunächst einmal ordnet, noch ehe man sie weiter erforscht; sie gehören nicht zu den eigentlichen physikalischen Größen, welche die Zustände und die Eigenschaften der Dinge beschreiben. Der Schwerefaktor und der Trägheitsfaktor sind dagegen richtige physikalische Konstanten, sie geben ein bestimmtes physikalisches Verhalten des Körpers an. Indem man den Trägheitsfaktor von der Menge nicht deutlich unterscheidet, übersieht man dies, und man wird dann schließlich zu dem wirklich verhängnisvollen Irrtum geführt, daß auch die mechanische Kraft, dieser wichtigste aller physikalischen Grundbegriffe, noch kein eigentlich physikalischer Begriff sei. Man hört immer und immer wieder: „Kraft“ sei nichts anderes als nur eine abkürzende Bezeichnung für „Produkt aus Masse und Beschleunigung“. Man darf wohl sagen: Einem Schüler, dem auf diese Weise der Begriff „Kraft“ erklärt wird, ist von vorneherein das Verständnis für diesen allerwichtigsten Grundbegriff der Physik versperrt. Ja, noch mehr! Dem Schüler wird der Irrtum beigebracht, daß die Mechanik, dieses wichtigste Teilgebiet der Physik, überhaupt noch keine Naturwissenschaft sei, sondern nur ein Zweig der Mathematik. Ein derartiger Irrtum muß dem Schüler das Weitervordringen in die Physik ungemein erschweren, und das ist bei dem großen Umfang des heute zu beherrschenden Wissensstoffes ein ungeheurer Schaden. Aus diesem Grunde versuche ich hier in dieser Zeitschrift für den Unterricht die Aufmerksamkeit der Lehrer der Physik auf diese Dinge zu richten.

Um den Begriff der Kraft naturwissenschaftlich zu definieren, muß man angeben, wodurch das Vorhandensein einer Kraft und ihre Größe experimentell ermittelt wird. Es gibt dafür im Grunde nur eine Methode. Sie beruht auf der Tatsache, daß ein Körper *B*, auf welchen ein Körper *A* eine Kraft ausübt, ihm mit einer genau gleich großen, in entgegengesetzter Richtung wirkenden Kraft widersteht. Ist nun die Kraft des Körpers *A* uns irgendwie bekannt, etwa als Muskelkraft oder als die Kraft einer von uns schon ausprobierten Feder, eines sog. Federdynamometers, so erkennen wir an ihr die uns sonst vielleicht unbekannte Kraft, mit welcher der Körper *B* wirkt¹.

So kann man auch den Trägheitswiderstand *T* beobachten und messen, den ein Körper bei einer beschleunigten Bewegung durch den Raum aufweist. Man kann etwa in das Seil, mit welchem man den Körper mit immer wachsender Geschwindigkeit voranzieht, ein Federdynamometer einschalten. Sein Ausschlag zeigt uns die Kraft *T* an, mit welcher der Körper gegen die Geschwindigkeitsänderung reagiert. Messen wir außerdem die Änderung der Geschwindigkeit *v* pro Sekunde, $dv/dt = b$, so können wir den Trägheitsfaktor *m* berechnen, es ist $m = T/b$.

Das ist im Grunde die einzige Methode zur Bestimmung des Trägheitsfaktors. Sie setzt die Messung der Kraft voraus! Man kann unmöglich den Begriff

¹ Genaueres hierüber findet man in MÜLLER-POUILLET'S Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., Bd. I, Einleitung in die Physik, S. 6ff. 1920.

des Trägheitsfaktors voraussetzen und aus ihm dann die Kraft definieren! Allerdings läßt sich die Messung von m nach der beschriebenen Methode sehr viel einfacher gestalten, wenn man von der Tatsache Gebrauch macht, daß an einer und derselben Stelle im Schwerfeld alle Körper dieselbe Schwerebeschleunigung b haben. Wenn man diesen Wert b ein für allemal bestimmt hat, braucht man also nur noch die Gegenkraft zu kennen, welche dem Trägheitswiderstand des Körpers bei der Beschleunigung b entgegenwirkt, das ist aber die auf den Körper wirkende Schwerkraft. Sie wird einfach mit der Waage gemessen. Verfährt man dabei so, wie man es gewöhnlich macht, nämlich, daß man die Schwerkraft des Körpers mit der eines anderen, eines Gewichtes, vergleicht, so fällt sogar der Faktor b aus der Rechnung ganz heraus, weil ja die miteinander verglichenen Kräfte beide mit b proportional sind. Man braucht also nicht einmal b zu kennen, und man gibt, wie es allgemein üblich ist, den Trägheitsfaktor direkt in Grammen an.

Wenn man über den Begriff des Trägheitsfaktors einmal gründlich nachdenkt, dann findet man, daß er doch keineswegs so einfach auf der Hand liegt, wie man sich das früher vielfach eingebildet hat. Man kann den Begriff des Trägheitswiderstandes und den des Trägheitsfaktors erst dann wirklich verstehen, wenn man begriffen hat, daß „der Raum“, der leere Raum, auf einen Körper, dessen Bewegung sich ändert, eine Kraft ausübt. Man suchte die begriffliche Schwierigkeit, die hierin liegt, früher im allgemeinen dadurch zu verharmlosen, daß man den Trägheitswiderstand als eine nur „scheinbare“, nicht „wirkliche“, Kraft bezeichnete. Man sagte beispielsweise: „Wenn ein Körper eine krumme Bahn beschreibt, so muß auf ihn eine wirkliche, nach innen gerichtete Kraft, die Zentripetalkraft, wirken, und es scheint uns dann so, als ob ihn eine andere Kraft, die Zentrifugalkraft, die aber gar keine wirkliche Kraft ist, nach außen zu treiben suchte.“ Was man aber unter einer „scheinbaren“ Kraft, im Gegensatz zu einer „wirklichen“, verstehe, das wurde weislich verschwiegen! Wenn man beispielsweise den butterhaltigen Rahm aus der Milch gewinnt, indem man die Wirkung der Schwerkraft auf die Bestandteile verschiedenen spezifischen Gewichtes ausnutzt, so verwendet man zu der Trennung eine „wirkliche“ Kraft. Macht man aber dasselbe mit einer Zentrifuge, so benutzt man eine „scheinbare“ Kraft. Ob jemand, der in einem Auto schnell um die Straßenecke fährt und dabei etwas unsanft gegen die Seitenwand des Wagens geschleudert wird, sich wohl damit trösten wird, daß es ja nur eine „scheinbare“ Kraft gewesen sei, die ihm weh getan hat?

Schon NEWTON hat klar erkannt, daß der Begriff der Bewegung in der Mechanik nicht „die Veränderung des Ortes des Körpers relativ zu anderen Körpern“ bedeutet, sondern Bewegung in einem „absoluten Raum“. Der Trägheitswiderstand ist so, neben der Gravitationswirkung, der erste deutliche Hinweis gewesen, den die Wissenschaft erhielt, daß der „leere Raum“ keineswegs ein Nichts ist, sondern daß der leere Raum physikalische Wirkungen, Kraftwirkungen, auf die materiellen Körper auszuüben vermag. Wie das möglich ist, das blieb allerdings Jahrhunderte hindurch ein scheinbar unlösliches Rätsel. Erst die großartige Weiterführung der physikalischen Vorstellungen über die naiv mechanistische Anschauungsweise des 17. und 18. Jahrhunderts hinaus, die durch die Forschungen FARADAYS über die elektrischen und magnetischen Wirkungen angebahnt wurde, hat Wandel geschaffen. Wir wissen heute, daß wir uns „das Leere“ vorzustellen haben als eine Substanz, welche sich von dem, was man „Materie“ nennt, dadurch unterscheidet, daß sie keine einzelnen Körper bildet, die ihren Ort im Raume wechseln können, welche vielmehr den Raum gleichmäßig, kontinuierlich erfüllt, ohne sich irgendwie zu bewegen. In dieser Substanz, die man nach altem Herkommen auch den „Äther“ nennt, können Veränderungen eintreten, besondere „Zustände“, die sich nicht in der Weise anschaulich machen lassen, als ob es sich um irgendwelche an der gewöhnlichen Materie bekannten Zustände handele. Man kann sie nicht anders beschreiben, als nur durch

die Wirkungen, an denen man sie erkennt. Es sind die elektrischen, die magnetischen, die Gravitationszustände des Äthers. FARADAY hat, um sie leicht faßlich darzustellen, ein wunderbares mathematisches Hilfsmittel erfunden: die Kraftlinienbilder, an denen man die Verteilung der Zustände in dem Leeren in allen Einzelheiten erkennen kann.

Sehr wesentlich ist, daß man auch die Elementarteilchen, aus denen die gewöhnliche greifbare Materie aufgebaut ist, nicht mehr als in sich abgeschlossene Partikelchen ansehen darf. Sie stehen mit dem umgebenden Äther in einem innigen physikalischen Zusammenhang: von ihnen gehen Felder aus, elektrische Felder oder auch andere. Ja, man muß sogar weitergehen zu der Behauptung, daß den materiellen Elementarteilchen überhaupt gar keine selbständige Existenz zukommt; sie sind gar nichts weiter als Stellen des Äthers, aus denen infolge des besonderen in ihnen herrschenden Zustandes sehr starke Felder entspringen, sie sind nichts weiter als die „Knotenstellen“ der von ihnen in die Umgebung ausgehenden Felder.

Wenn ein Teilchen ruht, so bedeutet das, daß die von ihm ausgehenden Feldlinien bestimmten Gesetzmäßigkeiten gehorchen, welche aussagen, daß die Zustände im Äther im Gleichgewicht sind. Dann erfahren sie keinerlei Veränderungen, die Zustände mitsamt ihrer Knotenstelle sind in Ruhe. Überlagert sich nun über das von dem Teilchen ausgehende Feld ein „äußeres Feld“, d. h. ein weit ausgedehntes, an der betrachteten Stelle verhältnismäßig sehr schwaches Feld, das von einem anderen weit entfernten Teilchen oder auch von vielen entfernten Teilchen herrühren mag, so bringt dieses zusätzliche Feld in der, an sich ringsherum symmetrischen, Verteilung der Zustände um unseren Knotenpunkt eine Unsymmetrie hervor. Von dem Knotenpunkt aus betrachtet, wird sein Feld auf der einen Seite verstärkt, auf der anderen Seite geschwächt. Die Folge dieser Unsymmetrie ist eine Störung des Gleichgewichtes: das Teilchen erfährt nun, wie man sagt, eine Kraft, und die Knotenstelle verschiebt sich nach einer bestimmten Richtung hin mit zunehmender Geschwindigkeit. Bei einer beschleunigten Bewegung der Knotenstelle und des sie begleitenden Feldes durch den Raum hindurch nimmt nun, wie sich aus den Gesetzen der Ätherzustände herleiten läßt, das Eigenfeld der Knotenstelle selber eine Unsymmetrie an, und dieser Unsymmetrie entspricht eine „Kraft“, welche der Beschleunigung entgegenwirkt. Das ist eben das, was man den Trägheitswiderstand nennt, den das Teilchen bei einer beschleunigten Bewegung im Raume erfährt. Die Bewegung des Teilchens regelt sich ganz von selber so, daß sich die Unsymmetrie durch das überlagerte Feld und die Unsymmetrie durch die beschleunigte Bewegung einander gerade kompensieren. Dann sind in den Zuständen um den Knotenpunkt herum überall immer die Grundgleichungen der Ätherzustände erfüllt. Dann hält der Trägheitswiderstand gerade der durch das überlagerte Feld hervorgebrachten Kraft das Gleichgewicht.

Es gab einmal eine Zeit, in der man zu der Annahme neigen konnte, daß der für das Verhalten der Teilchen maßgebende Ätherzustand immer das von ihnen in die Umgebung ausgehende elektrische Feld sei, man sprach von der elektromagnetischen Natur des Trägheitswiderstandes. Heute wissen wir, daß die Sache nicht so einfach ist. Es mag sein, daß die Trägheit der Elektronen wirklich wesentlich elektrischer Natur ist. Es gibt aber außer den Elektronen noch eine andere Art von materiellen Elementarteilchen, nämlich die Protonen. Während die Elektronen negativ elektrisch geladen sind, tragen die Protonen eine positive Ladung. Sie kommen aber auch im ungeladenen Zustand vor, man nennt sie dann Neutronen. Das sind ungeladene Teilchen, die fast denselben Trägheitsfaktor haben, wie die positiv elektrisch geladenen Protonen. Was für eine Art von Ätherzustand es sei, dessen Knotenpunkt wir in einem Neutron vor uns haben, ist bisher noch völlig unbekannt. Es handelt sich offenbar um einen Zustand, der sich niemals über so große Gebiete erstreckt, daß man ihn, wie die uns bekannten Ätherzustände, für sich experimentell untersuchen könnte. Es ist also bisher nicht möglich, die Entstehung des Trägheitswiderstandes der Neutronen so in allen Einzelheiten zu beschreiben, wie es bei der elektro-magnetischen Trägheitswirkung

tatsächlich geschieht. Aber in den wesentlichen Zügen ist sie durch unsere oben gemachten Ausführungen jedenfalls auch wiedergegeben.

Die neuere Entwicklung der physikalischen Theorie, die gewöhnlich kurz durch das Wort „Quantenphysik“ gekennzeichnet wird, lehrt uns aber weiter, daß die Ätherzustände, die wir mit unseren Instrumenten direkt beobachten, also vor allem die elektrischen und die magnetischen Zustände, noch nicht das Letztgegebene sein können. Eine Fülle von experimentellen Befunden, vor allem die Entdeckung der „Lichtquanten“, beweist, daß die den Raum scheinbar kontinuierlich erfüllenden elektrischen und magnetischen Zustände in Wirklichkeit Mittelwerte von vielen stoßartigen Vorgängen darstellen, die ungeheuer schnell nach den Gesetzen des Zufalls auf einander folgen, und die wir selber nicht direkt beobachten, sondern nur theoretisch erschließen können. Etwas Ähnliches kennen wir schon lange in der Theorie der greifbaren Materie. Auch diese betrachtete man früher als Kontinuum, und ihre Zustände sah man ebenfalls als kontinuierlich durch den Raum gehend an. Ein Beispiel bietet die elastische Spannung eines komprimierten Gases, welche sich in den Kräften äußert, die die Gefäßwandungen auseinander zu treiben suchen. Heute wissen wir sicher, daß die materiellen Körper aus lauter einzelnen Körnern, den Molekülen, aufgebaut sind. Die scheinbar kontinuierliche elastische Spannung des komprimierten Gases beruht darauf, daß seine Moleküle mit großen Geschwindigkeiten regellos durcheinander fliegen. Indem sie gegen die Wandungen des Gefäßes trommeln, rufen sie den Eindruck einer kontinuierlich wirkenden Kraft hervor, weil immer schon in einer äußerst kurzen Zeit ungeheuer zahlreiche Stöße erfolgen.

In der neueren Theorie der Ätherphysik werden in ähnlicher Weise die elektrischen und magnetischen Feldgrößen als Durchschnittsgrößen gedeutet. Aber es ist doch noch ein großer Unterschied gegen die Theorie der Materie vorhanden: man weiß heute noch nichts Genaueres über die Natur der stoßartigen Einzelvorgänge im Äther, über welche man mittelt, sie sind uns noch recht rätselhaft. Wir müssen uns zunächst bis auf weiteres damit begnügen, die Durchschnittswerte, die wir in den elektrischen und magnetischen Wirkungen erkennen, möglichst genau zu untersuchen.

Ebenso wie die Feldgrößen selber, haben in der neuen Theorie auch die Knotenstellen, welche wir als materielle Teilchen beobachten, einen gewissen statistischen Charakter. Man kann für den Ort und den Bewegungsimpuls des Teilchens, so wie für die Kraftwirkung, die es erfährt, nur Durchschnittswerte angeben. Dadurch bekommt die ganze Mechanik von Grund aus ein anderes Aussehen, als die NEWTONSche Mechanik, sie wird zur „Quantenmechanik“, die von vornherein die wichtigsten in ihr vorkommenden Größen als Durchschnittsgrößen rechnet. Bildet man aber die Mittelwerte gleich über eine größere Anzahl von Teilchen, über „makroskopische“ Gebiete, so geht die Quantenmechanik wieder in die alte NEWTONSche Mechanik über. Und so behalten der Begriff des Trägheitswiderstandes und seine Erklärung aus der durchschnittlichen Unsymmetrie der die Teilchen umgebenden Eigenfelder bei beschleunigter Bewegung schließlich doch ihre Bedeutung. Sie werden sie immer behalten; genau so, wie die alte Aerodynamik, die mit einem gasförmigen elastischen Kontinuum rechnet, trotz aller Molekulartheorie immer ihre Bedeutung behalten wird.

Gerade die neueste Entwicklung der Physik mit ihren schwierigen neuen Begriffsbildungen verlangt, daß die fundamentalen Begriffe der alten Physik von Anfang an klar erfaßt werden, damit nicht nachher alles in der Luft schwebt. Wir müssen die von der Wissenschaft bisher noch vernachlässigte Aufgabe, Klarheit über die Grundbegriffe zu schaffen, ernsthaft in Angriff nehmen. Und besonders der Lehrer der Physik sollte sich dieser Aufgabe widmen. Gerade wenn er auch die schwierigeren wissenschaftlichen Dinge klar durchschaut, wird es ihm am besten gelingen, die einfachen, wenig abstrakten Gegenstände, die dem kindlichen Verstand angemessen sind, richtig darzustellen.

Einfache Vorführung der Luftverflüssigung nach LINDE.

Von Klaus Clusius in München.

Einleitung.

Die Vorführung der Luftverflüssigung nach LINDE gehört heute noch zu den Versuchen, die einen erheblichen Aufwand an Zeit und Mitteln erfordern. In manchen Hörsälen ist ein OLSZEWSKISCHER Luftverflüssiger fest aufgestellt, der von einem im Vorbereitungszimmer befindlichen Kompressor gespeist wird¹. Diese Anlagen haben außer ihrer Kostspieligkeit den Nachteil, daß sie für Schauversuche eine zu lange Anlaufzeit haben, da die abzukühlende Metallmasse beträchtlich ist. Außerdem ist bei diesen Verflüssigern gerade der wesentliche Teil der LINDESCHEN Anordnung, die Gegenstromspirale, durch die Versilberung des Vakuumgefäßes dem Beschauer verborgen.

Eine wirklich einfache Vorrichtung zur Luftverflüssigung, die diesen Nachteil nicht zeigt, hat bereits DEWAR vorgeschlagen. DEWAR ging in seinem Streben nach Einfachheit sogar so weit, daß er das Entspannungsventil durch ein feines Loch am Ende des Gegenströmers ersetzte². Dieser Gedanke ist später auch von anderer Seite aufgegriffen und nur insofern abgeändert worden, als die Öffnung durch eine Schraube wenigstens einen veränderlichen Querschnitt erhielt³. Ein nach diesen Gesichtspunkten vom Verfasser gebauter Apparat arbeitete bisweilen ganz gut. Aber schließlich erwies sich das Fehlen eines von außen jederzeit regelbaren Ventils doch als schwerer Nachteil. Geringe Verunreinigungen an Feuchtigkeit und Kohlendioxyd verstopfen die Drosselöffnung während der Abkühlung allzu leicht. Bei reinem Gas tritt diese Störung zwar nicht ein. Aber auch dann ist die Anordnung keineswegs ideal, da die bei tiefen Temperaturen austretende Gasmenge wegen der Abnahme der inneren Reibung sehr viel größer als zu Beginn des Versuches ist.

Versuchsanordnung.

Nach einer Reihe von Vorversuchen erwies sich die in Fig. 1 skizzierte Anordnung als recht brauchbar. An die Verschraubung *S* wird eine handelsübliche Stahlflasche angeschlossen, die das zu verflüssigende Gas enthält. Stickstoff, Preßluft oder Sauerstoff können verwendet werden⁴. Der Flaschendruck wird an dem Manometer *M* abgelesen. Das Gas durchströmt zunächst die Spirale *Sp* aus 4 mm starkem Kupferrohr von 2,5 mm lichter Weite und 3 m Länge, die mit fester Kohlensäure vorgekühlt werden kann. Darauf tritt es in den eigentlichen Gegenströmer ein. Dieser besteht aus einem 3 mm starken Kupferrohr von 2 mm lichter Weite und 4 m Länge, das in 55 Windungen auf ein Neusilberrohr *N* von 20 mm Außendurchmesser und 0,5 mm Wandstärke aufgewickelt ist. Der Windungsabstand beträgt etwa 1,5 mm. Durch ein Handrädchen *H* wird das Gas am Ventil *D* entspannt und strömt dann außen an den Spiralen des Gegenströmers zurück. Dieser steckt in einem unversilberten Vakuumgefäß *V* aus Jenaer Glas von 28 mm innerem Durchmesser. Der obere Teil des Verflüssigers ist mit

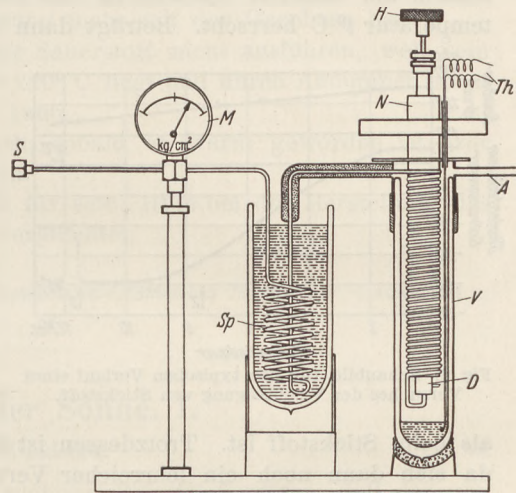


Fig. 1. Versuchsanordnung zur Luftverflüssigung.

¹ K. OLSZEWSKI, Ann. Physik (4) 10 768, (1903).

² J. DEWAR, Proc. roy. Inst. 15 133, (1896).

³ M. RUHEMANN, Zeitschr. Physik 65 67, (1930).

⁴ Es sei eigens darauf hingewiesen, daß bei der Benutzung von Sauerstoff Öl- oder Fettsuren in den Leitungen wegen der Explosionsgefahr peinlich vermieden werden müssen. Die Dichtungen dürfen nur aus Metall oder Fiber bestehen.

Hilfe einer Metallhaube und einer Gummimanschette an das Vakuumgefäß gasdicht angepaßt. Das entspannte Gas tritt schließlich bei A aus.

Um den Vorgang der Temperatursenkung in der Anordnung leicht verfolgen zu können, ist ein Kupfer-Konstantan-Thermoelement Th vorgesehen. Eine Lötstelle liegt unten im Dewargefäß, die andere befindet sich in einem Eisbad auf $0^{\circ}C$. Die Thermokraft wird mit Hilfe eines objektiv ablesbaren Spiegelgalvanometers gemessen, das mit einem geeigneten Vorschaltwiderstand versehen ist, damit der Anschlag innerhalb des Skalenbereiches bleibt. Ein Vorschaltwiderstand in der Größenordnung des äußeren Grenzwiderstandes wird ohnehin wegen des kleinen inneren Widerstandes des Thermoelementes immer notwendig sein, damit das Galvanometer nicht zu stark gedämpft ist. Die richtige Größe des Widerstandes findet man leicht vor dem Versuch beim Einsenken der äußeren Lötstelle in das Eis, während im Dewargefäß noch die Raumtemperatur $t^{\circ}C$ herrscht. Beträgt dann der Ausschlag a Skalenteile, so hat man beim

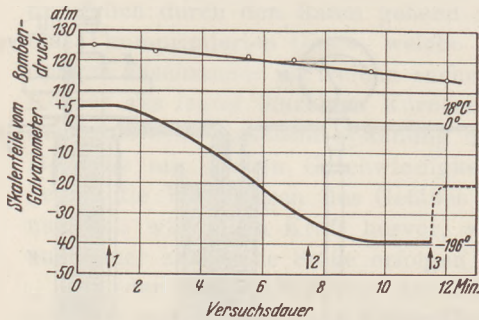


Fig. 2. Schaubild für den typischen Verlauf eines Versuches der Verflüssigung von Stickstoff.

Auftreten von Flüssigkeit im Dewargefäß einen Ausschlag von

$\sim 144 a/t^{\circ}$ Skalenteilen für flüssigen Stickstoff, bzw.

$\sim 137 a/t^{\circ}$ Skalenteilen für flüssigen Sauerstoff zu erwarten.

Versuche.

Die Verflüssigung von Sauerstoff (Siedepunkt -183°) gelingt etwas leichter als die des Stickstoffs (Siedepunkt -196°), weil sein Siedepunkt 13° höher liegt und sein Joule-Thomson-Effekt etwa 10 bis 15% größer

als beim Stickstoff ist. Trotzdem ist die Verflüssigung von Stickstoff vorzuziehen, da sich dann noch ein lehrreicher Versuch über die Herstellung festen Stickstoffs durch Abpumpen anschließen läßt.

Der Vorkühler wird mit wenig Methylalkohol oder Aceton und so viel fester Kohlensäure (-78°) beschickt, daß die Spiralen eben bedeckt sind. Dann wird die Bombe angeschlossen, wobei man unter einen Anfangsdruck von 125 Atm nicht heruntergehen sollte. Das Entspannungsventil wird so weit geöffnet, daß ein kräftiger Gasstrom entweicht. Die erste Flüssigkeit tritt am Ventil bei 150 Atm Anfangsdruck nach etwa 4 bis 5 Min., bei 125 Atm nach etwa 7 bis 8 Min. auf. Der Verflüssigungsvorgang wird gut sichtbar, wenn man das Dewargefäß durch eine seitliche Lichtquelle hell beleuchtet.

Fig. 2 zeigt den typischen Verlauf eines Versuches mit Stickstoff. Die Abszisse gibt die Versuchszeit in Minuten, die linke Ordinate den Galvanometerausschlag in Skalenteilen, die rechte Ordinate die dazugehörigen Temperaturen an. Im oberen Teil ist der Druckabfall der Stahlflasche, die 40 l Inhalt hatte, aufgetragen. Die Zimmertemperatur betrug $18^{\circ}C$. Bei Pfeil 1 wurde mit der Entspannung begonnen. Nach $\sim 1\frac{1}{2}$ Min. ist der Galvanometerausschlag auf Null zurückgegangen, so daß in diesem Augenblick gerade der Eispunkt unter der Drossel erreicht war. Nach weiteren 5 Min. bei Pfeil 2 zeigte sich die erste Flüssigkeit im Dewargefäß unmittelbar hinter dem Ventil. 9 Min. nach Versuchsbeginn war der untere Teil des Dewargefäßes so kalt geworden, daß sich flüssiger Stickstoff ansammelte und die Temperatur konstant wurde. Der Druck war auf 115 Atm gesunken. In weiteren 2 Min. sammelten sich etwa 8 bis 10 cm³ flüssiger Stickstoff an, worauf der Versuch abgebrochen wurde. Um zu zeigen, daß die Temperatur des Vorkühlers weit über der des flüssigen Stickstoffs liegt, wurde bei Pfeil 3 die im Eis befindliche Lötstelle in den Vorkühler getaucht. Dann stellte sich ein Ausschlag von 20,6 Skalenteilen ein, der also der Thermokraft zwischen -78° und -196° abs. entspricht.

Man kann an diesen Versuch sofort noch ein weiteres lehrreiches Experiment anschließen. Dazu schiebt man über das Gasauslaßrohr des Gegenströmers einen Druckschlauch und verbindet ihn durch ein T-Stück einerseits mit einem Quecksilbermanometer, andererseits mit einer Saugpumpe; eine Wasserstrahlpumpe genügt vollauf. Pumpt man jetzt den Dampf über dem flüssigen Stickstoff ab, so sinkt seine Temperatur so weit, daß er in wenigen Minuten bei -210°C zu farblosen Kristallen erstarrt. Sobald alles fest geworden ist, sperrt man den zur Pumpe führenden Hahn ab und beobachtet am Manometer das langsame Steigen des Sublimationsdruckes infolge der Wärmezufuhr aus der Umgebung. Bei 95 mm Hg ist der Schmelzpunkt erreicht. Der Dampfdruck steigt nun nicht weiter an, sondern bleibt während des Schmelzens scharf stehen. Auf diese Weise läßt sich die Koexistenz der drei Phasen gasförmig, flüssig und fest am Tripelpunkt sehr gut zeigen. Der Dampfdruck steigt erst wieder an, wenn der feste Stickstoff keine unmittelbare Berührung mehr mit der Gasphase hat.

Der entsprechende Versuch läßt sich mit Sauerstoff nicht ausführen, weil sein Tripelpunkt bei etwa 1,2 mm Hg und -220°C liegt und durch Abpumpen nicht ohne besondere Maßnahmen erreicht werden kann.

Der Verflüssiger muß nach dem Gebrauch, sobald er warm geworden ist, zur Austrocknung mehrmals durchgeblasen werden.

Herrn Mechanikermeister E. HOLZ bin ich für seine Hilfe bei der Herstellung des hier beschriebenen Modells zu vielem Dank verpflichtet.

München, Physikalisch-Chemisches Institut der Universität.

Messungen an der Sonne. I.

Von S. Janß in Wandsbek.

Die folgende Darstellung soll an einem weiteren Beispiele¹ zeigen, daß der von der Staatlichen Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht empfohlene Zweizöller auch weitgehend zu Messungen mit der für die Schule erforderlichen Genauigkeit verwandt werden kann. Es darf sogar als sicher gelten, daß die erreichbare Meßgenauigkeit nicht bei jedem der hier oder früher behandelten Gegenstände angestrebt werden kann. Als Hauptziel wird man im allgemeinen die Erfassung der Tatsache ansehen müssen; bei einigen von ihnen kann dann weiter die Ermittlung einer hinreichend genauen Zahl angestrebt werden; darüber hinaus wird man vielleicht in seltenen Fällen noch Überlegungen und Rechnungen vermitteln können, die Aussagen über die erreichbare Genauigkeit und die Auswahl günstiger Zeiten und Messungen enthalten. Bei vorhandener Neigung läßt sich selbstverständlich ein Teil der Rechnungen in Mathematikstunden als Übungsaufgaben mit Anwendung auf astronomische Tatsachen und Instrumente erledigen.

Mir scheint es selbstverständlich, daß die geistigen Tätigkeiten des Schätzens, der Rechnung mit den ermittelten Zahlenwerten, die Überlegungen und Rechnungen für mögliche Genauigkeit und die Wahl geeigneter Tage und Tagesstunden bei allen Instrumenten, gleichgültig welcher Brennweite, die gleichen sind, und daß es für geistige Schulung und Erziehung zur richtigen Einschätzung auch eines zufällig wider Erwarten günstigen Ergebnisses und zur Ausnutzung eines Instruments bis an die Grenze seiner Leistungsfähigkeit völlig gleichgültig ist, ob das mit größeren oder kleineren Zahlen geschieht und dabei das Ergebnis mehr oder minder von dem von den Astronomen benutzten Werten abweicht. In einer Beziehung ist der Zweizöller dem längeren Rohr sicher überlegen: er ist auch für einen Schüler erschwinglich;

¹ Diese Zeitschr. 46, 145; 1933 (stets mit A* bezeichnet); 48, 204; 1935 (mit B* bezeichnet); 49, 207; 1936 (mit C* bezeichnet); 49, 161; 1936.

wo der Schüler über ein solches Instrument verfügt, wird das in der Schule mit einem Rohr gleicher Art gewonnene Ergebnis weit mehr als sonst zu eigener ernster Liebhabertätigkeit anregen.

Bei allen Messungen wird das Rohr von Merz benutzt, 54 mm Öffnung und 660 mm Brennweite (stets mit f bezeichnet). (Die Firma ist leider eingegangen; über ein vielleicht entsprechendes Rohr vgl. in C*, S. 207, Anm.). Die Vernachlässigungen bei Ableitung der Formeln sind im allgemeinen auch noch für den Vierzöller mit etwa 1650 mm Brennweite und einem Durchmesser des Sonnenbildes von rund 15 mm zulässig. Dafür geltende Zahlenwerte sind im allgemeinen in [] hinzugefügt worden. Ferner wird stets das Netzmikrometer der Firma J. D. Möller in Wedel in Holstein benutzt; eine Fläche von $20 \cdot 20 \text{ mm}^2$ ist in $0,1 \cdot 0,1 \text{ mm}^2$ geteilt¹. (Es gestattet weiter als beleuchtetes visuelles Mikrometer die Bestimmung relativer Gestirnskoordinaten von Doppelsternen und Sterngruppen und deren Änderung durch Eigenbewegung, Parallaxe und wechselnden Abstand von der Erde, sowie auch die Vermessung von Sternaufnahmen mit dem Objektiv einer Handkamera; darüber vielleicht in einem späteren Aufsatz). Das Mikrometer hat allerdings Fehler, die gegen den Rand bis zu 0,03 mm betragen können. Das für den Zweizöller erforderliche Gebiet von $\pm 4 \text{ mm}$ in allen Richtungen ist aber einwandfrei, da die Fehler nicht 0,004 mm erreichen. (Über die Verwendung bei größeren Brennweiten vgl. später). — Bei Überlegungen zur erreichbaren Genauigkeit wird $\frac{1}{10}$ Skalenteil = 0,01 mm als Grenze angenommen; man wird das aber nicht immer erreichen können (Unruhe des Sonnenrandes, Unschärfe eines Flecks, geringe Definition der Finsternishörner durch ungünstigen Verlauf der Grenzen gegen die Strichrichtung; am Sonnenrand sind die beiden Intervallteile nicht gleich hell oder gar nur einer sichtbar). Das Mittel aus mehreren Messungen wird mit einer Stelle mehr gerechnet. — Im allgemeinen genügt eine Rechnung mit der gemessenen Millimeterzahl durchaus; nur äußerst selten ist Übergang zu den sphärischen Koordinaten nötig; den dafür erforderlichen Verwandlungsfaktor k (Wert von 0,01 mm) findet man aus den Jahrbuchwerten des Sonnenradius oder, wie in A* beschrieben, unter Beachtung der Stellung des Auszugs. Nach Theorie und Untersuchung (A* 149) darf das Gesichtsfeld als hinreichend eben angenommen werden.

Bei den Messungen in größeren Zenitdistanzen ist störend, daß für die Sonnenränder, den Mittelpunkt und die Gebilde auf der Sonne (Fleck, Merkur, Hörner bei Finsternissen) die atmosphärische Strahlenbrechung verschieden ist. Sie ist ohne Einfluß bei Zenitdistanzen bis etwa $z = 40^\circ$ [30°]; leicht zu übersehen ist ferner der Einfluß im Meridian. Die folgenden Ableitungen haben daher vorwiegend den Zweck, später zur Bestimmung derjenigen Beträge zu dienen, innerhalb deren praktisch die einfachen Verhältnisse wie im Meridian vorhanden sind. Sie sind aber auch dann zu beachten, wenn Meridianbeobachtungen nicht möglich sind (Merkurdurchgang, Finsternis). Eigentümlich für die folgende Ableitung ist, daß sie mit der differentiellen Refraktion ΔR auf dem Unterschied der Zenitdistanz dz entsprechend dem Sonnendurchmesser d rechnet; aus eigenen Messungen kann man also $\Delta R : d = \mu$ finden. Ist das nicht möglich, so entnimmt man μ als $dR_1 : dz_1$ auf $dz_1 = 1^\circ$ aus einer Tabelle. (Ich benutze die Werte aus: F. C. GAUSS' Fünfstellige vollständige logarithmische und trigonometrische Tafeln, für 760 mm Druck und $10^\circ C$); dR braucht nur bei ganz erheblichen Abweichungen von 760 mm und 10° und bei großem z korrigiert zu werden. Ferner wird angenommen, daß μ im Gebiete der Sonnenscheibe konstant ist; das ist bis $z = 82^\circ$ hinreichend genau der Fall; darüber hinaus sind die Fehler aber zunächst wenig merklich. Die unten folgenden Formeln sind für Schulrohre bis $z = 86^\circ$ [85] durchaus hinreichend und leicht abzuleiten.

¹ Das Mikrometer kostet RM 14,—; bei Bestellung ist anzugeben „Negativnummer“ 117; auf Anfrage teilt die Firma mit, daß Mikrometer untereinander wohl nicht mehr als 0,003 mm voneinander abweichen, so daß die weiter unten angegebenen Fehler wohl sicher für jedes gelieferte Mikrometer gültig sein werden.

Durch Refraktion werden je nach Meßart Positionswinkel und Distanz (Fig. 1) oder die rechtwinkligen Koordinaten x und y geändert. A und p sind Positionswinkel und Distanz ohne Refraktion, A' und p' ebenso mit Refraktion, p_1 die Änderung von p , q der sogenannte parallaktische Winkel zwischen dem Koordinatensystem des Horizonts und dem des Äquators. (In der Figur ist q positiv, westlich vom Meridian, entsprechend $\sin q = \cos \varphi \cdot \sin t : \sin z$; t ist westlich des Meridians positiv und damit auch q .) Dann ist $A^2 = A'^2 + dR^2 + 2 \cdot A' \cdot \cos(p' - q) \cdot dR$; ($p' - q$) wird zur Abkürzung mit α bezeichnet. Mit Beachtung der Glieder zweiter Ordnung ist dann

$$A = A' + dR \cdot \cos \alpha - \frac{1}{2} \cdot \frac{dR^2}{A'} \cdot \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \cdot \frac{dR^2}{A'} = A' + dR \cdot \cos \alpha + \frac{1}{2} \cdot \frac{dR^2}{A'} \cdot \sin^2 \alpha. \quad (1a)$$

Dann ist unter Vernachlässigung des quadratischen Gliedes $A = A' + dA = A' + dR \cdot \cos \alpha$. Es ist ferner

$$dR = \mu \cdot dz \text{ und } dz = A \cdot \cos(p - q) = (A' + dA) \cdot \cos(\alpha - p_1), \quad (1b)$$

und das ist weiter annähernd $A' \cdot \cos \alpha$. Dann wird

$$dA = A' \cdot \mu \cdot \cos^2(p' - q); \quad (1)$$

\cos^2 läßt erkennen, daß dA stets positiv, also A' kleiner als A ist.

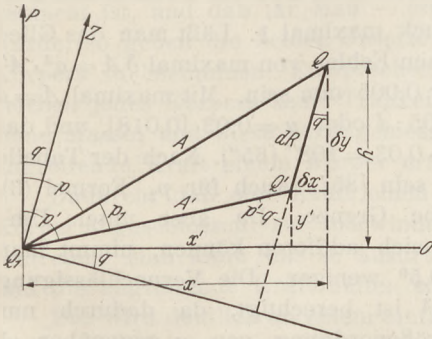


Fig. 1. Einfluß der Refraktion.

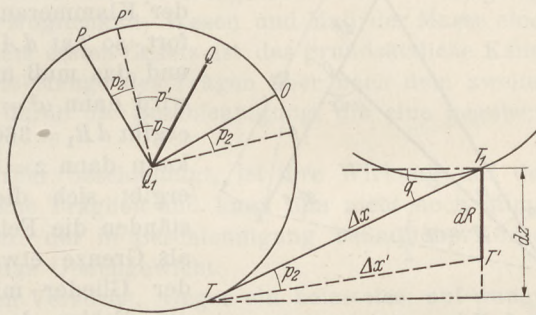


Fig. 2. Unterschied zwischen scheinbarem und wahren Parallel.

Der Positionswinkel p wird um p_1 wie folgt geändert: Es ist (Fig. 1)

$$\sin p_1 = \frac{dR}{A} \cdot \sin \alpha. \quad (2a)$$

Da p_1 nie 2° ist, kann man $\sin p_1$ durch p_1 ersetzen (Fehler relativ nicht 1:5500). Durch eine entsprechende Umformung wie für dA folgt hier

$$p_1 = \mu \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha = \frac{1}{2} \cdot \mu \cdot \sin 2(p' - q). \quad (2)$$

Der dritte Fehler wird am klarsten bei Erläuterung des photographischen Meßverfahrens. Dort wird das Netzmikrometer so auf eine Doppelaufnahme gelegt, daß eine Strichrichtung des Mikrometers der gemeinsamen Tangente Δx (Fig. 2) parallel ist. (Fig. 2 gilt ebenfalls westlich des Meridians.) Δx wird durch dR um den Winkel p_2 in die Lage $\Delta x'$ gedreht. Ganz ähnlich wie oben findet man

$$p_2 = \frac{1}{2} \cdot \mu \sin 2q. \quad (3)$$

Zur Abschätzung des Fehlers bzw. zur Bestimmung des Wertes von μ , bis zu dem die angegebenen Formeln gültig sind, kann man folgendermaßen verfahren (in der Klasse durchaus entbehrlich): Nach (1b) ist streng $dR = \mu \cdot dz$ und $dz = A \cdot \cos(\alpha - p_1)$ und dadurch nach (2a) $\sin p_1$ oder $p_1 = \mu \cdot \cos(\alpha - p_1) \cdot \sin \alpha$, und nach Reihenentwicklung bis zu Gliedern, die μ^2 ergeben, $p_1 = \mu \cdot \sin \alpha \cdot (\cos \alpha + p_1 \cdot \sin \alpha)$. Man setzt nun $p_1 = a_0 + a_1 \cdot \mu + a_2 \cdot \mu^2 \dots$. Durch Vergleichung mit der vorhergehenden Formel erkennt man, daß darin ein von μ freies Glied fehlt, also ist $a_0 = 0$. Bis zu den quadratischen Gliedern von μ hat man also $p_1 = \mu \cdot \sin \alpha \cdot (\cos \alpha + p_1 \cdot \sin \alpha) = \mu \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha + \mu^2 \cdot a_1 \cdot \sin^2 \alpha$. Durch Vergleichung mit $p_1 = a_1 \cdot \mu + a_2 \cdot \mu^2$ findet man $a_1 = \sin \alpha \cdot \cos \alpha$ und $a_2 = a_1 \cdot \sin^2 \alpha = \sin^3 \alpha \cdot \cos \alpha$. Also ist $p_1 = \mu \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha + \mu^2 \cdot \sin^3 \alpha \cdot \cos \alpha$. Demnach ergibt Formel (2) in erster Näherung den Fehler $\delta p_1 = \mu^2 \cdot \sin^3 \alpha \cdot \cos \alpha$, maximal für $\text{tg}^2 \alpha = 3$ rund $1/3$.

Dieser Wert darf sich gegenüber der Meßgenauigkeit für Winkel nicht bemerkbar machen; in den unten folgenden Messungen ergibt sich bei einer Sonnenfinsternis für die Länge der Hörnersehne, die annähernd gleich dem Durchmesser ist, etwa $\text{arc } \delta p_1 = 0,01 : d = 1 : 600$. Der Fehler darf also nicht $1 : 1200$ [$1 : 3000$] sein; daher $\frac{1}{3} \cdot \mu^2 = 1 : 1200$; $\mu = \frac{1}{20}$ und $dR_1 = 3600'' : 20 = 180''$ [$110''$]. Das ist der Fall bei $z = 86,5^\circ$ [85,5]. — Ähnlich findet man den Grenzwert für $dA = a_1 \cdot \mu + a_2 \cdot \mu^2$, indem man in die bis zu dR^2 strenge Formel (1a) den genauen Wert (1b) setzt. Bis zu den Gliedern zweiter Ordnung ergibt sich dann $dR = \mu \cdot (A' + dA) \cdot \cos(\alpha - p_1) \approx \mu \cdot (A' + dA) \cdot (\cos \alpha + p_1 \cdot \sin \alpha)$; für p_1 ist bis zu Gliedern mit μ^2 (2) zu setzen; also $dR = \mu \cdot (A' + dA) \cdot (\cos \alpha + \mu \cdot \sin^2 \alpha \cdot \cos \alpha) = \mu A' \cdot \cos \alpha + \mu^2 \cdot A' \cdot \sin^2 \alpha \cdot \cos \alpha + \mu \cdot dA \cdot \cos \alpha$ und $dR^2 = \mu^2 \cdot A'^2 \cdot \cos^2 \alpha$. Setzt man diesen Wert in (1a) ein, so wird

$$dA = \mu \cdot A' \cdot \cos^2 \alpha + \mu^2 \cdot A' \cdot \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \alpha + \mu \cdot dA \cdot \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \cdot \mu^2 \cdot A' \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha.$$

Rechts genügt für $dA = a_1 \cdot \mu + a_2 \cdot \mu^2 \dots$ der Wert $a_1 \cdot \mu$ (da $a_2 \mu^2$ schon μ^3 und μ^4 ergibt); dann folgt nach ganz ähnlicher Rechnung wie oben schließlich $dA = A' \cdot \mu \cdot \cos^2 \alpha$

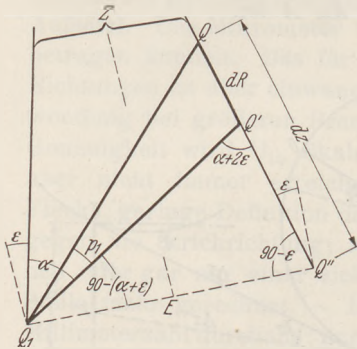


Fig. 3. Neigung der Azimutalkreise.

+ $A' \cdot \mu^2 \left(\frac{3}{2} \cdot \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \alpha + \cos^4 \alpha \right)$. Im zweiten Glied ist der Klammerausdruck maximal 1. Läßt man das Glied fort, so hat dA einen Fehler von maximal $\delta A = \mu^2 \cdot A'$, und das muß unter 0,005 mm sein. Mit maximal $A = d$ wird dann $\mu^2 = 0,005 : d$ oder $\mu = 0,03$ [0,018], und das ergibt $dR_1 = 3600'' \cdot 0,03 = 108''$ [65'']. Nach der Tabelle kann dann $z = 86^\circ$ sein [85]. Auch für p_2 , Formel (3), ergibt sich dieselbe Grenze. Da aber unter Umständen die Fehler sich addieren können, nimmt man als Grenze etwa $0,5^\circ$ weniger. Die Vernachlässigung der Glieder mit μ^3 ist berechtigt, da dadurch nur ein Fehler der Größenordnung von μ gegenüber μ^2 bedingt ist.

Über Fehler durch Neigung der Kreise ZQ und ZQ_1 in Fig. 1 ist zu sagen, daß der Einfluß der Neigung $2 \cdot \epsilon$ der beiden Kreise ZQ und ZQ_1 (in Fig. 3 gerade als Projektion von Großkreisen) sich auf folgende Weise ergibt. In dem gleichschenkligen sphärischen Dreieck ZEQ'' ist $\sin \epsilon = \sin EQ'' \cdot \text{ctg } z$. Das ist maximal mit $EQ'' = 0,5 \cdot d = 0,3^\circ$ ($d =$ Sonnendurchmesser) und für die Sonne in Hamburg ungünstig im Sommer und im Meridian ($z = 30^\circ$) unter $0,3 \cdot 1,7 = 0,5^\circ$ oder $\text{arc } \epsilon = 0,01$. Dann kann man also schreiben $\epsilon = 0,3 \cdot \text{ctg } z$ oder $\text{arc } \epsilon = 0,005 \cdot \text{ctg } z$. Betrachtet man das Dreieck $Q'Q''Q_1$ als eben (zulässig nach A*, S. 149 unten, da innerhalb der Platte keine Verzerrung vorhanden), so ist $QQ_1Q'' = 90^\circ - (\epsilon + \alpha)$; also nach dem Sinussatz $dz = \frac{A \cdot \cos(\alpha + \epsilon)}{\cos \epsilon}$. Man darf $\cos \epsilon = 1$ setzen (Fehler 0,00004); denn eine Unsicherheit von dz mit maximal $36' \cdot 0,00004$ bedingt keine merkliche Änderung von dR . Also wird $dz = A \cdot \cos(\alpha + \epsilon)$, in erster Näherung $A \cdot \cos \alpha - A \cdot \epsilon \cdot \sin \alpha$. Die Vernachlässigung des zweiten Gliedes bedingt maximal $0,6^\circ \epsilon = 36' \cdot 0,005 \cdot \text{ctg } z$, was in keiner Zenitdistanz der Sonne (mehr als 30°) merklich dR beeinflußt.

In den aus den Differentialformeln der sphärischen Trigonometrie gefundenen Werten für dA , p_1 und p_2 (vgl. z. B. BRÜNNOW, Lehrbuch der sphärischen Astronomie, 4. Aufl., S. 579) treten noch kleine Größen auf, die hier nicht erhalten wurden. In dA hat der Betrag den Wert $0,6''$, ist also unmerklich; für p_1 und p_2 sind die Beträge gleich; da aber mit $-p_1 + p_2$ korrigiert wird, heben sie sich auf.

Für dA ergibt das zweite Glied rechts in (1a) $dR \cdot \cos(\alpha + 2\epsilon) \approx dR \cdot \cos \alpha - dR \cdot \sin \alpha \cdot 2\epsilon$, oder maximal $\delta R = -dR \cdot 0,01 \cdot \text{ctg } z$; das ergibt zwischen $z = 30^\circ$ und 85° Beträge bis zu $0,05''$; also durchaus unmerklich.

Aus Fig. 1 liest man ab $p = p' - p_1$ und aus Fig. 2 auch $p = p' + p_2$. p_1 und p_2 haben das Vorzeichen des Sinus; p' ist stets positiv und wird von Norden über

Osten—Süden—Westen nach Norden gezählt; wie schon angegeben, ist q westlich vom Meridian positiv, östlich negativ. Nach Fig. 1 ist der Einfluß auf die rechtwinkligen Koordinaten des Äquatorsystems $\delta y = dR \cdot \cos q$ und $\delta x = dR \cdot \sin q$. Es ist aber $dR = \mu \cdot dz$ und $dz = x' \cdot \sin q + y' \cdot \cos q$; also wird

$$\delta y = \mu \cdot (x' \cdot \sin q + y' \cdot \cos q) \cdot \cos q \quad \delta x = \mu \cdot (x' \cdot \sin q + y' \cdot \cos q) \cdot \sin q. \quad (4)$$

Kleine Mitteilungen.

Trägheit und Trägheitskräfte.

Von Studienrat Dr. Paul Hahn in Breslau.

Die ersten beiden NEWTONSchen Gesetze werden im allgemeinen dahin ausgelegt, daß das eine die Definition der Kraft gibt als Ursache jeder Bewegungsänderung eines Körpers, das andere aber das Maß der Kraft festlegt vermittels der Gleichung: $K = m \cdot b$. Dies ist jedoch nur möglich, wenn für die Masse bereits eine Definition vorliegt, für die Kraft aber noch nicht.

Betrachtet man den umgekehrten Fall, daß über die Kraft bereits eine Aussage gemacht ist, und daß ihr Maß — etwa durch die Spannung einer Feder — festgelegt wurde, so geben die beiden Gesetze die Möglichkeit, Wesen und Maß der Masse eines Körpers zu bestimmen. Entsprechend dem ersten Gesetz ist das grundsätzliche Kennzeichen jedes Körpers seine Trägheit, die Menge des Trägen aber nach dem zweiten seine Masse; und diese wird gemessen durch die Beschleunigung, die eine gegebene angreifende Kraft einem Körper erteilt.

Dadurch, daß eine Kraft einen Körper beschleunigt, ist ihre Wirkung auf den Körper abgeschlossen: sie überwindet seine Trägheit und kann nun nicht noch einmal auftreten. Man kann das so ausdrücken: der in Beschleunigung befindliche Körper und die angreifende Kraft halten sich das Gleichgewicht.

Das wird deutlich an einem einfachen Versuche. Gegen ein belastetes, auf waagerechten Schienen stehendes Wägelchen drückt eine zusammengedrückte Feder in Richtung des Schienenstranges. Der Wagen bewegt sich beschleunigt vorwärts, und diese Beschleunigung bleibt fest, solange die Feder mit der gleichen Zusammenpressung auf den fahrenden Wagen weiter drückt; zusammengedrückte Feder und beschleunigt fahrender Wagen halten einander das Gleichgewicht.

Bleibt aber eine Feder zusammengedrückt, so erklärt man dies in der Regel damit, daß ihren Druck eine Gegenkraft aufhebt. Es ist darum naheliegend, die Wirkung des beschleunigten Wagens auf die Feder einer Trägheits-„Kraft“ zuzuschreiben, die entgegengesetzt gleich der Federkraft selbst ist.

Diese eigenartige Größe, die jedem beschleunigten System eigen ist, und die mit der Beschleunigung entsteht und vergeht, hat KAESTNER treffend einmal¹ das Echo der Kraft genannt, „das weder auf Anruf zu schweigen, noch das Wort zu ergreifen vermag“. Mit ihrer Einführung wird die Erläuterung vieler dynamischer Vorgänge wesentlich leichter (ganz abgesehen von der Bedeutung, die sie seit D'ALEMBERT in der theoretischen Mechanik gewonnen hat). Man sollte darum auch im Schulunterricht von ihr reichlicher Gebrauch machen; wie erfolgreich dies möglich ist, mögen die folgenden Beispiele zeigen.

1. Ruht ein Körper im Schwerfeld, so hat er Gewicht, d. h. der Druck des Körpers auf seine Unterlage ist wägbare. Läßt man den Körper frei fallen, so wird die Schwerkraft durch den beschleunigt nach unten eilenden Körper — oder durch seine Trägheitskraft — aufgehoben; die Schwerkraft ist an dem fallenden Körper nicht aufweisbar, er ist gewichtlos, solange er frei fällt.

Dies läßt sich sehr bequem an einer frei fallenden Waage zeigen. Als grobes Gerät für die Vorweisung genügt eine Papierschere, die sich leicht öffnet und schließt. Hält man sie am einen Ohr lotrecht fest und öffnet sie, so klappt sie sofort zu, verhält sich also wie eine Waage mit ungleich belasteten Schalen. Läßt man sie aber geöffnet frei fallen, so

¹ A. G. KAESTNER: Über die Trägheit der Körper, 1763.

bleibt sie offen, hat also ihren Charakter als Waage eingebüßt, und das ist nur dadurch möglich, daß während des Fallens die Schwerkraft für sie nicht mehr wirksam ist.

2. Ein Körper falle mit der Beschleunigung g/n im Schwerfeld. Dann ist die beschleunigende Kraft $m \cdot g/n$, die Trägheitskraft des Körpers also $-m \cdot g/n$; mit anderen Worten: fällt ein Körper mit der Beschleunigung g/n im Schwerfeld, so vermindert sich sein Gewicht dabei um $1/n$ seines Ruhgewichtes.

Die Frage ist nun, ob sich dieser Fall verwirklichen läßt, und wenn dies gelingt, ob man dann das Gewicht des Körpers dabei bestimmen kann. Im widerstehenden Mittel, etwa in einem wassergefüllten Trog, sinkt eine nicht zu kleine Metallkugel mit angenähert konstanter Beschleunigung $< g$. Man befestigt an einem hohen wassergefüllten Standzylinder einen Galgen aus Draht und hängt an diesem an einem dünnen Faden eine Kugel auf, die eben ins Wasser taucht. Die ganze Vorrichtung setzt man auf eine Tafelwaage und stellt durch Gewicht-Auflage Gleichgewicht her. Wird nun der Haltefaden durchgebrannt, so sinkt die Kugel, die Waagschale mit dem Gerät aber steigt; ein Zeichen dafür, daß das System Trog-Kugel leichter geworden ist. Der Betrag der Gewichtsverminderung ist hierbei allerdings schlecht zu bestimmen. Darum ist es günstiger,

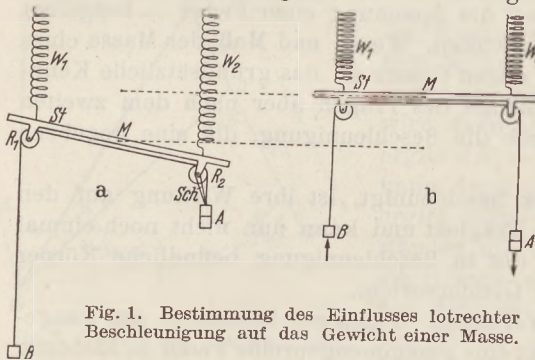


Fig. 1. Bestimmung des Einflusses lotrechter Beschleunigung auf das Gewicht einer Masse.

bestehend aus einem Stab *St* mit 2 festen Rollen R_1 und R_2 an den Enden. Über diese läuft ein Faden, der am einen Ende das Gewichtstück $A = 200$ g, am andern das Gewichtstück $B = 100$ g trägt. Durch eine Schlinge *Sch* ist das System am Ablafen gehindert. Brennt man die Schlinge durch, so senkt sich A und gleichzeitig hebt sich B (Fig. 1b), jedes mit der Beschleunigung $\gamma = g/3$. Dieser Wert ergibt sich leicht: im ganzen sind 300 g zu bewegen; 2 mal 100 g halten einander das Gleichgewicht, sind also nur träge; die restlichen 100 g aber sind auch schwer, würden also für sich allein mit der Beschleunigung g fallen; da sie aber die 3fache Masse (300 g) zu befördern haben, ist die Fallbeschleunigung von A — und damit die Steigbeschleunigung von B — gleich $g/3$, weil $300 \gamma = 100 g$. Während des Sinkens wiegt A nur mehr $2/3 \cdot 200$ g; das Gewicht von B erhöht sich auf $4/3 \cdot 100$ g. Wie man sieht, bewegen sich A und B mit solchen Beschleunigungen, daß ihre Gewichte dabei gleiche Werte aufweisen¹. Sie ziehen also an den Federwaagen mit gleichen Kräften; die Haltestange *St*, die im Ruhezustande schief hing, hängt jetzt gerade, und da das Gesamtgewicht des Gehänges sich im ganzen verringert hat (um $100/3$ g), dürfen die Federwaagen nur mehr das Gewicht des vollständigen Gehänges vermindert um $100/3$ g anzeigen, also einen Wert, der leicht abzulesen ist. Man beachte die Lageveränderung der Mitte M der rollenführenden Stange in Fig. 1 a und b. Der Umstand, daß während des Ablaufens der Gewichte das Gehänge einen Gewichtsverlust aufweist, zeigt an, daß es als Ganzes sinkt, d. h. daß sein Schwerpunkt fällt. Diese Tatsache läßt sich leicht überschauen: sinkt doch das große Gewicht A um ebensoviel, wie sich das kleine (B) hebt, während alles übrige am Ort verharret.

¹ Die Arbeit: Demonstrationsversuche zum Beweise des D'ALEMBERTSchen Prinzips von O. LUMMER und CL. SCHAEFFER [Physik. Z. 7, 269 (1906)], in der vor allem die Atwoodsche Fallmaschine sowie Gleiten und Rollen auf der schiefen Ebene aus der Perspektive der Trägheitskräfte behandelt werden, bildete Anlaß und Ausgangspunkt für die Überlegungen und Versuche dieses Aufsatzes. Auf sie sei verwiesen, wer sich eingehender mit diesem Thema beschäftigen will.

3. Die Erscheinungen, die bei Kreisbewegungen beobachtet werden, bedürfen zu ihrer Erklärung notwendig des Trägheits-Begriffes. Es handelt sich um folgendes: Läuft ein Körper im Kreise mit fester Geschwindigkeit um (Kugel am Faden), so erfährt er eine dauernde auf den Mittelpunkt der Kreisbahn gerichtete Radialbeschleunigung, er unterliegt dem Einfluß einer Zentripetalkraft von der Größe $m \cdot v^2/r$. Weiter wirkt an ihm eine radial nach außen gerichtete Zentrifugalkraft; beide Kräfte sind gleich groß und entgegengesetzt gerichtet¹. Hört die Zentripetalkraft zu wirken auf (wird der Faden, der die Kugel hält, durchgeschnitten), so fliegt der Körper auf gerader, den Kreis berührender Bahn mit fester Geschwindigkeit weiter. Daß diese Bewegung nicht unter dem Einflusse der Zentrifugalkraft zustande kommt, erscheint selbstverständlich, da die Zentrifugalkraft radial gerichtet ist und niemals eine endliche Komponente senkrecht zu sich selbst aufweisen kann. Der merkwürdigste unter den genannten Begriffen ist die Zentrifugalkraft. Nach dem vorausgegangenem hat sie die Bedeutung einer Scheinkraft, die keinerlei Wirkung zeitigt. Gesetzt, sie wäre wirklich, so müßte sie den Körper, auf den sie wirkt, irgendwie einmal radial nach außen bewegen können. Daß dies der Fall ist, lehrt folgender Versuch.

Auf der vertikal gestellten Achse eines Motors (etwa eines Grammophon-Triebwerkes) ist eine waagerechte Kreisplatte befestigt; an der Achse ist ein Faden befestigt, der am freien Ende eine geweißte Kugel trägt. Versetzt man nun die Platte in mäßig schnellen Umlauf, so stellt sich bald der stationäre Zustand ein, daß die Kugel relativ zu der sich drehenden Platte ruht. Nun wird der Faden mit einer Bunsenflamme durchgebrannt. Man sieht dann, wie die befreite Kugel tangential abfliegt. Da sie aber geweißt war, hat sie auf der Platte eine Spur ihrer Bahn hinterlassen, und diese zeigt sich wesentlich radial gerichtet (übrigens nicht geradlinig, sondern nach hinten gekrümmt). Daraus geht hervor, daß bei bestimmter Betrachtungsweise die Kugel eine radiale „zentrifugale“ Bewegung aufweist, danach also die Zentrifugalkraft doch wirklich ist.

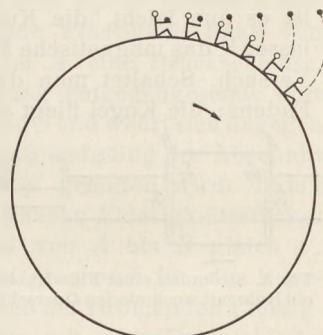


Fig. 2. Veranschaulichung des Wesens der Zentrifugalkraft.

Die Spur der Kugel auf der Platte ist nichts anderes als ihre tangential gerichtete gradlinige Bahn, transformiert von einem ruhenden auf ein gleichförmig rotierendes Koordinatensystem; sie stellt eine Kreisevolvente dar. Das wird folgendermaßen anschaulich deutlich. Man denke sich am Rande der rotierenden Platte ein Männlein angeschnallt, das eine Kugel in der Hand hält (Fig. 2). Es spüre nichts davon, daß die Platte umläuft — wie auch der Mensch die Erddrehung nicht bemerkt —, dann muß es im Zuge der Kugel eine geheimnisvolle „Zentrifugalkraft“ empfinden. Läßt es die Kugel los, so beobachtet es, wie diese tatsächlich beschleunigt radial abfliegt und sich außerdem noch langsam nach rückwärts verliert, also noch einer zweiten unbekanntem Kraft unterliegt. Ein außenstehender Beobachter stellt fest: die Kugel fliegt kräftefrei und träge, d. h. tangential gradlinig gleichförmig aus der Hand des Männleins: das Männlein bewegt sich mit derselben Geschwindigkeit, aber auf einer Kreisbahn, wird also von der Kugel fort durch eine Zentripetalkraft gezogen. Das Männlein selbst stellt fest: aus meiner ruhenden Hand fliegt die Kugel radial beschleunigt davon. Der ursächlichen treibenden Kraft gibt er den Namen Zentrifugalkraft. Allmählich wendet sich die Kugel seitlich mit Beschleunigung; die dazugehörige weitere Kraft benennt es — übereinstimmend mit der theoretischen Physik — Coriolis-Kraft.

¹ Daraus mag wohl der Irrtum entsprungen sein, daß sie ein Beispiel für den Satz von actio und reactio böten. Das ist nicht möglich, da diese beiden Kräfte an demselben Körper angreifen, der genannte Satz aber 2 Körper *A* und *B* fordert für die Aussage, daß der actio von *A* auf *B* eine gleich große reactio von *B* auf *A* entspricht. Anders ausgedrückt: es ist stets ungenau zu sagen, *A* übe auf *B* — oder *B* auf *A* — eine Kraft aus; vielmehr muß es heißen: zwischen *A* und *B* ist eine Kraft wirksam.

Beide Kräfte sind für sein System wirklich, denn sie bilden die Ursachen der Bewegungsänderung seiner Kugel. Von einer Zentripetalkraft ist bei ihm nicht die Rede; es sei denn, daß das Männchen seine Anstrengung, die Kugel vor dem Freilassen festzuhalten, so bezeichnet. Der Außenstehende wiederum spricht von Zentripetalkraft und Trägheit; die Zentrifugalkraft kommt bei ihm nicht vor, es sei denn, er verwendet diesen Namen dafür, daß die festgehaltene Kugel auf Grund ihrer Trägheit das Gleichgewicht gegen die dauernde Richtungsänderung ihrer Bahn aufrecht erhält.

Sehr deutlich sieht man das Nebeneinander der äquivalenten Erscheinungen im ruhenden und rotierenden Koordinaten-System, wenn man den zuletzt geschilderten Versuch in etwas abgeänderter Form anstellt.

An einem langen dünnen Draht hängt von der Decke herab eine Eisenkugel; senkrecht unter ihr in wenigen Millimetern Abstand befindet sich der spitze Pol eines vertikal stehenden größeren stabförmigen Elektromagneten. Erregt man diesen, so übt der Pol auf die Kugel eine starke anziehende Kraft aus. In diesem Magnetfeld ist es nun leicht, die Kugel durch geschickten Anstoß in einer Kreisbahn laufen zu lassen¹; das magnetische Feld übernimmt hier die Rolle des haltenden Fadens im vorigen Versuch. Schaltet man das Magnetfeld ab, so entspricht dies dem Durchbrennen des Fadens; die Kugel fliegt tangential zu ihrer Kreisbahn ab, allerdings nur eine mäßige

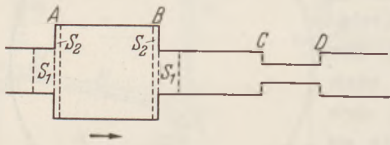


Fig. 3. Strömung einer Flüssigkeit durch ein Rohr mit wechselnden Querschnitten.

Strecke; da ja der Draht, an dem sie hängt, nicht unendlich lang ist. Setzt man auf die Magnetspitze einen langen, leicht drehbaren, ausbalancierten Zeiger aus Aluminium in Höhe des Kugel-Äquators, so wird er von der Kugel, solange sie im Kreis umläuft, mitgenommen. Schaltet man das Feld ab, so dreht sich der Zeiger weiter, die Kugel gleitet an ihm entlang

und entfernt sich allmählich von ihm. Das heißt: vom Koordinatensysteme des rotierenden Zeigers aus gesehen fliegt die Kugel radial davon und folgt außerdem der Coriolis-Kraft.

4. In der Strömungslehre behandelt man als ein Kernstück die Flüssigkeitsbewegung in Röhren. Im allgemeinen werden die in Betracht kommenden Sätze auf recht formalem Weg abgeleitet, weil die Vorstellung auf erhebliche Schwierigkeiten stößt. Während nämlich in der Hydrostatik Gefäßwand und Flüssigkeit gegeneinander in Ruhe sind, so daß die Flüssigkeitsteilchen als Ursache eines bestimmten Drucks an einem festen Ort in der Regel sinnfällig erkannt werden, hört das in der Hydrodynamik auf. Denn wie ein in Bewegung befindliches Flüssigkeitsteilchen auf eine bestimmte Stelle der ruhenden Rohrwand wirkt, ist nicht mehr „offenbar“. Hier erweist sich die Verwendung der Trägheitskräfte überraschend fruchtbar und für die Einsicht in die Vorgänge fördernd. Mit ihrer Hilfe lassen sich die Drucke aus den Bewegungsänderungen der Flüssigkeitsteilchen anschaulich ableiten, d. h. nach Vorstellungen, die aus der Punktmechanik vertraut sind.

Eine nicht zusammendrückbare reibungslose Flüssigkeit ströme durch ein Rohr mit festem Querschnitt mit der gleichförmigen Geschwindigkeit v . Dabei ist es gleichgültig, welche Gestalt die Rohrwandung in jedem einzelnen Querschnitt aufweist, wenn sie nur an jeder Stelle denselben Flächenraum F umschließt. Auch p , der Druck, im Rohr und auf die Rohrwand, muß überall der gleiche bleiben, denn die Flüssigkeit setzt einer Formänderung keinen Widerstand entgegen. Erweitert sich aber das Rohr (Fig. 3) von der Stelle A an auf den n -fachen Querschnitt $n \cdot F$, so sinkt die Strömungsgeschwindigkeit in dem erweiterten Teil auf v/n . Hat eine Flüssigkeitsscheibe S_1 die Dicke d , so nimmt sie nach dem Durchlaufen der Stelle A die Gestalt S_2 an mit der Dicke d/n . Diese Formveränderung geht arbeitslos vor sich. Aber die Geschwindigkeit rechts von A ist nur mehr v/n . Also muß die Scheibe bei A negativ beschleunigt werden. Von B an verengt sich die Röhre wieder auf den ursprünglichen

¹ Beim Ausproben wird man zunächst öfter eine Art Kepler-Ellipse für die Kugelbahn erhalten, mit großer Bahngeschwindigkeit im Perihel, mit kleiner im Aphel.

Querschnitt F . Dort angekommen, muß das betrachtete Flüssigkeitsteilchen wieder eine Beschleunigung erfahren; denn rechts von B hat es von neuem die ursprüngliche Geschwindigkeit v . Selbstredend erfolgt dort auch die Formveränderung aus S_2 in S_1 zurück, abermals ohne Arbeitsleistung, und der Druck ist wieder gleich p .

Wie steht es mit dem Zustande der Flüssigkeit zwischen A und B ? Die Geschwindigkeit daselbst ist v/n . Der Druck in dem Raume zwischen A und B läßt sich anschaulich begreifen als eine Folge der Vorgänge bei A und B . Bei A erfährt S_1 auf seinem Übergang in die Lage S_2 eine Bremsung seiner Geschwindigkeit, d. h. eine nach links gerichtete Beschleunigung $-\beta$. Darauf reagiert seine Masse m mit der gleich großen entgegengesetzten Trägheitskraft $+m \cdot \beta$. Diese Trägheitskraft wirkt sich aus als Druck auf die vorausgegangene Scheibe, die schon A passiert hatte. Die betrachtete Scheibe hat den druckändernden Übergang bei A schon hinter sich, wird nun aber durch S_2 verhindert, ihren Überdruck p' auszugleichen, sie steht vielmehr im Druckgleichgewicht mit dem die Bremsung erleidenden S_2 . In solcher Weise geht es fort bis B . Von S_1 an aber steht die nachfolgende Flüssigkeit links von A unter dem alten bewegenden Druck p . So entsteht bei A eine Druckschleuse. Entsprechendes spielt sich bei B ab. Nur ist dort die Richtung entgegengesetzt; dort erfährt jede Scheibe eine nach rechts gerichtete Beschleunigung β und wehrt sich dagegen mit der nach links hin gerichteten Trägheitskraft $-m \beta$, so daß endgültig der Abschnitt AB bei A sowohl wie bei B unter dem gleichen Überdruck p' gehalten wird. Damit ist aber, nach dem vorausgehenden, der innere Druck des ganzen Flüssigkeitsstückes AB gleich p' , mithin auch der Druck auf die Rohrwand von A bis B gleich p' .

Was für die Rohrerweiterung ausgeführt ist, gilt entsprechend für die Rohrverengung (Fig. 3). Zwischen C und D ist die Geschwindigkeit der strömenden Flüssigkeit größer als v ; bei C und D sind Druckschleusen, nur mit dem Unterschiede, daß diesmal die Trägheitskräfte nach außen gerichtet sind, so daß im Bereich CD der Druck kleiner als p ist. Einen Grenzfall hat man, wenn die Rohrverengung unendlich klein ist im Verhältnis zum davorliegenden Rohrquerschnitt, d. h. wenn aus einem sehr großen geschlossenen Trog, in dem dauernd der Druck p herrscht, die Flüssigkeit durch eine enge Öffnung ausströmt. Dann ist im Troge $v=0$. Die ausströmende Flüssigkeit muß eine solche Endgeschwindigkeit v entwickeln, daß in der Druckschleuse ein Gegendruck $-p$ erzeugt wird. Das bedeutet aber nichts anderes, als daß der gesamte Druck p zur Beschleunigung der Flüssigkeit in der Schleuse verwendet wird. Das abströmende Mittel steht dann selbst unter dem Druck Null.

Diese Vorgänge lassen eine sehr einfache Energie-Bilanz zu: die potentielle Energie der Flüssigkeit vor der Druckschleuse je Kubikzentimeter ist p und verwandelt sich restlos in die kinetische Energie $\frac{\rho}{2} v^2$ je Kubikzentimeter, wenn ρ die Dichte der Flüssigkeit bedeutet. Entsteht der Druck im Trog dadurch, daß das bis zur Höhe h gefüllte jetzt offene Gefäß unter dem Einflusse der Schwerkraft steht und das Ausflußloch an seinem Boden angebracht ist, so herrscht daselbst der Druck $g \cdot \rho \cdot h$. Dieser ist aber $\frac{\rho}{2} v^2$ gleich zu setzen, und das ergibt sofort die Grundbeziehung $v = \sqrt{2gh}$. Im Falle des auslaufenden Troges wird die Tätigkeit der Schleuse besonders handgreiflich. Bei verschlossener wie bei freier Öffnung bleiben die Verhältnisse im Troge die gleichen: die Schleuse übernimmt bei offenem Loch ganz die Aufgabe des verschließenden Pfropfens, ist also einem Stück Trogwand gleichwertig¹.

Die dargelegten Verhältnisse lassen sich durch einfache Versuche gut veranschaulichen. Als Hauptgerät dient ein weites Standglas mit nicht zu kleiner tubulierter

¹ Nur ein Unterschied ergibt sich; dem Druck auf den Pfropfen hält der von ihm selbst ausgeübte gleich große Gegendruck das Gleichgewicht, und das ist eine innere Kraft des Systems, die den Schwerpunkt des Troges nicht verschiebt. Der Druck auf die Druckschleuse bei offenem Loch wird jedoch erwidert vom Gegendruck der beschleunigt austretenden Flüssigkeit, und das ist eine äußere Kraft. Durch das Schleusen-Polster am Strahl wird der Trog nach hinten gedrückt, was im Versuche leicht zu zeigen ist.

Ausflußöffnung unmittelbar über dem Gefäßboden. Die Öffnung verengert man durch einen Stopfen mit Bohrung, in die ein kurzes Glasrohr eingeführt ist. Man verfertigt sich eine einfache Drucksonde DS aus Biegerohr, wie sie Fig. 4 zeigt, am einen Ende geschlossen, dicht daneben mit einem Seitenloch versehen. Ein Stück weiter ist das Rohr hochgebogen und dient in diesem Teile (M) als Manometer. Führt man nun, wie in der Figur gezeichnet, die Drucksonde durch die Stopfenöffnung O weit in das Standglas ein, so steigt im Manometerrohr das Wasser bis zur Höhe des Trogsiegels (P). Zieht man es langsam heraus, so bleibt der Wasserspiegel im Manometer (der Pegel P) in seiner Höhe, bis das Seitenloch die enge Ausfluß-Stelle erreicht. Dort sinkt im Augenblick der Wasserstand im Manometer auf Null herab: das entspricht genau den obigen Überlegungen.

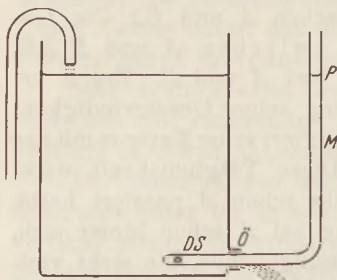


Fig. 4. Anwendung der Drucksonde beim Ausflußgefäß.

Nebenher sei erwähnt, daß man ohne viel Aufwand hier sehr einleuchtend auch die unterschiedliche Wirkung einer Drucksonde und eines Staurohres vorführen kann. Man biegt aus dem gleichen Biegerohr ein zweites Winkelstück (ohne Seitenloch) mit genau den gleichen Maßen wie bei der Drucksonde, nur läßt man es an beiden Enden offen. Führt man dieses Staurohr weit in den Trog ein und zieht es dann langsam heraus, so bleibt der Wasserstand im Manometer dauernd erhalten, selbst dann noch, wenn die untere Öffnung des Staurohres sich bereits im freien ausfließenden Strahle befindet. Denn auf die Öffnung drückt, solange sie sich im Troge befindet, der statische Wasserdruck; im Abflußrohr aber und im freien Strahl staut sich das ausströmende Wasser in der Staurohröffnung; dabei wird $v=0$, und die kinetische Energie des Wassers verwandelt sich zurück in potentielle, die sich weiter als Druck auswirkt.

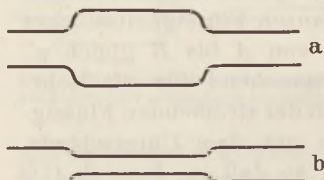


Fig. 5. Ansätze für das Ausflußgefäß: a) für Rohrverengung, b) für Rohrverengung.

Um die Verhältnisse bei der Röhrenerweiterung zu zeigen, ersetzt man den mit Glasrohr versehenen Stopfen durch einen anderen mit weiterer Bohrung, in die ein solcher Ansatz eingeführt ist, wie ihn Fig. 5 a zeigt. Wiederum führt man die Drucksonde durch den Ansatz weit in den Trog ein. Das Wasser im Manometer erreicht wieder die Steighöhe des Trogsiegels. Zieht man die Sonde langsam heraus, so fällt der Manometerpegel augenblicklich beträchtlich, wenn das Seitenloch die Abflußöffnung erreicht, steigt aber ruckartig an, sobald es die erste Erweiterungsstelle der Abflußröhre passiert. Der Pegel behält dann diesen Stand, bis die neue Röhrenverengung (die zweite Druckschleuse) vom Seitenloch erreicht ist. Will man die Zustände bei einer Röhren-Verengung zeigen, so vertauscht man das Ansatzstück der Fig. 5 a mit dem Ansatzstück Fig. 5 b und verfährt entsprechend. Dabei zeigt der Pegel-Absturz und -Anstieg weithin sichtbar die Druckverminderung im engen Teile des Abfluß-Stutzens. Man kann den Gang der Pegelhöhe h im Manometer als Funktion der Entfernung e des Sonden-Seitenlochs von der Trogmitte leicht durch Diagramme veranschaulichen.

Betastrahlung und Neutrinohypothese.

Von Fritz Bopp in Breslau.

Die Untersuchung der β -Strahlen hat zu der Annahme eines neuen Teilchens geführt; es ist das sogenannte Neutrino. Im folgenden sollen die Gründe dargestellt werden, die die Neutrinohypothese rechtfertigen und erzwingen.

Die β -Strahlen sind Elektronen- oder Positronenstrahlen (β^- , β^+), die von einem natürlichen oder künstlich erzeugten radioaktiven Kern ausgesandt werden. Die

Ausstrahlung ist von einer Kernumwandlung begleitet, bei der sich die Kernladung um ein Elementarquantum vergrößert bzw. verkleinert, während die Masse fast konstant bleibt. Zu den β^- -Strahlern gehören sämtliche natürliche β -aktive und einige künstliche radioaktive Kerne. β^+ -Strahler sind nur unter den letzten gefunden worden. Einzelne Elemente können in beiden Richtungen zerfallen.

Die Aussendung von Elektronen (ϵ^-) und Positronen (ϵ^+) macht die frühere Annahme verständlich, nach der diese Teilchen (neben anderen) Bausteine des Atomkerns seien. Doch müßten dann die Eigenschaften der leichten Teilchen (ϵ^- , ϵ^+) im Kern ganz verschieden von denen außerhalb sein. Zu einer Abänderung der im Außenraum gültigen Gesetze gibt es jedoch keinen Anhaltspunkt. Das hat zu der heute allgemein anerkannten Vorstellung geführt, daß der Atomkern nur aus Protonen (1_1p) und aus den von CURIE und JOLIOT entdeckten Neutronen (1_0n) aufgebaut sei¹. Die

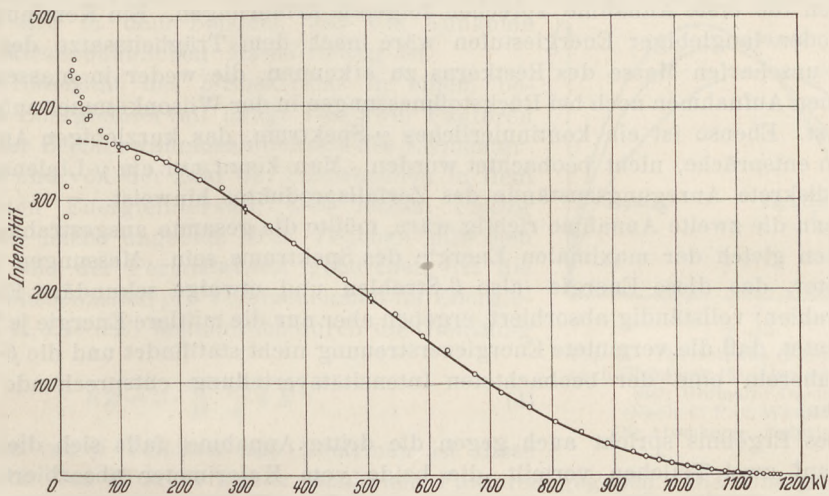


Fig. 1. Energieverteilungskurve des RaE; gestrichelter Teil extrapoliert. [Nach A. FLAMMERSFELD: Z. techn. Phys. 18, 547 (1937).]

neue Auffassung gibt das Verhalten und die Eigenschaften der stabilen Kerne in groben Zügen richtig wieder. Die Fragen nach dem Aufbau der Kerne sind damit grundsätzlich geklärt, wenn auch die Theorie im einzelnen noch weit davon entfernt ist, vollkommen zu sein.

Beim β -Zerfall führt diese Auffassung zu der eigentümlichen Schwierigkeit, daß die bei einer Kernumwandlung ausgesandten β -Teilchen nicht aus dem Innern des Atomkerns stammen. Sie müssen also während der Umwandlung erzeugt werden, ähnlich wie die Lichtquanten, die erst bei einem Quantensprung der Elektronen in der Atomhülle entstehen. Man kann danach die Aussendung von β -Strahlen durch den Übergang zwischen zwei Energiestufen a und b kennzeichnen, die bzw. zu einem ursprünglichen Kern A und zu dem Zerfallsprodukt B gehören. Die Annahme einer „Materialisation“ von Feldenergie in den β -Teilchen kann sich auf die wirklich beobachtete Erzeugung von Elektronen-Positronen-Paaren aus Lichtquanten stützen.

Bisher könnte man erwarten, daß das Energiespektrum der β -Strahlen ähnlich wie das der α -Strahlen ein Linienspektrum sei. In Wirklichkeit beobachtet man jedoch ein kontinuierliches Spektrum. Fig. 1 zeigt ein typisches Beispiel für den Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der β -Teilchen. Darin ist die scharfe obere Grenze und das Maximum der Intensität kennzeichnend für alle Spektren. Die Grenzenergie beträgt größenordnungsmäßig 10^6 e Volt. Der Verlauf der Kurve bei kleinen Energiewerten ist sehr unsicher und damit die genaue Lage des Maximums.

¹ Der Index links oben gibt die Massenzahl an, die dem Atomgewicht nächst benachbarte ganze Zahl; der Index links unten die Zahl der Ladungsquanten des Atomkerns.

Doch liegt es im allgemeinen ebenso wie die mittlere Energie beträchtlich unterhalb der halben Maximalenergie.

Das kontinuierliche β -Spektrum kann folgende Ursachen haben, wenn man sich auf die nächstliegenden Deutungen beschränkt.

1. Der Kern A befindet sich nach der β -Umwandlung zunächst in einem Kontinuum von angeregten Zuständen von B , die metastabil oder langlebig sein können oder sofort unter Ausstrahlung eines kontinuierlichen γ -Spektrums in den Grundzustand übergehen.

2. Das β -Teilchen empfängt bei dem Zerfall die Maximalenergie, verliert aber vor seinem Austritt aus dem Atom einen Teil durch Sekundärprozesse.

3. Bei dem β -Zerfall werden gleichzeitig zwei Teilchen ausgesandt. Die Verteilung der Zerfallsenergie auf beide hängt von ihrer zufälligen Richtungsverteilung ab.

Gegen die erste Annahme sprechen folgende Erfahrungen. Ein Kontinuum metastabiler oder langlebiger Energiestufen wäre nach dem Trägheitssatze der Energie an einer unscharfen Masse des Restkerns zu erkennen, die weder in massenspektrographischen Aufnahmen noch bei Rückstoßmessungen in der Wilsonkammer aufgegefunden worden ist. Ebenso ist ein kontinuierliches γ -Spektrum, das kurzlebigen Anregungszuständen entspräche, nicht beobachtet worden. Man kennt nur ein γ -Linienspektrum, das auf diskrete Anregungszustände des Zerfallsproduktes hinweist.

Wenn die zweite Annahme richtig wäre, müßte die gesamte ausgestrahlte Energie je Teilchen gleich der maximalen Energie des Spektrums sein. Messungen in einem Kalorimeter, das diese Energie (also β -Strahlen und etwaige sekundäre Elektronen- und γ -Strahlen) vollständig absorbiert, ergeben aber nur die mittlere Energie je Teilchen. Das bedeutet, daß die vermutete Energiezerstreuung nicht stattfindet und die β -Teilchen von vornherein eine der beobachteten Intensitätsverteilung entsprechende Energie empfangen.

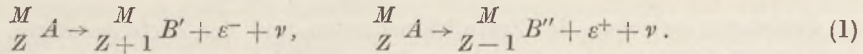
Dieses Ergebnis spricht auch gegen die dritte Annahme, falls sich die Zerfallsenergie auf zwei Teilchen verteilt, die beide vom Kalorimeter absorbiert werden. Insbesondere werden also von vornherein geladene Teilchen wegen ihrer starken Ionisierungsfähigkeit ausgeschlossen. Die Aussendung von Protonen und Neutronen widerspricht außerdem der Konstanz der Massenzahl und die zweier Elektronen oder Positronen dem Ergebnis der Abzählung der β -Teilchen. Die Aussendung von γ -Quanten als zweite Partner ist mit den Punkten (1) und (2) nicht im Einklang.

Es sind zwei Vorschläge gemacht worden, um die geschilderten Schwierigkeiten zu überwinden. BOHR (1)* hat die Vermutung ausgesprochen, daß der Energiesatz in subatomaren Prozessen ähnlich wie der Entropiesatz in atomaren nur statistisch gelte. In diesem Falle müßte der Energiesatz für die mittlere Energie erfüllt sein. In Wirklichkeit gilt er aber für die maximale. Im Beispiel ${}^8_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + e^-$ ist $E_{\text{mittl.}} = 3,8 \cdot 10^6$ e Volt, $E_{\text{max}} = 10,5 \cdot 10^6$ e Volt, während die Zerfallsenergie nach Rückstoßmessungen im deutlichen Widerspruch zur BOHRschen Auffassung größer als $10,7 \cdot 10^6$ e Volt ist.

Damit ergibt sich fast zwangsläufig die von PAULI (2) ausgesprochene Vermutung. Der dritte Deutungsversuch in obiger Zusammenstellung führt nämlich zum Ziel, wenn man annimmt, daß bei der Umwandlung neben dem β -Teilchen ein neues Teilchen unbekannter Natur entsteht, das Neutrino, das wegen des negativen Ausfalls des Kalorimeterexperiments eine außerordentlich kleine Absorbierbarkeit haben muß. Diese führt wie beim Neutron zur Annahme der Ladung Null. Die Masse des neuen Teilchens ist wegen der Konstanz der Massenzahl beim β -Zerfall höchstens von der Größenordnung der Elektronenmasse und sein Spin wegen der Erhaltung des Drehimpulses halbzahlige ($i = \frac{1}{2} \hbar$ oder $\frac{3}{2} \hbar$ usw.). Es wird angenommen, daß das Neutrino den Spin $\frac{1}{2} \hbar$ hat und der Fermistatistik genügt.

* Die eingeklammerten Zahlen bedeuten die entsprechenden Nummern des Schrifttumverzeichnisses am Schluß.

Nach der Neutrinohypothese kann man den positiven oder negativen β -Zerfall durch folgende Reaktionsgleichungen beschreiben:



Bezeichnen wir den Energieunterschied der beiden Kerne A und B mit W , die Masse der leichten Teilchen mit $m_{e,\nu}$ und ihre kinetische Energie mit $T_{e,\nu}$, dann lautet der Energiesatz:

$$W = T_e + T_\nu + m_e c^2 + m_\nu c^2 = E_e + E_\nu. \quad (2)$$

Daraus folgt für die maximale Energie des Elektronenspektrums die Gleichung

$$W = (T_e)_{\max} + m_e c^2 + m_\nu c^2, \quad (3)$$

die etwa durch das Li-Beispiel bestätigt wird. Grundsätzlich kann man daraus die Neutrinomasse bestimmen. Doch reicht die Genauigkeit dazu noch nicht aus. Immerhin bestätigt sich in dem Beispiel, daß die Annahme einer elektronenähnlichen Masse richtig ist.

Die Intensität des β -Spektrums in einem bestimmten Energieintervall hängt von zwei Faktoren ab, von der Zerfallswahrscheinlichkeit des Elementarprozesses und von der Zahl der Phasenzellen in dem betrachteten Energieintervall. Den letzten Faktor kann man leicht angeben. Für Teilchen mit dem Spin $\frac{1}{2} \hbar$, die der Fermistatistik gehorchen, ist die Zahl der Phasenzellen pro Volumeneinheit im Energieintervall $(E, E + dE)$ bekanntlich durch die Gleichung gegeben:

$$dZ = 2 \cdot \frac{4\pi}{h^3} \frac{p^2}{v} dE. \quad (4)$$

Für Paare von β -Teilchen und Neutrinen ist diese Zahl durch das Produkt zweier ähnlichen Faktoren gegeben. Die Übergangswahrscheinlichkeit lautet also:

$$w dE_e = \left(\frac{8\pi}{h^3}\right)^2 w_0 \frac{p_\nu^2}{v_\nu} \frac{p_e^2}{v_e} \cdot dE_e. \quad (5)$$

Darin ist die Elementarwahrscheinlichkeit w_0 völlig unbekannt.

Zu einer ersten Vergleichung mit der Erfahrung kann man w_0 als konstant betrachten. Dann ist

$$w dE_e = A \cdot \frac{p_\nu^2}{v_\nu} \cdot \frac{p_e^2}{v_e} \cdot dE_e. \quad (6)$$

Fig. 2 zeigt die zugehörigen Spektren für verschiedene Massenverhältnisse $\mu = m_\nu : m_e$. Der Verlauf der Intensitätskurve an der oberen Grenze und die Lage des Maximums stimmt am ehesten für $m_\nu = 0$ mit den beobachteten Spektren überein. Die Annahme $w_0 \sim p_\nu^2$, nach der hohe Neutrinogeschwindigkeiten bevorzugt sind, führt zu der Gleichung

$$w dE_e = A \frac{p_\nu^4}{v_\nu} \cdot \frac{p_e^2}{v_e} \cdot dE_e, \quad (7)$$

die die Verhältnisse noch besser darstellt¹.

Nach Gleichung (7) ist die Halbwertszeit bzw. die Zerfallskonstante durch das Integral ($m_\nu = 0$)

$$\lambda = \log \frac{2}{\tau} = \int_1^W w dE_e = \frac{A}{c^3} \int_1^W (W - E_e)^4 \sqrt{E_e^2 - m^2 c^4} E_e dE_e \quad (8)$$

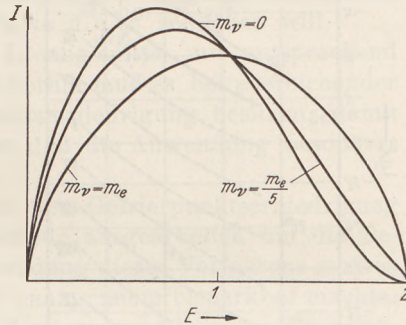


Fig. 2. Theoretische β -Strahlspektren nach Gleichung (6). Abszisse: Energie in me^2 ; Ordinate: Intensität. (Nach C. F. v. WEIZÄCKER: Die Atomkerne. Leipzig 1937.)

* Vgl. CL. SCHAEFFER: Einführung in die theoretische Physik, Bd. 2, S. 624. Berlin u. Leipzig 1929. Der Faktor 2 rührt von den zwei Einstellungsmöglichkeiten des Spins her.

¹ Alle anderen Ansätze der Form $w \sim p_e^2 m_\nu^2 n$ stimmen weniger gut. FERMI (3) und nach ihm KONOPINSKI und UHLENBECK (4) haben eine einfache, wenn auch nicht willkürfreie mathematische Formulierung versucht. Bei leichten Kernen erhalten sie bzw. die Gleichungen (6) und (7). Bei schweren Kernen und kleinen e -Geschwindigkeiten ist der Einfluß des Coulombfeldes merklich.

gegeben. Für große Werte der Zerfallsenergie W folgt daraus

$$\log \lambda \approx 7 \log W + \text{const} \quad (9)$$

als Beziehung zwischen der Zerfallskonstanten und der Zerfallsenergie. Sie entspricht der GEIGER-NUTTALLSchen Beziehung für α -Teilchen und wurde für β -Teilchen experimentell zuerst von SARGENT (5) beobachtet. Gleichung (9) gilt der Ableitung gemäß zunächst nur für leichte Teilchen. Bei schweren Teilchen ergibt sich jedoch dieselbe Gleichung mit einer etwas anderen Konstanten.

Die Vergleichung mit der Erfahrung ist dementsprechend für leichte und schwere Teilchen getrennt in den Fig. 3 und 4 dargestellt. Man erkennt, daß stets eine Reihe von experimentellen Punkten auf einer Geraden der richtigen Neigung liegen, daß aber deutlich

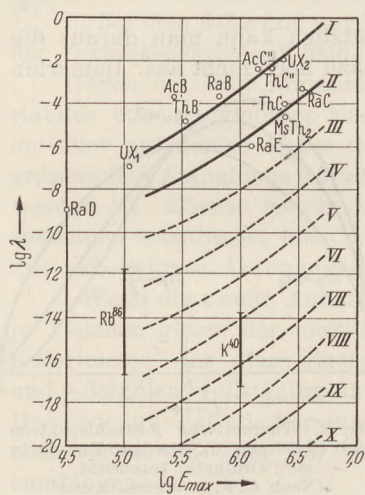


Fig. 3.

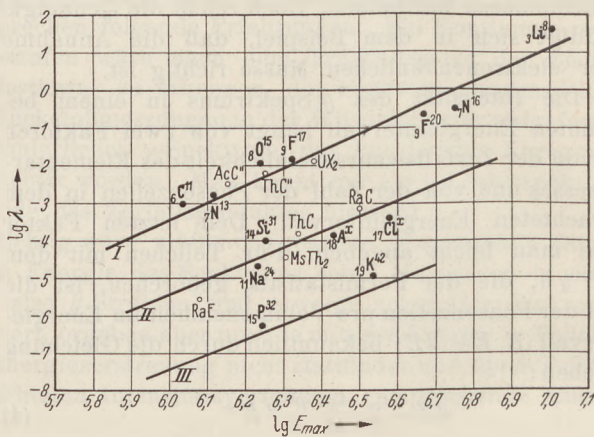


Fig. 4.

Fig. 3 und 4. SARGENT'SCHE Kurven: für natürliche und für künstliche Radioaktive. [Nach G. GAMOW: Physik. Z. 38, 805 (1937).]

mehrere Gruppen zu unterscheiden sind, die zu verschiedenen Werten der Konstanten, d. h. zu verschiedenen Werten der Elementarwahrscheinlichkeit w_0 gehören. Diese Unterschiede hängen mit Kernspinänderungen beim β -Zerfall zusammen.

Die Hoffnung auf eine unmittelbare Beobachtung der Neutrinen ist wegen der kleinen Absorbierbarkeit sehr gering. Eine unabhängige Bestätigung der Neutrinohypothese ergibt sich aus der Prüfung des Impulssatzes. Der Rückstoß des Restkerns ist nämlich bei kleinen ε -Geschwindigkeiten hauptsächlich durch den Neutrinoimpuls bestimmt und wird darum größer sein, als ohne Neutrinohypothese zu erwarten wäre. Die Experimente (6) scheinen eine Bestätigung dieser Erwartung zu liefern.

Schrifttum.

1. N. BOHR: Convegno di Fisica Nucleare. Rom 1933.
2. M. PAULI: VIII^{ème} Conseil de physique de l'Inst. int. de phys. p. 324. Solvay 1934.
3. E. FERMI: Z. Physik 88, 161 (1934).
4. E. J. KONOPINSKI and G. E. UHLENBECK: Physic. Rev. 48, 7 (1935).
5. B. W. SARGENT: Proc. roy. Soc. Lond. A 139, 659 (1933).
6. G. GAMOW: Physik. Z. 38, 800 (1937).
7. C. F. v. WEIZSÄCKER: Die Atomkerne. Leipzig 1937.

Die Bestimmung des Molekulargewichtes aus der Gefrierpunktserniedrigung in Harnstoffschmelzen.

Von R. Scharf und H. Golombeck in Berlin.

Die Gefrierpunktserniedrigung Δ_e ist bis zu mäßigen Konzentrationen proportional der in 1000 g Lösungsmittel gelösten Anzahl Mole (c), also $\Delta_e = E_e \cdot c$, wobei E_e die „molare Gefrierpunktserniedrigung“ ist, eine für jedes einzelne Lösungsmittel eigen- tümliche Zahl.

In dem bekannten Apparat von BECKMANN werden Lösungsmittel benutzt, deren Gefrierpunkte unter Raumtemperatur liegen und mit Kältemischungen erreichbar sind. Für die Schule bequemer ist aber die Anwendung von Lösungsmitteln, die oberhalb der Zimmertemperatur schmelzen; das Kühlbad kann dann einfach durch ein Heizbad ersetzt werden.

Vergleicht man die Konstanten der einzelnen Lösungsmittel, so findet man, daß gerade Wasser eine sehr kleine molare Gefrierpunktserniedrigung besitzt, nämlich $1,86^\circ$. Es gehört also schon ein recht empfindliches Thermometer dazu, wenn man die Gefrierpunktserniedrigungen verdünnter wäßriger Lösungen messen will. Es kommt hinzu, daß sehr viele Stoffe in Wasser die Erscheinung der Dissoziation zeigen, wodurch, je nach dem Grade der Dissoziation, die Molekulargewichte mehr oder weniger zu klein bestimmt werden. Wasser wird also in vielen Fällen zur Bestimmung der Molekulargewichte als Lösungsmittel ungeeignet sein, es sei denn, daß man gerade aus diesen Abweichungen auf die Dissoziation der Salze u. s. w. schließen will.

Um diese Störungen auszuschließen, muß ein Lösungsmittel mit entsprechend kleiner dielektrischer Konstante gewählt werden. Weiterhin muß es bei ausreichender Lösefähigkeit eine möglichst hohe molare Gefrierpunktserniedrigung besitzen, damit Δ_e bei mäßiger Konzentration möglichst hoch wird, so daß die Anwendung besonders empfindlicher Thermometer sich erübrigt.

RAST¹ hat als Lösungsmittel für Bestimmungen der Gefrierpunktserniedrigung Campher ($E_e = 40^\circ$) vorgeschlagen und eine Mikromethode ausgearbeitet, um die Bestimmungen schnell durchführen zu können. Bei Anwendung dieses Verfahrens stellten wir jedoch fest, daß die Sublimation des Camphers sich unangenehm bemerkbar machte; es war auf diese Weise keine rechte Konstanz des Mischungsverhältnisses Campher: gelöster Substanz zu erreichen. Wenn Komplizierungen der Apparatur vermieden werden sollten, mußte dieser Stoff als Lösungsmittel aufgegeben werden, zumal es sich auch zeigte, daß sein Lösungsvermögen gerade für solche Stoffe, die für die Schule von Interesse sind, recht gering ist.

Wir gingen daher zum Harnstoff ($E_e = 21,5^\circ$) über, dessen Konstante zwar nicht so hoch wie die des Camphers ist, gegenüber dem Wasser ($E_e = 1,86^\circ$) jedoch immer noch eine Steigerung um eine Zehnerpotenz gibt. Sein Schmelzpunkt 133° läßt die Anwendung eines Heizbades von konzentrierter Schwefelsäure zu. In einer Beziehung verhält er sich jedoch nicht sehr angenehm, er darf nämlich nicht wesentlich über seinen Schmelzpunkt erhitzt werden, sonst zersetzt er sich langsam unter Bildung von Ammoniak und Biuret. Bei dem Zusammenschmelzen des zu untersuchenden Stoffes mit dem Harnstoff muß also etwas vorsichtig verfahren werden. Es wird reiner Harnstoff benutzt, z. B. die Qualität Harnstoff „Kahlbaum“.

Es wurden die verschiedensten Stoffe, anorganische und organische, untersucht. Als Beispiele seien genannt: Kochsalz, Chlorkalium, Bromkalium, Jodkalium, Quecksilberoxyd, Rohrzucker, Stärke. Als günstiges Lösungsverhältnis wurde 1 : 25 bei anorganischen Stoffen gefunden, während man bei organischen Stoffen etwa bis 1 : 10 hinaufgehen kann.

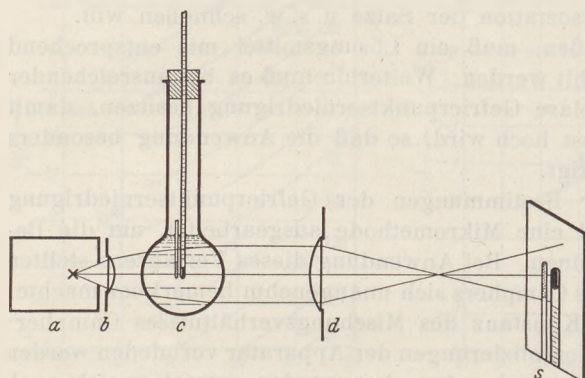
Vor der Beobachtung des Schmelzpunktes müssen Harnstoff und der zu untersuchende Stoff in genau bestimmtem Gewichtsverhältnis zusammengeschmolzen werden, um eine einheitliche Mischung zu erzielen. Die abgewogenen Mengen werden in ein kleines, trockenes Reagensglas gefüllt und in einem Heizbad mit konzentrierter Schwefelsäure (kleines Becherglas) miteinander verschmolzen. Ein Thermometer in der Schwefelsäure zeigt die Temperatur des Heizbades an, über 140° soll sie möglichst nicht steigen, um Zersetzungen (s. o.) zu verhüten.

Nach dem Erkalten wird die Schmelze in einer Porzellan-Reibschale fein zerrieben. Mit diesem Pulver werden 1 bis $1\frac{1}{2}$ mm weite Schmelzpunktskapillaren gefüllt, die man sich aus einem Reagensglase selbst ziehen kann; dickwandiges Glas soll

¹ Ber. chem. Ges. 55, 1051 (1922).

möglichst nicht verwendet werden. Sie werden an einem gewöhnlichen Laboratoriums-Thermometer, das einen passenden Meßbereich hat, mittels eines kleinen Gummiringes (Abschnitt eines Kühlerschlauches) so befestigt, daß die Quecksilberkugel und die Substanz sich auf gleicher Höhe befinden. Das Thermometer mit der Kapillare wird schließlich in den Schmelzpunktskolben mittels eines Korkens, der an der Seite einen Lüftungsschlitz besitzt, eingesetzt. Der Kolben ist fast bis zum Ansatz des Halses mit konzentrierter Schwefelsäure gefüllt, der man einige Körnchen Salpeter zugesetzt hat, um eine Dunkelfärbung der Schwefelsäure zu vermeiden.

Jetzt wird der Kolben mit einer kleinen leuchtenden Flamme erwärmt, bis die Substanz anfängt zu schmelzen, was am besten mit einer Lupe zu beobachten ist. Diese Temperatur wird abgelesen, nicht diejenige, die sich nach vollständigem Durchschmelzen der Probe eingestellt hat. Der Versuch wird mit einer zweiten Probe, bei der man die ungefähre Lage des Schmelzpunktes nunmehr kennt, wiederholt, indem



Projektion der Versuchsanordnung.

man in der Nähe des Schmelzpunktes möglichst langsam erhitzt. Der jetzt gefundene Schmelzpunkt wird mit demjenigen des reinen Harnstoffs, der in ähnlicher Weise unter Verwendung des gleichen Thermometers bestimmt worden ist, verglichen. Die Differenz der beiden Schmelzpunkte, d. h. die Gefrierpunktserniedrigung Δt (eigentlich die Schmelzpunkts-erniedrigung) wird bestimmt. Durch entsprechende Umrechnung ergibt sich das Molekulargewicht des untersuchten Stoffes $M = \frac{21,5 \cdot 1000 \cdot a}{b \cdot \Delta t}$.

Hierin ist a die Menge der angewandten Substanz und b die Harnstoffmenge in Gramm.

So, wie der Versuch bisher beschrieben wurde, eignet er sich nur für eine chemische Arbeitsgemeinschaft. Soll der Versuch als Schauversuch vorgeführt werden, so muß zum mindesten der Vorgang des Schmelzens durch Projektion allen Schülern sichtbar gemacht werden. Dies gelingt leicht, wenn man einen offenen Linsenaufbau zu Hilfe nimmt (s. Figur).

Vor die in einem Lichthäuschen a befindliche 6-Volt-25-Watt-Lampe wird eine kurzbrennweitige Sammellinse b gesetzt, die das Licht schwach divergent auf den Schmelzpunktskolben c wirft. Das Lichtbündel wird durch die Linsenwirkung des Kolbens etwa parallelstrahlig gemacht; durch eine zweite, schwächer gekrümmte Sammellinse d wird das in der Kolbenmitte befindliche Schmelzpunktsröhrchen auf einem schräg zur optischen Achse stehenden Schirm s abgebildet. In der Projektion ist der Beginn des Schmelzens fast noch schärfer zu erkennen, als bei subjektiver Beobachtung mit der Lupe.

Meßergebnisse:

	Substanz- menge in g	Harnstoff- menge in g	Schmelz- punkt ° C	Δt ° C	M gefunden	M berechnet	Fehler %
Harnstoff	—	—	133	—	—	—	—
Natriumchlorid . .	0,0315	1,260	123	10	53,75	58,45	— 8,0
Kaliumchlorid . .	0,104	2,160	119	14	73,94	74,56	— 0,8
Kaliumbromid . .	0,083	1,659	124	9	119,52	119,02	+ 0,4
Kaliumjodid . . .	0,092	1,844	126	7	153,24	166,03	— 7,7
Quecksilberoxyd . .	0,101	2,028	128,5	4,5	237,95	216,61	+ 9,8
Rohrzucker	0,256	2,560	126,5	6,5	330,8	342,2	— 3,3
Stärke löslich (Kahlbaum) . . .	0,116	2,301	132	1	1084	—	—

Zu den Bestimmungen wurden die reinsten Chemikalien benutzt. Die Abweichungen von den theoretischen Werten sind durch das Verfahren selbst bedingt, da die Beobachtung des beginnenden Schmelzens mit einer kleinen Unsicherheit verknüpft ist; ein feiner unterteiltes Thermometer würde diese Ungenauigkeit nicht beseitigen. Nur um die gefundenen Werte mit den berechneten Molekulargewichten vergleichen zu können, wurden zwei Dezimalstellen angegeben, der Versuch selbst rechtfertigt diese Stellen im Grunde genommen nicht, ganze Zahlen für die Molekulargewichte wären besser zu vertreten.

Die erreichte Genauigkeit würde nach unserer Ansicht genügen, um dieses Verfahren der Molekulargewichtsbestimmung in der Schule mit Erfolg anwenden zu können, zumal für diese Bestimmungen nur die einfachsten Hilfsmittel gebraucht werden.

Berichte.

2. Forschungen und Ergebnisse.

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

Unter dem Ehrenschutz des österreichischen Bundespräsidenten fand vom 12. bis 17. 7. 37 in den Räumen des Technischen Museums in Wien ein internationaler Kongreß statt; hier konnten Physiker, Ärzte und Biologen ihre Erfahrungen auf dem Gebiete der Kurzwellenerzeugung und -anwendung austauschen. Von dem Ehrenpräsidium war nur Prof. ZENNECK-München anwesend; Prof. d'ARSONVAL-Paris sowie Exzellenz MARCONI-Rom waren leider verhindert, am Kongreß teilzunehmen. Besonders tragisch erscheint es, daß wenige Tage nach Beendigung des Kongresses die Welt die Nachricht erhielt, daß MARCONI plötzlich im Alter von 63 Jahren gestorben sei.

Aus der großen Zahl der Vorträge (etwa 125) kann — aus erklärlichen Gründen — nur ein kleiner Teil in dem vorliegenden Berichte Berücksichtigung finden.

Bei den Vorträgen wurden in erster Linie folgende Themen behandelt:

Physik.

1. Erzeugung von Ultrakurzwellen; 2. Theorie und experimentelle Ergebnisse mit Magnetronröhren; 3. Meßtechnik bei ultrakurzen Wellen; 4. Eigenschaften verschiedener Dielektrika; 5. Erforschung der Ionosphäre.

Biologie.

1. Beeinflussung von Geweben, Eiweißstoffen, Bakterien durch Ultrakurzwellen; 2. Beeinflussung von Pflanzen durch Ultrakurzwellen.

Medizin.

1. Das Problem der athermischen Behandlung; 2. Ergebnis der Ultrakurzwellenbehandlung bei inneren Krankheiten, Augenerkrankungen usw.; 3. Erregung des künstlichen Fiebers.

Die weitgehende Anwendung der Ultrakurzwellen auf medizinischem und biologischem Gebiete mit Hilfe von ungedämpften Schwingungen (Röhrensender) ist den grundlegenden Arbeiten von E. SCHLEPHAKE vor etwa 10 Jahren zu verdanken. Seitdem hat eine stürmische und sprunghafte Entwicklung eingesetzt, die neben großen

experimentellen Erfolgen — wie immer in solchen Fällen — viele abwegige Theorien und Anschauungen zur Folge hatte. Auch hier kann erst die Zeit die Spreu vom Weizen sondern, wenn dies auch heutzutage in unserer technisch so vervollkommenen Epoche schneller vor sich geht als früher.

Einleitung.

Woher kommt es, so werden sich viele fragen, daß die Ultrakurzwellen so plötzlich in den Vordergrund des Interesses gerückt sind? Als in den Jahren 1920 bis 1925 der Rundfunk ins Leben gerufen wurde und die ganze Welt sich mit großer Begeisterung diesem jüngsten Kinde neuzeitlicher Technik zuwandte, gaben sich viele Menschen einer neuen Beschäftigung, man kann schon sagen einem neuen Sport hin: Rundfunkempfang mit selbstgebauten Geräten. Bald tauchte aber hier und dort der Wunsch auf, nicht nur empfangen, sondern auch selbst senden zu können. Diesen ersten Sendeamateuren, wie sie genannt wurden, stellten sich im Anfange große Schwierigkeiten entgegen, da das Senden von Nachrichten oder Musik, überhaupt das Aussenden elektromagnetischer Schwingungen zum Zweck der Nachrichtenübermittlung, in den verschiedenen Staaten in irgendeiner Art und Weise monopolisiert oder nur bestimmten Kreisen (Militär, Polizei) gestattet war. Da jedoch die Zahl derer, die senden wollten, immer größer wurde, entschloß man sich, ein gewisses Wellenlängengebiet, nämlich unter 200 m, freizugeben, da man nach dem damaligen Stande der Technik nicht annahm, daß für Nachrichten- und Rundfunkzwecke dieses Gebiet jemals Bedeutung erlangen würde.

Oberhalb 200 m wurde nach einem internationalen Plan der Rundfunk-Sendebetrieb geregelt. Gewisse Wellenlängengebiete waren der Schifffahrt, der Polizei usw. vorbehalten. Auf sehr großen Wellenlängen (20 000 bis 30 000 m) wurde der Übersee-Nachrichtenverkehr abgewickelt.

Es trat nun eine sehr interessante Entwicklung ein, die im Grunde genommen ihre großen Erfolge lediglich den Sendeamateuren zu verdanken hat, Leuten, die aus einer Mischung von Neugierde,

Idealismus und Sport das Wellenlängengebiet unter 200 m eroberten. Im Jahre 1923 gelang es amerikanischen und europäischen Sendeamateuren, auf kurzen Wellen miteinander telegraphisch und sogar telephonisch in Verbindung zu treten. Jetzt erkannte man auch in Fachkreisen die Bedeutung dieses Wellenlängengebietes, die ja bekanntlich dazu geführt hat, auch auf kurzen Wellen Rundfunkdarbietungen zu senden (z. B. Ultrakurzwellensender Witzleben).

Die Verwendung von Kurz- und Ultrakurzwellen für den Nachrichten- und Rundfunkbetrieb

In den Originalarbeiten werden die verwendeten Schwingungen niemals einheitlich angegeben; besonders die Bezeichnungen der Frequenzen laufen durcheinander; (sec⁻¹, Hz, kHz oder MHz). Um das Durchlesen der verschiedenen Veröffentlichungen zu erleichtern, kann man Tabelle 1 benutzen, aus der sich sofort die zugehörige Wellenlänge entnehmen läßt. Man findet leicht, daß z. B. $4 \cdot 10^5$ Hz = 400 kHz = 0,4 MHz der Wellenlänge 750 m entspricht. Die Umrechnung von Frequenzen f in Wellenlängen λ erfolgt bekanntlich nach der Formel: c (cm sec⁻¹) = λ (cm) · f (sec⁻¹),

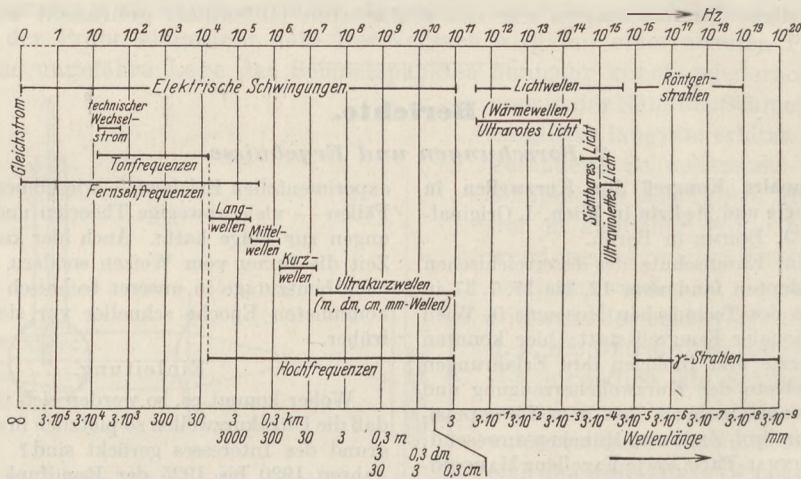


Fig. 1. Einteilung der elektromagnetischen Schwingungen vom Gleichstrom bis zu den γ -Strahlen nach VILBIG.

hat ihre besonderen Vorteile, da — entgegen früheren Meinungen — die Empfangsreichweiten mit viel geringerem Leistungsaufwand größer waren als bei den Langwellensendern; außerdem wird der Kurzwellenempfang nicht so sehr durch atmosphärische Einflüsse gestört.

Da die Festsetzungen über die Begriffe Langwellen, Kurzwellen usw. oft etwas willkürlich behandelt werden, sei auf Fig. 1 hingewiesen, aus der die Unterteilung des ganzen elektromagnetischen Schwingungsbereiches ersichtlich ist. Den Wellenlängen in Kilometern, Metern, Zentimetern und Millimetern auf der unteren horizontalen Linie sind die Frequenzen in Hertz (Hz) oder sec⁻¹ auf der oberen Linie zugeordnet.

wobei $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm sec⁻¹ die Lichtgeschwindigkeit bedeutet.

Die nachstehenden Zeilen sollen nun nicht besagen, daß man die Kurz- und Ultrakurzwellen erst mit Beginn des Sendeamateurbetriebes richtig entdeckt hat. Entdeckt wurden die Ultrakurzwellen durch H. HERTZ in den Jahren 1887—1888, als HERTZ nachweisen wollte, daß die MAXWELLSche Theorie der elektromagnetischen Schwingungen für das optische sowie für das elektrische Gebiet Gültigkeit besaß. Die HERTZschen Versuche, die in jedem Lehrbuche der Physik ausführlich dargestellt sind und daher an dieser Stelle nicht beschrieben zu werden brauchen, wurden mit Funkenstrecken (Oszillatoren) ausgeführt. Die große

Tabelle 1. Umrechnung von Frequenzen (Hz, kHz, und MHz) in Wellenlängen (m bzw. cm).

MHz			0,1	1	10	100	1000	1000	10 000
kHz	1	10	100	1000	10 000				
Hz	10 ³	10 ⁴	10 ⁵	10 ⁶	10 ⁷	10 ⁸	10 ⁹	10 ⁹	10 ¹⁰
	m	m	m	m	m	m	m	cm	cm
1.	3 · 10 ⁵	30000	3000	300	30	3	0,3	30	3
2.	1,5 · 10 ⁵	15000	1500	150	15	1,5	0,15	15	1,5
3.	1 · 10 ⁵	10000	1000	100	10	1	0,1	10	1
4.	75000	7500	750	75	7,5	0,75	0,075	7,5	0,75
5.	60000	6000	600	60	6	0,6	0,06	6	0,6
6.	50000	5000	500	50	5	0,5	0,05	5	0,5
7.	43000	4300	430	43	4,3	0,43	0,043	4,3	0,43
8.	37500	3750	375	37,5	3,7	0,37	0,037	3,7	0,37
9.	33330	3333	333	33,3	3,3	0,33	0,033	3,3	0,33

Bedeutung der in den letzten zwei Jahrzehnten erzielten Ergebnisse der Kurzwellentechnik beruht auf Verwendung der Elektronenröhre als Schwingungserzeuger. Mit Hilfe solcher Elektronenröhren ließen sich auch für die kurzen Wellen kontinuierliche, ungedämpfte Schwingungen erzeugen, während die Funkenstreckengeräte nur gedämpfte, also diskontinuierliche Schwingungen aussenden konnten.

Wie kam es nun, daß außer der Verwendung der Kurz- und Ultrakurzwellen für Nachrichten- und Rundfunkzwecke diese elektromagnetischen Schwingungen in das Gebiet der Medizin und Biologie Eingang fanden? Auch hier handelt es sich gewissermaßen um eine Neuentdeckung von Tatsachen, die in Vergessenheit geraten waren. Der Anlaß, daß man sich vor etwa 10 Jahren auf dem Gebiete der Medizin mit den Ultrakurzwellen beschäftigte, war u. a. in Mitteilungen von Radioamateuren und Funkern auf Schiffen zu suchen, die längere Zeit an Kurzwellensendern gearbeitet hatten: man hörte von eigentümlichen Beeinflussungen des körperlichen Befindens und starken Ermüdungserscheinungen der bei den Kurzwellensendern beschäftigten Personen. Hier setzte das Interesse der Ärzte ein. In Deutschland waren es E. SCHLIEPHAKE und der Physiker A. ESAU, in Amerika J. W. SCHERESCHESKY, die sich der biologischen Erforschung der Kurzwellen systematisch zuwandten.

Erzeugung von Ultrakurzwellen.

Die Erzeugung von Ultrakurzwellen geschieht heutzutage fast ausschließlich durch Röhrensender. Die mit Funkenstrecken hervorgebrachten Ultrakurzwellen sind, wie schon erwähnt wurde, nur gedämpfte Schwingungen, die viel weniger energiereich sind als die ungedämpften Schwingungen eines Röhrensenders. Das prinzipielle Schaltbild eines Schwingungserzeugers für ultrahohe Frequenzen ist sehr einfach und leicht zu übersehen. Dagegen zeigt sich bei der Umsetzung der Theorie in die Praxis, daß die Ultrakurzwellen zu vielen Schwierigkeiten Anlaß geben und es eine gewisse Übung erst ermöglicht, bei vorgegebenen Röhren auch eine möglichst große Schwingleistung zu erzielen. Je kleiner man die Wellenlänge wählt, um so schwieriger wird es, den aufgebauten Schwingkreis zu Schwingungen anzuregen und, nachdem dies gelungen ist, einen guten Wirkungsgrad der Hochfrequenzleistung zu erzielen. Unter Wirkungsgrad versteht man das Verhältnis der abgegebenen Hochfrequenzleistung im angekoppelten Kreise zur aufgewendeten Leistung im Anodenkreis.

Da bei den im Rahmen des Kongresses behandelten Problemen zum überwiegenden Teile die Anwendung der Ultrakurzwellen in der Medizin und Biologie eine Rolle spielte, so können wir auf die Besprechung der für den Rundfunk und Nachrichtenverkehr verwendeten Sender verzichten. Diese Sender sind auch etwas komplizierter, da ja außer der Schwingungserzeugung noch die Modulationsvorgänge berücksichtigt werden müssen; außerdem wird von derartigen Sendern eine

unbedingte Konstanzhaltung der Frequenz verlangt, was sich nur durch einen fremdgesteuerten Sender erreichen läßt.

Die in der Medizin verwendeten Schwingungserzeuger (z. B. der Apparat Ultratherm der Siemens-Reiniger-Werke oder Ultradyn der Firma K. Marholt-Wien) sind wesentlich einfacher im Aufbau und arbeiten nach dem Prinzip eines eigen-erregten Senders mit einer Röhre (Fig. 2) oder mit zwei Röhren im Gegentakt (Fig. 3). An die Schwingenspule L wird der Verbraucherkreis angekoppelt.

Für die Erzeugung der Ultrakurzwellen kommen verschiedene Röhrentypen in Frage. Jede Röhre kann bis zu einer gewissen Grenzwellenlänge herunter Schwingungen erzeugen und Hochfrequenzleistung abgeben. Die Grenze ist einerseits durch das Prinzip der Erzeugung, andererseits durch den mechanischen Aufbau, die inneren Röhrenkapazitäten und andere elektrische Daten bedingt. Es werden drei verschiedene Arten von Röhren zur Ultrakurzwellenerzeugung verwendet: 1. Röhren, die in einer Rückkopplungsschaltung

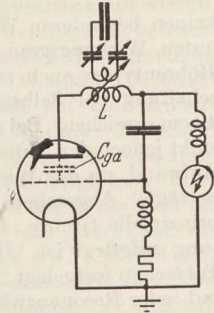


Fig. 2.
Eigenerrregter Sender
mit einer Röhre.

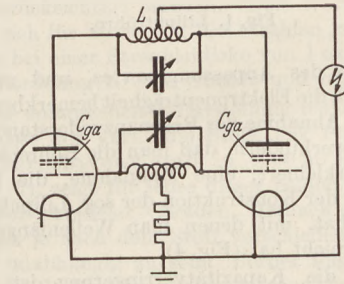


Fig. 3.
Eigenerrregter Sender
mit zwei Röhren im Gegentakt.

arbeiten; 2. Röhren nach der Methode von BARKHAUSEN und KURZ (Bremsfeldröhren); 3. Magnetfeldröhren (Magnetronröhren).

Rückkopplungsmethode.

Die allgemein verwendeten medizinischen Geräte arbeiten mit Röhren nach der Rückkopplungsmethode. Mit diesen Röhren erreicht man ohne allzu große Schwierigkeiten Wellenlängen bis zu 3 m herab bei Hochfrequenzleistungen von 200 bis 300 W, Leistungen, die für die Behandlung von Krankheiten völlig ausreichend sind. Die am häufigsten angewandte Wellenlänge ist die 6-m-Welle. Es gibt aber auch medizinische Geräte, bei denen die Wellenlänge zwischen 4 m und 12 m verändert werden kann. Über die Methoden der Erzeugung von Ultrakurzwellen hielt HOLLMANN-Berlin einen längeren Vortrag. Er behandelte in erster Linie die Rückkopplungs- und Bremsfeldröhrenschaltungen, über die er bereits in

seinem Buche „Physik und Technik der ultrakurzen Wellen“ (Berlin: Julius Springer 1936) eine zusammenfassende Darstellung gegeben hat.

Wenn man auch in der bekannten MEISSNERschen Rückkopplungsschaltung noch 3-m-Wellen mit Hochfrequenzleistungen von einigen Hundert Watt erzeugen kann, so sinkt unterhalb der 3-m-Wellen die Leistung beträchtlich ab. Legt man keinen besonderen Wert auf große Leistung und guten Wirkungsgrad, so kann man mit einigen Röhrentypen auch noch in der Rückkopplungsschaltung bei Selbsterregung Wellenlängen von 40 cm erreichen. Bei noch kleineren Wellenlängen steht jedoch der Nutzen in keinem Verhältnis zum Aufwand, da der Wirkungsgrad nur noch 1–2% beträgt. Abgesehen davon gibt es auch eine prinzipielle Grenze, die der Rückkopplungsschaltung auferlegt ist. Diese Grenze ist durch zwei Tatsachen festgelegt. Erstens sinkt der Schwungrad- oder Resonanzwiderstand im Belastungskreis

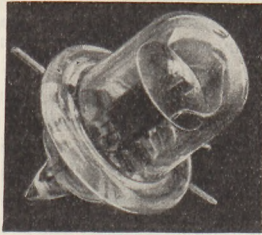


Fig. 4. Liliputröhre.

unterhalb des Anpassungswertes, und zweitens macht sich die Elektronenträgheit bemerkbar. Man kann die Abnahme des Resonanzwiderstandes nur dadurch verhindern, daß man die Röhrenkapazitäten verkleinert, eine Maßnahme, die letzten Endes zu der Konstruktion der sog. Liliputröhren geführt hat, mit denen man Wellenlängen von 30 cm erreicht hat (Fig. 4).

Aber die Kapazitätsverringeringung ist allein nicht maßgebend. Mit abnehmendem Resonanzwiderstand muß auch der Grenzwiderstand verringert werden. Man könnte diese durch Verkleinerung der Anodenspannung oder durch die Erhöhung des Sättigungsstromes ausgleichen, was einer Erniedrigung des Innenwiderstandes R_i der Röhre entspräche¹. Ersteres ist nicht möglich wegen der Elektronenträgheit, wie wir gleich sehen werden. Höherer Sättigungsstrom erfordert aber höhere Emission und höhere Anodenverlustleistung. Dies würde wieder bei der erforderlichen Kleinheit der Elektroden zu wassergekühlten Anoden führen. Wie man sieht, ist die Erzeugung von Dezimeterwellen in Rückkopplungsschaltung zwar möglich, aber immerhin schwierig, so daß man in den meisten

¹ Eine Erhöhung des Sättigungsstromes hat eine größere Steilheit S zur Folge; da aber S mit R_i durch die BARKHAUSENSCHE Beziehung $DSR_i = 1$ verbunden ist, so sieht man leicht, daß bei Gültigkeit dieser Beziehung bei größer werdendem S sich R_i wegen der konstanten Größe des Durchgriffs D verkleinern muß.

Fällen derartige Wellen besser mit Bremsfeld- oder Magnetronelementen herstellt.

Es sei noch erwähnt, daß man die schwierige Anpassung des Resonanzwiderstandes umgehen kann, indem man die Röhrenelektroden in eine konzentrische Rohrleitung einfügt, deren Eigenwelle weitgehend von ihren Kapazitäten unabhängig ist.

Weiterhin hat HOLLMANN versucht, eine wesentliche Erhöhung des Außenwiderstandes durch Anwendung von Kugelkreisen zu erreichen, indem Röhren im Innern eines kugelförmig ausgebildeten Schwingkreises angebracht werden. Diese Anordnung soll sich bis zu 60 cm Wellenlänge bewährt haben, jedoch sind noch keine eingehenden Messungen bisher angestellt worden.

Während die Anpassung des Resonanzwiderstandes noch durch mechanische Änderungen der Röhre erzielt werden kann, läßt sich das zweite Hindernis, das sich der unbeschränkten Verkürzung der Wellenlänge entgegenstellt, nicht beseitigen. Dieser störende Effekt ist die Elektronenlaufzeit. Die in einer Richtung fliegenden Elektronen — von der Kathode durch das Gitter zur Anode — benötigen, um vom Gitter zur Anode zu gelangen, eine bestimmte Zeit, die von der angelegten Anodenspannung abhängig ist. Wechselt nun die Gitterspannung in kürzeren Zeiten, als die Elektronen brauchen, um vom Gitter zur Anode zu gelangen, so wird die Röhre nicht mehr phasenrichtig gesteuert. Der Anodenwechselstrom wird daher mit zunehmender Frequenz immer schwächer, um bei einer bestimmten hohen Frequenz, die wesentlich größer als die Laufzeit τ der Elektronen ist, völlig zu verschwinden. Trotz der angelegten Gitterwechselspannung fließt nur noch ein reiner Gleichstrom durch die Röhre.

Eine genaue Schilderung des Laufzeiteinflusses läßt sich mit wenigen Worten nicht geben, da die Verhältnisse durch die notwendigen Betrachtungen der Raumladungsverteilung im Gitter-Anodenraum ziemlich verwickelt liegen.

Es wurde erwähnt, daß mit Verkleinerung der Anodenspannung eine bessere Widerstandsanpassung erreicht werden könnte, wenn nicht die Elektronenlaufzeit τ dadurch beeinflußt würde. Man erkennt dies aus der nachstehenden Gleichung, worin d den Elektronenabstand in Zentimetern und U_a die Anodenspannung in Volt bedeutet:

$$\tau = \frac{d}{3 \cdot 10^7 \sqrt{U_a}}$$

Eine Verkleinerung von U_a hat eine Vergrößerung der Laufzeit τ , also eine Verschlechterung der Schwingmöglichkeiten, zur Folge. Außer der Laufzeit spielt bei den ultra-hohen Frequenzen der Phasenwinkel der Laufzeit — auch Laufzeitwinkel φ genannt — eine Rolle. Wie wir schon vorher angedeutet haben, eilt der Anodenwechselstrom mit zunehmender Frequenz immer mehr gegenüber der Steuerspannung nach, und zwar um den ultradynamischen Laufzeitwinkel φ , annähernd gleich $\omega\tau$ ($\omega =$ Kreisfrequenz $2\pi f$). Hierdurch wird die ultradynamische Stromspannungskennlinie

abwechselnd fallend und steigend, man sagt auch: sie invertiert. Die Theorie dieser Inversionschwingungen wurde in erster Linie von HOLLMANN aufgestellt; ihre Richtigkeit ist vielfach bezweifelt worden.

Nach Kennzeichnung der Schwierigkeiten bei der Erzeugung von kürzesten Wellen durch Rückkopplung wird mancher Leser fragen, warum dann noch so viel Wert auf diese Methode gelegt wird, da man doch z. B. durch Magnetronröhren die gleichen Wellenlängen mit viel höherer Energie und wesentlich besserem Wirkungsgrad herstellen kann. Dies liegt daran, daß man in der Rückkopplungsschaltung im Meter- und Dezimetergebiete die Schwingungen zur Verwendung in der Telephonie immer noch besser und reiner modulieren kann als bei Anwendung von Bremsfeld- und Magnetronröhren. In der während des Kongresses aufgebauten Ausstellung waren die verschiedensten Typen von Rückkopplungs- und anderen Kurzwellenröhren zu sehen. Besonderes Interesse

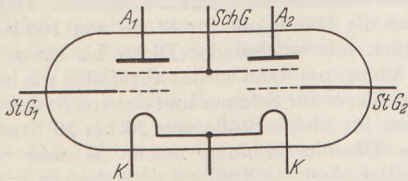


Fig. 5. Verstärkerröhre für ultrakurze Wellen nach POSTHUMUS.

erregte eine von der Firma Philips-Eindhoven ausgestellte Röhre, die zur Verstärkung von Kurzwellen dienen soll. Über die Eigenschaften dieser Röhre gab POSTHUMUS-Eindhoven einige Erläuterungen.

Zur Erklärung der Röhre müssen wir unsere Aufmerksamkeit auf die Gegentaktschaltung in Fig. 3 richten. Will man mit zwei gleichen Senderröhren eine derartige Gegentaktschaltung für kürzeste Wellen aufbauen, so bilden die Zuleitungen mit ihren kürzesten äußeren Verbindungen immer noch eine ziemlich große Selbstinduktion, die einer Verkürzung der Wellenlänge hindernd im Wege steht. Um alle Verbindungen möglichst kurz zu halten, kam man auf den Gedanken, eine solche Gegentaktschaltung gleich in eine gemeinsame Röhre einzubauen, wie es in Fig. 5 angedeutet ist. In einem gemeinsamen Glaskolben befinden sich zwei Anoden A_1 und A_2 , zwei Steuergitter StG_1 und StG_2 , ein gemeinsames Schirmgitter $SchG$ und eine gemeinsame Kathode K mit Mittelanzapfung. Das Schirmgitter setzt, da es zwischen Gitter und Anode liegt, die in den Schwingkreis eingehende Gitter-Anodenkapazität herab; es bildet nämlich mit Gitter und Anode zwei hintereinandergeschaltete Kondensatoren, wodurch die Gesamtkapazität des Schwingungskreises etwas verkleinert wird. In der Gegentaktschaltung läßt sich das Schirmgitter auch gut erden, da die Wechselspannung in der Mitte Null wird. Die von Philips ausgestellte Röhre besaß wassergekühlte Anoden, so daß mit dieser Röhre bei 6 m Wellenlänge etwa 15 kW Ausgangsenergie zu erreichen

waren. Man kann mit dieser Röhre noch 4-m-Wellen verstärken, jedoch sinkt dann die Leistungsabgabe beträchtlich.

Über neuere Untersuchungen auf dem Gebiete der kosmischen Ultrastrahlung. II.¹ Von R. PYRKOSCH in Breslau.

Von der Häufigkeitsverteilung der Stöße, die mit großen Schauern als wesentlich betrachtet werden, auf verschiedenen Höhenstufen handelt eine Mitteilung von C. G. und D. D. MONTGOMERY (9). Sie stützt sich auf eine frühere Arbeit (10), über die schon in dieser Zeitschrift berichtet wurde (11). Nach dieser wird die Häufigkeitsverteilung befriedigend dargestellt durch die Beziehung $R = A \cdot N^s$, in der N die Zahl der Strahlen des Schauers, $R \cdot dN$ die Zahl der Schauer zwischen N und $(N + dN)$ Strahlen in der Zeiteinheit und A, s Konstanten sind. Die Verf. haben nun den Logarithmus der Stoßzahl gegen den der Stoßgröße nach den Beobachtungen (12) von STREET und YOUNG, STEINKE und SCHINDLER; BENNET, BROWN und RAHMELE; MESSERSCHMIDT und ihren eigenen mit Pb als Streustoff in einem Schaubild dargestellt und in befriedigender Übereinstimmung mit ihrer Beziehung gerade Linien mit $s = 3,4; 3,1; 3,1; 3,1; 3,2$, also dem Mittelwert $s = 3,2$ erhalten. Dabei sind die kleineren Stöße wegen ihrer leichten Verwechslung mit gewöhnlichen Schwankungen nicht mit berücksichtigt worden. Der Wert von R ergibt sich für Stöße von 100 Strahlen im Meeresniveau bei einer Streubleidicke von 1 cm von der Größenordnung 10^{-5} je Stunde und cm^3 Pb.

Eine entsprechende Darstellung früherer Meßergebnisse der Verf., die Stöße aus Pb und Mg im Meeresniveau und in 4300 m Höhe betrafen (7), zeigt für jedes dieser beiden Elemente ein Paar paralleler Geraden. Danach scheint s , obgleich je nach dem Stoff verschieden, von der Höhe unabhängig zu sein. Ferner folgt daraus, wenn die Stoßgrößen, welche zu einer bestimmten Häufigkeit R gehören, für die beiden Elemente im Meeresniveau und in 4300 m Höhe mit N'_0, N''_0 und N'_h, N''_h bezeichnet werden, $\log N'_0 - \log N''_0 = \log N'_h - \log N''_h$ oder $N'_0 : N''_0 = N'_h : N''_h$, so daß das Verhältnis der Stoßgrößen, die derselben Häufigkeit in beiden Höhen entsprechen, für beide Stoffe nahezu dasselbe ist, obgleich dies für das Verhältnis der Häufigkeiten, die zu derselben Stoßgröße gehören, in verschiedenen Höhen durchaus nicht zutrifft. Diese Gesetzmäßigkeit hat sich auch für Höhen zwischen Meeresniveau und 4300 m bestätigt und lasse vermuten, daß der Vorgang, der einen Stoß gegebener Größe im Meeresniveau erzeugt, sich mit derselben Häufigkeit in großen Höhen ereignet, aber hier einen größeren hervorbringt, und daß diese Vergrößerung von dem Stoff, in dem der Stoß ausgelöst wird, unabhängig ist. Die Verf. sind der Ansicht, daß dieser Sachverhalt unverträglich sei mit der Vorstellung, die Stöße würden von einem weichen Bestandteil der Ultra-

¹ Bericht I vgl. diese Zeitschr. 51, 76 (1938).

strahlung erzeugt, dagegen mit der Theorie von SWANN (13) im Einklang, wie von ihnen näher ausgeführt wird.

Nach J. BÖGGLD (14) wird die Schwierigkeit, welche die kleinen Stöße bei der Messung mit Ionisationskammern bereiten und die Festsetzung einer unteren Stoßgröße veranlassen, wesentlich dadurch verkleinert, daß die Zeit für die Sammlung der Ionen und die für die Einstellung der Registriervorrichtungen herabgesetzt wird. Die von ihm verwendete Ionisationsdruckluftkammer faßte 35 l und war mit 4,5 cm Fe gepanzert; die Ionisationsspannung betrug 1200 Volt. Der Ionisationsstrom wurde durch eine β -Strahlquelle ausgeglichen und die Differenz von einem Elektrometer in entluftetem Gehäuse aufgezeichnet; seine Einstellzeit betrug nur 0,2 s, die Registrierdauer etwa 1,5 s.

Der Apparat war zuerst im Keller des Instituts aufgestellt. Aus Messungen mit 4,5; 7,0 und 12,0 cm Fe während 107, 93 und 92 Stunden ging hervor, daß die Dicke für die größte Stoßhäufigkeit höchstens bei 4,5 cm und nicht, wie früher behauptet, bei 8 cm liegt. Auch fällt die Kurve jenseits ihres Gipfels schneller ab, als früher gefunden wurde, und zeigt im ganzen das Aussehen der Rossischen Bleikoinzidenzkurve.

Dasselbe Ergebnis wurde erhalten mit demselben Apparat in einem leichten Holzschuppen in einiger Entfernung von Gebäuden (15), teils ohne und teils mit Fe-Panzer von 2,5; 4,5; 7,0; 12,0 cm Dicke.

Da frühere Untersuchungen mit großen Kammern von STEINKE, GASTELL und NIE (16) als günstigste Panzerdicke 5 cm Pb und 8 cm Fe ergeben hatten, während STREET und YOUNG (17) mit einer kleinen Kammer 1,5 cm Pb und eine der Rossi-Kurve ganz ähnliche gefunden hatten, so daß die Ergebnisse des Verf. dazwischen liegen, wird als Grund der Unterschiede vermutet, daß die bei den Versuchen häufigsten Stöße verschiedene Größe haben und die für die Stoßhäufigkeit günstigste Dicke um so größer ist, je größer die Stöße sind. Am wichtigsten erscheine die Folgerung, daß die Stöße sich um so mehr wie Schauer verhalten, je kleiner sie sind.

Zu demselben Ergebnis kommt eine Arbeit von H. CARMICHAEL (18). Er benutzte eine große Ionisationskammer von 175 l mit 1500 Volt Wandspannung und berücksichtigte nur Stöße mit mehr als 160 ionisierenden Strahlen, von denen im ganzen 680 beobachtet wurden. Wesentlich für die Versuchsanordnung war ein neues Quarzfadenelektrometer mit großem Meßbereich. Der Ausgleich des Ionisationsstroms wurde durch Erdung des isolierten Elektrometers durch einen hochohmigen Widerstand besorgt, dessen Ableitungshalbzeit ungefähr 6 s betrug, während sowohl die Sammelzeit der durch einen Stoß erzeugten Ionen als auch die Einstellzeit des Elektrometerfadens in entluftetem Gehäuse unter 1 s lag.

Zwei lange Versuchsreihen von zusammen 1500 Stunden wurden ausgeführt, die erste mit verschiedenen Gasen als Füllung unter 4,3 cm Pb und die zweite mit verschiedenen starken Pb-

Schichten über der Kammer. Das Ergebnis der ersten war, daß die Größe der großen Stöße in verschiedenen Gasen der Dichte der Elektronen außerhalb des Atomkerns proportional ist, und es wurde erhalten, indem die Häufigkeitsverteilung der Stöße für A auf Grund dieser Annahme aus den für H und N beobachteten Verteilungen berechnet und das Ergebnis mit der für A beobachteten Verteilung verglichen wurde. Es vervollständigte den versuchsmäßigen Nachweis dafür, daß die großen Stöße von dünn ionisierenden Teilchen großer Reichweite gebildet werden. Indessen beweise die Tatsache, daß die großen Stöße wie die Schauer von solchen Teilchen gebildet werden, noch nicht, daß diese bei den beiden Erscheinungen auf dieselbe Art ausgelöst werden. Diese Frage wird durch die zweite Versuchsreihe beantwortet. Bei ihr zeigte sich, daß die Pb-Schichten von 0,76; 1,52; 4,3 und 7,9 cm Dicke keine Wirkung für große Stöße über 720 Strahlen zu haben schienen, von denen allerdings in jeder der beiden Versuchsreihen nur 5 auftraten. Dagegen nimmt die Häufigkeit für Stöße von 160 bis 720 Strahlen mit wachsender Dicke bis etwas über 2 cm Pb zu, um dann wieder abzufallen wie bei der Rossi-Kurve für Schauer und der von STREET und YOUNG für kleine Stöße von 20 bis 30 Strahlen. Diese Übereinstimmung mache es sehr wahrscheinlich, daß die Stöße nur Schauer großen Maßstabs sind. Zur Untersuchung kleiner Stöße hat der Verf. eine kleine Kammer mit nur dem 100. Teil des Inhalts der großen angefertigt, die mit Argon von 80 Atm Druck gefüllt ist. Bei den vorläufigen Versuchen mit ihr hat er keinen Höchstwert der Häufigkeitsverteilung für eine bestimmte Stoßgröße erkennen können.

Eine ähnliche Gesetzmäßigkeit wie die der MONTGOMERYS $R = A : N^2$ zwischen der Zahl und Größe von Schauern und Stößen wurde von A. R. HOGG (19) mit einer Ionisationskammer von 14 cm Durchmesser und 27 cm Höhe gefunden, die mit CO_2 von 10 Atm Druck gefüllt und allseitig mit 10 cm Pb umgeben war. Die Größe der beobachteten Schauer und Stöße wurde auf 35 bis 1800 Strahlen geschätzt, und die durchschnittliche Häufigkeit war 0,88 je Stunde mit dem Höchstwert 4 in einer Stunde. Die Häufigkeitsverteilung der während 2640 Stunden aufgenommenen Stöße konnte dargestellt werden

durch $R = 8,3 \cdot 10^5 : (N_2^{\frac{5}{2}} - N_1^{\frac{5}{2}})$, wo R die Zahl der Stöße zwischen N_1 und N_2 Strahlen bedeutet. Ferner wurde für die Stöße ein Barometereffekt von nahezu $-0,75\%$ je Millimeter Hg gefunden, der dreimal so groß war wie der für die kosmische Gesamtstrahlung.

In Deutschland sind Untersuchungen der HOFFMANN-Stöße mit der Ionisationskammer von H. NIE ausgeführt worden (20). Die liegende zylindrische Kammer mit dem Durchmesser 30 cm war 54 cm lang und faßte 30 l. Die Stahlwand war 3 mm stark, die Füllung N hatte 11,7 Atm Druck. Der Ionisationsstrom wurde nach dem von STEINKE und GASTELL ausgearbeiteten Drehkondensatorverfahren aus-

geglichen. Es wurden nur Stöße über $1,5 \cdot 10^6$ Elementarladungen (1,5 Me) gezählt. Nach einer Überschlagsrechnung mit einer spez. Ionisation von 140 Ionenpaaren je Zentimeter Normalluft wurden diese kleinsten Stöße auf etwa 40 Strahlen geschätzt. Die Sammelzeit der Ionen betrug bei der Wandspannung 200 Volt 8 bis 20 s, bei 700 Volt bis zu 6 s.

Wegen des hohen Nullgangs, nämlich der Stoßhäufigkeit ohne Panzerung der Kammer, wurden die anfänglichen Messungen im Institutsgebäude abgebrochen und in einem Schuppen mit Holzdach fortgesetzt, wodurch der Nullgang stark herabgesetzt, aber auch die Häufigkeitsverteilung geändert wurde. Daraus gehe hervor, daß eine Vergleichung derartiger Messungen verschiedener Forscher schon wegen der verschiedenen Umgebung recht schwierig sei.

Das Ziel der Versuche war, die Abhängigkeit der Stoßhäufigkeit von der Panzerdicke festzustellen, ähnlich wie sie durch die ROSS-Kurve für die Schauer gegeben wird. Die Kammer war dabei allseitig von dem Panzer umgeben. Entsprechend dem Gipfel der ROSS-Kurve bei 1,6 cm Pb findet der Verf. einen solchen bei 4 bis 5 cm Pb und für Fe einen Gipfel zwischen 10 und 15 cm mit einer Einsattlung bei 4 cm. Die Stoßhäufigkeit war für Al und Paraffin sehr gering, für Al wurde bei 50 cm noch kein Gipfel erreicht. Diese Ergebnisse stimmen besonders mit denen von BÖGGILD nicht überein, der, wie oben berichtet, den Gipfel der Fe-Kurve bei 4 cm bestimmte.

Außer mit allseitigem Panzer wurde die Stoßhäufigkeit noch mit dem Decken- oder Seitenpanzer allein untersucht und festgestellt, daß der Anteil des ersteren an der Stoßzahl etwa 80% und der des letzteren nur 20% beträgt, woraus geschlossen wird, daß die stoßauslösende Strahlung hauptsächlich senkrecht auffällt. Damit wird auch berechnet auf Grund der Versuche mit einer Fe-Dicke von 10 cm und einer Wandspannung von 700 Volt, daß auf das m^2 in der Stunde 6 Stöße von mehr als 1,5 Me entfallen.

Die Häufigkeitsverteilungen zeigen für verschiedene Panzerdicken keine wesentlichen Unterschiede; im besonderen ändert sich die mittlere Stoßgröße mit wachsender Dicke nicht. Nur bei sehr großen Dicken scheint eine leichte Verschiebung zu kleinen Stößen stattzufinden. Auch scheint bei Pb die mittlere Stoßgröße etwas höher zu liegen als bei Fe.

Dieselbe Aufgabe ist von NIE noch auf eine andere Weise angegriffen worden, indem er die gleichzeitigen Stöße in zwei übereinander liegenden gleichartigen Ionisationskammern beobachtete (21). Diese waren zylindrisch, 143 cm lang, mit 35 cm Durchmesser, einer Stahlwand von 4 mm Dicke und 20 cm voneinander entfernt. Jede Kammer faßte 142 l und war mit N von 6,1 Atm Druck gefüllt. 3 cm über der oberen Kammer I befand sich die 11 cm dicke Streuplatte S aus Fe von $0,4 \cdot 1,4 m^2$, zwischen den Kammern der Absorber T, eine Pb-Platte von verschiedener Dicke und derselben Fläche wie

S, 1 cm hoch über der unteren Kammer II auf einem 3 mm starken Fe-Blech, so daß außer T noch diese 3 mm und 2 · 4 mm Kammerwand, also zusammen 11 mm Fe, als Absorber wirkten. Die ganze Anordnung lag in einem Holzgestell, 1,4 m über dem Zementboden in demselben Schuppen wie bei der ersten Arbeit. Eine Kompensationsvorrichtung wie bei dieser wurde für beide Kammern zusammen benutzt, und deren Elektrometer wurden gleichzeitig alle 5 Min. geerdet und wieder frei gemacht. Obgleich die beiden Elektrometerfäden jeder auf verschiedenen Streifen abgebildet wurden, konnten die Stoßkoinzidenzen mit hinreichender Genauigkeit festgestellt werden. Die Häufigkeit der zufälligen Koinzidenzen lag innerhalb der Fehlergrenzen.

Die Absorptionsversuche wurden mit $T = 0$; 4 und 9 cm Pb durchgeführt. Sind H_1 und H_2 die Stoßzahlen je Zeiteinheit in I und II und H_K die der Koinzidenzen, so ergab sich $\log(H_K : H_1)$ und $\log H_K$ innerhalb der Genauigkeitsgrenzen von der Absorberdicke als linear abhängig und daraus ein Exponentialgesetz $e^{-\mu x}$ und eine mittlere Reichweite $1 : \mu$ der Stoßteilchen von 5 bis 6 cm Pb. Damit hängt zusammen, daß der Verf. aus der Häufigkeitsverteilung der Stöße bei dieser und der vorhergehenden Arbeit gefolgert hat, daß die Stoßzahl dem Quadrat der Stoßgröße umgekehrt proportional sei, während die MONROGOMERYs, wie oben berichtet, anstatt des Quadrats etwas mehr als den Kubus gefunden hatten.

Doch war die mittlere Stoßgröße in II bei einer Koinzidenz meist höher, als bei dieser Reichweite zu erwarten war. Als für jede Koinzidenz das Verhältnis aus der Stoßgröße in II und der in I gebildet wurde, zeigte es sich sogar, daß dieses in vielen Fällen den Wert 1 und sogar gelegentlich 2 überstieg. Solche Koinzidenzen könnten nur dadurch erklärt werden, daß sie von mindestens 2 Strahlenbündeln herrührten, die zwar von demselben ionisierenden oder nicht ionisierenden Ultrastrahl ausgelöst werden, aber das eine in S, das andere in T. Dann würde das erste der Hauptsache nach den Stoß in I, das andere den in II veranlassen, wobei nicht ausgeschlossen ist, daß noch ein Teil des oberen Bündels bei der Ionisation in II mitwirkt. Da schon bei der vorhergehenden Arbeit festgestellt wurde, daß unter einer Kammer liegende Stoffe keine Stöße in ihr erzeugen, käme eine Koinzidenz nicht in Frage, die durch ein in T ausgelöstes Bündel allein hervorgerufen würde.

Der Verf. kommt deshalb zu dem Schlusse, daß ein stoßerzeugender Strahl im allgemeinen nicht nur ein Bündel, sondern mehrere hintereinander verursacht. Dies sei auch im Einklang mit der in der ersten Arbeit gefundenen Tatsache, daß die mittlere Stoßgröße mit wachsender Panzerdicke kaum abnimmt, da die Absorption der in höheren Schichten erzeugten Teilchen durch neu in den unteren Schichten ausgelöste ausgeglichen wird. Die mittlere Reichweite von 5 cm Pb nehme dann die Bedeutung einer Mischreichweite für die Stoßteilchen und die sie auslösenden Ultrastrahlen an.

Im Anschluß an die beiden Arbeiten hat der Verf. eine Vorstellung von der Entstehung

der Stöße entwickelt (22), die so zusammengefaßt wird: *B*-Photonen von besonders großer Energie erzeugen eine große Zahl *C*-Elektronen bei einem oder mehreren Vorgängen. Diese Elektronen von durchschnittlich rund $300 \cdot 10^6$ eVolt

haben eine mittlere Reichweite von 5 cm Pb. Sie veranlassen die bei den Stößen beobachtete Ionisation, und die Größe der Stöße ist im wesentlichen durch die Zahl der einfallenden *C*-Elektronen gegeben.

3. Geschichte und Erkenntnislehre.

Die Stellung der organischen und physikalischen Chemie zueinander im Wandel der Zeiten. II¹
Von WALTER HÜCKEL in Breslau.

Eine Annäherung zwischen der organischen und der physikalischen Chemie mußte nun aber von dem Augenblick an in Erscheinung treten, als gemeinsame Probleme zutage traten, die mit denselben Hilfsmitteln zu lösen waren. Das war damals, als die physikalische Chemie, den Anschluß an die inzwischen erfolgte Weiterentwicklung der Physik gewinnend, in den Bau der Atome und Moleküle einzudringen versuchte, etwa vom Jahre 1920 an. Das Gebäude, das errichtet worden war mit Hilfe der Thermodynamik und der Avogadro'schen Regel war nun, ebenso wie die auf der gleichen Grundlage aufgebaute klassische Elektrochemie, einigermaßen fertig; der physikalische Chemiker hatte daher Zeit, sich den Fragen zuzuwenden, die gelöst werden mußten, um die Eigenschaften eines Stoffes zu verstehen. Früher waren diese lediglich durch die physikalischen Konstanten hinreichend beschrieben; jetzt galt es, diese Konstanten aus dem Bau der Moleküle herzuleiten. Ferner war man so weit, mit Hilfe der Röntgenstrahlen, also auch mit anderen als den rein chemischen Mitteln des Organikers, in den Molekülbau einzudringen; später (1930) kam noch die Beugung von Elektronenstrahlen hinzu. Für die Untersuchung von Molekülstrukturen bietet nun gerade die organische Chemie ein besonders reichhaltiges, wenn auch nicht immer das einfachste Material. Bei den Versuchen, dieses auszuwerten, gab es aber infolge der jahrelangen Entfremdung zwischen der organischen und physikalischen Chemie zunächst vielfach Mißverständnisse. Solche sind im ganzen Jahrzehnt von 1920 bis 1930 nicht selten; es ist lehrreich, auf einige davon einzugehen.

Zum Teil sind Mißverständnisse darauf zurückzuführen, daß man versuchte, die an anorganischen Stoffen gemachten Erfahrungen auf organische Verbindungen zu übertragen; dabei erlebte man Enttäuschungen, die denen verwandt sind, die man fast 100 Jahre früher bei den Versuchen machen mußte, die von BERZELIUS für die anorganische Systematik geschaffenen Vorstellungen für eine Systematik der organischen Chemie nutzbar zu machen.

So leugneten anfangs manche Physiker ganz allgemein die Bedeutung des Molekülbegriffs für den festen Zustand; sie stützten sich dabei auf die bei den Kristallgittern der Salze gemachten Beobachtungen. Dagegen nahm RICHARD WILLSTRÄTTER Stellung (1919), der eindringlich darauf hinwies, daß die Erfahrungen des organischen

Chemikers bei fast allen organischen Verbindungen für die Erhaltung des Molekülverbandes in allen Formarten sprechen. Später stellte sich dann auch heraus, daß die organischen Verbindungen fast durchweg Molekülgitter bilden, und daß solche Molekülgitter auch bei anorganischen Verbindungen gar nicht allzu selten anzutreffen sind.

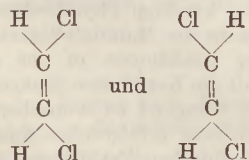
Ferner glaubten einzelne Forscher, den räumlichen Bau organischer Verbindungen allein mit den neuen Hilfsmitteln sicher festlegen zu können, ohne die Erfahrungen des organischen Chemikers zu Hilfe zu nehmen; die Bedeutung der Aufnahme von Röntgeninterferenzen für Strukturbestimmungen wurde, wie das so häufig bei neuen Entdeckungen geschieht, vielfach überschätzt. Die Arbeiten der beiden BRAGG und der BRAGGSCHEN Schule überhaupt hätten hier stets zur Richtschnur genommen werden sollen; gerade aus ihren neuesten Arbeiten, insbesondere denen von J. MONTEATH ROBERTSON, ergibt sich mit voller Klarheit, welche Grenzen der Strukturbestimmung auf rein physikalischem Wege gezogen sind. Mißdeutungen der Röntgendiagramme kamen ferner auf dem Gebiete der hochpolymeren Verbindungen, insbesondere der Cellulose, vor und gaben — entgegen der vorsichtigen Stellungnahme der ersten Beobachter — zu einer Theorie der kleinen Bausteine den Hintergrund ab; diese hatte verschwommene Hypothesen von Aggregationen und unklare Vorstellungen von sog. übermolekularen Bindungen im Gefolge, die nur vereinzelt durch andersartige ernst zu nehmende Experimente gestützt erschienen. Hier schufen erst die vom Organiker STAUDINGER angeregten Röntgenuntersuchungen über die von ihm dargestellten Polyoxymethylene Ordnung dadurch, daß sie Klarheit über die Grenzen der Leistungsfähigkeit der physikalischen Methodik brachten. Von einem gänzlichen Mißverstehen der stereochemischen Grundlagen der organischen Chemie zeugte der Versuch, eine rein geometrische Stereochemie ohne physikalische Hilfsmittel zu entwickeln; diese sollte die veraltete Tetraëderhypothese und andere stereochemische Vorstellungen stürzen. Sie stützte sich aber einzig und allein auf die unzureichende Untersuchung über die Röntgeninterferenzen des Pentaerythrits und ließ alle entgegenstehenden Erfahrungen des organischen Chemikers außer acht. Solchen theoretischen Neuerungen gegenüber waren einzelne Organiker nicht gefestigt genug und unternahmen daraufhin Versuche, neuartige Isomeren zu entdecken, die sie dann auch nachgewiesen zu haben glaubten. Besonders unerfreulich wirkte sich diese Periode der chemischen Wissenschaft in Deutschland aus; zweifellos besteht hier ein Zusammenhang mit der gesamten geistigen Einstellung gewisser Kreise in der damaligen Zeit, worauf an

¹ Bericht I vgl. diese Zeitschr. 51, 78 (1938).

dieser Stelle aber nicht eingegangen zu werden braucht.

In Wirklichkeit haben die verschiedenen physikalischen und physikalisch-chemischen Verfahren zur Erforschung des Molekülbaues bei sachgemäßer und kritischer Anwendung in weitestem Umfange die Vorstellungen, wie sie sich der organische Chemiker seit langem gebildet hatte, bestätigt. Dadurch ist schließlich das gegenseitige Vertrauen der organischen und physikalischen Chemiker zueinander außerordentlich gefestigt worden. Der physikalische Chemiker erkannte neidlos an, daß die Intuition, verbunden mit genauer Stoffkenntnis, den organischen Chemiker richtig geleitet hatte; der organische Chemiker erkannte umgekehrt, daß ihm die physikalische Chemie Mittel in die Hand gab, die es ihm gestatteten, früher unbeantwortete Einzelfragen des Molekülbaues zu lösen und in manchen Punkten seine Vorstellungen zu ergänzen, zu verfeinern und zu vertiefen, wozu er vorher allein mit seinen rein chemischen Verfahren nicht imstande gewesen war. Dadurch, daß die Molekülmodelle der organischen Verbindungen nunmehr durch Beobachtungen von ganz anderer Seite her gesichert werden konnten, ist eine außerordentliche Festigung der struktur- und stereochemischen Grundlagen der organischen Chemie erreicht worden.

Die Leistungen der physikalisch-chemischen Forschung auf dem Gebiete des Molekülbaues, die für die organische Chemie bedeutungsvoll sind, können hier nur umrissen werden. Außer den bereits erwähnten Röntgeninterferenzen an festen Stoffen sind es vor allem die elektrischen Eigenschaften der Moleküle, die sich aus dem Verhalten von gasförmigen oder flüssigen Stoffen im elektrischen oder elektromagnetischen Felde herleiten lassen, durch deren Erforschung man ein nicht unbedeutendes Stück weitergekommen ist. Insbesondere haben Messungen von Dipolmomenten stereochemische Fragen zu lösen gestattet, die früher mit den chemischen wie den klassischen physikalischen Verfahren nicht beantwortet werden konnten. Um nur ein Beispiel anzuführen, war es früher nicht mit Sicherheit möglich gewesen, zwei so einfach gebaute stereoisomere Verbindungen, wie das cis- und trans-Dichloräthylen



in ihrer Konfiguration festzulegen. Mit Hilfe des Dipolmoments ist das sehr einfach: Die trans-Form mit dem zentrosymmetrisch gebauten Molekül muß das Moment Null, die einseitig mit zwei Chloratomen belastete cis-Form dagegen ein großes Moment besitzen. So war es möglich, das höher (bei 60°) siedende Isomere als cis-Dichloräthylen, das niedriger (bei 48°) siedende als trans-Form zu erkennen. Es würde zu weit führen, auf die

Bedeutung dieser Konfigurationsbestimmung für das Verständnis des verschiedenen reaktionskinetischen Verhaltens der beiden Isomeren näher einzugehen.

Nicht so stark wie die Messungen von Dipolmomenten hat sich das Studium des Kerreffektes in der organischen Chemie ausgewirkt. Beim Ramaneffekt sind die Rollen im wesentlichen vertauscht: Wenn sich der Organiker auch mehrfach der Ramanspektren zur Charakterisierung von Verbindungen bedient, so schöpft hier doch umgekehrt auch der physikalische Chemiker sehr viel Anregung aus der Mannigfaltigkeit der Stoffwelt der organischen Chemie, und wohl weitaus die Mehrzahl der Arbeiten über den Ramaneffekt an organischen Verbindungen wird von physikalischen Chemikern ausgeführt, die hier brauchbares Material für das Studium der Schwingungen der Atomkerne in chemischen Verbindungen zu gewinnen hoffen.

Eine starke gegenseitige Befruchtung der organischen und physikalischen Chemie hat nun seit etwa 10 Jahren nicht nur bei dem ultraroten Frequenzen liefernden Ramaneffekt, sondern noch mehr bei Lichtabsorption im sichtbaren und besonders auch ultravioletten Gebiet stattgefunden. Es ist interessant, daß hierzu hauptsächlich physiologisch-chemische Forschungen, die sich der Lichtabsorption als Hilfsmittel zur Charakterisierung physiologisch wichtiger Stoffe bedienten, den Anstoß gegeben haben. Das erste Mal zeigte sich die Bedeutung solcher Zusammenarbeit bei der Erforschung des anti-rachitischen Vitamins D durch den Chemiker WINDAUS und den Physiker POHL im Jahre 1926. Weiter bildeten einen der Ausgangspunkte die roten und orangen Carotinoide, die zum Vitamin A in naher Beziehung stehen. Ihre Farbe rührt von der großen Zahl von konjugierten Doppelbindungen her, wegen deren sie zu den Polyenen zu rechnen sind. In den systematischen Untersuchungen über die Absorption der Polyene, die der leider so früh verstorbene Physiker K.W. HAUSER in Gemeinschaft mit dem Organiker physiologisch-chemischer Richtung RICHARD KUHN durchgeführt hat, dürfte die erste sichere experimentelle Grundlage für eine Theorie über den Zusammenhang zwischen Farbe und Konstitution geschaffen worden sein. Allerdings scheint die theoretische Physik noch nicht so weit, um erfolgreich einzugreifen, doch besteht Aussicht, daß sie es in nicht allzu ferner Zeit können wird. Denn es treten hierbei Fragen auf, deren Lösung im Prinzip schon gelungen ist.

Esere Fragen berühren gleichzeitig ein Grundproblem der organischen Chemie und der Chemie überhaupt, nämlich das Problem der chemischen Bildung der Atome. Dadurch, daß dieses heute in den Grundzügen gelöst ist, werden weitere Bande zwischen organischer und physikalischer Chemie geknüpft. Die Elektronentheorie der Valenz, wie sie etwa ums Jahr 1920 aufgestellt wurde, hatte diese Verbindung noch nicht herzustellen vermocht. Schuld daran war ihr weitgehend formaler Charakter. Man wußte durch sie zwar, daß

eine homöopolare Bindung durch zwei Elektronen bewerkstelligt wird, und daß somit der klassische Bindestrich zwei Elektronen entspricht, aber man erfährt durch sie nichts über ihr Wechselspiel, das letzten Endes ein Zusammenhalten der Atome zur Folge hat. Immerhin gebührt ihr das Verdienst, daß sie besondere Bindungsarten, die in der klassischen Strukturformel nicht zum Ausdruck kamen, hat erkennen lassen, wie z. B. die sog. halbpolare Doppelbindung in der Nitrogruppe, in den Sulfoxiden, Sulfonen und Sulfonsäuren u. a., wodurch sie der späteren theoretischen Forschung den Weg gebahnt hat. Im ganzen hat sie aber, da sie von einzelnen Organikern zu formalistisch angewendet und in ihrer Leistungsfähigkeit überschätzt wurde, eher zu einer Entfremdung zwischen organischem und physikalischem Chemiker beigetragen als zu einer Annäherung; davon legt der von einem jungen Anorganiker im Scherz und übermütiger Laune geprägte Ausdruck „Fliegendrecktheorie“ — wegen der vielen in den Formeln geschriebenen Punkte — Zeugnis ab.

Erst die moderne Quantenmechanik vermochte das Problem der chemischen Bindung zu lösen. Sie ermöglicht ein Verständnis aller der verschiedenen Bindungsarten, die der organische Chemiker seit alter Zeit als einfache, doppelte, dreifache Bindung unterscheidet, einschließlich der seit der Elektronentheorie der Valenz bekannten halbpolaren Doppelbindung, zeichnet das System der konjugierten Doppelbindungen, an dem sich seinerzeit THIELE mit unzureichenden Mitteln versucht hatte, scharf, löst das Problem des aromatischen Bindungszustandes im Benzol, Naphthalin, Pyridin und den fünfgliedrigen Heterocyclen vom Typus des Thiophens und noch manche andere Frage. Man verdankt diese erfolgreiche Anwendung der Quantentheorie auf organisch-chemische Probleme hauptsächlich den theoretischen Physikern ERICH HÜCKEL in Deutschland, sowie LINUS PAULING und seiner Schule, insbesondere WHEELAND in Amerika. Hier kommt also die theoretische Physik mit der organischen Chemie zusammen, und durch diese Berührung entsteht ein neues Grenzgebiet, das als ein Teil der physikalischen Chemie bezeichnet werden muß. In dieses gehören auch die neueren Untersuchungen über das magnetische Verhalten gewisser organischer Verbindungen von Radikal- und Diradikalcharakter, wie sie in größerem Umfange der Organiker EUGEN MÜLLER in Jena durchgeführt hat, nachdem früher schon die Arbeiten von KARL ZIEGLER, GEORG WITTIG und anderen die Grundlagen und den Anreiz für theoretische Fragestellungen auf dem Gebiete der Radikalchemie gegeben hatten.

Später wird die Quantenmechanik aller Wahrscheinlichkeit nach auch für den Ablauf von chemischen Reaktionen, bei denen Atombindungen gelöst und wieder neu geknüpft werden, nutzbar gemacht werden können. Vorläufig ist man aber noch nicht so weit; man ist genötigt, für den Reaktionsverlauf Schemata als Grundlage zu verwenden, die vor langen Jahren von KERULÉ und WERNER aufgestellt und den Fortschritten der Wissenschaft entsprechend verfeinert und ergänzt

worden sind. Obwohl es sich dabei um grob anschauliche Bilder handelt, ist die Lücke zwischen klassischer und moderner Auffassung nicht so groß, wie es den Anschein haben könnte; denn so viel ist sicher, daß sie mit den quantenmechanischen Vorstellungen nicht in grundsätzlichem Widerspruch stehen. Auf solcher Grundlage haben sich in neuerer Zeit verschiedene physikalische Chemiker, von denen hier nur HINSHELWOOD genannt sei, dem Studium der Reaktionsgeschwindigkeit an Beispielen der organischen Chemie zugewendet. In ihren Arbeiten versuchen diese Forscher, die beobachtete Reaktionsgeschwindigkeitskonstante k auf andere Größen zurückzuführen, die mit dem Bau der reagierenden Moleküle zusammenhängen. Dagegen hatte man sich früher, wie z. B. ANTON SKRABAL in seinen umfassenden reaktionskinetischen Arbeiten, auf dem Gebiete der organischen Chemie im allgemeinen damit begnügt, den zeitlichen Ablauf einer Reaktion zu erforschen, ihn erforderlichenfalls durch Erkennen von Konkurrenz- oder Folgereaktionen zu entwirren und dann rein erfahrungsmäßig den Zusammenhang zwischen Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten und Konstitution festzustellen.

Seit etwa 15 Jahren sind also, wie man sieht, an den verschiedensten Stellen Brücken zwischen organischer Chemie und physikalischer Chemie geschlagen, gefestigt und ausgebaut worden. Viele von ihnen sind bereits so sicher gebaut, daß die Chemiker verschiedener Fachrichtungen sie zu betreten wagen und teilweise sogar schon die schweren Wagen der chemischen Technik darüber fahren. An diesen Stellen ist nicht mehr zu befürchten, daß die frühere Kluft zwischen beiden Wissensgebieten wieder gähnen wird. Dafür hat auch die Ausbildung der Chemiker an unseren Hochschulen zu sorgen. Die hierfür bestehenden Richtlinien geben eine gute Gewähr dafür. Sie sehen nämlich die gleiche Grundvorbildung für alle Chemiker in anorganischer, organischer und physikalischer Chemie vor, die rund 7 Semester erfordert, an den Universitäten bis zum zweiten Verbandsexamen, an den Technischen Hochschulen bis zum Diplomhauptexamen ohne die Diplomarbeit. Dadurch wird einer zu frühzeitigen Spezialisierung entgegengewirkt. Der künftige organische oder physiologische Chemiker wird gezwungen, sich mit physikalischer Chemie zu befassen, und der künftige Physikochemiker erhält einen Einblick in die Mannigfaltigkeit der Stoffwelt und der Reaktionen in der organischen Chemie. Damit die Kenntnisse genügend gefestigt werden, ist es dringend zu wünschen, auch mit Rücksicht auf eine erfolgreiche Ausbildung im anorganisch-chemischen Praktikum, daß die Beschäftigung mit der physikalischen Chemie möglichst frühzeitig nach der Erwerbung der Grundlagen der Physik einschließlich Praktikum, die für das erste und zweite bzw. auch dritte Semester gefordert wird, einsetzt, d. h. die Hauptvorlesung schon im 3. oder 4. Semester und nicht, wie früher vielfach, erst vom 5. Semester abgehört wird. Diese Forderung ist auch mit Rücksicht auf die verschiedenartige Begabung zu erheben, die physikalische

Chemie und organische Chemie verlangen; sie ist, wie oben an Beispielen aus der klassischen Zeit gezeigt worden ist, auch bei großen Chemikern manchmal recht einseitig ausgesprochen. Erfahrungsgemäß macht manchem vorwiegend experimentell begabten Chemiker die streng mathematisch-physikalische Seite der physikalischen Chemie, viel seltener auch die exakt messende Seite, erhebliche Schwierigkeiten, die nur durch gründliches Studium überwunden werden können. Selbst dann wird bei manchen guten Experimentatoren auf organisch-chemischem Gebiete die physikalische Chemie etwas mehr oder weniger äußerlich Angelerntes bleiben, ohne daß solche Chemiker deshalb von der Technik geringer einzuschätzen sind — sie müssen später nur auf den richtigen Platz gestellt werden. Bei aller Würdigung der Bedeutung der physikalischen Chemie darf daher der Bogen in den Anforderungen bei Abschluß der Grundausbildung nicht überspannt werden. Leichter, als einen speziell für die organische Chemie Begabten zur physikalischen Chemie zu „zwingen“, ist es, einen physikalisch-chemisch Begabten zur Beschäftigung mit der präparativen organischen Chemie zu bringen, weil hier viel weniger begriffliche Schwierigkeiten zu überwinden sind. Geklagt wird dabei gewöhnlich nur über die Belastung des Gedächtnisses mit zu vielen Einzelheiten; auch hier dürfen wieder, bei aller Würdigung der Bedeutung der Mannigfaltigkeit der organischen Chemie, gegenüber einem ausgesprochen physikalisch begabten Chemiker die Anforderungen nicht zu hoch geschraubt werden. Aber eine gründliche Laboratoriumsarbeit im organisch-chemischen Praktikum kann auch für ihn nur von Nutzen sein. Wie wertvoll die Befruchtung eines Physikochemikers durch Beschäftigung mit Fragen der organischen Chemie werden kann, ist oben am Beispiel VAN'T HOFFS gezeigt worden.

Die Schwierigkeiten, die physikalische Chemie an den Chemiker heranzubringen, werden noch erhöht durch fehlende mathematische Vorbildung oder mangelnde mathematische Begabung. Leider fehlt es vielerorts an unseren Hochschulen an geeigneten Lehrkräften, die nach dieser Richtung hin den jungen Chemiker im ersten oder zweiten Semester mit dem nötigen Rüstzeug für die physikalische Chemie versehen. Es ist unbedingt anzustreben, daß hier Wandel geschaffen wird; erst dann wird erreicht, daß die zwischen physikalischer

und organischer Chemie geschlagenen Brücken für jeden guten Durchschnittschemiker betretbar werden; damit wird dann die Gefahr, daß sie wieder verfallen, in Deutschland endgültig gebannt sein.

Mit mehr Sorge muß man auf die neueste, noch sehr luftige Brücke zwischen organischer Chemie und Physik blicken. Für den Durchschnittschemiker kommt sie noch gar nicht, für den Chemiker der Technik vorläufig auch noch nicht in Betracht — die technische Auswirkung neuer wissenschaftlicher Erkenntnisse braucht stets einige Zeit. Um so mehr muß aber darauf gesehen werden, daß zunächst einmal der wissenschaftliche Nachwuchs instandgesetzt wird, diese Brücke zu betreten, um zu erkennen, wo sie gefestigt und ausgebaut werden muß. Dazu muß wohl am besten Chemikern, die sich nach der physikalischen Seite hin besonders begabt zeigen, vom 5. Semester ab durch geeignete Vorlesungen und Übungen eines Physikers Gelegenheit gegeben werden, sich nach der atom- und molekulartheoretischen Seite hin weiter auszubilden, verbunden mit der erforderlichen mathematischen Unterweisung. Nicht jede Hochschule wird hierfür geeignete Lehrkräfte zur Verfügung haben, aber fürs erste würde es genügen, wenn das Interesse für das neue Grenzgebiet geweckt und an einigen Hochschulen die Möglichkeit gegeben wird, sich eingehend damit zu beschäftigen. Geschieht das nicht, so wird hier Deutschland bald von Amerika überflügelt werden.

Die geschichtliche Entwicklung der organischen wie der physikalischen Chemie zeigt, wie Erfolge zustande kommen, wenn auf verschiedenen Gebieten tätige und für verschiedene wissenschaftliche Arbeits- und Denkmethode begabte Forscher sich gegenseitig verstehen oder sich zu verstehen suchen. Sie lehrt aber auch, wie ein Auseinanderleben auf verschiedenen Gebieten der Wissenschaft oft vergebliches Abmühen und Irrungen zur Folge haben kann, wodurch wertvolle geistige Spannkraft verloren geht. Deshalb kann nicht genug Wert gelegt werden auf eine gegenseitige Wertschätzung der auf verschiedenen Gebieten der Wissenschaft tätigen Menschen, die ihren Grund in einem aufrichtigen Verstehenwollen der Fähigkeiten und der Leistung der anderen hat. Dahin die junge Generation durch eine geeignete Vorbildung zu führen, ist eine der vornehmsten Aufgaben der Hochschule.

4. Unterricht und Methode.

Methodische Fragen zum Unterricht in der Elektrizitätslehre an der höheren Schule. II¹. Von W. KLIEFOTH in Breslau.

Im Vordergrund des Unterrichtes in den Oberklassen stehen das elektrische und das magnetische Feld und die Elektronenphysik. Während vorher der elektrische Strom den Unterricht beherrschte und Spannung, Ladung, magnetisches und elektrisches Feld nur einführend behandelt wurden, läßt sich weiterhin der Feldbegriff vertiefen, indem

man zunächst elektrisches und magnetisches Feld getrennt behandelt und dann ihre Verknüpfung zur Induktion vollzieht.

Der beste Ausgangspunkt ist der Kondensator; ein Plattenkondensator und ein BRAUNSCHEs Elektrometer sind die Bestandteile der ersten Versuchsanordnung. Zunächst gilt es, den Begriff des Potentials oder, wie man unter Vermeidung des Fremdwortes auf der Schule auch sagen kann, des Ladungsgrades festzulegen und gegen die schon bekannte Ladung und Spannung abzugrenzen. Der Einführung des Begriffes Ladungsgrad stehen

¹ Bericht I vgl. diese Zeitschr. 51, 83 (1938).

keine Schwierigkeiten entgegen, da die mechanischen Grundbegriffe bekannt sind. Er wird eingeführt als die Arbeit, die man leisten muß, um gegen die Abstoßungskraft der schon vorhandenen Ladung weitere Ladungen heranzubringen; jeder geladene Körper besitzt somit eine elektrische potentielle Energie.

Da der hier vorgeschlagene Lehrgang auch an Schulen mit der geringsten Stundenzahl durchführbar sein soll, muß auf eine mathematische Formulierung des Ladungsgrades verzichtet werden, weil sie die Kenntnis des COULOMBSchen Gesetzes voraussetzt. Für eine quantitative Festlegung der Feldstärke bestehen keine Schwierigkeiten; sie ist die Kraft, die auf die Einheit der Ladung wirkt (das Coulomb als Ladungseinheit wurde schon früher eingeführt); ferner vermittelt die Dichte der Feldlinien ein Bild von der Größe der Kraft. Die mathematische Behandlung wird man in möglichen Fällen hinzufügen.

Die Spannung ist der Unterschied der Ladungsgrade (Potentiale) zweier geladenen Körper; zwischen zwei Leitern mit gleichem Potential herrscht die Spannung Null. Zieht man hier die Wärmelehre zur Vergleichung heran, so bereitet auch die Festsetzung des Ladungsgrades der Erde als Nullpunkt keine Schwierigkeit.

Für diese einfachen Versuche leisten Kondensator und BRAUNSCHEs Elektrometer gute Dienste; die schon in der Einführung gezeigten Feldlinienbilder zwischen zwei Kondensatorplatten wird man zur Veranschaulichung benutzen. Zweckmäßig wird nochmals auf die Bedeutung des Potentialunterschiedes (Spannung) für das Zustandekommen eines elektrischen Stromes hingewiesen. Verbindet man die beiden Kondensatorplatten, zwischen denen eine Spannung besteht, so bricht das Feld zusammen, und es fließt so lange ein Strom, bis auf dem Leiter überall der gleiche Ladungsgrad herrscht. Eine scharfe Trennung der Begriffe Ladung, Ladungsgrad, Spannung ist von Anbeginn an notwendig.

Diese Klärung der wichtigen statischen Grundbegriffe geht der eigentlichen Behandlung des Kondensators voraus. Der Kondensator, dessen eine Platte geerdet ist, wird mit einer Probekugel geladen; wiederholtes Zuführen von Ladung mit der Probekugel zeigt die Proportionalität von Ladung und Potential (oder auch Spannung der geladenen Platte gegen Erde). Ohne weiteres ergibt sich eine Änderung des Potentials, wenn der Plattenabstand bei gleichbleibender Ladung geändert wird. Das Potential eines Leiters ist somit von seiner Ladung und seiner Umgebung abhängig. Der Einfluß der Umgebung wird noch deutlicher, wenn man zwischen die Kondensatorplatten ein Dielektrikum einfügt.

Einwandfreier kann man die Proportionalität zwischen Ladungsmenge Q und Spannung U mit dem ballistischen Galvanometer zeigen, das in vielen Schulen vorhanden ist; dazu ist allerdings der Nachweis nötig, daß der Ausschlag des Galvanometers der bei dem Stromstoß durch den Leiter geflossenen Ladungsmenge proportional ist. POHL bringt den Beweis mit seiner Schalt-

stoppuhr, die gleichzeitig Stromstärke und Zeit zu messen gestattet. Dieser Versuch, den zwar ein neu bearbeitetes Schullehrbuch übernimmt, wird wohl an den meisten Schulen nicht gemacht werden können wegen des zu hohen Preises für die Schaltstoppuhr, die sich für andere Versuche kaum verwenden läßt. Man sollte an die Versuchsanordnungen des Schulunterrichtes die Forderung der Einfachheit und Übersichtlichkeit stellen.

Die Schaltstoppuhr läßt sich durch eine einfache Überlegung vermeiden, die im Schrifttum schon verschiedentlich angegeben¹ ist und zeigt, daß der Stromstoß, den das Galvanometer mißt, als Maß für die Elektrizitätsmenge Q angesehen werden kann, wenn die Schwingungsdauer des Galvanometers nur hinreichend groß ist gegen die Zeit, während welcher der Entladungsstrom fließt.

Nun braucht man dem Kondensator nur verschiedene Spannungen zu geben, um zu zeigen, daß Q und U proportional sind. Die Kapazität ergibt sich hier zwanglos als Proportionalitätsfaktor, und aus der Beziehung $Q = C \cdot U$ als Einheit die Kapazität des Kondensators, der bei der Ladung 1 Coulomb die Spannung 1 V besitzt.

Die Wirkungsweise des Kondensators erklärt man mit der schon früher eingeführten Influenz; sie leitet dazu über, das Verhalten eines Dielektrikums im elektrischen Felde zwischen den Kondensatorplatten näher zu untersuchen und den Begriff der Dielektrizitätskonstanten einzuführen. Die Besprechung der technischen Kondensatoren und ihre Schaltung bildet den Abschluß dieses Abschnittes.

Da das Potential eines geladenen Körpers als elektrische potentielle Energie eingeführt ist, schließt sich die Behandlung der elektrischen Bewegungs- oder Stromenergie gut an. Es ist ohne weiteres einleuchtend, daß beim Zerfall eines elektrischen Feldes, z. B. beim Entladen eines Kondensators, d. h. aber beim Fließen eines Stromes, die potentielle elektrische Energie wieder frei werden muß. Um eine Ladungsmenge 1 vom Ladungsgrade P_1 auf einen höheren P_2 zu bringen, ist die Arbeit $P_2 - P_1 = U$ nötig (U ist die Spannung zwischen den beiden geladenen Körpern); beträgt die Ladungsmenge Q , so ist die Arbeit $A = Q \cdot U$. Diese Arbeit setzt sich beim Fließen des Stromes, durch den der Potentialunterschied $P_2 - P_1$ ausgeglichen wird, in Wärmeenergie um. Wird Q in Coulomb und U in Volt gemessen, so ergibt sich die Energie A in Joule; setzt man $Q = I \cdot t$, so erhält man das JOULESCHE Gesetz $A = U \cdot I \cdot t$ Joule. Das elektrische Wärmeäquivalent läßt sich experimentell einfach ermitteln.

Bei dieser Gelegenheit ist ein Hinweis auf die ungeheure Bedeutung der Erzeugung elektrischer Energie in großem Maße wertvoll. Eine Glühlampe von 75 Watt entspricht der Leistung $\frac{1}{10}$ PS; für eine solche brennende Glühlampe müßte ein Mensch ununterbrochen arbeiten, wenn man seine Durchschnittsleistung mit $\frac{1}{10}$ PS annimmt. Aus dieser einfachen Überlegung erkennt der Schüler

¹ Zum Beispiel BERLAGE: Unterrichtsbl. Math. Naturw. 38, 213 (1932).

die gewaltige Steigerung der Kraft der Menschheit durch die moderne Technik.

Da die Grundtatsachen des Magnetismus vom Einführungslehrgang her bekannt sind, handelt es sich jetzt nur um eine Ergänzung, besonders im Hinblick auf das magnetische Feld des elektrischen Stromes, dessen Feldlinien sich als geschlossene Kurven erweisen. Die Untersuchung des Magnetfeldes einer stromdurchflossenen Spule liefert zwei wichtige Ergebnisse: ihr äußeres Feld ist dem eines Stabmagneten gleichartig, im Innern der Spule sind die Kraftlinien einander parallel und erinnern damit an den Verlauf der elektrischen Feldlinien zwischen zwei Kondensatorplatten. Ein Stoff im Innern der Spule spielt eine ähnliche Rolle wie das Dielektrikum eines Kondensators.

Die magnetische Feldstärke wird mit einem Magnetometer gemessen, das aus einer Spule besteht, in deren Inneres wir senkrecht zur Spulenachse eine Magnetnadel stellen. Das vom Feld der Spule auf die Nadel ausgeübte Drehmoment messen wir mit einer Torsionsfederwaage; das Drehmoment ergibt sich als proportional der Stromstärke des elektrischen Stromes und der Windungszahl je Zentimeter Spulenlänge. So wird also $\mathfrak{H} \sim I \cdot \frac{n}{l}$,

wenn \mathfrak{H} die magnetische Feldstärke, I die Stromstärke in Ampere, n die Windungszahl und l die Spulenlänge bedeuten, und man gelangt auf einfache Weise zur Einheit der magnetischen Feldstärke: eine Amperewindung je Zentimeter als die Feldstärke, die im Innern einer Spule erzeugt wird, wenn durch sie der Strom 1 Ampere fließt und auf jedes Zentimeter eine Windung kommt.

Da das magnetische Verhalten schon ursprünglich auf die Wirkung von Molekularmagneten zurückgeführt ist, kann man jetzt unschwer die Verstärkung der magnetischen Wirkung der Spule bei Einführung eines Eisenkerns durch die Molekularströme im Eisen erklären.

Hier ist auch der Ort, den Wesensunterschied zwischen dem elektrischen und magnetischen Feld herauszustellen, da er für die weitere Entwicklung von Bedeutung ist.

Im Hinblick auf die Anwendungen ist die in einem Magnetfeld auf einen stromdurchflossenen Leiter ausgeübte Kraft wichtig. Neben den üblichen Versuchen, die zur Linkehandregel führen, ist es leicht, die Kraftwirkung und damit den Sinn der Bewegung des Leiters aus dem Kraftlinienbild zu entnehmen. Man bringt ein Stück Karton, durch den man einen dicken Kupferdraht führt, zwischen die Pole eines homogenen Magnetfeldes. Schickt man durch den Draht einen Strom, so entsteht das Kraftlinienbild aus der Überlagerung eines Parallelfeldes mit dem kreisförmigen Magnetfeld des Stromleiters. Ganz entsprechend sieht bekanntlich in der Strömungslehre das Stromlinienbild des Rotor-effektes aus. Dort wird der Kraftantrieb (Quertrieb) hervorgerufen durch Überlagerung einer Parallelströmung mit einer Zirkulationsströmung, die durch Rotation eines Zylinders entsteht. Bei der eingehenden Behandlung, welche die Strömungslehre in der Flugphysik erfährt, erscheint mir diese Analogie auch für den Schüler wertvoll.

Die Gewinnung von mechanischer Energie aus magnetischer und elektrischer führt zur Anwendung beim Elektromotor, doch schließt sich seine Behandlung sowie die der weiteren Anwendungen des Elektromagnetismus besser an die Induktion an, die jetzt zweckmäßig folgt als Umkehrung des elektromagnetischen Grundversuches.

Die Lehre von der Induktion ist ein schönes Beispiel für das Verfahren physikalischer Forschung. Die einfache Anordnung des FARADAYSchen Versuches läßt sich schrittweise, man möchte fast sagen zwangsläufig, abändern und führt so zu immer tieferer Einsicht in die Vorgänge der Induktion. An Stelle eines permanenten Magneten wird eine Spule benutzt; die Bewegung des Leiters wird durch die Bewegung des Magneten ersetzt, bis schließlich die Erscheinung der Induktion durch eine Änderung der Stromstärke in der Primärspule hervorgerufen wird. Die immer noch in den Lehrbüchern auftauchende Unterscheidung von Magnet- und Elektroinduktion wird damit überflüssig. Die Form des FARADAYSchen Grundversuches legt die Deutung nahe, daß magnetische Kraftlinien von dem bewegten Leiter geschnitten werden müssen, um eine Spannung zu induzieren, bis der Schüler schließlich durch die angeordnete Versuchsreihe zu der Einsicht geführt wird, daß der induzierte Spannungsstoß von der Änderung der Zahl der magnetischen Kraftlinien abhängig ist, die von dem Leiter umschlossen werden. Die Bedeutung des gegenseitigen Umschließens von Leiter und magnetischen Kraftlinien zeigt man durch einen einfachen Versuch. Eine stromdurchflossene Primärspule erregt einen geschlossenen Eisenweg magnetisch. Umschlingen die Windungen eines um den einzelnen Eisenweg gewickelten Drahtes die im Eisen verlaufenden Kraftlinien, so zeigt ein angeschlossenes Galvanometer beim Ein- und Ausschalten des Primärstromes einen Ausschlag. Er bleibt aus, wenn der Draht außen um den ganzen geschlossenen Eisenweg herumgewickelt wird. Dieser Versuch, der die Notwendigkeit der innigen Verknüpfung von Magnetfeld und Leiter beim Induktionsversuch zeigt, führt zum Begriffe des elektromagnetischen Feldes und zu der Erkenntnis: das Zusammenbrechen eines elektrischen Feldes in einem Leiter bedeutet das Fließen eines Stromes und damit das Entstehen eines magnetischen Feldes. Die Induktion ergibt die Ergänzung dieses Vorganges: elektrische Felder entstehen, wenn magnetische sich ändern, bzw. wenn sie zerfallen. Als notwendig erweist sich, daß die magnetischen Kraftlinien den Leiter umschlingen, in dem ein elektrisches Feld entsteht, so daß man schließlich zu dem Ergebnis kommt: die elektrischen und magnetischen Feldlinien eines elektromagnetischen Feldes müssen sich gegenseitig umschließen. Bei dieser Betrachtungsweise tritt der dauernde Wechsel von elektrischem und magnetischem Feld als charakteristisch für das elektromagnetische Feld deutlich hervor, da nur in diesem Wechsel beide Felder bestehen können. Diese Erkenntnis bildet die Brücke zu den elektrischen Wellen.

Bevor dieser letzte Schritt getan wird, überhaupt die angedeuteten Folgerungen aus den Induktionsversuchen gezogen werden, müssen sie noch quantitativ ausgewertet werden.

Nach Anlage dieses Lehrganges kommt die theoretische und für den Schüler nicht leichte Ableitung des Grundgesetzes der Induktion aus dem BIOT-SAVARTSchen Gesetze nicht in Frage. Nach POHLSchem Vorbild folgert man aus den Einführungsversuchen, daß die induzierte Spannung U von der Änderung des Magnetfeldes abhängig ist, d. h. von der Zahl der in der Zeiteinheit vom Stromkreis umschlungenen Kraftlinien, die durch den Ausdruck $\frac{\Delta N}{\Delta t}$ gemessen wird. Schreibt man das Grundgesetz in der Form $U \cdot \Delta t \sim \Delta N$, so kann man sagen, daß das Produkt aus der induzierten Spannung und der Zeit proportional der Änderung der Feldstärke ist. Aus dieser Form des Grundgesetzes liest man ab, daß es (für den Integralstrom) gleichgültig ist, ob man den Leiter langsam oder schnell durch das Feld bewegt, da das Produkt $U \cdot \Delta t$ proportional ΔN ist. Die Messung dieser Spannungstöße $U \cdot \Delta t$ geschieht wieder mit dem ballistischen Galvanometer, das die Spannungsgröße direkt angibt, solange die Zeit des Spannungstoßes nur klein ist gegen die Schwungsdauer des Instrumentes. Der Versuch bestätigt, daß das langsame oder schnelle Bewegen des Leiters durch das Magnetfeld die Größe des Ausschlages nicht ändert.

Eine Bestimmung des Proportionalitätsfaktors bedeutet nicht nur eine erhebliche theoretische Belastung des Lehrganges, sondern auch ein Eingehen auf die elektrischen Maßsysteme. Um dies zu vermeiden, besteht wohl kein Bedenken, den Wert der absoluten Permeabilitätskonstante $\mu = 1,256 \cdot 10^{-9}$ dem Schüler mitzuteilen, wenn ihre Bedeutung zugleich durch Hinweis auf die Dielektrizitätskonstante veranschaulicht wird.

Um den wichtigen Grundvorgang der Induktion dem Schüler möglichst lebendig zu machen, sei darauf hingewiesen, daß der Induktionsvorgang auch vom Standpunkte der Elektronentheorie verstanden werden kann. Dies scheint mir methodisch wichtig, da wir uns nicht einseitig auf den Feldbegriff festgelegt haben und ein erheblicher

Teil des weiteren Stoffes auf der atomistischen Struktur der Elektrizität aufbaut.

Die elektronentheoretische Erklärung des Induktionsvorganges, wie sie dem Schüler verständlich ist, sei kurz angedeutet. Jede Bewegung von elektrischer Ladung stellt einen elektrischen Strom dar; da wir in einem Leiter freie Elektronen und positive an die Atome und Moleküle gebundene Ladungen annehmen, haben wir bei Bewegung des Leiters zwei elektrische (Konvektions-) Ströme vor uns. Nun wirkt auf einen stromdurchflossenen Leiter im Magnetfeld eine Kraft, die senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zum fließenden Strom gerichtet ist. Diese Kraft beeinflußt hier aber nur die freien Elektronen und bewegt sie gegenüber den festliegenden positiven Ladungen senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zur Bewegungsrichtung, d. h. also in Richtung des Drahtes, in dem somit eine Spannung induziert wird.

Die Erörterung der Energiebilanz beim Induktionsvorgang führt zum LENZschen Gesetz, nach dem der Elektrizität eine der Trägheit der Masse ähnliche Eigenschaft zukommt, die später verständlich macht, warum man von der elektromagnetischen Masse eines Elektrons spricht.

Hiermit dürfte im wesentlichen angedeutet sein, was für den Unterricht unbedingt als Grundlage anzusehen ist, auf der auch ein großer Teil der wichtigen Anwendungen beruht, also besonders die Anwendungen des Elektromagnetismus, die elektrischen Maschinen und das ganze Gebiet, das sich mit dem Wechselstrom und der elektrischen Energiewirtschaft verbindet. Die Gesetze des Wechselstromkreises mathematisch zu behandeln, kann höchstens einer mathematisch-physikalischen Arbeitsgemeinschaft überlassen werden; im normalen Lehrgang zeigt man nur die Wirkungen von Kapazität und Selbstinduktion experimentell. Die Behandlung der elektrischen Schwingungen und Wellen mit ihren wichtigen Anwendungen, sowie die Elektrizitätsleitung in Flüssigkeiten, Gasen und festen Körpern braucht hier nicht erörtert zu werden, da sie methodisch nicht schwierig ist, der Umfang der Behandlung aber von der zur Verfügung stehenden Zeit und von den zur Verfügung stehenden Geräten bestimmt ist.

5. Technik und mechanische Praxis.

Die Rundfunkröhren nach dem heutigen Entwicklungsstande. Von Dr. WILHELM SPREEN in Brake i. O.

Die folgende Darstellung soll den Bericht des Verfassers in dieser Zeitschrift 42, 79 (1929): Eine quantitative Darstellung der Wirkungsweise der Elektronenröhre, nach dem heutigen Stande ergänzen. Beherrschte damals noch die Eingitterröhre das Feld, so haben sich die Verhältnisse in den letzten Jahren weitgehend in der Richtung verschoben, daß eine Spezialisierung der Röhrentypen nach dem Zweck, zu dem sie verwandt werden sollen, eingetreten ist, wobei die Mehrgitterröhren die Eingitterröhre sehr stark zurückgedrängt haben. Diese Entwicklung, die heute einen gewissen Abschluß erreicht zu haben scheint,

drückt sich schon rein äußerlich in der vereinfachten Bezeichnungsweise aus.

Jede Röhrentype wird durch zwei oder drei große lateinische Buchstaben und durch eine Ziffer kenntlich gemacht (z. B. AK2). Der erste Buchstabe bezieht sich auf die Stromverhältnisse bei der Kathodenheizung, und zwar bedeutet A Wechselstromheizung mit 4 V Heizspannung, Röhren parallel geschaltet, B Gleichstromheizung mit 0,180 A, Röhren in Reihe geschaltet, C Gleich- oder Wechselstromheizung mit 0,200 A (Allstromröhren), E Batterieheizung mit 6,3 V Heizspannung¹, K Batterieheizung mit 2 V Heiz-

¹ Sog. Autoröhren, die aus der Starterbatterie gespeist werden, sonst aber den C-Röhren gleichen.

spannung. Dagegen bezieht sich der zweite und gegebenenfalls auch der dritte Buchstabe auf die Wirkungsweise und damit den Verwendungszweck der Röhre. Dabei bedeutet z. B. B eine Röhre ohne Gitter (Duodiode), C eine Eingitterröhre (Triode), D eine Eingitterröhre für Endverstärkung, F eine Dreigitterröhre (Pentode), L eine Dreigitterröhre für Endverstärkung, H eine Viergitterröhre (Hexode), K eine Achtpolröhre (Oktoode), Y einen Einweggleichrichter, Z einen Zweiweggleichrichter. Sind zwei Röhrensysteme mit gemeinsamer Kathode in einem Kolben vereinigt (Verbundröhre), so wird noch ein dritter Buchstabe angefügt. Die Schlußziffer ist lediglich eine Kennnummer, die gewisse Unterschiede innerhalb der einzelnen Typen angibt. Demnach bedeutet AC2 eine mit Wechselstrom geheizte Eingitterröhre, deren Vorläufertyp die Bezeichnung AC1 hat. ACH1 ist eine ebenfalls mit Wechselstrom geheizte Röhre, in der die Systeme einer Eingitterröhre und einer Hexode mit gemeinsamer Kathode vereinigt sind, und zwar ist es die erste Type dieser Art. Für die Schule am wichtigsten sind die Röhren mit den Anfangsbuchstaben A, E und K.

Bei den aus dem Starkstromnetz geheizten Röhren (Anfangsbuchstaben A, B und C) wird die Temperatur der Kathode meistens indirekt erzeugt; der Heizfaden wird isoliert, meistens bifilar und verdreht (Bezeichnung *Bi* am Glaskolben) durch ein Nickel- oder Kupferföhrchen geführt, auf dem die emittierende Schicht, die heute fast immer aus Barium oder Bariumoxyden besteht, angebracht ist. Direkte Heizung ist wegen des entstehenden Netztones nur bei den Endröhren möglich; von den Röhren der A-Reihe haben die AD1 und die AL1 direkte Heizung. Der Verbrauch an Heizstrom ist bei den indirekt geheizten Röhren wesentlich höher als bei den direkt geheizten.

Die Elektronenemission, bezogen auf die Heizleistung 1 Watt, erreicht bei den heutigen Bariumröhren einen sehr viel höheren Betrag als bei den älteren Röhren. Demnach ist auch der Sättigungsstrom I_s wesentlich größer als bei den Röhren mit Wolframkathode und beträgt bei 4 V 0,65 A indirekter Heizleistung etwa 200 mA. Infolge der nicht zu beseitigenden Anodenrückheizung läßt er sich nicht konstant halten. Für Röhrenversuche spielt er heute kaum noch eine Rolle, da ein Arbeiten im Sättigungsgebiete die Röhre schnell zerstören würde.

Zur Gleichrichtung der Hochfrequenzwechselströme wird heute an Stelle der früheren Gittergleichrichtung (Audion) in größeren Rundfunkgeräten die Gleichrichtung durch eine gitterlose Röhre bevorzugt, die von einer Mindesteingangsspannung an eine vollkommen lineare Gleichrichtung ergibt. Man verwendet praktisch zwei parallel geschaltete Gleichrichterstrecken in einem gemeinsamen Kolben (Duodioden AB2, CB2, EB2 und KB2). Liefert die eine dieser Strecken die nun weiter zu verstärkende Niederfrequenz, so kann man von der anderen die Gleichspannung abgreifen, die man zur automatischen Lautstärke-regelung benötigt, wovon weiter unten die Rede ist.

Die Anodenbetriebsspannung beträgt bei den Röhren der A-Reihe 250 V, der C-Reihe 200 bis 250 V, der K-Reihe 135 V. Bei den letzteren Röhren wird sie aus einer Anodenbatterie entnommen, während für die A- und C-Röhren ein Netzanschluß erforderlich ist, für den die Röhren AZ1, bzw. CY1 und CY2 entwickelt sind.

Die Gleichrichter CY1 und CY2 arbeiten ohne Transformator, während zu der AZ1 ein passender Netztransformator gehört (z. B. die Typen Ne 75, N 107 oder Ne 118 der Transformatorfabrik von Görler). Bei einem Anodenstrombedarf von 80 bis 160 mA reicht allerdings die Leistung der Röhre AZ1 nicht mehr aus, so daß dann etwa die Gleichrichterröhre RGN 2004 in Verbindung mit einem geeigneten Transformator (z. B. N 61) verwendet werden muß.

Bei der großen Bedeutung, die das Gitter für die Steuerung des Anodenstroms und damit für den Verstärkungsvorgang hat, ist einleuchtend, daß der Aus- und Durchbildung dieser Elektrode in der Fabrikation besondere Aufmerksamkeit gewidmet wurde. Bezüglich der Eingitterröhre wird auf die früheren Aufsätze in dieser Zeitschrift und auf das 15. Beiheft „Die Dreielektrodenröhre und ihre Anwendung“ von Fr. MOELLER verwiesen. Um die Raumladung, die den Elektronenaustritt erschwert, zu beseitigen, wurde zwischen dem eigentlichen Gitter, dem Steuergitter, und der Kathode ein besonderes Raumladungsgitter angebracht, das positive Vorspannung erhielt. Infolgedessen konnte bei solchen Röhren die Anodenspannung niedrig sein. Röhren mit Raumladungsgitter kommen im neuen Röhrenprogramm entsprechend der höheren Anodenspannung nicht mehr vor. Infolgedessen fehlt auch die Tetrode, der der Buchstabe E vorbehalten ist. Dagegen nehmen die Röhren, die zwischen Steuergitter und Anode ein sog. Schirm- oder Schutzgitter haben (Schirmgitter- oder Schutznetzröhren), einen verhältnismäßig breiten Raum ein. Das Schirm- oder Schutzgitter erhält gleichbleibende positive Vorspannung, und zwar 70 bis 125 V bei den Hochfrequenzpentoden, 250 V bei den Endpentoden der A-, C- und E-Reihe. Das Schirmgitter setzt bei den Hochfrequenzpentoden die zur Selbsterregung führende Gitteranodenkapazität auf einen sehr kleinen Betrag herab und ermöglicht so in Verbindung mit einem hohen Innenwiderstand eine einwandfreie Verstärkung auch der kurzen Wellen, so daß die Hochfrequenzverstärkung heute kaum noch Schwierigkeiten bietet. Bei den Endpentoden soll dieses Gitter als Schutzgitter das Steuergitter vor den Rückwirkungen der Anodenspannung schützen. Schließlich haben die heutigen Schirm- und Schutzgitterröhren noch ein Bremsgitter, das zwischen Anode und Schirm- bzw. Schutzgitter angebracht ist und Kathodenpotential hat. Es soll den Austausch von Sekundärelektronen zwischen der Anode und dem Schirm- (Schutz-) gitter verhüten. Die Pentoden der A-, C-, E- und K-Reihe haben also neben dem eigentlichen Steuergitter ein Schirm- oder Schutzgitter und ein Bremsgitter (Röhren AF3, AF7, AL1, AL2, AL4, CF3, CF7 usw.).

Die Hexoden AH1, CH1 und EH1 besitzen außerdem noch ein zweites Steuergitter, das unmittelbar über oder unter dem ersten Steuergitter liegt.

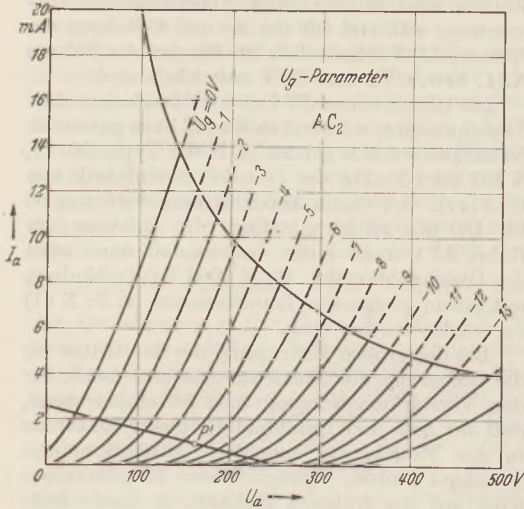


Fig. 1. $I_a U_a$ -Kennlinienfeld der Röhre AC2 mit Widerstandslinie.

Wird dem ersten Steuergitter eine Frequenz ν_1 , dem zweiten eine Frequenz ν_2 zugeführt, so kann aus dem Anodenstrom mit Hilfe eines abgestimmten Schwingungskreises die Frequenz ($\nu_1 - \nu_2$) ausgesiebt werden. Diese Röhren dienen also in erster Linie dazu, bei Überlagerungsempfängern die Hochfrequenz ν_1 der Antenne mit der durch eine besondere Oszillatordröhre (AC2, CC2 oder EC2) erzeugten Überlagerungsfrequenz ν_2 zu mischen. Bei der oben erwähnten ACH1 finden die Erzeugung der Überlagerungsschwingung und ihre Mischung mit der aus der Antenne aufgenommenen Hochfrequenz in einem Rohre statt. Ebenso sind die Oktoden, die Röhren AK2, CK1, EK1 und KK2, Mischröhren, die die Oszillatorfrequenz selbst erzeugen¹.

Im Gegensatz zu den älteren Röhren wird heute allgemein das Steuergitter bei einer oben angebrachten Kappe gesondert herausgeführt, während die Zuführungen für Heizung, Kathode, Anode und die übrigen Gitter zu einem Sockel mit Außenkontakten geführt werden.

Die Abhängigkeit der einzelnen Betriebsdaten von einander stellt man zweckmäßig durch ein Kennlinienfeld dar, das aus einer Schar Kurven $I_a = f(U_a)$ besteht, wobei die Steuergitterspannung U_g als Parameter gewählt wird. Die Auswertung solcher Kennlinienfelder

¹ Über die inzwischen auf dem Markt erschienene Abstimmröhre AM2 (bzw. CM2 und EM2) ist in dem Berichte von F. MOELLER; Die 14. Große deutsche Funkausstellung (1937) in Berlin (diese Zeitschr. 50, 250; 1937) ausführlich berichtet worden.

gibt für die Oberstufe der höheren Schulen eine Reihe wertvoller Übungsaufgaben, wozu das folgende einige Anregungen geben mag. Bezüglich der Aufnahme solcher Kennlinien sei auf die früheren Aufsätze in dieser Zeitschrift, besonders aber auf das 15. Beiheft „Die Dreielektrodenröhre und ihre Anwendung“ von FR. MOELLER hingewiesen. Im übrigen können Kennlinienblätter von der Telefunkenengesellschaft bezogen werden.

Fig. 1 stellt das Kennlinienfeld der AC2 dar. Legt man an die Röhre eine Spannung $U_{a0} = 250V$, so stellt sich bei $U_g = -5,5V$ ein Anodenstrom $I_a = 6mA$ ein, wenn kein Widerstand R_a im Anodenkreise liegt. Ist ein solcher Widerstand vorhanden (OHMScher Widerstand, Widerstand der Primärwicklung eines Transformators), so tritt ein Spannungsabfall $I_a \cdot R_a$ ein, und damit verschiebt sich der Arbeitspunkt. Bezeichnen wir die Leerlaufspannung der Anodenstromquelle mit U_{a0} , so ist die Anodenspannung für den neuen Arbeitspunkt $U_a = U_{a0} - I_a \cdot R_a$, wobei R_a und U_{a0} konstant sind. Die durch die Gleichung $U_a = U_{a0} - I_a \cdot R_a$ im Kennlinienfelde dargestellte Gerade wird als Widerstandslinie bezeichnet. Ihr Schnittpunkt mit der $I_a U_a$ -Kurve für $U_g = -5,5V$ stellt den wirklichen Arbeitspunkt P' dar. In Fig. 1 ist die Widerstandslinie für $U_{a0} = 250V$ und $R_a = 100\,000$ Ohm eingezeichnet.

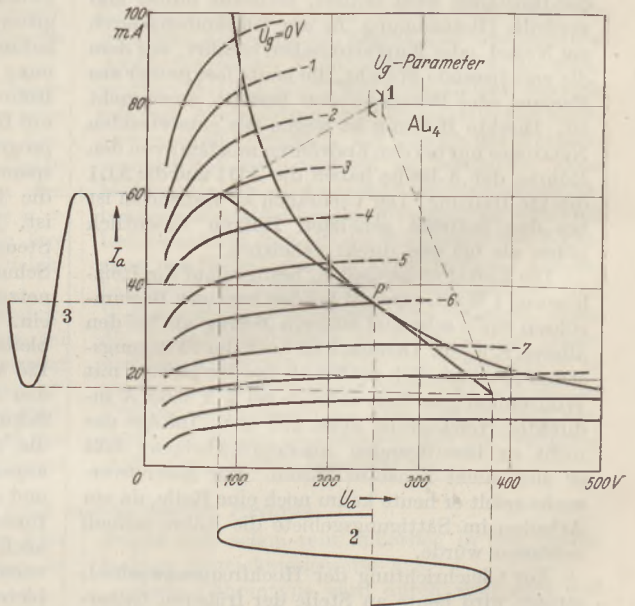


Fig. 2. Darstellung der Verstärkung am $I_a U_a$ -Kennlinienfeld der Röhre AL4.

Wird nun der Gittervorspannung U_g eine Wechselspannung u_g überlagert, so sind die gesamten Verstärkungsverhältnisse in sehr einfacher Weise zu überschauen, wenn jetzt durch den Arbeitspunkt P' die Wechselstromwiderstandslinie in ähnlicher Weise gezeichnet wird. Wenn diese auch wegen der durch vorhandene Induktivitäten und Kapazitäten erzeugten Gegenspannungen meistens keine Gerade ist, so soll sie hier zur

Vereinfachung als Gerade angenommen werden. Fig. 2 erläutert die Verhältnisse an der Röhre AL4, Gleichstromarbeitspunkt P' : $U_a = 250$ V, $I_a = 36$ mA, $U_g = -6$ V. Der Wechselstromwiderstand R_a sei 7000 Ohm. Pendelt jetzt U_g zwischen -3 und -9 V (Kurve 1), so schwankt die Anodenspannung zwischen 380 und 80 V

meterwert zugehört als die Kennlinie, worauf der Arbeitspunkt liegt. In Fig. 3 ist also an der Strecke $P'P''$ die Steilheit der Röhre AC2 direkt abzulesen ($S = 2,5 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$). Um die Arbeitssteilheit $S_A = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}}$ zu erhalten, muß man die dem

Außenwiderstände R_a entsprechende Widerstandslinie einzeichnen. Ist dann I_1 der Stromwert für den Schnittpunkt dieser Widerstandslinie mit der Röhrenkennlinie für den Parameterwert $U_g = -a$, und I_2 der Stromwert für den Schnittpunkt mit $U_g = -a + 1$, so ist $I_2 - I_1$ zahlenmäßig gleich der Arbeitssteilheit S_A . Man erkennt das sofort, wenn man die Umgebung des Punktes P' aus der Fig. 3 herauszeichnet, was in Fig. 4 geschehen ist. Ist AB ein Stück der Röhrenkennlinie für $U_g = -a$ und CD für $U_g = -a + 1$, EF die Widerstandslinie durch den Arbeitspunkt P' , so ist, wenn wir $\sphericalangle P'P'Q = \sphericalangle GP'E = \beta$, $\sphericalangle BP'G = \alpha$ setzen und $P''Q$ mit x bezeichnen:

$$P'''P' : P''P' = \sin(\alpha + \beta) : \sin(90^\circ - \alpha)$$

oder, da $P'''P' = S$, $P''P' = \frac{x}{\sin \beta}$,

$$x = \frac{S}{1 + \text{tg } \alpha \cdot \text{ctg } \beta}$$

Nun ist $\text{tg } \alpha = \frac{1}{R_i}$, $\text{tg } \beta = \frac{1}{R_a}$, daher

$$x = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}} = S_A, \text{ w. z. b. w.}$$

Auch der Durchgriff läßt sich aus dem $I_a U_a$ -Kennlinienfeld rasch ablesen. Man wählt wieder zwei Kennlinien, deren Parameter U_g sich um die Einheit unterscheiden und von denen eine durch

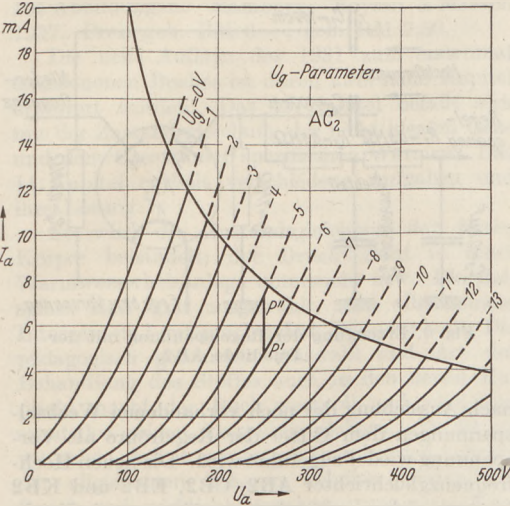


Fig. 3. Bestimmung der Steilheit der Röhre AC2 mit Hilfe ihres $I_a U_a$ -Kennlinienfeldes.

(Kurve 2) und der Anodenstrom zwischen 16 und 60 mA (Kurve 3).

Jetzt lassen sich auch die Leistungsverhältnisse dieser Endröhre überblicken. Die Gleichstromleistung ist $N_{Gl} = I_a \cdot U_{a_0} = 0,036 \cdot 250 \text{ W} = 9 \text{ W}$. Wenn wir von den unvermeidlichen Verzerrungen absehen, so können wir annehmen, daß der Anodenwechselstrom und die Anodenwechselspannung sinusförmig sind, wenn der negativen Gittervorspannung eine sinusförmige Wechselspannung überlagert wird. Die Anodenwechselstromleistung ist dann $N_W = \frac{I_a \cdot U_a}{2}$, wenn I_a und U_a die Scheitelwerte für Strom und Spannung sind. Es ist $N_W = \frac{0,022 \cdot 150}{2} \text{ W} = 1,65 \text{ W}$. Die in dem Diagramm eingezeichnete hyperbelförmige Kurve gibt die Belastungsgrenze an. Anodenstrommessungen, die über diese Kurve hinausgreifen, können zu einer Beschädigung der Röhre führen. Darüber hinaus sind auch die Grenzen für die Anodenspannung zu beachten.

Auch die Kennwerte der Röhre wie Steilheit, innerer Widerstand, idealer Verstärkungsfaktor lassen sich aus dem Kennlinienfeld leicht ermitteln. Der innere Widerstand R_i ist der reziproke Wert des Steigungsmaßes der Tangente an die $I_a U_a$ -Kurve im Arbeitspunkt gemäß der Definition $R_i = \frac{\partial U_a}{\partial I_a}$

($U_g = \text{const}$). Die Steilheit $S = \frac{\partial I_a}{\partial U_g}$ ($U_a = \text{const}$) erhält man, wenn man vom Arbeitspunkt P' im Kennlinienfeld senkrecht nach oben oder unten bis zum Schnittpunkt mit der Kennlinie geht, die einem um 1 größeren oder kleineren Para-

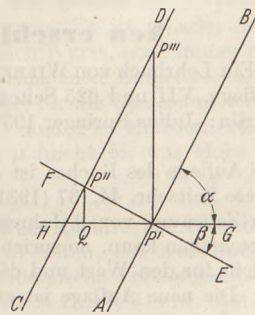


Fig. 4. Bestimmung der Arbeitssteilheit einer Röhre aus dem Kennlinienfeld.

den Arbeitspunkt P' geht, zieht dann durch P' die Parallele zur U_a -Achse und kann auf dieser Parallelen ΔU_a für $\Delta U_g = -1$ V ablesen. Es ist jetzt $D = \frac{1}{\Delta U_a}$. Der reziproke Wert von D ist der ideale Verstärkungsfaktor μ , den man also unmittelbar ablesen kann.

Bei der Hochfrequenzverstärkung sind die Regelröhren besonders zu erwähnen. Zur verzerrungsfreien Hoch- und Niederfrequenzverstärkung ist erforderlich, daß der Arbeitspunkt P' im geradlinigen Teil der Kennlinie liegt, oder daß

die Steilheit und der Durchgriff weitgehend konstant sind. Gleichbleibende Kennwerte ergeben aber gleichbleibende Verstärkung. Wird nun die zu verstärkende Hochfrequenzeingangsenergie plötzlich schwächer (Fading), so nimmt auch die Lautstärke entsprechend ab. Durch Verlegung des Arbeitspunktes der Hochfrequenzröhre nach einer steileren Stelle der Kennlinie würde sich dann

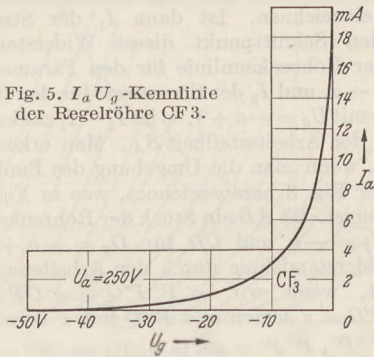


Fig. 5. $I_a U_g$ -Kennlinie der Regelröhre CF3.

die Verstärkung steigern und damit der Schwund ausgleichen lassen. Umgekehrt kann auch die Eingangsenergie zu groß werden; dann würde man durch Verlegung des Arbeitspunktes nach einer weniger steilen Stelle der Kennlinie Entsprechendes erreichen können. Regelröhren müssen daher eine in weiten Grenzen (etwa 1:1000) veränderliche Steilheit besitzen. Fig. 5 zeigt die $I_a U_g$ -Kennlinie der Regelröhre CF3. Die Krümmung der Kennlinie erhöht die Gefahr des Entstehens von Verzerrungen. Es gilt hier, zwischen zwei Forderungen einen Ausgleich zu finden. Die Verschiebung des

Arbeitspunktes erreicht man durch Änderung der Gittervorspannung. Dieses kann mit der Hand geschehen, z. B. durch Potentiometerabgriff. In größeren Geräten wird die Lautstärkeregelung selbsttätig dadurch herbeigeführt, daß ein Teil der verstärkten Hochfrequenzenergie an einer besonderen Gleichrichterstrecke gleichgerichtet und

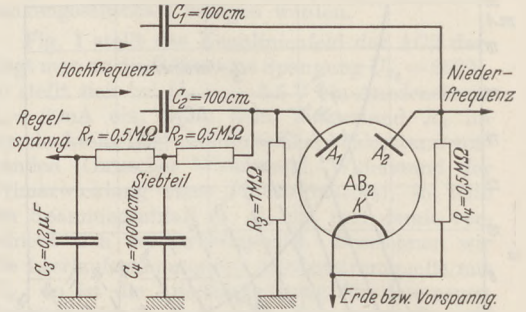


Fig. 6. Erzeugung der Regelspannung mit der Duodiode AB2.

nach Aussiebung der noch vorhandenen Wechselspannungen dem Gitter der Regelröhre als Vorspannung wieder zugeführt wird. Die neuen Hochfrequenzgleichrichter AB2, CB2, EB2 und KB2 besitzen daher, wie schon erwähnt, zwei Gleichrichteranoden über einer gemeinsamen Kathode. Die eine dieser Strecken liefert nach Fig. 6 die Gittervorspannung für die Regelröhre AF3, bzw. CF3, EF2, EF3 oder KF3. Auch die Hexoden AH1, CH1 und EH1 und die Oktoden AK 2, CK 1, EK 1 und KK 2 sind als Regelröhren ausgebildet.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Physik. Ein Lehrbuch von WILHELM H. WESTPHAL. 4. Auflage. VII und 625 Seiten, 619 Abbildungen. Berlin: Julius Springer 1937. Preis geb. RM 19,80.

Die erste Auflage des Buches ist 1928 erschienen [vgl. diese Zeitschr. 44, 37 (1931)]. Wenn in dem kurzen Zeitraum von 9 Jahren bereits die 4. Auflage erscheinen kann, so spricht schon diese Tatsache allein für den Wert und die Beliebtheit des Buches. Die neue Auflage ist gründlich umgearbeitet und verbessert worden. Das Buch „tritt nunmehr in großen Teilen als ein ganz neues Buch vor seine Leser“. Der Umfang ist gegenüber der 1. Auflage nur mäßig vermehrt worden (um etwa 90 Seiten), die Zahl der Abbildungen um etwa 150; eine teilweise knappere Fassung des Textes hat trotzdem eine recht erhebliche Vermehrung des dargestellten Stoffes ermöglicht.

In der Mechanik, die auch sonst manche Umgestaltung erfahren hat, wird durchgehends vom Vektorbegriff Gebrauch gemacht — sehr zum Vorteil des Buches und des Studenten (aus der Vektorrechnung selbst werden nur die Begriffe des skalaren und des vektoriellen Produktes benutzt).

Ganz neu geschrieben ist das 9. Kapitel über Quantentheorie, Atome und Moleküle, Kristalle, entsprechend den inzwischen erfolgten Fortschritten auf diesen Gebieten.

Die Vorzüge, die schon bei der Besprechung der 1. Auflage hervorgehoben worden sind, sind auch der neuen Auflage eigen; dagegen sind kleine Schlacken und Unebenheiten ausgeschieden. Wesentlich für das Buch ist die Betonung der theoretischen Deutung der Erscheinungen nach den Anschauungen der modernen Physik, die Benutzung dieser theoretischen Deutung als eines ordnenden Führers. Wesentlich ist ferner, daß stets klar darauf hingewiesen wird, welche Erscheinungen sich der Theorie nicht einfügen; daß bei schwierigen Problemen, die im Rahmen einer Einführung nicht voll behandelt werden können, klar und scharf gesagt wird, wo die eigentliche Behandlung aufhört und die bloße Mitteilung beginnt; daß endlich dem Studenten nicht verschwiegen wird, welche Fragen überhaupt noch ungeklärt sind und der Lösung harren.

Die sorgfältige Arbeit und das didaktische Geschick des Verfassers haben ja durch die hohe Auflagenzahl die beste Anerkennung gefunden.

Auch die neue Auflage ist Studenten und auch Lehrern an höheren Schulen warm zu empfehlen.

E. Lamla.

Wärmelchre. Physikalische Grundlagen vom technischen Standpunkt. Von Dr. HEINRICH BLASTIUS. Zweite erweiterte Auflage. 276 Seiten, 101 Abbildungen. Hamburg: Boysen & Maasch 1937. Preis geb. RM 6.—, geb. RM 7,50.

Die neue Auflage des 1931 zum erstmal erschienenen Buches ist durch zwei neue Kapitel erweitert worden. Das 13. Kapitel befaßt sich mit der Zustandsgleichung der nicht idealen Gase und dem Gesetze der spezifischen Wärmen. Das 14. Kapitel enthält verschiedene Aufgaben und ihre Lösung.

So wird die Zustandsgleichung der festen Körper behandelt, der Druckverlauf in einer Warmwasserheizung untersucht usw. Die Beispiele sind gut ausgewählt, von allgemeinem Interesse und entsprechendem Bildungswert. Die pädagogisch geschickte Auswahl und Art der Behandlung des Stoffes auch in den neuen Kapiteln macht das Buch wertvoll und wird ihm zweifellos seinen Leserkreis sichern. Es ist zu wünschen, daß es wenigstens auch bei den Lehrern der allgemeinen höheren Schulen Verbreitung findet und wirklichkeitsnahes, ingenieurmäßiges Denken vermitteln hilft.

O. Holm.

Die Fernrohre und Entfernungsmesser. Von ALBERT KÖNIG. Zweite Auflage. V und 242 Seiten mit 360 Abbildungen und 13 Bildnissen. Berlin: Julius Springer 1937. Preis geh. RM 22,50; geb. RM 24,—.

Das Buch, das ja aus der Feder eines der besten Sachkenner des Gebietes stammt, behandelt die Fernrohre (Lehre von der Abbildung, Auge und Sehen, Bau des Fernrohrs, Richtfernrohre), die Mikrometer verschiedener Art und die Entfernungsmesser (Zielwinkel-, Zweistand- und Einstand-entfernungsmesser mit ihren Justiereinrichtungen, Höhenmesser und Hochstandentfernungsmesser). Den Beschluß macht ein kürzeres, aber sehr interessantes Kapitel über die Geschichte des Fernrohrs von LIPPERHEY bis PORRO (mit aufschlußreichen Aktenauszügen über LIPPERHEY u. a.). 13 Bildnisse erinnern an Förderer der praktischen Optik.

Das Buch ist sehr klar, anschaulich und gut verständlich geschrieben. Der Leser lernt die physikalischen Grundlagen ebenso gründlich kennen wie manche technischen Schwierigkeiten bei der Ausführung der erforderlichen Präzisionsarbeiten, und gerade hierin liegt meines Erachtens noch ein besonderer Reiz des Buches. Die große Zahl trefflicher Abbildungen (teils schematische Figuren, teils Bilder der fertigen Instrumente) unterstützt das Verständnis aufs beste. Das Buch ist keineswegs nur für den Optiker von Fach wichtig und bedeutungsvoll. Ich möchte seine Lektüre vielmehr z. B. auch gerade dem Lehrer an höheren Schulen empfehlen, und zwar aus doppeltem Grunde: Einmal findet er in dem Buch in ausführlicher und gründlicher Weise Belehrung über die erstaunlich

vielfältige Verwendbarkeit des Fernrohrs, vor allem auch als Entfernungsmesser für militärische Zwecke, und wenn er auch selbstverständlich die Einzelheiten nicht in extenso besprechen kann, so ist da doch vieles, was er in den Unterricht übernehmen kann, und was zweifellos die Schüler stark interessiert; und zweitens wird er von dem pädagogischen Geschick des Verfassers auch bei der Behandlung der grundlegenden Tatsachen (insbesondere z. B. der Bildfehler u. a.) manches lernen können.

E. Lamla.

Ich helfe Dir bei Deinem Kathodenstrahl-Oszillographen. Der Kathodenstrahl-Oszillograph im neuzeitlichen Unterricht. Von Prof. Dr. J. WEISS, Freiburg i. Br. 78 Seiten mit 86 Abbildungen. Berlin: Albert Nauck u. Co. 1937. Preis RM 3,—.

Die zweite Benennung des Büchleins hat ihren Platz auf dem inneren Umschlagblatt gefunden; sie entspricht besser dem Charakter des Inhalts als der auf dem Einband gedruckte und wohl auf Anpreisung berechnete erste Satz, der kaum seine Berechtigung haben dürfte, denn ein „Bastelbuch“ müßte doch anders geschrieben sein. — Das Buch enthält im wesentlichen eine Auswahl ausführlicher Angaben über Versuche und messende Aufzeichnungen, die eine moderne BRAUNSCHE Röhre auszuführen gestattet. (Warum wollen wir übrigens nicht auch im Schrifttum diesen schönen geschichtlichen Namen beibehalten? In mündlichen Erörterungen würde es niemandem einfallen, Kathodenstrahl-Oszillograph zu sagen! Wie die Röntgenröhre, so hat doch auch die BRAUNSCHE Röhre nur technische Änderungen durchgemacht.) Am Anfang des Buches steht eine etwas kurze Beschreibung über die Arbeitsweise der Röhre und am Schluß ein Kapitel über Elektronenphysik. — Es ist schade, daß viele Verfasser, wie auch WEISS, noch immer nicht die vom AEF vorgeschlagenen Einheitszeichen benutzen. Der AEF setzt für die Spannung den Buchstaben U (statt V) und für Mikrounteilungen den Buchstaben μ (nicht M, was Mega bedeutet).

Fr. Moeller.

Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. Von F. VILBIG. XX. 775 Seiten, 801 Abbildungen im Text. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1937. Preis RM 30.—, Leinw. RM 32,80.

Bei der ungewöhnlich raschen Entwicklung der Hochfrequenztechnik in den beiden letzten Jahrzehnten fehlte bisher ein Buch, das in zusammenfassender Form den modernen Stand dieses für die Nachrichtenübermittlung, den Rundfunk, das Fernsehen usw. so außerordentlich wichtigen Gebietes behandelt. Es ist daher sehr zu begrüßen, daß sich der Verfasser des vorliegenden Buches der gewiß nicht kleinen Mühe unterzogen hat, ein solches Werk zu schreiben. Das Buch enthält folgende Hauptabschnitte: 1. Die Elemente der Hochfrequenztechnik; 2. Elektrische Vorgänge in quasistationären Kreisen; 3. Elektrische Vorgänge auf Leitungen; 4. Die Wellenausbreitung; 5. Die Antennen; 6. Funkstörungen; 7. Die

Röhren; 8. Die Elektronenröhre als Verstärker; 9. Die Schwingungserzeugung; 10. Die Entdämpfung durch Rückkopplung; 11. Die Neutralisation; 12. Die Abschirmung; 13. Die Gleichrichtung; 14. Modulation und Tasten; 15. Die Frequenzwandlung; 16. Die Schwundreglung; 17. Die Dynamikänderung; 18. Aufbau und Leistungsdiagramme von Sendern; 19. Die Empfänger; 20. Frequenzbandbreite und Wellenausnutzung; 21. Mehrfachtelegraphie und gleichzeitige Telephonie und Telegraphie auf Leitungen; 22. Geheimhaltung von drahtlosen Nachrichten; 23. Drahtloses Gegensprechen; 24. Leitungsgerichtete Hochfrequenztelephonie und -telegraphie; 25. Bildfunk und Fernsehen; 26. Wärme- und physiologische Wirkung der Hochfrequenzströme.

Diese Übersicht zeigt wohl am besten den Umfang und die Vielseitigkeit des Stoffes. Daß dabei nicht jede Einzelheit ausführlich gebracht werden konnte, ergibt sich von selbst, da sonst das Buch den Zweck eines Lehrbuches verloren hätte. Doch ist zum mindesten jede Frage berührt, und ein ausführliches Schrifttumverzeichnis von 102 Seiten, in dem die seit 1923 erschienenen wichtigsten Veröffentlichungen zusammengestellt sind, gibt die Möglichkeit einer näheren Orientierung.

Bei den einzelnen Gebieten bringt der Verfasser zuerst die Theorie der betreffenden Erscheinung, wobei die mathematischen Kenntnisse eines Physikers vorausgesetzt werden. Im Anschluß daran wird die technische Seite behandelt, und es werden die quantitativen Ergebnisse in übersichtlichen Kurven dargestellt. Eine große Anzahl sehr guter Schaltbilder und photographischer Abbildungen tragen viel zum Verständnis des behandelten Stoffes bei. In einer Reihe von Tabellen findet der Leser die technischen Daten von Isolierstoffen, Widerständen, Elektronenröhren usw. Ein sehr ausführliches Sachverzeichnis von 50 Seiten ermöglicht ein rasches Nachschlagen.

Das Buch, dessen ganze Ausstattung vorzüglich ist, wird jedem, der sich auf dem Gebiete der Hochfrequenztechnik wissenschaftlich oder praktisch betätigt, gute Dienste leisten und kann auch dem Studierenden nur empfohlen werden.

L. Bergmann.

Grundlagen der Quantenmechanik. Von H. DANZER. Wissenschaftliche Forschungsberichte. (herausgegeben von R. E. LIESEGANG), Band 35. XI und 163 Seiten mit 11 Abbildungen. Dresden und Leipzig: Theodor Steinkopff 1935. Preis geh. RM 12,—; geb. RM 13,—.

Das Buch „soll einen möglichst klaren Überblick über den gedanklichen Inhalt der Quantenmechanik besonders solchen Lesern vermitteln, welche der theoretischen Physik nur als Hilfe bei eigener wissenschaftlicher Arbeit bedürfen“. Es beginnt mit einem Abschnitt über „korpuskulare und undulatorische Auffassung des Lichts und der Materie“ und gelangt hier zur SCHRÖDINGER-Gleichung als der Grundlage der weiteren Betrachtung. Es werden dann das KEPLER-Problem, Rotator und Oszillator und die Wellenpakete behandelt, darauf die Theorie der Erwartungswerte und die Opera-

toren sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten. Sodann entwickelt der Verfasser — und das wird vielen Lesern angenehm sein — aus der SCHRÖDINGER-Theorie die Grundlagen der Matrizenmechanik, soweit er sie weiterhin braucht. Es folgen die Behandlung des Elektrons im elektromagnetischen Feld, der Strömungstheorie, der Mehrelektronensysteme und der relativistischen Wellenmechanik. Ein Anhang bringt eine Reihe mathematischer Ableitungen.

Wenn der Verfasser im Vorwort sagt: „Auf eine didaktisch einwandfreie und leicht verständliche Darstellung wurde besonderer Wert gelegt“, so kann man feststellen, daß ihm die Verwirklichung seiner Absicht gut gelungen ist. An einigen Stellen wäre wohl etwas mehr Ausführlichkeit dem Ganzen von Vorteil gewesen (z. B. beim PAULI-Prinzip u. a.); im übrigen aber ist die Darstellung klar und gut verständlich. Der Leser wird von vornherein daran gewöhnt, experimentelle Befunde und theoretische Annahmen scharf auseinanderzuhalten, so daß er an Hand des Buches nicht etwa nur eine Kenntnis des mathematischen Apparates, sondern auch eine wirkliche Einsicht in die Theorie gewinnt.

E. Lamla.

Experimentelle Grundlagen der Wellenmechanik. Von S. FLÜGGE und A. KREBS. Wissenschaftliche Forschungsberichte (herausgegeben von R. E. LIESEGANG), Band 38. X und 236 Seiten mit 92 Abbildungen. Dresden und Leipzig: Theodor Steinkopff 1936. Preis geh. RM 16,—; geb. RM 17,—.

Auf den ersten Augenblick könnte es verwunderlich sein, daß das vorliegende Buch neben den „Grundlagen der Quantenmechanik“ von H. DANZER (vgl. die vorhergehende Besprechung) in derselben Sammlung erscheint. Das Buch hat aber einen ganz anderen Charakter als das von DANZER, so daß sich die beiden recht gut ergänzen. Das vorliegende Buch soll „dem angehenden Theoretiker den soliden Grund und Boden der Theorie zeigen“ und „im Experimentalphysiker das unerläßliche Verständnis der Theorie wecken“. Es enthält keine theoretischen Ableitungen, sondern führt nur die Ergebnisse der Theorie an und vergleicht sie mit den Resultaten des Experimentes. Vor allem kommt dabei die enge Abhängigkeit und die gegenseitige Befruchtung von Theorie und Experiment recht deutlich heraus. Darüber hinaus geben die Verfasser dem Leser allerlei Ausblicke in unbekanntes oder eben erst in Bearbeitung genommenes Neuland der Forschung. Behandelt werden: Freie Teilchen, Elemente der Wellenmechanik, Atome (einschließlich ZEEMAN- und STARK-Effekt und Periodisches System), Moleküle (Bandenspektren, spezifische Wärme, RAMAN-Effekt, chemische Bindung), Stoßprobleme (Streuung von Materie und Lichtwellen), zusammenhängende Materie (Elektronentheorie der Metalle, Magnetismus u. a.), Physik und Chemie des Atomkerns (Isotopie und Kernmomente, natürliche und künstliche Radioaktivität usw.). Jedem Abschnitt ist ein Verzeichnis wichtiger Arbeiten beigegeben; der Anhang enthält eine Isotopentafel (Stand 1935) sowie Konstante und Einheiten.

Das Buch wird nicht nur dem Studenten nützlich sein; es wird auch dem Physiker, der bereits mit einem Teil des hier behandelten Gebietes vertraut ist, gute Dienste leisten. *E. Lamla.*

Atomspektren und Atomstruktur. Eine Einführung für Chemiker, Physiker und Physikochemiker. Von GERHARD HERZBERG. Wissenschaftliche Forschungsberichte (herausgegeben von R. E. LIESEGANG), Band 37. XVI und 188 Seiten mit 79 Abbildungen und 21 Tabellen. Dresden und Leipzig: Theodor Steinkopff 1936. Preis geh. RM 13,—; geb. RM 14.—.

Das Buch, dem ein zweiter Teil „Molekülspektren und Molekülstruktur“ folgen soll, behandelt in 6 Kapiteln die einfachsten Linienpektren und die Grundlagen der Atomtheorie; Multiplettstruktur der Linienspektren und Elektronenspin; Aufbauprinzip und Periodisches System der Elemente; feinere Einzelheiten der Atomspektren; Hyperfeinstruktur der Linienspektren; Beispiele, Ergebnisse, Anwendungen. Das Buch soll „bei Vermeidung jedes Handbuchecharakters eine möglichst kurze, aber doch wieder nicht zu oberflächliche Darstellung der Struktur der Atomspektren und ihres Zusammenhanges mit dem Bau der Atome“ geben. Man kann dem Verfasser bestätigen, daß es ihm gelungen ist, den teilweise sehr komplizierten Gegenstand auch für den Anfänger klar und anschaulich darzustellen. Schwierigere und umfangreiche theoretische Ableitungen fehlen; aber die Ergebnisse der Theorie sind angegeben und, soweit irgend möglich, anschaulich verständlich gemacht. Ein (bis 1934 reichendes) Literaturverzeichnis und ein ausführliches Sachregister sind sehr willkommene Beigaben. Es ist zu wünschen, daß das Buch recht viele Leser und Benutzer finden möge. *E. Lamla.*

Zur Psychomotorik der Konstitutionstypen bei industriellen Hämmerarbeiten. Von EDMUND GERGER. 88 Seiten mit 33 Abbildungen. Würzburg: Konrad Triltsch 1935. Preis geh. RM 3,60.

Das Buch ist auch für den Nichtfachmann interessanter, als sein Titel zunächst vermuten läßt. Die Arbeiten TAYLORS, des Begründers der „wissenschaftlichen Betriebsführung“ und des „TAYLOR-Systems“, sind besonders durch den amerikanischen Ingenieur GILBRETH weitergeführt worden. Dieser machte für die einzelnen Arbeitsvorgänge Bewegungs- und Zeitstudien und vertrat im Anschluß an erfolgreiche Maßnahmen zur Rationalisierung des Arbeitsplatzes die Theorie von der „einen besten Art der Arbeitsverrichtung“, die durch Bewegungsstudien zu ermitteln ist. (Praktisch wichtig z. B. für die Zeitvorgabe bei Handarbeiten.) Die grundlegende Frage für den Verfasser war nun die, ob es eine solche „beste Art der Bewegung“ für jedermann überhaupt gibt, oder ob vielmehr für Menschen, die verschiedenen Konstitutionstypen angehören, hier Unterschiede bestehen. Untersucht wurden 65 Personen bei Hämmerarbeiten am Schraubstock (insgesamt 22 000 Hammerschläge), und zwar beim Körnen, Nieten

und Nageln. Die Versuchspersonen wurden im Sinne KRETZSCHMERS eingeteilt in Pykniker, Leptosome und Athletiker (und Mischformen). Eine sinnreiche Apparatur ermöglichte es, bei dem einzelnen Hammerschlag die Arbeit, die Zeit und (durch Photographieren der Lichtspur kleiner Glühlampen am Hammer und am Arm der Versuchsperson) die Bewegungskurven genau zu ermitteln. Dabei zeigte sich nun, daß die mittlere Bewegungsdauer bei den verschiedenen Typen gleich ist, die Bewegungsstruktur dagegen in Bezug auf Weglänge, Geschwindigkeit, Schlagenergie, Schlagzahl, Schlagtempo usw. typologische Unterschiede aufweist. Z. B. ist die Schlagzahl, aber auch der mittlere Energieaufwand je Arbeitsgang bei den Pyknikern am größten, bei den Athletikern am kleinsten usw. Alter und Berufsausbildung ändern die typologischen Einflüsse nicht, wohl aber Intelligenz und Ermüdung.

Verfasser schließt aus seinen Versuchen, daß für die Aufstellung und Anwendung einer Bewegungsnorm im Sinne GILBRETHS jede Voraussetzung fehlt. Fragestellungen wie die vom Verfasser behandelte sind, wie schon gesagt, sowohl theoretisch als auch für die Praxis (z. B. die Zeitvorgabe) wichtig und bedeutsam. Aber auch für den Laien sind die Untersuchungsmethoden wie auch die Ergebnisse sehr interessant; denn man erkennt, daß selbst relativ einfache Bewegungsvorgänge sich nicht allgemein normen lassen. *E. Lamla.*

Grundbegriffe der Technik. Ein Vielsprachen-Wörterbuch nach der Einsprachen-Anordnung. Herausgegeben von OTTO HOLTZMANN. Deutscher Teil: Grundbegriffe der Technik. IV und 279 Seiten. Englischer Teil: General Technical Terms. IV und 218 Seiten. Französischer Teil: Technologie générale. IV und 272 Seiten. München und Berlin: R. Oldenbourg 1937. London: The Technical Press Ltd. Paris: Dunod. Preis für jeden Band geb. RM 5,—.

Das vorliegende Wörterbuch verwirklicht einen eigenartigen und, wie mir scheint, recht glücklichen Gedanken. Jedes Bändchen enthält nur eine Sprache; der Stoff ist einmal alphabetisch und zweitens nach laufenden Nummern angeordnet. Diese Nummern nun sind für alle Bändchen mit den einzelnen Sprachen gleich und vermitteln und ermöglichen den Übergang von einer Sprache zur anderen. Schlagen wir etwa das Wort „Eisen“ im ersten Teil des deutschen Bändchens auf, so steht dahinter die Nummer 59. Unter „59“ finden wir im zweiten Teil des englischen und französischen Bändchens die Angaben „iron“ bzw. „fer m“. Durch diese Anordnung wird einerseits die spätere Zufügung von Bändchen in einer beliebigen anderen Sprache bequem möglich; andererseits braucht sich jeder nur die Bändchen zu beschaffen, die er wirklich benutzen will.

Die vorliegenden Bändchen enthalten technische Grundbegriffe aus den Gebieten Mathematik, Physik, Chemie, Mechanik, Festigkeitslehre, Lehre von Werk- und Betriebsstoffen, Maschinenteilen und Werkzeugen, Betriebs- und Wirtschaftstechnik usw. Unter den einzelnen Nummern finden

sich unter Umständen mehrere gleichbedeutende Wörter, so daß den vorhandenen 8565 Wortstellen im Deutschen rund 15 200, im Französischen 14 600, im Englischen 11 600 Stichwörter entsprechen.

Man kann den interessanten Versuch zur Lösung der Fachwörterbuchfrage nur begrüßen und darf den weiteren Bändchen mit Spannung entgegensehen; denn geplant ist eine Buchreihe, die „die Herausgabe von Wortsammlungen über die wichtigsten Wissensgebiete in jeder für den Gedankenaustausch unter den Völkern in Betracht kommenden Sprache“ bezweckt. *E. Lamla.*

Wahrscheinlichkeiten und Schwankungen. Vorträge von M. CZERNY, K. FRANZ, F. LUBBERGER, J. BARTELS, R. BECKER. Herausgegeben von F. LUBBERGER. IV und 100 Seiten mit 25 Abbildungen. Berlin: Julius Springer 1937. Preis RM 8,40.

Es handelt sich um den Abdruck von Vorträgen, die durch den Verband Deutscher Elektrotechniker, Gau Berlin-Brandenburg, in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule zu Berlin Anfang 1936 veranstaltet worden sind. Behandelt werden Grundbegriffe und Gesetze der Wahrscheinlichkeiten und Schwankungen (M. CZERNY-Berlin); die Wahrscheinlichkeit in der Fertigungsüberwachung (K. FRANZ-Berlin-Siemensstadt); Beobachtungen, Vorschriften und Theorien der Schwankungen im Fernsprechverkehr (F. LUBBERGER-Berlin); verborgene periodische Erscheinungen (J. BARTELS-Eberswalde); das Auftreten von Wahrscheinlichkeitsgesetzen und Schwankungserscheinungen in der Physik (R. BECKER-Göttingen). Der erste Vortrag gibt, dem Titel entsprechend, die allgemeinen Begriffe und einfachsten mathematischen Grundlagen; der letzte bespricht Schwankungswahrscheinlichkeiten in der statistischen Mechanik (Energieschwankungen u. ä.) und in der Quantentheorie (Welle-Korpuskel, HEISENBERG-Relation); der Vortrag von BARTELS behandelt meteorologische und geophysikalische Aufgaben (Erdmagnetismus, Sonnenflecke u. a.); die beiden anderen Vorträge bieten für den Nichttechniker neue und sehr reizvolle Anwendungen der Wahrscheinlichkeitsrechnung.

Der Text ist überall klar und gut verständlich (vielleicht hätte in dem Vortrag von LUBBERGER für den Nichtfachmann dieses oder jenes noch eingehender erklärt werden können); der Inhalt ist sehr interessant und anregend. Für den Mathematiklehrer an höheren Schulen eröffnet sich insbesondere die Aufgabe zu prüfen, ob und wieweit er etwa die Behandlung der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf der Schule auf Probleme ausdehnen kann, die wirklich praktische (physikalische oder technische) Bedeutung haben. *E. Lamla.*

Grundriß der anorganischen Chemie. Von H. REMY. 311 Seiten, mit 31 Abbildungen und 2 Tafeln. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1937. Preis geb. RM 8,80.

In dem Titel ist bereits angedeutet, daß vor allem die allgemeinen Zusammenhänge und

Gesetzmäßigkeiten der anorganischen Chemie in diesem Buche behandelt werden. Besonderer Wert wird auf die experimentelle und gedankliche Ableitung dieser Gesetze gelegt. Das Buch ist demnach als Leitfaden für den Anfänger gedacht; im Gegensatz dazu wendet sich das in den Jahren 1931/32 erschienene zweibändige „Lehrbuch der anorganischen Chemie“ des gleichen Verfassers an den bereits Fortgeschrittenen. Das hier besprochene Buch bildet also die Vorstufe zu dem eben erwähnten und wendet sich vornehmlich an solche Chemiestudierende, die Chemie nur als Hilfswissenschaft betreiben, wie Mediziner, Biologen, Pharmazeuten, Ingenieure. Die Einzeltatsachen der anorganischen Chemie haben daher auch nur so weit Berücksichtigung erfahren, wie es zum Verständnis der allgemeinen Gesetzmäßigkeiten und zu einem großen Überblick über das Gesamtgebiet erforderlich war.

Das Buch ist in vier Teile gegliedert; 1. Allgemeine Grundlagen (84 Seiten); 2. Nichtmetalle (82 Seiten); 3. Metalle (83 Seiten); 4. Periodisches System, Radioaktivität und Atombau (41 Seiten). Dem Wesen des Buches entspricht es, daß der Teil über das Periodische System als Krönung des Ganzen erscheint, wenn selbstverständlich auch in den vorhergehenden Teilen auf dieses System hingearbeitet wird. Den Wert des Buches für die Schule erblicke ich darin, daß ich es für geeignet halte, chemisch besonders interessierten Schülern in die Hand gegeben zu werden, damit sie sich über das Schulgemäße hinaus auf chemischem Gebiete weiterbilden können, ohne in die Gefahr zu kommen, durch zu viele Einzelheiten vom Hauptthema abgelenkt zu werden. *R. Scharf.*

Organische Chemie. Lehrbuch für höhere Schulen. Von H. LÜTHJE. 112 Seiten, mit 29 Abbildungen. Dresden: H. Püschel 1937. Preis RM 2,40.

Nach längerer Pause ist wieder einmal ein Lehrbuch der organischen Chemie für höhere Schulen erschienen. Wenn man bedenkt, welche entscheidenden Umwälzungen der chemischen Technik besonders auf organischem Gebiete (Textil-, Treibstoff-, Kautschukindustrie) in den letzten Jahren stattgefunden haben, so kann man sich nur freuen, daß endlich einmal diese neuen Verfahren und Erkenntnisse auch in einem Schulbuche Platz gefunden haben. Gerade mit Rücksicht auf den Vierjahresplan und seine unterrichtliche Auswertung ist dieses Buch für die Schule besonders wertvoll. Außer der chemischen Seite dieser neuen Verfahren wurde auch auf ihre wirtschaftliche Bedeutung gründlich eingegangen. Neben der Rohstoff-Frage hat die physiologische Chemie weitgehende Berücksichtigung erfahren. Bei der Fülle des gebotenen Stoffes ist daher dem Lehrer für den normalen Klassenunterricht genügend Auswahlmöglichkeit geboten, und er wird es dankbar begrüßen, daß er auch für die ab Ostern 1938 einzurichtenden Arbeitsgemeinschaften des naturwissenschaftlich-mathematischen Zweiges der Oberstufe unserer neuen Oberschulen genügend Arbeitsstoff in diesem Buche vorfindet.

Der Lehrstoff ist hauptsächlich nach systematischen Gesichtspunkten angeordnet, wie es bei organischen Lehrbüchern fast ausnahmslos der Fall ist. Den Hauptabschnitten sind eine Reihe Übungen vorangestellt, die teils vom Schüler, teils vom Lehrer ausgeführt werden können. Daran schließen sich die Besprechungen der einzelnen Stoffe und Stoffklassen an.

R. Scharf.

Kristallographie. Von W. BRUHNS. 3. Aufl. von Dr. P. RAMDOHR. Sammlung Göschen Nr. 210. Berlin und Leipzig: Walter de Gruyter & Co. 1937. Preis geb. RM 1,62.

In der neuen Auflage ist der Abschnitt über die Kristallformen und die Symmetrien zugunsten der Beschreibung der Feinbaueigenschaften der Kristalle gekürzt worden. Der greifbar anschauliche, kristallographische Teil nimmt aber immer noch den größeren Raum ein; das kann bei einer für den Anfänger bestimmten Einführung in die Kristallographie nur gutgeheißen werden. *Dm.*

Praktische Lösungsmittelanalyse. Von HERM. H. WEBER. Systematischer Analysengang unter Berücksichtigung gewerbehygienischer Gesichtspunkte. Heft 3 der Schriftenreihe des Reichsgesundheitsamtes. 40 Seiten, mit 1 Abbildung. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1936. Preis kart. RM 3,—.

Die kleine Schrift ist in erster Linie für gewerbehygienische Untersuchungen im Dienste des Gesundheitsschutzes der Arbeiter bestimmt. Sie berücksichtigt namentlich auch die zahlreichen neueren Lösungsmittel für Lacke aller Art, besonders auch für die neuen synthetischen Lacke. Da unsere Motorentreibstoffe heute fast ausschließlich Lösungsmittelgemische sind, so kann auch ihre Zusammensetzung nach dem vorliegenden Analysengang ermittelt werden.

Durch Vorproben wird die Entscheidung getroffen, welche weiteren Untersuchungsverfahren zur genauen Ermittlung der Lösungsbestandteile anzuwenden sind. Diese Untersuchungsgänge sind auf bestimmte Stoffgruppen, wie 1. Alkohole, Ester, Ketone, 2. Kohlenwasserstoffe, 3. Terpeninöl, 4. Öle, und ihre Trennung voneinander, abgestellt.

In der Anleitung finden sich verschiedene Versuche, die auch im chemischen Unterricht höherer Schulen zur Kennzeichnung von Stoffgruppen Verwendung finden können. *Dm.*

Gärungschemisches Praktikum. Von K. BERNHAUER. 249 Seiten, mit 27 Abbildungen. Berlin: Julius Springer 1936. Preis RM 12,60.

Das Erscheinen dieses Buches erklärt sich aus der Tatsache, daß das Gebiet der Gärungschemie in ständigem Wachsen begriffen ist. Neben der Spirituserzeugung und der Bierbrauerei stützen sich heute bereits eine ganze Anzahl weiterer Industrien auf gärungschemische Vorgänge, z. B. die Erzeugung von Aceton, Butanol, Essigsäure, Zitronensäure, Milchsäure. Andere Gärungsprozesse können notwendige Zwischenprodukte für

die chemische Industrie aus heimischen Rohstoffen liefern, wenn augenblicklich auch andere Verfahren dafür üblich sind, ich denke dabei z. B. an die Glyceringärung. Ferner kann die Hefesubstanz selbst und ihre Vermehrung das Ziel der Gärung sein, wobei ein eiweißreiches Kraftfutter (Futterhefe) anfällt. Es sind also genug Gründe vorhanden, diese ganzen Vorgänge zusammenfassend zu behandeln.

Die Art, in der das hier geschehen ist, kann nur Zustimmung finden. Nach einer Übersicht über die verschiedenen Arten der Gärung, ihre wirtschaftliche und wissenschaftliche Bedeutung, werden die Arbeitsgeräte und Verfahren auf das genaueste besprochen. Die Nährsubstrate, die Züchtung und Charakterisierung der Gärungsorganismen sowie die Methoden der Durchführung der Gärungen sind so beschrieben, daß der Unkundige erschöpfende Anleitung zur Ausführung eigener Versuche erhält. Der zweite Teil des Buches bringt eine Fülle Übungsbeispiele, unterteilt nach Hefegärungen, anoxydativen Bakteriengärungen, oxydativen Bakteriengärungen und Schimmelpilzgärungen. Ein Anhang unterrichtet über die zweckmäßige Einrichtung gärungschemischer Laboratorien; ein weiterer bringt Umrechnungstabellen und gibt Leitlinien für die Protokollführung. Das Buch kann jedem warm empfohlen werden, der sich mit diesem Gebiete näher beschäftigen will. *R. Scharf.*

Handbuch der Internationalen Petroleum-Industrie 1936/37. Band I: Die deutsche Kraftstoffwirtschaft. Herausgegeben von JULIUS MOSSNER, XL und 471 Seiten. Berlin C 2: Finanz-Verlag G.m.b.H., Preis geb. RM 20.—

Das in jährlicher Folge erscheinende Handbuch kann gegenwärtig auf verstärkte Aufmerksamkeit rechnen, nachdem die deutsche Mineralölindustrie nicht nur infolge des gewaltigen Aufschwunges der Motorisierung in den letzten Jahren um ein beträchtliches an Umfang zugenommen, sondern auch im Zusammenhange mit den Maßnahmen des Vierjahresplanes eine tiefgreifende Umgestaltung ihrer Rohstoffgrundlage erfahren hat. Zum Erdöl, das mit seinen Derivaten bis vor kurzem die Versorgung der Welt mit Kraftstoffen nahezu ausschließlich bestritten hat, ist nunmehr die Kohle getreten, deren Verflüssigung im Wege der Hydrierung oder Synthese gerade in Deutschland bereits in größtem Ausmaße durchgeführt wird.

So hat nicht allein der Verbrauch an Motortreibstoffen der Menge nach bedeutend zugenommen, sondern auch die Mannigfaltigkeit des Produktionsprogrammes ist — schon in Anbetracht der großen Zahl von Nebenerzeugnissen, die bei der Verarbeitung der einzelnen Ausgangsstoffe anfallen — um vieles gewachsen. Die Begriffsbestimmungen für Mineralölerzeugnisse und verwandte Stoffe nennen nicht weniger als rund 180 verschiedene Namen. Davon entfallen auf flüssige, gasförmige und feste Kraftstoffe etwa 35, auf Heiz- und Leuchtstoffe 10, auf Schmierstoffe 95 und auf technische Hilfsstoffe wie Lösungsmittel,

Isolieröle u. a. weitere 40 Gruppen von Erzeugnissen, die sowohl nach ihrer Herkunft wie auch nach ihren Verwendungszwecken auf Grund der jeweiligen physikalischen und chemischen Eigenschaften gegliedert sind.

Das gleiche Bild einer ungewöhnlichen Vielfalt bietet naturgemäß der organisatorische Aufbau der deutschen Kraftstoffwirtschaft, deren mehr als 800 Betriebe die Gewinnung, Verarbeitung und Verteilung der Mineralölprodukte zu bewältigen haben. An der Lösung dieser umfassenden Aufgabe nimmt der Staat insofern unmittelbaren Anteil, als er sich durch besondere Organe, das Amt für deutsche Roh- und Werkstoffe sowie die Überwachungsstelle für Mineralöl, seine Einflüsse auf bestimmte Fragen der Produktion und der Marktregelung vorbehalten hat. Die in der „Wirtschaftsgruppe Kraftstoffindustrie“ zusammengefaßten deutschen Gewinnungsstätten sind im vorliegenden Handbuch unterteilt nach solchen der Erdölindustrie und der Industrie künstlicher Treibstoffe. Zu den ersteren gehören rund 80 Erdöl- und Asphaltgewinnungsunternehmen, 33 Erdölverarbeitungsbetriebe und 8 Maschinen- und Tiefbohrunternehmen. Die Industrie der künstlichen Treibstoffe, deren Bedeutung für die Eigenversorgung Deutschlands mit Kraftstoffen gegenwärtig in besonders helles Licht gerückt ist, umfaßt die Kohleverflüssigungsunternehmen, von denen das Handbuch 25 aufführt, und einen Teil der Anlagen zur Rohteerdestillation. Unter den 145 namentlich erwähnten Betrieben der letzten Gruppe sind allerdings eine ganze Reihe kleinerer Firmen von geringer Kapazität, wie Dachpappen- und Asphaltfabriken sowie Nebenbetriebe städtischer Werke zu finden, deren Erzeugung der Treibstoffgewinnung gar nicht oder nur unbedeutend zugute kommt.

Von den Unternehmen des deutschen Kraftstoffhandels nennt das vorliegende Werk etwa 20 Firmen, die sich mit dem Absatz von Mineralöl und Mineralölprodukten befassen, über 200 Betriebe des Treibstoffgroßhandels und fast 300 des Schmierölgroßhandels. Auch von diesen Zahlen ist zu sagen, daß sie über das tatsächliche Stärkeverhältnis der drei Gruppen kein eindeutiges Bild ergeben, weil die Größenordnung der einzelnen Unternehmen recht unterschiedlich ist und außerdem die vorgenommene Eingliederung nicht in allen Fällen der Hauptbetätigung der Firmen entspricht.

Diese Tatsache hängt zu einem gewissen Grade mit der ganzen Struktur der Kraftstoffwirtschaft zusammen. Diese ist ein in seiner Gesamtheit schwer zu überblickendes Gebilde. In ihr begegnen sich Einflüsse und Interessen mannig-

facher, oft gegensätzlicher Art. Einen Begriff hiervon vermitteln die z. T. sehr ausführlichen Angaben des Handbuchs über die Entwicklungsgeschichte der einzelnen Unternehmungen, die Vielseitigkeit ihrer industriellen Betätigung, ihre wirtschaftliche Grundlage, Beteiligungen an anderen Betrieben, Verkaufsorganisation u. v. a. Sie fügen sich zu einem Gesamtbild, das eindrucksvoll das Wachstum der Mineralölwirtschaft im allgemeinen und die Kennzeichen der deutschen Kraftstoffindustrie im besonderen widerspiegelt.

Mth.

Einführung in die Luft- und Erdbildmessung. Von K. SCHWEDEFSKY. IV und 109 Seiten, 57 Abbildungen und Tafeln. Leipzig und Berlin: Teubner 1936. Preis kart. RM 5,60; geb. RM 6,20.

Da sich die Photogrammetrie oder Bildmessung in letzter Zeit stark entwickelt hat, werden wir ein Buch willkommen heißen, das den Leser mit dem neuesten Stand der Verfahren und Meßgeräte bekannt macht. Wenn sich der Verfasser auch bemüht hat, mathematischen „Formelkram“ möglichst zu vermeiden, so kann man in dem behandelten Gebiete doch nicht ohne mathematische Kenntnisse auskommen, und ein müheloses Lesen gestattet der Stoff nicht. Er verlangt doch Kenntnisse, die über ganz elementare hinausgehen. Wer mit dieser gekennzeichneten Einstellung an das zuverlässig geschriebene Buch herangeht und es gründlich durcharbeitet, wird davon Nutzen haben.

Es wird auch dem Lehrer auf die Dauer nicht erspart bleiben, sich mit dem Gebiete der Bildmessung zu beschäftigen. Das Buch kann ihm dabei ein nützlicher Helfer sein. *A. Scheer.*

Einführung in die deutsche Bodenkunde. Von JOHANNES WALTHER. VIII und 172 Seiten, 30 Abbildungen. (Verständliche Wissenschaft XXVI.) Berlin: Julius Springer 1936. Preis geb. RM 4,80.

Das Büchlein bietet keine Bodenkunde in der Art, wie man sie in der Regel dargestellt findet; vielmehr steht die Geologie im Vordergrund. Das bedeutet, daß dem Ausgangsmaterial eine größere Bedeutung zugemessen wird, als den klimatischen Faktoren und ebenso, daß den Böden der Vorzeit, also den geologischen Ablagerungen, ein verhältnismäßig breiter Raum gewidmet ist. Die Erscheinungen der Eiszeit werden in der auch sonst bei WALTHER bekannten Auffassung behandelt.

So bietet das Büchlein auf der einen Seite mehr, auf der andern weniger, als man nach dem Titel erwartet. *A. Scheer.*

Korrespondenz.

C. SCHAEFERs Bild in Heft 2. S. 33 des laufenden Jahrgangs unserer Zeitschrift bietet ein Herrn Prof. Dr. C. SCHAEFER darstellendes Bild. Es

handelt sich dabei um die Wiedergabe einer farbigen Kreidezeichnung. Der Künstler, der das Urbild geschaffen hat, ist Herr CURT STEFKE in Liegnitz.