

Zeitschrift

für den

Physikalischen und Chemischen Unterricht.

XXXVI. Jahrgang.

1923.

Zweites Heft.

Die drei Grundversuche der Elektrizitätslehre¹⁾.

Von E. Orlich.

Das Endziel der wissenschaftlichen Forschung besteht darin, die Fülle der beobachteten Tatsachen zu ordnen und unter einheitlichen Gesichtspunkten zu betrachten. Es ergeben sich daraus gewisse Anschauungen über die Natur der Dinge, durch die sich die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen einheitlich erklären läßt. Es liegt in der Natur der Sache, daß mit der fortschreitenden Entdeckung neuer Tatsachen diese zusammenfassenden Anschauungen einer gewissen Wandlung unterworfen sind, und daß man nicht mit einer Endgültigkeit der theoretischen Deutungen rechnen kann.

In der Entwicklung der Elektrizitätslehre kann man bisher drei Epochen unterscheiden:

1. Die Fernwirkungstheorie. Sie ist charakterisiert durch die COULOMBSchen Gesetze für elektrische und magnetische Mengen, durch das OHMSche Gesetz und das BIOT-SAVARTSche Gesetz. Diese Gesetze bringen Wirkungen von physikalischen Größen aufeinander zum Ausdruck, die räumlich voneinander getrennt liegen, und sagen nichts darüber, ob und wie die Übertragung durch den Zwischenraum erfolgt.

2. Die Nahewirkungstheorie, die von FARADAY und MAXWELL aufgestellt und begründet worden ist, geht von der Grundanschauung aus, daß die physikalischen Vorgänge in einem Punkte unmittelbar nur abhängig sein können von den Zuständen in der nächsten Nachbarschaft. Dem menschlichen Kausalitätsbedürfnis wird durch diese Anschauung in weit höherem Maße entsprochen, als durch die Fernwirkungstheorie, die für ihre Wirkungen gewissermaßen einen deus ex machina beansprucht.

Für die Begründung der Nahewirkungstheorie ist der Begriff des raumerfüllenden elektrischen und magnetischen Feldes erforderlich. Die Eigenschaften dieses Feldes werden durch Vektorscharen charakterisiert. Die Abhängigkeit dieser Vektoren voneinander wird durch die berühmten MAXWELLSchen Sätze erschöpfend ausgedrückt.

Die Nahewirkungstheorie von FARADAY-MAXWELL ist insofern unvollkommen, als sie über die Natur der Elektrizität nichts aussagt. Dieser Mangel ist in der dritten Epoche der wissenschaftlichen Entwicklung überwunden.

3. Die Elektronentheorie, begründet von H. A. LORENTZ, schreibt der Elektrizität eine atomistische Struktur zu. Man unterscheidet die verhältnismäßig großen, schweren positiven Kerne, denen sich die winzigen negativen Elektronen zugesellen. Die Elektronen haben in Metallen eine verhältnismäßig große Beweglichkeit, während sie in Isolatoren an die materiellen Teilchen gebunden sind; nur eine gewisse Verschiebung der Teilchen, die zu einer „Polarisation“ des Dielektrikums führt, ist möglich. Die Elektronentheorie ist als eine Fortsetzung und Vervollkommnung der Nahewirkungstheorie aufzufassen; die FARADAY-MAXWELLSchen Anschauungen sind dadurch keineswegs überflüssig geworden.

Nach einem Vortrag im Verein zur Förderung des physikalischen Unterrichts zu Berlin zur Feier von dessen vierzigjährigem Bestehen am 14. Dezember 1922.

Der Unterricht in den Schulen kann nicht die Aufgabe haben, diese Theorien eingehend zu begründen und zu entwickeln, vielmehr dürfte es das Richtige sein, wenn ihre wesentlichen Ergebnisse, soweit sie unmittelbar anschaulich und dem Verständnis der Zöglinge zugänglich sind, als gegeben hingestellt werden, und wenn gezeigt wird, daß die wichtigsten Erscheinungen durch diese Anschauungen erklärt werden können. Dabei schadet es gar nichts, daß es wohl nicht möglich ist, den Inhalt der beiden MAXWELLSchen Sätze schon in der Schule scharf auszusprechen. Es genügt, wenn die zum Verständnis dieser Sätze erforderlichen Begriffe vorbereitend eingeführt werden; dazu gehört in erster Linie der Begriff des Feldes und die Definition der das elektromagnetische Feld charakterisierenden Vektoren. Auf dieses Ziel sollte man schnurgerade losgehen. Die der Elektronentheorie zugrunde liegenden Vorstellungen sind so einfach und anschaulich, daß man sie unmittelbar einführen kann.

Bei der Auswahl des Lehrstoffes sollte noch ein zweiter Gesichtspunkt maßgebend sein, das sind die Anwendungen der wissenschaftlichen Lehre in der Praxis. In dieser Beziehung kann die Schule viel mehr als bisher tun. Es ist schlechterdings nicht mehr angängig, daß diejenigen, die auf Bildung Anspruch machen, von den elektrischen Vorgängen, deren technische Anwendungen uns im täglichen Leben auf Schritt und Tritt begegnen, so gut wie gar nichts wissen. Auf der anderen Seite besteht die unleugbare Tatsache, daß eine überwältigende Zahl unserer Schüler gerade den technischen Anwendungen das lebhafteste Interesse entgegenbringt, daß aber dieses Interesse heutzutage durch die Schule und die Lehrer nur in seltenen Fällen befriedigt wird. Man sollte also m. E. bei der Auswahl des Stoffes den Grundsatz aufstellen, aus der Fülle der Tatsachen diejenigen herauszugreifen, die in möglichst charakteristischer Weise die modernen Anschauungen über die Elektrizitätslehre wiedergeben und diese möglichst durch Vorgänge erläutern, die eine praktische Anwendung, die Allgemeininteresse besitzt, erfahren.

Sieht man sich den Unterricht in den Schulen von diesem Gesichtspunkt aus an, so muß man sagen, daß diese Grundsätze heutzutage in der Regel nicht befolgt werden. Man geht historisch vor, verliert die Zeit mit überflüssigen Dingen und bleibt in den Anschauungen der Fernwirkungstheorie stecken.

Meistens wird mit der Reibungselektrizität begonnen; diese spielt in der wissenschaftlichen Weiterentwicklung der Elektrizitätslehre eine ziemlich untergeordnete Rolle; die Erscheinungen, die dort auftreten, die bekannten Apparate, wie Elektrophor, Influenzmaschine usw., sind nicht ganz einfach zu erklären und tragen zum wissenschaftlichen Aufbau der Theorien herzlich wenig bei. Für die praktische Anwendung in der Technik kommt die Reibungselektrizität so gut wie gar nicht in Betracht. Man sollte sie also leichten Herzens aus dem Unterricht der Schulen entweder ganz beseitigen oder doch wenigstens auf ein Minimum herunterdrücken. Dem wird ja leider entgegenstehen, daß in vielen Schulen ein ganz erheblicher Prozentsatz der vorhandenen Apparate gerade diesem Wissenszweige dient.

Nicht viel anders steht es mit dem Magnetismus. Man verbringt viel zu viel Zeit mit den Eigenschaften der Dauermagnete, arbeitet und rechnet mit hypothetischen Magnetismusk Mengen, die für das Verständnis des Wesens des Magnetismus überflüssig sind und vernachlässigt darüber die Beschreibung der fundamentalsten Eigenschaften des magnetischen Feldes, die in unseren Maschinen, Motoren, Transformatoren eine überaus wichtige Anwendung gefunden haben.

Im folgenden schlage ich vor, die Elektrizitätslehre auf die folgenden drei Grundversuche aufzubauen, die uns mitten in den Begriff des elektromagnetischen Feldes hineinführen.

I. Das Ohmsche Gesetz. Die Begründung des Ohmschen Gesetzes durch Analogieversuche mit Wasserströmungen sind in den mannigfachsten Formen so oft beschrieben worden, daß es sich erübrigt, hierauf an dieser Stelle einzugehen. Die Vorstellung, daß die winzigen Elektronen sich zwischen den viel größeren Metall-

teilchen hindurchbewegen, ist so einfach, daß sie auch Schülerhirnen zugemutet werden kann. Wir können also von dem Grundversuche ausgehen, daß, wenn zwischen zwei Punkten eines zylindrischen Leiters eine Spannung E besteht, eine Stromstärke zustande kommt, die sich aus der Gleichung

$$I = E/R \quad (1)$$

ausdrückt. E wird in Volt, I in Ampere, R in Ohm gemessen. Auf das Vorhandensein eines absoluten Maßsystems kann zwar hingewiesen werden, ich halte es aber für zu schwierig, auf eine nähere Begründung in der Schule einzugehen, sondern würde es für richtig halten, so wie es das Gesetz für elektrische Maßeinheiten vorschreibt, die Grundeinheiten einfach rein praktisch zu definieren. Um die den modernen Anschauungen entsprechende Erklärung der Strömung zu geben, formen wir den Ausdruck des Ohmschen Gesetzes ein wenig um. Es ist

$$R = \frac{\varrho \cdot l}{q} \quad (2)$$

Darin ist ϱ der spezifische Widerstand, l die Länge des Leiters in m, q der Querschnitt des Leiters in qmm; folglich

$$(E/l) = \varrho \cdot (I/q).$$

Man nennt $E/l = \mathfrak{F}$ die elektrische Feldstärke. Sie wird gemessen in Volt pro cm. Da l im Widerstand in m ausgedrückt ist, so ist also für die linke Seite 100 \mathfrak{F} zu setzen.

$$I/q = \mathfrak{S} \quad (3)$$

nennt man die Stromdichte. Sie gibt die auf den qmm entfallende Strommenge an und wird in Ampere pro mm² gemessen. Das Ohmsche Gesetz erhält damit die Form

$$100 \mathfrak{F} = \varrho \cdot \mathfrak{S} \quad (4)$$

Diese Form unterscheidet sich von der erst angegebenen dadurch, daß sie den Zustand in jedem Punkte des Leiters charakterisiert. Wir kommen damit zum Begriff des Feldes; in jedem Punkte des Leiters hat die Feldstärke oder das Gefälle einen ganz bestimmten Wert, und sie ist es, die die Elektronen durch die Maschen der materiellen Moleküle des Metalles hindurchzieht und infolgedessen in diesem Punkte eine gewisse Stromdichte hervorruft, die lediglich vom spezifischen Widerstand, d. h. von der Natur des Materials in dem betreffenden Punkt abhängt. Der ganze von Metall eingenommene Raum ist von diesem Felde erfüllt.

Damit wird es verständlich, daß diese Gleichung nicht bloß für zylindrische Leiter gilt, sondern allgemein für jeden beliebig geformten Leiter, in welchem die Feldstärke durchaus nicht homogen zu sein braucht wie im betrachteten Falle.

Wir wollen die Gleichung auf den Fall anwenden, daß mehrere zylindrische Leiter $ABCD$ (Fig. 1) von gleichmäßigem Querschnitt q , aber verschiedenen Materialien in Reihe geschaltet werden. Wird an die Enden eine Spannung gelegt, so tritt erfahrungsgemäß im Innern der Leiter nirgend eine Stauung der Elektronen auf. Die Elektrizität fließt wie eine unzusammendrückbare Flüssigkeit. Die Stromdichte \mathfrak{S} hat somit in allen Leitern denselben Wert. Damit folgt aus der Gleichung (4), daß die Feldstärke in den verschiedenen Metallen proportional den spezifischen Widerständen ist.

$$\mathfrak{F}_1 = \frac{\mathfrak{S} \varrho_1}{100} \text{ usw.}$$

und die Teilspannungen an den drei Leitern, die in Fig. 1 als Ordinaten senkrecht zur Leiterrichtung aufgetragen sind, werden:

$$\begin{aligned} E_1 &= \mathfrak{F}_1 l_1 \\ E_2 &= \mathfrak{F}_2 l_2 \\ E_3 &= \mathfrak{F}_3 l_3 \end{aligned}$$

Aus der Figur (1) geht weiter hervor, daß die Tangenten der Winkel α dem Gefälle und damit den spezifischen Widerständen proportional sind.

Aus der großen Zahl praktischer Anwendungen, die die Gleichung (4) ermöglicht, sei eine herausgegriffen: Durch eine 220 Volt-Anlage soll eine Kraftübertragung auf 1,2 km erfolgen. Es wird ein Spannungsabfall von 10% zugelassen, d. h. bezogen auf die Doppelleitung ein Spannungsverlust von 22 Volt, auf die Einzelleitung also ein solcher von 11 Volt. Die Feldstärke im Leiter beträgt daher $11 \text{ V} / 1,2 \cdot 10^5 \text{ cm}$. Wird der spezifische Widerstand des Kupfers $= 1/58$ gesetzt, so ergibt sich eine Stromdichte von

$$\mathfrak{S} = \frac{11 \cdot 100 \cdot 58}{1,2 \cdot 10^5} = 0,532 \text{ Amp. / mm}^2.$$

Wird z. B. ein Querschnitt von 25 qmm gewählt, so wird die zulässige Stromstärke $25 \times 0,532 = 13,3 \text{ Amp.}$, die übertragbare Leistung $13,3 \cdot 220 \approx 3 \text{ kW}$. Der Wirkungsgrad der Übertragung ist 90%.

Aus dem Grundgesetz, daß Spannung \times Stromstärke die Leistung ergibt, folgt, daß in einem Zylinder von 1 cm Länge und 1 qmm Querschnitt die Leistung $\mathfrak{F} \cdot \mathfrak{S}$ aufgezehrt wird. Wird der Querschnitt auf 1 qcm vergrößert, so ergibt sich als die in der Volumeneinheit (cm^3) verbrauchte Leistung $100 \mathfrak{F} \cdot \mathfrak{S} = \mathfrak{S}^2 \cdot \rho$, gemessen in Watt pro cm^3 .

Auch diese Formel hat den Vorzug der Allgemeingültigkeit für jedes beliebige Feld und jeden beliebig geformten Körper. Die verbrauchte Energie wird bekanntlich in diesem Falle vollständig in Wärme umgesetzt.

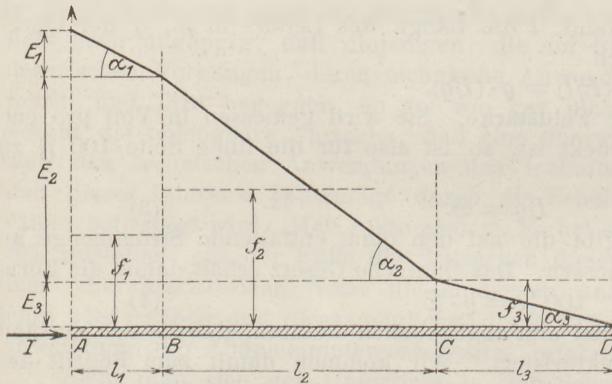


Fig. 1.

II. Der Kondensator. Wird an einen Plattenkondensator eine Spannung E gelegt, so scheiden sich auf den Belegungen die Elektrizitätsmengen $\pm Q$ aus, die der Spannung proportional sind, d. h.

$$Q = C \cdot E \quad (5)$$

E wird in Volt, Q in Amp.-Sekunden (As) gemessen; C heißt die Kapazität, sie wird in Farad gemessen und ist bekanntlich der Plattendicke umgekehrt, dem Querschnitt der Belegungen direkt proportional. Den Proportionalitätsfaktor, der vom Material zwischen den Platten abhängig ist, nennen wir Dielektrizitätskonstante; es ist also

$$C = \frac{\varepsilon' \cdot f}{l} \quad (6)$$

Die Fläche f wird in cm^2 , l in cm gemessen. Durch einfache Versuche mit dem ballistischen Galvanometer können diese Sätze bewahrheitet werden.

Befindet sich zwischen den Platten Luft, so wird bei den gewählten Einheiten

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36 \pi \cdot 10^{11}} = 0,884 \cdot 10^{-13} \quad (7)$$

Diese etwas eigenartig anmutenden Zahlen kommen durch die für das praktische Maßsystem wenig glückliche Wahl der Einheiten im elektromagnetischen Maßsystem zustande; man wird im Schulunterricht auf diese ziemlich verwickelten Fragen nicht näher eingehen können. Gibt ε an, wieviel mal so groß die dielektrische Wirkung eines anderen Materials ist, so ist in der obigen Gleichung

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \quad (8)$$

zu setzen. ε ist die Zahl, die in der Regel in Tabellen als Dielektrizitätskonstante angegeben wird.

Die Grundgleichung (5) kann man, ähnlich wie beim Ohmschen Gesetz, folgendermaßen schreiben

$$\frac{Q}{f} = \epsilon' \cdot (E/l) \tag{9}$$

$E/l = \mathfrak{F}$ wird auch hier als Feldstärke bezeichnet und in Volt pro cm gemessen. Sie ist in jedem Punkt zwischen den Platten im Dielektrikum wirksam, sie vermag aber im Isolator keine dauernde Strömung der Elektrizität hervorzurufen, sondern nur eine mehr oder weniger große Verschiebung der Elektrizitätsteilchen, die in der sogenannten Polarisierung des Dielektrikums zum Ausdruck kommt. Diese Verschiebung äußert sich dadurch, daß auf den Belegungen an den Enden der Feldlinien gewisse Ladungsdichten $\frac{Q}{f}$ auftreten. Man pflegt die Verschiebung der Teilchen dadurch zu charakterisieren, daß man von der einen Belegung zur anderen sich Linien ausgehend denkt, deren Dichte gleich der Ladungsdichte ist, d. h. von der Fläche f gehen Φ Linien aus, wobei man Φ auch als den elektrischen Fluß zu bezeichnen pflegt (Fig. 2). Die Flußdichte wird

$$\frac{\Phi}{f} = \frac{Q}{f} = \mathfrak{D} \tag{10}$$

\mathfrak{D} heißt die elektrische Verschiebung oder elektrische Erregung. Unsere Fundamentalgleichung (9) wird also:

$$\mathfrak{D} = \epsilon' \cdot \mathfrak{F} \tag{11}$$

Sie entspricht genau der modifizierten Form (4) des Ohmschen Gesetzes, d. h. wir schreiben ihr auch in komplizierteren Fällen allgemeine Bedeutung zu, und sie besagt, daß in jedem Punkt im Raum eine gewisse Feldstärke (Gefälle), gemessen in Volt pro cm, besteht, und daß diese Feldstärke imstande ist, in dem betreffenden Teilchen eine gewisse Verschiebung der Elektronen hervorzurufen, die lediglich von der Natur des Materials in diesem Punkte abhängt. Auf die anschauliche Vorstellung der stetigen Erfüllung des ganzen Dielektrikums durch das elektrische Feld sei auch hier noch einmal besonders hingewiesen.

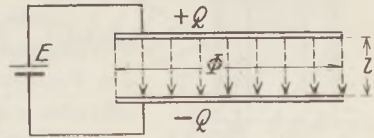


Fig. 2.

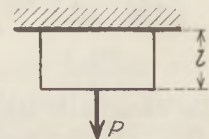


Fig. 3.

Die beschriebene Erscheinung kann durch eine Analogie aus der Elastizitätstheorie dem Verständnis nahe gebracht werden. Wird ein zylindrischer Stab von der Länge l und der Fläche f am Ende mit einer Kraft P belastet (Figur 3), so erfährt er bekanntlich eine Verlängerung, die durch die Gleichung

$$\lambda = \frac{P \cdot l}{E \cdot f} \tag{12}$$

bestimmt ist. Darin bedeutet E den Elastizitätsmodul. Setzt man

$$\frac{\lambda}{l} = \mathfrak{F}, \tag{13}$$

so bedeutet \mathfrak{F} die relative Verlängerung pro cm Stablänge, d. i. die sogen. Dehnung. Wird weiter

$$\frac{P}{f} = \mathfrak{D} \tag{14}$$

gesetzt, so bedeutet \mathfrak{D} die Belastung, die auf einen qcm entfällt, oder die sogenannte Spannung im Material und es wird

$$\mathfrak{D} = E \cdot \mathfrak{F} \tag{15}$$

Dieser Gleichung kommt allgemeine Bedeutung zu; sie besagt, daß in jedem Punkt die relative Verlängerung der dort herrschenden Spannung proportional ist, und daß die Proportionalitätskonstante nur von der Natur des Materials in dem betreffenden Punkt abhängt. Der ganze elastisch beanspruchte Raum ist von dem „Felde der

mechanischen Spannungen“ erfüllt. Ein Vergleich mit der Gleichung (11) zeigt die große Analogie der beiden Erscheinungen.

Sind im Plattenkondensator mehrere Dielektriken hintereinander geschaltet (Figur 4), so lehrt die Erfahrung, daß der Fluß in sämtlichen Materialien der gleiche ist, ebenso wie die Stromstärke in den hintereinander geschalteten Drähten und die Kraft P in aneinander gehängten Stäben aus verschiedenem Material; folglich wird auch die dielektrische Erregung, d. h. der Fluß pro qcm zwischen den Platten überall der gleiche, und da

$$\mathfrak{D} = \varepsilon_1' \cdot \mathfrak{F}_1 = \varepsilon_2' \cdot \mathfrak{F}_2 = \dots \text{ ist,}$$

so müssen sich die Feldstärken in den verschiedenen Materialien umgekehrt verhalten wie die Dielektrizitätskonstanten. Daraus folgt, daß die Feldstärke um so kleiner wird, je größer die Dielektrizitätskonstante ist (entsprechend den verschieden großen relativen Verlängerungen der elastischen aneinander gehängten Stäbe). Die Fig. 4 gibt davon auch ohne besondere Erläuterung, namentlich im Vergleich mit Fig. 1, eine anschauliche Vorstellung.

Diese Tatsache ist für die Hochspannungstechnik von größter Wichtigkeit, denn die Feldstärke ist diejenige Größe, von der die Festigkeit des Materials gegen Durchschlag abhängt. Überschreitet sie einen gewissen Wert, der z. B. für Luft bei Atmosphärendruck 21 kV/cm beträgt, so vermag das Material diesem Feld nicht mehr standzuhalten, sondern wird durchgeschlagen. Befindet sich zwischen den Platten zunächst nur Luft, so haben wir ein konstantes Gefälle. Wenn man nun eine Porzellanplatte einschiebt (Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 5$), die die Luftschicht nicht ganz ausfüllt, so beträgt die Feldstärke in Porzellan nur den fünften Teil von derjenigen in der Luft. Es muß also das Gefälle in Porzellan stark abflachen und, da die Gesamtspannung unverändert bleibt, in der angrenzenden Luft dementsprechend stark wachsen (s. in Figur 4 die doppelt geknickte Gefällslinie).

Es kann sich also ereignen, daß, solange die Porzellanplatte nicht eingeschoben war, die Luft der Spannung standhielt, daß aber nach Einschieben der Porzellanplatte das Gefälle in der angrenzenden Luft so weit gesteigert wird, daß es über der zulässigen Beanspruchung liegt und ein Durchschlag eintritt. Der Versuch läßt sich mit einem kleinen Induktor und einer eingeschobenen Glas- oder Porzellanplatte zwischen plattenförmigen Elektroden leicht ausführen.

Die im Kondensator aufgehäufte Energie ist gleich

$$W = \frac{1}{2} Q \cdot E \quad (16)$$

Sie wird gemessen in Wattsekunden (Ws).

Ersetzt man E und Q durch $\mathfrak{F}l$ und $\mathfrak{D}f$, so wird

$$w = \frac{W}{f \cdot l} = \frac{1}{2} \mathfrak{F} \mathfrak{D} \quad (17)$$

gemessen in Wattsekunden pro cm^3 .

Auch diesem Ausdruck kommt allgemeine Bedeutung zu. Er gibt die in jeder Volumeneinheit aufgespeicherte Energie des elektrischen Feldes an, ebenso wie man in einem elastisch beanspruchten Stabe jedem Raumteilchen eine aus Dehnung und Spannung berechenbare Energie der Lage zuschreiben kann.

III. Der magnetische Ring. Zur Definition der magnetischen Größen gehen wir von einem Ring aus homogenem, beliebigem Material aus, der gleichmäßig mit n -Windungen bewickelt ist (Figur 5). Schickt man durch die Windungen einen Strom von i Amp., so sagen wir, daß der Ring magnetisiert wird. Pole sind nicht vorhanden. Eine Magnetonadel außerhalb des Ringes wird keine magnetische Kraft-

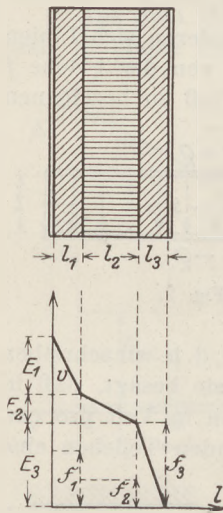


Fig. 4.

wirkung zeigen. Schon daraus folgt, daß für das Vorhandensein magnetischer Eigenschaften weder Pole noch mechanische Kräfte nötig sind, und daß es daher richtig ist, sie auf anderem Wege zu definieren.

Um die magnetische Wirkung im Innern des Ringes nachzuweisen, gibt es nur einen Weg. Es wird an einer beliebigen Stelle des Ringes eine Sekundärwicklung s aufgebracht. Solange der Strom i konstant bleibt, wird ein an die Sekundärklemmen angeschlossenes Galvanometer (Fig. 9) keinen Strom oder Stromstoß anzeigen. Dies geschieht erst, wenn i sich ändert. Der sekundäre Kreis reagiert also nicht auf den stationären magnetischen Zustand im Ringe, sondern nur auf seine zeitliche Veränderung. In vielen Fällen empfiehlt es sich den ballistischen Ausschlag zu messen, der entsteht, wenn man die primäre Stromrichtung umkehrt. Die noch näher zu definierende magnetische Wirkung im Ringe kann dem halben dabei beobachteten ballistischen Ausschlage proportional gesetzt werden.

Durch Aufbringen mehrerer einander gleicher primärer Wicklungen, die parallel oder in Reihe geschaltet werden können, weist man leicht nach, daß die durch die Sekundärspule nachzuweisende magnetische Wirkung die gleiche bleibt, wenn man das Produkt von Stromstärke und Windungszahl in primären Kreise konstant läßt. D. h. mit 100 Windungen, die mit 1 Amp. beschickt werden, erzielt man genau die gleiche Wirkung wie mit 50 Windungen zu 2 Amp. Diese den magnetischen Zustand im Ringe bewirkende Ursache, die sogenannte magnetomotorische Kraft M muß also der sogenannten „Durchflutung“, gemessen in Amperewindungen ($n \cdot i$) proportional gesetzt werden.

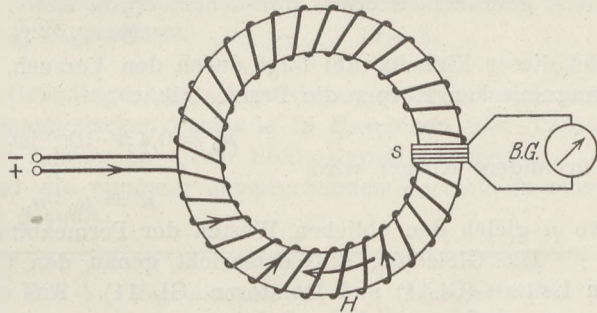


Fig. 5.

Die durch die Sekundärspule meßbare magnetische Wirkung wird ähnlich wie beim Kondensator durch den sogenannten magnetischen Fluß oder die Zahl der magnetischen Kraftlinien charakterisiert. Man kann sich die Wirkung am einfachsten durch die von Ampere eingeführte Vorstellung von Molekularströmen klar machen. Danach wird jedes Molekül dauernd von einem konstanten Molekularstrom umkreist. Die Stromebenen liegen, wenn keine äußere magnetische Kraft vorhanden ist, kunterbunt durcheinander, tritt aber eine solche Kraft auf, so werden sie je nach der Natur des Materials mehr oder weniger in dieselbe Ebene gerichtet, und der Fluß ist ein Maß für die erzielte Wirkung. Er erweist sich bei gleicher Amperewindungszahl als proportional dem Querschnitt des Ringes und umgekehrt proportional seiner Länge. Wir setzen daher

$$\Phi = \frac{\mu' q}{l} M \quad (18)$$

Darin bedeutet:

- M die magnetomotorische Kraft, gemessen in Amperewindungen,
- Φ den magnetischen Fluß oder die Zahl der Kraftlinien,
- μ' eine Materialkonstante, die sogenannte Permeabilität.

Man kann diese Gleichung in eine dem Ohmschen Gesetz entsprechende Form bringen, nämlich

$$M = \Phi \cdot R \quad (18)$$

$$R = \frac{l}{\mu' q} \quad (19)$$

Man setzt nun, ähnlich, wie im Versuch I und II,

$$\frac{M}{l} = \frac{ni}{l} = \mathfrak{H} \quad (20)$$

und nennt \mathfrak{H} die magnetische Feldstärke. Sie wird gemessen in Amperewindungen pro cm. Ferner

$$\frac{\Phi}{q} = \mathfrak{B} \quad (21)$$

\mathfrak{B} ist der Fluß pro qcm oder die sogenannte magnetische Induktion. Wie bereits oben hervorgehoben, macht sich Φ durch seine zeitliche Änderung in einer sekundären Wicklung bemerklich; und zwar wird in jeder Windung eine *EMK* proportional $d\Phi/dt$ erzeugt. Da die Einheit von Φ noch nicht festgelegt ist, wohl aber diejenige für die elektrische Spannung, so setzen wir der Einfachheit halber diese *EMK*

$$e_s = \frac{d\Phi}{dt}, \quad (22)$$

Man mißt also Φ in Voltsekunden und \mathfrak{B} in Voltsekunden pro qcm (Vs/cm^2).

Unter Zugrundelegung dieser praktischen Einheiten, die von den in der Physik meist gebrauchten etwas abweichen, ergibt sich

$$\mathfrak{B} = \mu' \cdot \mathfrak{H} \quad (23)$$

Bei dieser Einheitswahl folgt durch den Versuch, daß für Luft und die meisten unmagnetischen Körper die Permeabilität

$$\mu_0 = 0,4\pi \cdot 10^{-8} \text{ ist.} \quad (24)$$

Für andere Körper wird

$$\mu' = \mu_0 \cdot \mu, \quad (25)$$

wo μ gleich den üblichen Werten der Permeabilität ist.

Die Gleichung (23) entspricht genau den Gleichungen des elektrischen Feldes in Leitern (Gl. 4) und Isolatoren (Gl. 11). Aus unserer Betrachtungsweise geht klar hervor, daß magnetische Induktion und magnetische Feldstärke verschiedene Begriffe sind und auch als verschiedene Begriffe aufgefaßt werden müssen, selbst wenn man ihnen, wie im elektromagnetischen Maßsystem gleiche Dimensionen zuschreibt und sie auch für Luft zahlengemäß einander gleich macht. Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, daß, wenn ein Holz- und ein Eisenring gleicher Abmessung gleich bewickelt werden und mit der gleichen Stromstärke magnetisiert werden, die Feldstärke in beiden Ringen genau die gleiche ist, dagegen die Induktion, gemessen in Vs/cm^2 im Verhältnis der Permeabilitäten sehr verschieden ist.

Wird an einer Stelle ein Eisenring durch einen Luftspalt unterbrochen, so komplizieren sich die Verhältnisse dadurch, daß es magnetische Isolatoren im Sinne der elektrischen Erscheinungen nicht gibt. Immerhin bleiben, wenn der Spalt nur kurz im Verhältnis zum Querschnitt ist, die Verhältnisse im wesentlichen so wie bei den früheren Beispielen (in Reihen geschalteten elektrischen Leitern, Dielektriken, elastischen Stäben).

Der Fluß dringt unbekümmert um die Stromfläche durch Eisen und Luftspalt hindurch. Die Flußdichte hat überall denselben Wert, dagegen ändert sich die Feldstärke umgekehrt proportional mit der Permeabilität, d. h. in der Luft ist die Feldstärke sehr groß, im Eisen wird sie sehr gering, genau so wie bei einer Strömung das Spannungsgefälle in schlecht leitendem Metall groß, im Kupfer klein ist.

Man kann diese Erscheinung mit dem sogen. magnetischen Spannungsmesser von Rogowski¹⁾ nachweisen. Auf die Theorie dieses Spannungsmessers kann an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Er besteht aus einem gleichmäßig bewickelten biegsamen Band, dessen Wicklung an ein ballistisches Galvanometer angeschlossen wird. Bringt man den Spannungsmesser plötzlich aus feldfreiem Raum in ein magnetisches Feld, so zeigt das Galvanometer einen ballistischen Ausschlag, der proportional der magnetischen Spannung ist zwischen den Punkten, an denen die Enden

¹⁾ Arch. f. Elektrotechnik. Bd. 1. S. 141.

des magnetischen Spannungsmessers liegen (z. B. in Fig. 6 magnetische Spannung $\mathfrak{H}l$ zwischen den Punkten A und B). Dreht man den magnetischen Spannungsmesser möglichst schnell herum, so daß die Lage dieser Endpunkte genau mit einander vertauscht wird, so erhält man den doppelten Ausschlag. Macht man diesen Versuch an den Enden des Luftspaltes (BC in Fig. 6) und danach an zwei daneben liegenden Punkten AB des Eisenkernes, so kann man die oben beschriebene Eigenschaft der Feldstärke experimentell nachweisen. Der Versuch entspricht genau demjenigen der Strömung in hintereinander geschalteten Drähten aus verschiedenem Metall, des Kondensators mit geschichtetem Dielektrikum und der Dehnung von Stäben aus verschiedenem Material durch dieselbe Endkraft.

Auch das magnetische Feld stellt einen gewissen Energievorrat dar, und zwar kann man genau so wie beim elektrischen Felde die räumliche Verteilung der Energie feststellen; der Energieinhalt pro Volumeneinheit beträgt $\frac{1}{2} \mathfrak{H} \mathfrak{B}$, gemessen in Ws pro cm^3 .

Die gewählte Darstellung der Grundlagen des Magnetismus erleichtert sehr die Darstellung und Berechnung der magnetischen Zustände in Maschinen und Transformatoren. Es würde aber zu weit führen, an dieser Stelle darauf einzugehen.

Zum Schluß seien noch einmal die einander entsprechenden Formeln in einer Tabelle übersichtlich nebeneinander gestellt:

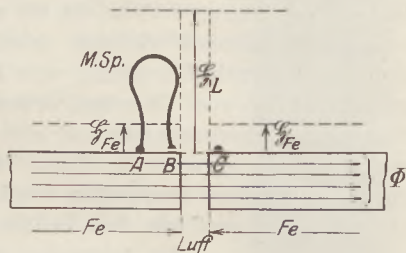


Fig. 6.

Strömungsfeld	Elektrostatistisches Feld	Magnetisches Feld	Elastisches Feld
$E = IR$	$E = Q/C$	$M = \Phi \cdot R$	$\lambda = P \cdot k$
$R = \frac{\rho l}{q}$	$1/C = \frac{l}{\epsilon' f}$	$R = \frac{l}{\mu' q}$	$k = \frac{l}{E \cdot f}$
$El = \mathfrak{F}$	$E/l = \mathfrak{F}$	$M/l = ni/l = \mathfrak{H}$	$\lambda/l = \mathfrak{F}$
$Iq = \mathfrak{C}$	$Q = \Phi; \Phi/f = \mathfrak{D}$	$\Phi/q = \mathfrak{B}$	$P/f = \mathfrak{D}$
$100 \mathfrak{F} = \rho \cdot \mathfrak{C}$	$\mathfrak{D} = \epsilon' \mathfrak{F}$	$\mathfrak{B} = \mu' \mathfrak{H}$	$\mathfrak{D} = E \mathfrak{F}$
$\frac{N}{vol} = 100 \mathfrak{F} \cdot \mathfrak{C}$	$\frac{W}{vol} = \frac{1}{2} \mathfrak{F} \mathfrak{D}$	$\frac{W}{vol} = \frac{1}{2} \mathfrak{H} \cdot \mathfrak{B}$	$\frac{W}{vol} = \frac{1}{2} \mathfrak{F} \mathfrak{D}$

Überblickt man das Ganze, so ist die Ähnlichkeit der drei Grundversuche nicht zu verkennen, und die Analogie mit dem gedehnten Stabe erleichtert das Verständnis der einfachsten Grundbegriffe für die Lehre von Elektrizität und Magnetismus. Durch alle drei Versuche wird der für die Maxwell'sche Theorie so wichtige Begriff des Feldes erläutert und anschaulich gemacht und damit die Grundlage geschaffen für das Verständnis der Maxwell'schen Vorstellungsweise der Elektrizitätslehre. Ich bin mir darüber klar, daß die Durcharbeitung dieser Vorschläge im einzelnen für die Zwecke der Schule noch manches Kopfzerbrechen machen wird, würde mich aber freuen, wenn sich Schulmänner fänden, die sich dieser dankenswerten Aufgabe unterzögen. Dem Unterricht in den Hochschulen würde durch eine solche Umstellung des vorbereitenden Unterrichtes ein wesentlicher Dienst geleistet werden.

Technische Hochschule Berlin-Charlottenburg.

Über die Verwendung der Wechselstrombogenlampe zur Bestimmung der Fallbeschleunigung.

Von P. Hanck in Pasewalk.

Wenn man die Inhaltsverzeichnisse dieser Zeitschrift durchblättert, findet man fast in jedem Jahrgang neue Versuchsanordnungen zur Bestimmung der Fallbeschleunigung durch Fallversuche, von denen die meisten jedoch keine besondere Bedeutung erlangt haben, da sie umständlich, zeitraubend und in betreff der Genauigkeit der Ergebnisse vielfach wenig befriedigend sind. Die meisten Freunde scheint sich die Versuchsanordnung von F. C. G. MÜLLER [*diese Zeitschrift* 28, 17] und die ganz ähnliche von GRIMSEHL erworben zu haben, die die wichtige Konstante g durch Stimmgabelschwingungen auf einer beruhten Platte mit einer Genauigkeit zu ermitteln gestattet, wie sie wohl nur durch indirekte Bestimmungen mit Hilfe von Pendelschwingungen wesentlich übertroffen werden kann. Auch mir sagt diese graphische Bestimmung besonders zu, weil sie den Schülern das beste Bild von der Fallbewegung gibt.



Fig.
1a.



1b.

Im folgenden will ich ein ähnliches Verfahren mitteilen, bei dem man anstatt der Stimmgabelschwingungen die Lichtwechsel einer Wechselstrombogenlampe als Zeitmesser benutzt. Dieser Gedanke ist an sich nicht neu. So bestimmt GÜNTHER [*diese Zeitschrift* 35, 55] die Fallbeschleunigung durch Aufzeichnung der Fallbewegung auf einer durch Wechselstrombogenlicht beleuchteten stroboskopischen Scheibe. Seine Ergebnisse bleiben jedoch in bezug auf Genauigkeit entschieden hinter denen von MÜLLER zurück. Bessere Werte erzielt DANNEMANN, indem er den photographischen Apparat zur Aufnahme fallender Körper im Lichte der Wechselstrombogenlampe benutzt. Während aber DANNEMANN den fallenden Körper zusammen mit einem Maßstab photographiert, empfiehlt es sich nach meiner Meinung, die Lichtwechsel unmittelbar auf einem mit photographischem Papier bespannten Fallkörper abzubilden, um die Fallräume in wahrer Größe zu erhalten¹⁾.

Die Ausführung gestaltet sich sehr einfach. Man spannt zunächst in ein Stativ einen kleinen Elektromagneten, der den Fallkörper trägt. Als solchen wählte ich anfangs, und damit wird man sich meistens begnügen können, eine Holzplatte mit den Dimensionen $30 \times 6 \times 2$ cm, die an einer Querseite mit einem Stück Eisenblech benagelt war. Auf diese Platte klebt man 2 Papierstreifen etwa aus Schreibheftdeckeln in der Weise, daß sie nur zur Hälfte mit Leim bestrichen werden (Fig. 1a u. b) und schiebt zwischen das Brett und den nicht bestrichenen Teil der Papierstreifen ein Stück hochempfindlichen photographischen Papiers, wie ich es in dieser Zeitschrift [36, 18] erwähnte. Nach diesen Vorbereitungen stellt man vor dem an den Elektromagneten gehängten Fallkörper eine Papptafel, die mit einem etwa 3 cm langen und 3 mm breiten horizontalen Spalt versehen ist, senkrecht so auf, daß das photographische Papier der Papptafel recht genau anliegt und der Spalt der Tafel ein wenig höher steht, als der untere Begrenzungsrand des Papiers.

Um die einzelnen zu dem Versuch nötigen Teile immer schnell und bequem zur Hand zu haben, ist es zweckmäßig, sie zu einem geschlossenen Apparat zusammenzufügen. An Stelle der Papptafel benutzt man in diesem Falle ein mit einer Querleiste versehenes, den Elektromagneten tragendes Brett, das mit einer Längskante vertikal in ein Stativ gespannt wird. Aus diesen Brett wird man allerdings nicht gut einen sauberen, scharfen Spalt herausarbeiten können. Man schneidet deshalb ein größeres etwa 1 cm breites Stück heraus und klebt dann zwei Papierstreifen, die einen 1 mm breiten Spalt frei lassen, über den Ausschnitt.

¹⁾ Man vergleiche hiermit auch die photographischen Verfahren von Schüt [*diese Zeitschrift* 31, 128] und Wendler [*diese Zeitschrift* 35, 216].

Auf den Spalt, der vorläufig noch durch eine Blende verdeckt ist, läßt man nun das Wechselstrombogenlicht des Projektionsapparates fallen. Dies erfolgt am besten so, daß man vor der Kondensorlinse noch einen zweiten einige Millimeter breiten horizontalen Spalt aufstellt und diesen durch das Objektiv auf den Spalt der Papptafel projiziert. Alsdann entfernt man die Blende, öffnet sofort den Strom und gibt dadurch den Fallkörper frei. Das Öffnen des Stromes hat unverzüglich nach Entfernen der Blende zu erfolgen, denn bei der großen Stärke des auffallenden Lichtes wird das photographische Papier in der Nähe des Spaltes durch diffuses Licht allmählich geschwärzt werden, so daß das entstehende Bild an dieser Stelle unklar wird. Natürlich muß man durch eine entsprechende Vorrichtung auch dafür Sorge tragen, daß das Papier nach dem Fall nicht noch belichtet wird, aber man braucht hierbei nicht allzu ängstlich zu sein, wenn man sofort die Bogenlampe löscht. Nach Entwicklung des Papiers zeigt sich das in Fig. 2 wieder-gegebene Bild.

Fast noch einfacher kommt man zum Ziel, wenn man in das in der oben angegebenen Weise mit einem Spalt versehene, in ein Stativ geklemmte Brett in der Nähe des oberen Randes zwei Nägel einschlägt, über die der Fallkörper mittelst eines Fadens gehängt wird. Den Faden brennt man bei Beginn des Versuches durch die nichtleuchtende Flamme eines Bunsenbrenners durch. Wie ich mich überzeugt habe, genügt diese Vorrichtung völlig. Das Anzünden des Bunsenbrenners übt, mit einiger Vorsicht ausgeführt, keine merkliche Wirkung auf das hinreichend geschützte photographische Papier aus. Einen Nachteil wird man hierbei allerdings in Kauf nehmen müssen. Das Durchbrennen des Fadens kann nicht so schnell erfolgen, wie das Öffnen des Stromes, das photographische Papier wird infolgedessen vor Beginn des Falles länger belichtet und in der Umgebung des Spaltes mehr geschwärzt werden. Die Messungen werden aber hierdurch nicht beeinträchtigt, denn man kann, wenn in einem ungünstigen Falle die Begrenzung des Spaltes nicht deutlich zu erkennen ist, von dem ebenfalls durch diffuses Licht nach beiden Seiten verlängerten Teil des Spaltbildes, das immer scharf begrenzt ist, ausgehen. Bequemer ist aber immerhin die elektromagnetische Auslösung. Sie gestattet ein angenehmes und schnelles Arbeiten, und bei wiederholten Versuchen fällt das lästige Einziehen eines neuen Fadens fort.

Die hergestellte Aufnahme wird sich nun natürlich ungetrocknet im Unterricht nicht gut verwenden lassen. Man kann sie von den Schülern nur oberflächlich in Augenschein nehmen lassen und muß weitere Betrachtungen an eine vorbereitete Aufnahme, die man zusammen mit einer Millimeterteilung auf ein Stück Pappe geklebt hat und den Schülern durch Projektion zeigt, anschließen.

An dem Bild beobachten wir zunächst die zunehmende Geschwindigkeit. Um die Beschleunigung der Größe nach zu ermitteln, messen wir die in der hier vorliegenden Zeiteinheit $\frac{1}{100}$ Sekunde zurückgelegten Wege. Wir finden von einer beliebigen Stelle mit der Lichtphase 0 anfangend etwa 6,4; 7,4; 8,4 mm usw. in den einzelnen aufeinander folgenden Zeiten. Diese Wege geben uns bei der geringen Größe der gewählten Zeitabschnitte ein Maß für die Geschwindigkeit. Da sie immer um 1 mm zunehmen, muß es sich beim freien Fall um eine gleichförmig beschleunigte Bewegung handeln. Nachdem wir diese Tatsache durch Induktion festgestellt haben, benutzen wir die

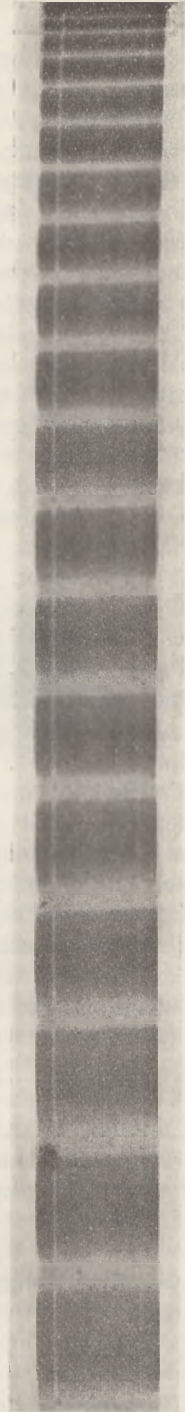


Fig. 2. ($\frac{1}{100}$).

Nachdem wir deduktiv ge-

wonnene Formel $s = \frac{g}{2} t^2$ und finden für die Beschleunigung in einer Sekunde den 10000fachen Wert, also rund 10 m.

Um einen genaueren Wert zu erhalten, gehen wir davon aus, daß sich bei einer gleichförmig beschleunigten Bewegung die Wege wie die Quadrate der Zeiten verhalten und messen vom Anfangspunkt, d. h. von der Mitte des Spaltes ausgehend, zwei Wege ab, die im Verhältnis 1:4 stehen, und bei denen, das ist wesentlich für die Berechnung, die Zeiten gleich einem ganzen Vielfachen vom Lichtwechseln sind. Die Lichtwechsel kann man nun allerdings nicht genau zählen, da der erste Fallraum so klein ist, daß man nicht erkennen kann, mit welcher Lichtphase der Fall beginnt. Die Differenz der Fallzeiten für die beiden Fallräume läßt sich aber leicht ermitteln, und man ist daher auch in der Lage, die ganzen Fallzeiten, die sich wie 1:2 verhalten, anzugeben. So finden wir in der Abbildung z. B. die Wege $s_1 = 4$ cm und $s_2 = 16$ cm. Die Differenz zwischen s_2 und s_1 ist, da wir zwischen den beiden Wegen 9 Lichtwechsel zählen, gleich $\frac{9}{100}$ Sekunden, die für den Weg s_2 gebrauchte Zeit also gleich $\frac{18}{100}$ Sekunden. Die beiden Strecken s_1 und s_2 erfüllen unsere Bedingung jedoch nicht genau. Man sieht schon bei oberflächlicher Beobachtung, daß die Zeitdifferenz ein wenig größer als 9 Lichtwechsel ist, wir mithin für die Fallräume etwas kleinere Werte nehmen müssen. Wir prüfen etwa die Strecken $s_1 = 3,95$ cm und $s_2 = 15,8$ cm und erkennen, daß diese dem wahren Werte näher kommen. Da aber die Endpunkte der Fallräume nicht mit dem Anfang eines Lichtwechsels zusammenfallen, können wir nach Augenmaß nur eine ungefähre Schätzung vornehmen, und diese ergibt eben für die Differenz der Fallzeiten einen ganzzahligen Wert. Um uns von der Richtigkeit zu überzeugen, messen wir die Entfernung der Endpunkte der Fallstrecken s_1 und s_2 von den Anfangspunkten der betreffenden Lichtwechsel, auf die die Endpunkte fallen. Diese Werte stellen uns mit großer Genauigkeit die Geschwindigkeit am Schlusse der Fallräume dar. Sie müssen sich also, da die Wege im Verhältnis 1:4 stehen, wie 1:2 verhalten. Das trifft aber für die angenommenen Fallräume genau zu, denn wir erhalten für die die Lichtphase bestimmenden Entfernungen 3,4 und 6,8 mm. Um diese Größen sicher unter Schätzung von $\frac{1}{10}$ mm messen zu können, ist natürlich nötig, daß die Lichtwechsel möglichst scharf einsetzen, so daß man ihren Anfangspunkt gut erkennen kann. Bei meinen Aufnahmen konnte ich dies mit Befriedigung feststellen, während das Abklingen wegen des Nachleuchtens der Kohlen weniger scharf zu beobachten war.

Da wir nun für den Weg $s_2 = 15,8$ cm die Zeit $t = \frac{18}{100}$ Sekunden ermittelt haben, ergibt sich für g der Wert 975 cm. Entsprechend wurden auch für andere Fallzeiten die Fallräume, die in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind, gemessen.

s_1	s_2	$t_2 - t_1$	t_2	g
4,87 cm	19,48 cm	10 Lichtwechsel	20 Lichtwechsel	974,0 cm
3,95 "	15,8 "	9 "	18 "	975,3 "
3,11 "	12,46 "	8 "	16 "	973,4 "
2,39 "	9,56 "	7 "	14 "	975,5 "

Die für g erhaltenen Werte sind also fast gleich, woraus man schon die Genauigkeit der Messung beurteilen kann. Kleinere Fallstrecken wurden dabei nicht berücksichtigt,

weil sie naturgemäß die Ergebnisse ungünstig beeinflussen würden. Bei einer zweiten Aufnahme erhielt ich für g die Werte 975; 975; 974; 974 cm, so daß sich als Mittelwert 974,5 cm ergibt.

Natürlich kann man die durch die undeutliche Lichtphase im Anfang bedingte Unsicherheit der Zählung auch auf anderem Wege ausgleichen. Man mißt etwa zwei beliebige Wege s_1 und s_2 vom Anfangspunkt bis zum Anfang je eines Lichtwechsels. Die unbekannte Falldauer für s_1 sei gleich x , die Falldauer für s_2 ist dann, da sie um die Zahl n der zwischen s_1 und s_2 erfolgenden Lichtwechsel zu vermehren ist, gleich $x + n$. Man erhält also nach dem Quadratgesetz die Gleichung $s_1 : s_2 =$

$x^2 : (x + n)^2$, aus der x berechnet werden kann. Die Ausrechnung ist aber im allgemeinen wegen der großen Zahlenwerte umständlich, so daß ich das erste auch von Fr. C. G. MÜLLER [*diese Zeitschrift* 35, 214] empfohlene Verfahren, das mir außerdem lehrreicher erscheint, vorgezogen habe.

Wenn nun die oben mitgeteilten Werte für g auch wohl befriedigend waren, so reizte es mich doch, der Abweichung von dem wahren Werte nachzugehen. Diese konnte wegen der gut übereinstimmenden Ergebnisse kaum in der Versuchsanordnung liegen. Da Reibungswiderstände nicht in Frage kamen, und der Auftrieb in der Luft keinen so starken Einfluß ausüben konnte, blieb nur übrig, daß die für die Frequenz des Wechselstroms angenommene Größe nicht genau war. Diese muß man eben, wenn man auf sorgfältige Messungen Wert legt, jedesmal nachprüfen, da sie durch ungleichen Gang der Maschine geändert wird. Man kann sich dazu einer Stimmgabel mit bekannter Schwingungszahl bedienen und verfahren, wie ich in dieser Zeitschrift [36, 24], angegeben habe. Wenn aber die Schwingungszahl der Stimmgabel nicht sehr zuverlässig ist, wird ein Pendel, insbesondere ein Federpendel, wie es HAHN (Handbuch S. 211) zur Bestimmung der Schwingungszahl einer Stimmgabel benutzt, gute Dienste leisten können. Gewisse Schwierigkeiten bereitet in diesem Falle allerdings das Zählen der zwischen den höchsten und tiefsten Punkten der Pendelkurve liegenden Wechsel, da die Lage dieser Punkte nicht sicher genug angegeben werden kann. Bessere Ergebnisse erhält man nach einem etwas abgeänderten Verfahren. Man benutzt wieder den a. a. O. erwähnten Träger mit dem das photographische

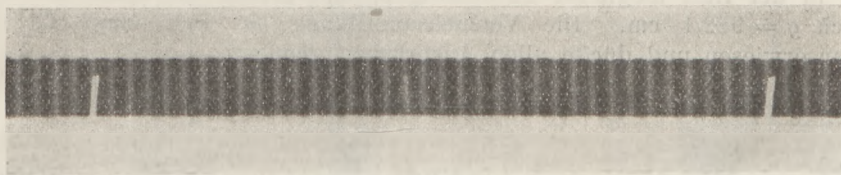


Fig. 3.

Papier tragenden Schieber, läßt aber das am Ende mit einem dünnen Draht versehene Federpendel nicht in Richtung des Spaltes, sondern senkrecht dazu, also in der Bewegungsrichtung des Schiebers schwingen. Die durch die Pendelschwingungen unterbrochenen Lichtwechsel lassen sich so gut zählen (Fig. 3). Natürlich darf die Amplitude des Pendels nicht zu klein gewählt werden, weil sonst die unterbrechenden Striche sehr breit ausfallen würden, eine gewisse Größe darf aber auch nicht überschritten werden. Bei dieser Aufnahme zeigt sich allerdings, daß von dem Pendel nicht in jeder Lage ein scharfes Bild auf dem Papier entsteht, sondern wie aus der Figur ersichtlich, abwechselnd ein scharfes und ein unscharfes. Dieser Wechsel ist dadurch zu erklären, daß das Pendel beim Vorübergang an dem Spalt einmal in Richtung der Bewegung des photographischen Papiers und das nächste Mal in entgegengesetzter Richtung schwingt. Deutlich sieht man diese für Messungen unwesentliche Unregelmäßigkeit, wenn man eine größere Anzahl von Pendelschwingungen aufnimmt. Da man nun die Schwingungsdauer des Pendels sehr genau bestimmen kann, so erhält man auch einen recht zuverlässigen Wert für die Zahl der Wechsel, der selbstverständlich in allgemeinen genauer ist, als der mit Hilfe einer Stimmgabel gefundene, da die Fehlerquellen hier auf das geringste Maß beschränkt sind. Umgekehrt kann man natürlich die Schwingungszahl einer Stimmgabel auf photographischem Wege durch die Lichtwechsel außerordentlich sicher bestimmen.

Die Schwingungsdauer des benutzten Pendels war nach zwei Zählungen von je 500 Schwingungen, die jedesmal denselben Wert ergaben, gleich 0,3612. Auf eine ganze Schwingung des Pendels kamen, wie aus der Abbildung ersichtlich und durch mehrere Beobachtungen bestätigt wurde, 36,2 Lichtwechsel. Für die Frequenz des

Wechselstroms ergibt sich daraus der Wert $\frac{100,28}{2}$. Den obigen Mittelwert $g = 974,5$ cm müssen wir demnach noch mit $1,0028^2$ multiplizieren und erhalten dann für g den Wert 980 cm, während der wahre Wert unter Berücksichtigung des Auftriebes in der Luft für den Fallkörper 979,3 cm beträgt. Die Abweichung beträgt mithin kaum 1‰ .

Es fragt sich noch, ob bei diesem Versuch außer dem Auftrieb noch der Widerstand der Luft meßbar auf den fallenden Körper einwirkt. Die Genauigkeit der erhaltenen Ergebnisse spricht ja eigentlich schon dagegen, immerhin wäre ein Zufallsergebnis möglich. Wenn wir aber auf die oben angegebenen Werte 974; 975,3; 973,4; 975,5 zurückgehen, so sehen wir, daß sie bis auf die nicht zu umgehenden Beobachtungsfehler gleich sind. Bei Einwirkung des mit dem Quadrate der Geschwindigkeit zunehmenden Luftwiderstandes aber müßten die auf Grund größerer Zeiten bestimmten Werte kleiner sein. Das ist nicht der Fall. Man darf also dem Luftwiderstande, wie es gelegentlich in Veröffentlichungen in dieser Zeitschrift geschieht, wohl keine besondere Bedeutung beimessen, wenigstens nicht bei kurzen Fallräumen, wie sie hier in Frage kommen.

Nachdem ich mich überzeugt hatte, wie genau diese Vorrichtung arbeitet, mußte ich erwarten, daß man bei Verwendung eines Körpers mit größerem spezifischem Gewicht auch eine Zunahme der Fallbeschleunigung feststellen kann. Ich ersetzte also nach dem Vorbild von MÜLLER die Holzplatte durch eine Eisenplatte, um den Auftrieb in der Luft möglichst zu beseitigen, und erhielt für diese als Mittelwert tatsächlich $g = 982,1$ cm. Die Versuchsanordnung hat sich somit als durchaus brauchbar erwiesen und dürfte allen Ansprüchen genügen.

Versuche zur Bestimmung der Spannkraft von Gasen und Dämpfen.

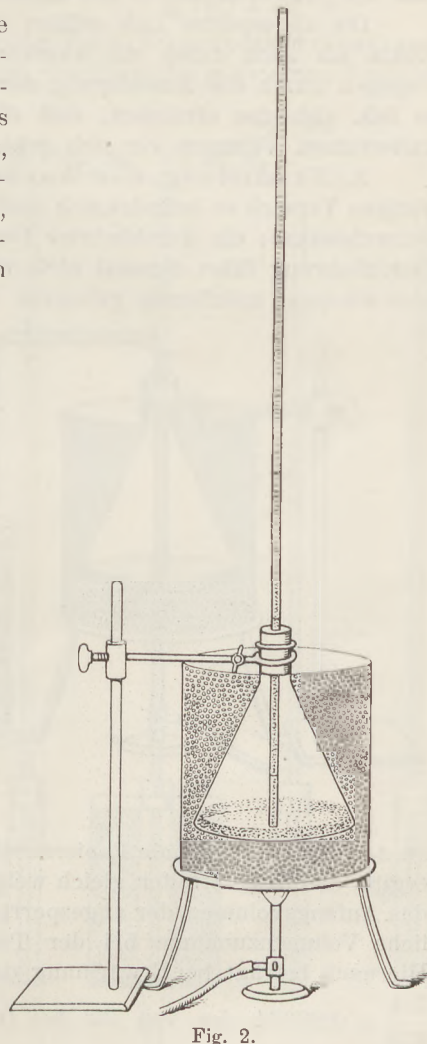
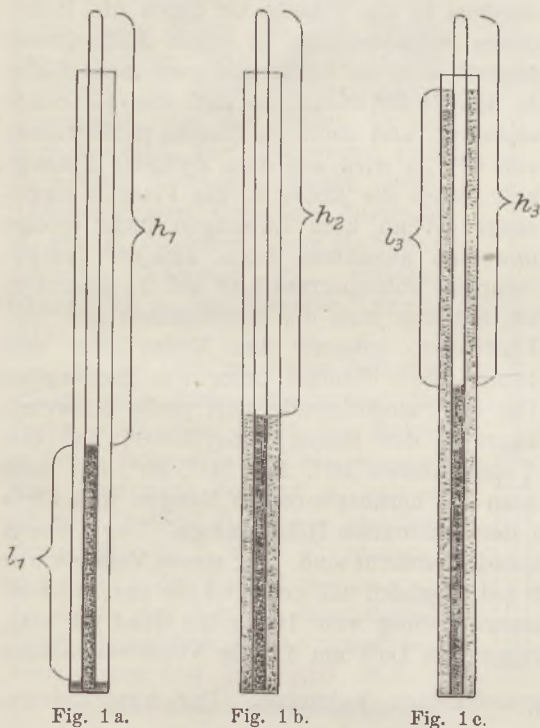
Von Emil Schulze in Altenburg.

Die im folgenden beschriebenen messenden Versuche sind sämtlich mit einfachen Mitteln anzustellen; nur Glassachen sind dazu nötig, die entweder schon vorhanden sind oder mit geringen Kosten angeschafft werden können.

1. Versuch zur Bestätigung des Mariotteschen Gesetzes. Über eine lange Torricellische Röhre, die zum Teil mit Schwefelsäure angefüllt ist, wird eine etwas weitere, an dem einen Ende geschlossene Röhre gestülpt. Werden beide Röhren umgekehrt (Fig. 1a), so wird oben in der Torricellischen Röhre eine bestimmte Menge verdünnter Luft von der Höhe h_1 abgesperrt, die unter dem Druck $p - l_1$ steht, wo l_1 den Abstand der Flüssigkeitssäulen in der engen und der weiten Röhre und p die Höhe einer Schwefelsäure-Säule von 1 qcm Querschnitt bedeutet, deren Gewicht gleich dem Atmosphärendruck ist.

Durch Eingießen von Schwefelsäure in die weite Röhre wird der Druck auf die abgesperrte Luft allmählich stärker. Sobald die Flüssigkeit in beiden Röhren gleich hoch steht, befindet sich die abgesperrte Luft, die jetzt die Höhe h_2 habe, unter dem Atmosphärendruck p (Fig. 1b). Gießt man endlich die weite Röhre bis oben voll Schwefelsäure, so wird die abgesperrte Luft dichter als die Außenluft. Sie habe die Höhe h_3 und stehe unter dem Druck $p + l_3$, wo l_3 der Abstand der Flüssigkeitssäulen in beiden Röhren ist (Fig. 1c). Das Mariottesche Gesetz $(p - l_1) \cdot h_1 = p \cdot h_2 = (p + l_3) \cdot h_3$ findet durch den Versuch Bestätigung. Beispielsweise hatten in einem Versuch die drei Produkte die Werte $(555 - 41,5) \cdot 77$, $555 \cdot 71,3$, $(555 + 52,7) \cdot 65,1$. Damit die Schüler den Stand der Flüssigkeit in den Röhren deutlich beobachten können, empfiehlt es sich, die Säure in der Torricellischen Röhre stark, in der weiten Röhre schwach zu färben.

2. Ermittlung des Spannungskoeffizienten der Luft. In eine Erlenmeyersche Kochflasche wird stark gefärbte Schwefelsäure gegossen und darauf der Flaschenhals in die Klemme eines Stativs eingeklemmt, die Flasche in einen Becher mit Eiswasser gesenkt und durch einen durchbohrten Gummistopfen verschlossen. Durch die Durchbohrung führt eine enge bis in die Schwefelsäure reichende Röhre (Fig. 2). Die Flüssigkeitssäule in der Röhre, die durch Hineindrücken des Gummistopfens in den Flaschenhals entstanden ist, hat, nachdem die Luft in der Flasche die Temperatur 0° angenommen hat, eine bestimmte Höhe, die man feststellt. Hierauf entferne man die Eisstückchen aus dem Eiswasser und steigere durch



eine unter den Becher gestellte Flamme die Temperatur des Wassers und der abgesperrten Luft langsam auf 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , messe bei diesen Temperaturen die Steighöhen möglichst genau und klebe an die Röhre an den ermittelten Höhepunkten schmale Papierstreifen. Der Versuch ergibt, daß diese Streifen gleich weit voneinander entfernt sind. Bei einem Versuch war der Druck der abgesperrten Luft bei 0° gleich dem Druck einer Schwefelsäure-Säule von 540 cm Höhe, der Abstand zwischen zwei Papierstreifen war durchschnittlich 19,7 cm. Hiernach beträgt bei Erwärmung der abgesperrten Luft um 1° die Druckzunahme $\frac{1,97}{540} = 0,00365$ des von ihr bei 0° ausgeübten Druckes.

Zum Gelingen dieses Versuchs und aller folgenden gehört ein guter Verschluss der Flasche. Man erreicht das, indem man zwischen Kautschukstopfen und Flasche bzw. Röhre eine Schicht von Paragummilösung bringt, die schnell eintrocknet und später durch Benzin sich leicht wieder entfernen läßt. Sodann müssen die Steighöhen

bei den angegebenen Temperaturen möglichst genau festgestellt werden. Will man z. B. bei 50° die Steighöhe ermitteln, so lasse man schon bei 48° die Flamme klein brennen, rühre das Wasser fortwährend um und halte bei 50° die Flamme so schwach, daß die Schwefelsäure in der Röhre längere Zeit einen festen Stand beibehält.

Die abgesperrte Luft erfährt sowohl durch das Hinaufpressen der Säure in die Röhre als auch durch die Ausdehnung des Glases eine geringe Volumvermehrung, dagegen durch die Ausdehnung der Schwefelsäure eine geringe Volumverminderung; es läßt sich also erreichen, daß die Erwärmung der abgesperrten Luft bei unveränderlichem Volumen vor sich geht.

3. Ermittlung des Ausdehnungskoeffizienten der Luft. Wie im vorigen Versuch so befindet sich auch in diesem in einer Erlenmeyerschen Flasche Schwefelsäure; ein durchbohrter Gummistopfen verschließt die Flasche. Durch die Durchbohrung führt diesmal nicht wie im vorigen Versuch eine lange gerade, sondern eine zweimal knieförmig gebogene Röhre (Fig. 3). Beim Hineindrücken des Gummistopfens in die Flasche ist durch die Röhre etwas Schwefelsäure in einen Meßzylinder gepreßt worden. Gießt man noch mehr Säure in den Meßzylinder, so daß das Rohrende eintaucht, und stellt die Flasche in Eiswasser von 0° , so wird aus dem Zylinder Flüssigkeit durch die Röhre in die Flasche eingesaugt. Wenn kein Einsaugen mehr erfolgt und man annehmen kann, daß die Temperatur der abgesperrten Luft auf 0° gesunken ist, entferne man die Eisstückchen aus dem Eiswasser, entleere den Meßzylinder und bringe eine Flamme unter das Becherglas.

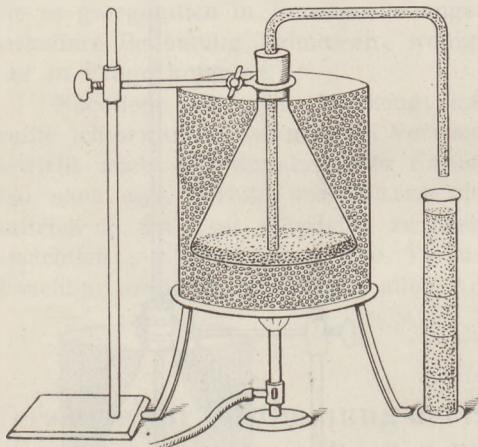


Fig. 3.

Die sich ausdehnende Luft preßt Schwefelsäure in den leeren Meßzylinder. Bei den Temperaturen 10° , 20° , 30° , 40° , 50° mißt man die herausgepreßten Mengen und klebt

an den Zylinder schmale Papierstreifen an den ermittelten Höhepunkten. Der Versuch ergibt, daß diese Streifen gleich weit voneinander entfernt sind. Bei einem Versuch war das Anfangsvolumen der abgesperrten Luft bei 0° gleich 935 cm und die durchschnittliche Volumenzunahme bei der Temperatursteigerung von 10 zu 10 Grad 34 cm. Hiernach beträgt bei Erwärmung der abgesperrten Luft um 1° die Volumenzunahme

$\frac{3,4}{935} = 0,00364$ des von ihr bei 0° eingenommenen Volumens. Der Ausdehnungs-

koeffizient $\alpha = \frac{v_t - v_0}{v_0 \cdot t}$ bei konstantem Druck und der Druckkoeffizient $\alpha' = \frac{p_t - p_0}{p_0 \cdot t}$ bei konstantem Volumen sind also durch die beiden letzten Versuche fast gleich groß gefunden worden.

Anmerkung. Die beiden Versuche eignen sich dazu, an sie die Erörterung des Gedankenversuchs von Rob. Mayer anzuschließen. Die bei konstantem Volumen der abgesperrten Luft zugeführte Wärmemenge $G \cdot t \cdot c_v$ ist geringer als die bei konstantem Druck zugeführte Wärmemenge $G \cdot t \cdot c_p$, denn sie dient nur zur Erhöhung der Temperatur von 0° auf t° , während die bei konstantem Druck zugeführte außerdem noch eine Arbeit leisten muß, indem sie dem Druck p_0 entgegen die Flüssigkeitsmenge vom Volumen $v_t - v_0$ herauspreßt. Durch diesen letzteren Teil, durch $G \cdot t \cdot (c_p - c_v)$ Kalorien, ist die Arbeit $p_0(v_t - v_0)$ geleistet worden. Die von einer Kalorie geleistete Arbeit ist hiernach $J = \frac{p_0 \cdot (v_t - v_0)}{G \cdot t \cdot (c_p - c_v)}$. Setzt man in diesen Ausdruck für das Gewicht G der abgesperrten Luft den Wert $v_0 \cdot s_0$ ein, wo s_0 das Gewicht

von 1 cc Luft bei 0° und dem Druck p_0 bedeutet, und für $\frac{v_t - v_0}{v_0 \cdot t}$ den Wert α ein, so erhält man die von Rob. Mayer abgeleitete Formel $J = \frac{p_0 \cdot \alpha}{s_0 \cdot (c_p - c_v)}$.

4. Versuch zur Bestätigung des Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetzes. Der vorige Versuch hat bereits eine Bestätigung des Gay-Lussacschen Gesetzes gebracht. Im folgenden soll noch eine Versuchsanordnung wegen gewisser Vorzüge, die sie besitzt, angegeben werden. Zwei gleich hohe und gleich weite Glaszylinder A_0 und B_0 (Fig. 4) sind durch einen durchbohrten Gummistopfen geschlossen. Durch die Durchbohrung führt eine lange, 1 cm weite Röhre bis zum Boden des Zylinders. Die Luft in beiden Zylindern ist durch Schwefelsäure abgesperrt, die den Boden $\frac{1}{2}$ cm hoch bedeckt. Die Luftmengen sind in beiden Zylindern gleich groß. Außerdem sind auch ihre Zustände A_0 und B_0 dieselben, denn sie haben dasselbe Volumen v_0 , dieselbe Spannkraft p_0 und dieselbe Temperatur T_0 .

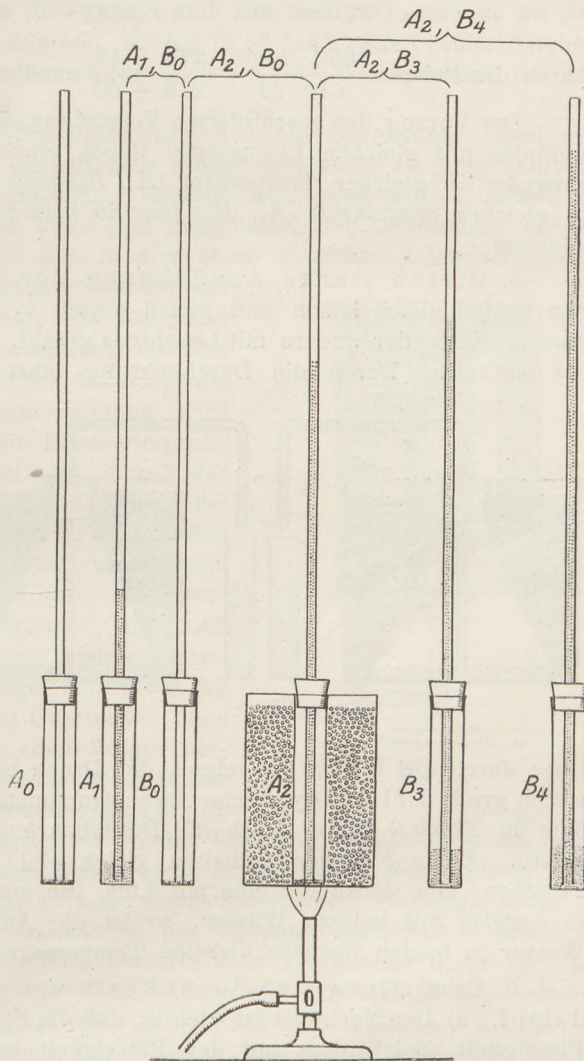


Fig. 4.

a) Die Luft im ersten Zylinder erfahre eine Zustandsänderung dadurch, daß oben durch die Röhre gefärbte Schwefelsäure eingegossen wird. Der neue Zustand A_1 stimmt mit dem Zustand B_0 in den gleichen Temperaturen T_1 und T_0 überein, und es gilt die Formel $p_1 v_1 = p_0 v_0$, die durch den Versuch Bestätigung findet. Beispielsweise war mit großer Annäherung $560 \cdot 29 = 610 \cdot 26,6$.

b) Eine neue Zustandsänderung der Luft im ersten Zylinder erzielt man dadurch, daß man den Zylinder in ein mit warmem Wasser gefülltes Becherglas stellt und die Temperatur durch eine untergestellte Flamme so lange steigert, bis die Schwefelsäure im Zylinder nur noch $\frac{1}{2}$ cm hoch steht. Im neuen Zustand A_2 hat die abgesperrte Luft wieder das Volumen $v_2 = v_0$ angenommen, und bei einem Nebeneinanderstellen beider Zylinder findet die Formel $\frac{p_2}{p_0} = \frac{T_2}{T_0}$ durch das Beispiel $\frac{640}{560} = \frac{273+60}{273+18}$ annähernd Bestätigung.

c) Jetzt ändere man den Zustand der Luft im zweiten Zylinder, indem man von oben durch die Röhre so lange gefärbte Schwefelsäure eingießt, bis der Abstand der Flüssigkeitssäulen in der Röhre und im Zylinder genau so groß ist, wie der im ersten Zylinder. Im neuen Zustand B_3 ist die Spannkraft der abgespannten Luft ebenso

groß wie die im ersten Zylinder, es ist $p_3 = p_2$ und daher gilt die Formel $\frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2}$, die durch das Beispiel $\frac{25,4}{29} = \frac{273 + 18}{273 + 60}$ annähernd bestätigt wird.

d) Führt man endlich durch die Röhre des zweiten Zylinders so lange Schwefelsäure zu, bis die ganze Röhre gefüllt ist, so nimmt die abgesperrte Luft den Zustand B_4 an und ein Vergleich mit dem Zustand A_2 führt zu der Formel $\frac{p_4 \cdot v_4}{p_2 \cdot v_2} = \frac{T_4}{T_2}$, die durch das Beispiel $\frac{660 \cdot 24,6}{640 \cdot 29} = \frac{273 + 18}{273 + 60}$ annähernd bestätigt wird.

Der Vorzug der geschilderten Versuchsanordnung besteht darin, daß immer zwei Zylinder mit gleichen Luftmengen neben einander aufgestellt werden können, die entweder in gleicher Temperatur (A_1, B_0) oder in gleichem Volumen (A_2, B_0) oder in gleicher Spannkraft (A_2, B_3) oder in keiner dieser drei Größen (A_2, B_4) übereinstimmen.

5. Gleich starke Ausdehnung der Gase durch die Wärme. a) Von den beiden gleich hohen und gleich weiten Zylindern des vorigen Versuchs sei der eine mit Luft, der andere mit Leuchtgas gefüllt. Durchbohrte Gummistopfen schließen die Zylinder. Durch die Durchbohrung führt eine lange Röhre bis zum Boden,

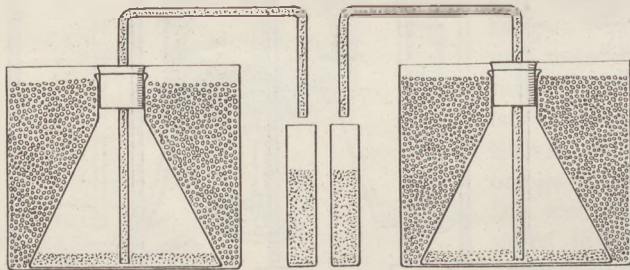


Fig. 5.

letzterer ist einige Zentimeter hoch mit Schwefelsäure bedeckt. Luft und Leuchtgas haben gleiches Volumen, gleiche Spannkraft und gleiche Temperatur. Stellt man die Zylinder in ein Becherglas mit heißem Wasser, so steigt die Sperrflüssigkeit in beiden Röhren gleich hoch.

b) Will man, um die gleich starke Ausdehnung der

Gase durch die Wärme zu zeigen, den Druck unverändert lassen, so wähle man zwei gleich große Erlenmeyersche durch Gummistopfen verschlossene Flaschen (Fig. 5). Wie in Figur 3 führe durch die Durchbohrung eine zweimal knieförmig gebogene Röhre. Beide Flaschen enthalten gleich viel Schwefelsäure. Setzt man jede der Flaschen, von denen die eine mit Luft, die andere mit Leuchtgas gefüllt ist, in ein Becherglas mit heißem Wasser, so ist die Ausflußmenge dieselbe, falls das heiße Wasser in beiden Bechern dieselbe Temperatur hat.

6. Ermittlung der Spannkraft von Äther-, Alkohol- und Wasserdampf. a) Der Nachweis ist wichtig, daß die Spannkraft des Dampfes einer siedenden Flüssigkeit gleich dem auf der Flüssigkeit lastenden Druck ist. Füllt man drei Probierröhrchen bis auf einige Millimeter mit Quecksilber, gießt bis zum Überlaufen in das eine Wasser, in das zweite Alkohol, in das dritte Äther, verschließt ein Röhrchen nach dem andern mit dem Finger, kehrt es um und stellt es in ein mit Quecksilber gefülltes Bechergläschen, so sammeln sich die drei Flüssigkeiten oben in den Röhrchen an (Fig. 6). Stellt man darauf die drei Gläschen in ein großes, hohes Becherglas, gießt lauwarmes Wasser hinein, so daß die drei Röhrchen von Wasser bedeckt sind, und erwärmt das Wasser durch eine untergestellte Flamme, so bildet sich, wenn die Temperatur über 30° gestiegen ist, in dem einen Röhrchen Ätherdampf, der bei steigender Temperatur sich immer mehr vergrößert und das Quecksilber aus dem Röhrchen herausdrängt. Ist der Barometerstand gleich 75 cm, so ist, da der Druck des Wassers auf das Quecksilber im Gläschen etwa einem Quecksilberdruck von 1 cm

entspricht, der Gesamtdruck auf das Quecksilber im Gläschen gleich 76 cm. Bei diesem Druck siedet Äther bei der Temperatur von $34,5^{\circ}$. Hat das Wasser im Becherglas diese Siedetemperatur erreicht, so füllt der Ätherdampf das Probierröhrchen ganz aus, besitzt also die Spannkraft von 76 cm. Hält man oben auf das Probierröhrchen den Finger, steigert die Temperatur auf 37° und nimmt den Finger schnell weg, so schleudert die Spannkraft des überhitzten Ätherdampfs das Röhrchen hoch aus dem Wasser heraus.

Hat das Wasser im Becherglas die Temperatur von ca. 74° erreicht, so beobachtet man die Bildung von Alkoholdampf, der bei $78,5^{\circ}$ das zweite Probierröhrchen aus dem Quecksilber heraushebt. Endlich bildet sich bei 95° Wasserdampf, der bei 100° das dritte Röhrchen heraushebt.

b) Wie vorhin fülle man die drei Probierröhrchen mit Quecksilber, oben mit Äther, Alkohol, Wasser, verschließe sie mit dem Finger und stelle sie umgekehrt in drei mit Quecksilber gefüllte Bechergläschen. Hierauf setze man jedes Gläschen in eine flache Schale und bringe diese unter den Rezipienten der Luftpumpe. Schon nach einigen Kolbenzügen entwickelt sich in dem einen Röhrchen Ätherdampf, der bei weiterer vorsichtiger Luftverdünnung, sobald die Barometerprobe 44 cm Druck anzeigt, das Röhrchen erfüllt und aus dem Quecksilber heraushebt; das aus dem Gläschen überfließende Quecksilber fließt in die untergestellte Schale. Nach längerem Pumpen wird auch das zweite Röhrchen, wenn die Barometerprobe 4,4 cm Druck anzeigt, herausgehoben und ebenso das dritte, sobald der Druck auf 1,7 cm gesunken ist. Bei diesem Versuch ist das Sieden der drei Flüssigkeiten schon bei der Zimmertemperatur von 20° eingetreten.

c) Um die Größe des Ätherdampfdruckes bei verschiedenen Temperaturen messen zu können, fülle man eine 48 cm lange Röhre, an deren eines Ende ein Glasstab angeschmolzen ist, bis auf einige Millimeter mit Quecksilber und gieße Äther bis zum Überfließen oben auf. Nachdem man die Röhre durch einen Finger verschlossen und umgekehrt in ein mit Quecksilber gefülltes Gläschen gestellt hat, preßt nach Wegnahme des Fingers der sofort gebildete Ätherdampf Quecksilber in das Gläschen. Hierauf senke man das bis oben gefüllte Gläschen auf den Boden eines 50 cm hohen Becherglases (die Firma Warmbrunn, Quilitz & Co. hat so hohe Bechergläser stets vorrätig), stelle es an dessen Rand auf, klemme den Glasstab in der Klemme eines Stativs fest und fülle das hohe Becherglas mit Wasser. Hat letzteres eine Temperatur unter 15° , so steigt in der Röhre das Quecksilber bis oben, indem der Ätherdampf sich wieder verflüssigt. Jetzt steigere man langsam die Temperatur des Wassers. Sobald es die Temperatur von ca. 15° angenommen hat, beginnt oben in der Röhre sich Ätherdampf zu bilden, der bei gesteigerter Temperatur einen immer größeren Raum einnimmt und immer mehr Quecksilber aus der Röhre in das volle Gläschen drückt, das infolgedessen überläuft.

Auf das Quecksilber im Gläschen drückt erstens der Atmosphärendruck, der zur Beobachtungszeit gleich 75,3 cm war, sodann die Wassermasse des hohen Becherglases, deren Druck gleich dem einer 3,2 cm hohen Quecksilbersäule ist. Bei dem Versuch wurde der Abstand der Quecksilberoberflächen in Röhre und Gläschen bei den Temperaturen von 15° , 20° , 25° , 30° , 35° gemessen, z. B. war dieser bei der Temperatur von 15° gleich 42,5 cm; die Spannkraft des Ätherdampfs war hiernach bei 15° gleich $75,3 + 3,2 - 42,5 = 36$ cm. Sie wuchs bei den Temperaturen von 20° , 25° , 30° , 35° auf 44,6 cm, 53,5 cm, 64,2 cm, 76,8 cm.

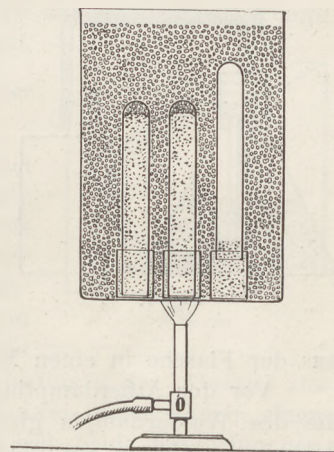


Fig. 6.

7. Dampfbildung im luffterfüllten Raum. a) Eine Erlenmeyersche trockene Luft enthaltende Flasche ist durch einen durchbohrten Gummistopfen verschlossen, durch dessen Durchbohrung eine Röhre bis zum Boden der Flasche führt. Wird durch die Röhre bei schräg gehaltener Flasche etwas Wasser eingeführt und sodann die Flasche aufrecht gestellt, so sperrt das Wasser die Luft in der Flasche von der Außenluft ab. Der sich allmählich bildende Wasserdampf drückt eine Wassersäule in der Röhre in die Höhe. Ebenso verfähre man mit zwei anderen Erlenmeyerschen Flaschen, deren trockene Luft man durch Alkohol bezw. Äther von der Außenluft absperrt. Während der Ätherdampf den Äther in der Röhre bereits zum Überlaufen gebracht hat, ist die Alkoholsäule erst einige Zentimeter hoch gestiegen, hat die Wassersäule eben erst zu steigen begonnen.

b) Eine Erlenmeyersche Flasche ist zu $\frac{2}{3}$ mit Wasser gefüllt. Durch Schütteln des Wassers ist erreicht, daß die Luft in der Flasche mit Wasserdampf gesättigt ist. Ein doppelt durchbohrter Gummistopfen verschließt die Flasche. Durch die eine Durchbohrung führt eine zweimal knieförmig gebogene Röhre bis zum Boden der Flasche, durch die andere ist ein kurzes Rohr mit Hahn eingesetzt (Fig. 7). Das Einsetzen des Gummistopfens ist bei geschlossenem Hahn erfolgt, so daß die knieförmig gebogene Röhre voll Wasser ist.

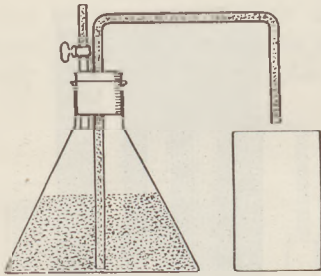


Fig. 7.

Man fülle das kurze Rohr über dem Hahn mit Äther, öffne den Hahn ein wenig und schließe ihn gleich darauf wieder, fülle von neuem Äther auf und lasse ihn in die Flasche fließen. Auf diese Weise wird erreicht, daß eine hinreichende Menge Äther in die Flasche eingeführt wird, ohne daß die Luft in der Flasche mit der Außenluft in Berührung gekommen ist. Der in der Flasche sich entwickelnde Ätherdampf preßt allmählich fast die gesamte Wassermenge

aus der Flasche in einen Meßzylinder.

Vor der Ätherdampfbildung sei die Spannkraft der abgesperrten Luft gleich p_1 , die des Wasserdampfs gleich p_2 , so ist der Gesamtdruck $p = p_1 + p_2$. Nach der Ätherdampfbildung sei die Spannkraft des Ätherdampfs gleich p_3 , die des Wasserdampfs ist gleich p_2 geblieben, die der verdünnten Luft ist geringer geworden, nämlich gleich $p_1 \cdot \frac{v_1}{v_2}$, wo v_1 das Volumen der Luft vor Bildung des Ätherdampfs und v_2 ihr Volumen nachher bedeutet. Der Gesamtdruck hat dadurch, daß der Wasserspiegel in der Flasche um wenige Zentimeter gesunken ist, eine Vergrößerung erfahren, doch ist diese so gering, daß sie vernachlässigt werden kann. Hiernach ist nach dem Daltonschen Gesetz $a = p_1 \cdot \frac{v_1}{v_2} + p_2 + p_3$, woraus in Verbindung mit der Gleichung $p = p_1 + p_2$ folgt: $p_3 = p_1 \cdot \frac{v_2 - v_1}{v_2}$.

Der Vorzug dieser Versuchsanordnung zur Bestätigung des Daltonschen Gesetzes ist, daß der Gesamtdruck während der Ätherdampfbildung fast unverändert bleibt. Eine dünnwandige Flasche kann also zu dem Versuch ohne Gefahr des Zerspringens benutzt werden, während bei dem üblichen Versuch, wo durch den Druck des Ätherdampfs der Gesamtdruck eine starke Steigerung erfährt, ein starkwandiger Behälter mit sehr festem Verschuß gewählt werden muß.

Zur Bestimmung von Sterndurchmessern und Sternabständen.

Von S. Janß in Uetersen (Holstein).

In den „Naturwissenschaften“ berichtet PAHLEN¹⁾ über moderne Methoden zur Bestimmung von Sterndurchmessern. In bezug auf die erste, von MICHELSON vorgeschlagene soll hier kurz auf den Zusammenhang mit den Fraunhoferschen Beugungserscheinungen durch zwei Spalte hingewiesen, an entsprechenden Versuchen das Verfahren erläutert und im Bereiche eines Schulfernrohres auf einige astronomische Verhältnisse angewandt werden.

Fällt Licht von einem engen, beleuchteten Spalt auf einen Spalt von s mm Breite vor einem Fernrohrobjektiv, so entstehen in der Ebene, in der sich ohne Blende der Lichtspalt abbilden würde, Beugungserscheinungen. Liegt der Lichtspalt auf der Achse des Fernrohres, dann liegt das sogenannte Maximum nullter Ordnung ebenfalls auf der Achse und wird begrenzt durch zwei symmetrische Minima, deren Abstand von der Achse durch $\sin \gamma = \gamma = \frac{\lambda}{s}$ gegeben ist²⁾. Durch zwei gleiche Objektivspalte, deren korrespondierende Kanten d mm Abstand haben, wird das bisherige Beugungsbild intensiver; in ihm treten aber noch dunkle Streifen auf, deren Abstand durch $\sin \beta = \beta = \frac{\lambda}{d}$ bestimmt ist; je größer d , desto enger die Streifen. —

Die erforderlichen Licht- und Objektivspalte schneidet man sich bequem aus alten Heftumschlägen; die Lichtspalte werden von hinten beleuchtet, die Objektivspalte mittels eines umgebogenen Streifens vor das Objektiv gehängt oder durch eine Kappe aus Pappe nach Fig. 1 befestigt. — Bewegt man den Lichtspalt seitlich um die Strecke a , die von dem Objektiv aus unter dem Winkel α erscheint, so verschiebt sich auch die Beugungserscheinung, ebenfalls durch α bedingt; der Abstand der Streifen aber bleibt praktisch derselbe. Wählt man nun zwei Lichtspalte in einem unter dem Winkel α erscheinenden Abstände, so addieren sich beide Erscheinungen. Die Streifen verschwinden, wenn der eine Spalt dort Maxima hervorruft, wo der andere Minima erzeugt, wenn also $\alpha = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{d}$; sie werden wieder deutlich, wenn $\alpha = \frac{\lambda}{d}$ usw. Ist d klein, dann sind die Streifen breit, und der Abstand der beiden Lichtspalte muß verhältnismäßig groß sein, damit jegliche Andeutung von Streifen verschwindet und umgekehrt.

Zur Beobachtung wählt man etwa einen beleuchteten Doppelspalt mit $a = 2$ mm in $50 \text{ m} = 50000$ mm Entfernung; dann ist $\alpha = 2 : 50000 = 0,00004$. Die Streifen verschwinden, wenn $0,00004 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{d}$ ist; für $\lambda = 0,0005$ wird $d = 6\frac{1}{4}$ mm; bei $d = 12\frac{1}{2}$ mm sind die Streifen nur halb so breit; da die Verschiebung aber dieselbe bleibt, decken sich jetzt gleiche Erscheinungen in beiden Beugungsbildern, und die Streifen sind wieder sichtbar; $d = 18\frac{3}{4}$ mm bringt sie wieder zum Verschwinden usw. für $2(n+1) \cdot 6\frac{1}{4}$ resp. $2n \cdot 6\frac{1}{4}$. Mit wachsendem n nimmt aber die Deutlichkeit ab, namentlich die des Verschwindens; es ist auch zum ersten Mal kaum

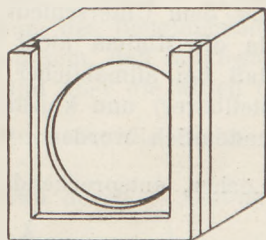


Fig. 1.

¹⁾ Die Naturwissenschaften 9, 599 ff.; 1921. Vgl. auch diese Zeitschr. 35, 35; 1922, Scheiner-Graff, Populäre Astrophysik, 3. Aufl., 340 ff. und Michelson, Lichtwellen und ihre Anwendung.

²⁾ Vgl. u. a. Müller-Pouillet, 10. Aufl., Bd. II. — Falls nichts anderes bemerkt, sind die Winkel α , β und γ in analytischem Maß angegeben. Weil die Winkel nur klein sind, ist $\sin \gamma = \gamma$ usw.

vollständig. Begründet ist dies in der ungleichen Intensität der hellen Streifen, in den Farbensäumen der dunklen und in der mit wachsendem d abnehmenden Breite.

— Die Art der Überlagerung der Beugungsbilder kann man unmittelbar anschaulich darstellen, wenn man die beiden Lichtspalte wie in Fig. 2 anordnet; man hat dann oben und unten die beiden Beugungsbilder getrennt, sieht ferner ihre Verschiebung und in der Mitte ihre Überlagerung. — Hierdurch ist die Bestimmung des Abstandes von Doppelsternen erläutert.

Fig. 2.

Um das Verfahren zur Ermittlung von Sterndurchmessern zu veranschaulichen, hat man zunächst im Anschluß an die Verschiebung des Lichtspaltes um α zu beachten, daß bei der entsprechenden Breite eines Spaltes sich die Erscheinungen addieren, die man bei der Verschiebung nacheinander beobachtet. Man findet so durch eine anschauliche Betrachtung, daß bei der Spaltbreite $\alpha = \frac{\lambda}{d}$ die dunklen Streifen fast vollständig verschwinden¹⁾. — Ein 1 mm breiter Spalt aus 10 m = 10000 mm Abstand betrachtet, zeigt demnach keine Streifen für $0,0001 = \frac{0,0005}{d}$ oder $d = 5$ mm, ebenso nicht für $d = 15$ mm, wohl aber für $d = 10$ oder 20 mm. Aus den oben angegebenen Gründen werden die Streifen aber allmählich noch undeutlicher als dort, mit dem Unterschiede, daß hier die Sichtbarkeit der Streifen wenig merklich wird, da die Minima nicht mehr absolut sind. — Interessant ist auch die Beobachtung, daß bei allmählicher Erweiterung des Lichtspaltes (einfacher, durch Schraube verstellbarer) und konstanten Objektivspalten die Streifen zunächst sichtbar sind, dann undeutlich werden, wieder angedeutet erscheinen usw. — Für kleine kreisrunde Löcher, entsprechend kleinen Sternscheiben, ergibt die Rechnung statt $\alpha = \frac{\lambda}{d}$ den Ausdruck $\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{d}$ ²⁾. Zur Bestätigung wählt man Lichtpunkte, die man durch Nadeln in Heftumschläge sticht. —

Als astronomische Anwendung mit dem hier vorhandenen Schulfernrohr (Brennweite $f = 900$ mm, freie Öffnung $b = 58$ mm) kommen der Doppelstern Kastor (Komponenten haben nicht sehr verschiedene Helligkeit, Abstand $5,7'' = \frac{5,7}{57 \cdot 60 \cdot 60}$ analytische Einheiten) und eine Planetenscheibe in Betracht. An Kastor erkennt man direkt die Komponenten noch gut. Für das erste Verschwinden der Streifen muß sein $\frac{5,7}{57 \cdot 60 \cdot 60} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{d}$; $d = 9$ mm. Die Streifen werden undeutlich demnach für $d = 9$ oder 27 mm, sind relativ deutlich, wenn $d = 18$ mm. Die Beobachtung stimmt damit vollständig überein. Die Spalte müssen senkrecht zur Verbindungslinie der beiden Komponenten stehen; sie ist annähernd senkrecht zur Linie Kastor-Pollux. Sind die Spalte der Verbindungslinie parallel, so sind die Streifen immer sichtbar. Durch Drehung der Objektivspalte kann man natürlich auch die ungefähre Lage der Positionslinie bestimmen. — Vielleicht läßt sich auch γ -Jungfrau als doppelt nachweisen (Abstand $6''$, bei der Größe 3,3). In klaren Nächten dürfte die Helligkeit ausreichend sein. Zur Kontrolle wird man beobachten, daß bei anderen Fixsternen die Streifen bei jedem d sichtbar sind.

Ende August 1922 war der Durchmesser von Mars gegen $14''$. Die Streifen verschwinden demnach, wenn $\frac{14}{57 \cdot 60 \cdot 60} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{d}$; $d = 9$ mm. Von $d = 7$ mm abwärts waren sie noch sichtbar; sie erschienen aber bei $d > 9$ mm wegen der geringen

¹⁾ Verdeutlicht in „Naturwissenschaften“ a. a. O. durch Fig. 2.

²⁾ Vgl. „Naturwissenschaften“ und d. Zeitschr. a. a. O.

Deutlichkeit nicht wieder (vielleicht aber, wenn Mars nicht so tief steht). — In den Stellungen in der Nähe der Konjunktion, resp. der oberen Konjunktion sind Mars (5,4'') und Venus (10''), kaum als Scheiben zu erkennen, bestimmt nicht meßbar. Dann dürften aber die Scheiben nachweisbar und meßbar sein mit den Spalten von $d = 22$ resp. $12\frac{1}{2}$ mm. (In einer Gruppe besonders interessierter Schüler wäre so eine bessere Möglichkeit gegeben, aus der Größenänderung der scheinbaren Durchmesser das Verhältnis der Sonnenabstände zu bestimmen, als auf Grund direkter Beobachtung. Für die Venus ist es allerdings ja genauer, zur Zeit der deutlich wahrnehmbaren Quadratur den mit einem einfachen Sextanten leicht meßbaren Winkelabstand der Venus von der Sonne zu bestimmen.) Vorteilhaft ist auch, daß hier eine Dauererscheinung beobachtet wird gegenüber den nur momentanen Kontakten bei Verwendung von Mikrometern.

d ist selbstverständlich vom Fernrohr unabhängig. In Betracht kommt neben dem erforderlichen Objektivdurchmesser (20 mm genügt) nur das Auflösungsvermögen des Okulars (s. u.). —

In bezug auf die Spaltbreite ist folgendes zu beachten. Mit der Breite wächst die Helligkeit; die Lage und Schärfe der Streifen, die durch beide Spalte erzeugt werden, ändert sich nicht. Das läßt weite Spalte wünschenswert erscheinen. Aus einem anderen Grunde darf man s aber nicht zu groß wählen. Denn die Streifen, die beobachtet werden sollen, entstehen im zentralen Maximum des Beugungsbildes eines Spaltes. Das zentrale Maximum muß demnach so groß sein, daß mindestens zwei dunkle und drei helle Streifen darin Platz haben. Es sind aber die Mitten der Minima durch einen Spalt um den Winkel $\frac{2\lambda}{s}$ voneinander entfernt; die Breite des

deutlich wahrnehmbaren zentralen Maximums ist demnach etwa durch $\frac{\lambda}{s}$ bestimmt.

Die Minima durch beide Spalte liegen bei $\frac{\lambda}{d}$. Sollen im Winkelfelde $\frac{\lambda}{s}$ deutlich

drei helle Streifen entstehen, so muß mindestens $\frac{\lambda}{s} = 3\frac{\lambda}{d}$ oder $s = \frac{1}{3}d$ sein. Will

man aber das Verschwinden und Auftauchen verfolgen, so genügt dies Verhältnis nicht; denn die Helligkeit ist zu verschieden. Ausreichend sind 7 Streifen; dann ist $\frac{\lambda}{s} = 7\frac{\lambda}{d}$; $s = \frac{1}{7}d$. — Die Spalte können so lang sein wie die entsprechenden

Sehnen des Objektivs. Mängel durch mechanische Ungleichmäßigkeit und Verwerfung der Ränder sind nicht gefährlich. Ist nämlich ein Spalt etwa an einer Stelle etwas breiter als im Durchschnitt, so kann das zwar einen geringen Einfluß auf das Beugungsbild durch diesen Spalt allein haben; das kommt aber hier nicht wesentlich in Betracht; an den Streifen durch zwei Spalte ist es nicht bemerkbar, da d an dieser Stelle nur unbedeutend variiert. Steht ein Spaltrand etwas vor, so ist $d \cos \delta$ (Fig. 3) statt d maßgebend, also praktisch derselbe Ausdruck d ; s ändert sich wieder mehr, aber ohne Veränderung der in Betracht kommenden Erscheinung hervorzurufen. Erforderlich ist nur, daß die Spalte im allgemeinen parallel sind und im Durchschnitt gleiche Breite haben.

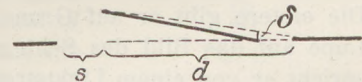


Fig. 3.

Da die Fernrohre in den Sammlungen verschieden sind, sei hier noch angegeben, was ein Fernrohr nach diesem Verfahren leisten kann. (Größtmöglicher Abstand der Spalte D mm, Brennweite f mm, das Okular löst noch $\frac{1}{m}$ mm in der Bildebene auf.)

Das Okular gestattet, Beugungswinkel von $\frac{1}{f \cdot m}$ (mit $57 \cdot 60 \cdot 60$ zu multiplizieren, um '' zu

erhalten), das Objektiv solche von $\frac{\lambda}{D}$ zu messen. Der größte dieser Beträge gibt die Leistungsgrenze an. Doppelsterne machen sich bemerkbar, wenn ihr Abstand nicht weniger als die Hälfte dieses Wertes, Scheiben, wenn ihr Durchmesser nicht weniger als $1\frac{1}{4}$ desselben beträgt. In $\frac{1}{f \cdot m}$ ist der Einfluß eines Kollektivs nicht berücksichtigt; die Verringerung der Streifenbreite ist nicht von großem Einfluß. Außerdem ist aber auch die Helligkeit des Objekts maßgebend; bei lichtschwachen Sternen müssen die Streifen breiter sein als bei lichtstarken. —

Der Vergleich dieser Interferenzmethode mit der direkten Beobachtung ergibt demnach, daß für Doppelsterne die Erscheinung des ersten Verschwindens an Streifen in doppeltem Abstand beurteilt wird, für Sternscheiben aber an solchen mit nur $\frac{4}{5}$ des Abstandes; die Scheibe erscheint unter größerem Durchmesser als der Abstand der Streifen. Im letzteren Fall scheint dies Verfahren demnach im Nachteil zu sein. Der Vorteil liegt anscheinend darin, daß bei direkter Beobachtung ein Beugungsbild von relativ großer Ausdehnung entsteht, durch die Wirkung beider Spalte dagegen scharfe Interferenzen¹⁾. Darum ist auch bei kurzer Brennweite des Objektivs ein starkes Okular verwendbar. Das Fernrohr eines Spektralapparats mit $b = 20$ und $f = 210$ mm weist bei allerdings mühsamer Einstellung mittels der Spalte Mars als Scheibe nach, wenn ich ein mikroskopisches Objektiv (nicht Okular) als Okular benutze.

Erklärung der Interferenzstreifen bei der objektiven Abbildung des leuchtenden Schirmrandes.

Von E. Maey in Bonn.

§ 1. Einleitung. Vor kurzem wies Herr NOACK²⁾ darauf hin, daß bei der objektiven Abbildung der einfachsten Beugungserscheinung, des leuchtenden Schirmrandes, Interferenzerscheinungen auftreten, die noch der Erklärung bedürfen. Die Abhängigkeit dieser Erscheinungen von den einzelnen Teilen der Versuchsanordnung nachzuweisen und mathematisch zu beschreiben, ist die Aufgabe dieser Arbeit.

Zunächst sei zu der Erscheinung bemerkt, daß sie je nach der Art der Einstellung recht veränderlich ist, nicht nur in den Abmessungen, sondern auch in der Lichtverteilung. Das kommt auch in der Beschreibung, die Herr NOACK von ihr gibt, zum Ausdruck, da diese nicht ganz zu dem beigefügten photographischen Bilde paßt. Die erstere gibt er auf Grund subjektiver Beobachtung mit scharfer Einstellung der Lupe auf das Bild des Schirmrandes in ca. 122 cm Abstand von der Linse. Dabei spricht er von einem Lichtstreifen. Das photographische Bild wurde, um es genügend groß zu erhalten, in einer Entfernung von 725 cm³⁾ von der Linse aufgenommen. Dabei ist offenbar die Einstellung auf das Bild der photographisch wirksamen Strahlen des leuchtenden Schirmrandes nicht genau getroffen, da das Abbild zwei durch eine dunkle Zone getrennte Lichtstreifen aufweist. Dieses hat auch schon Herr MAIER⁴⁾ in seinen Bemerkungen zu Herrn NOACKS Abbildung ausgesprochen.

Die mit der verschiedenen Einstellung wechselnden Bilder können als eine Über- und Nebeneinanderlagerung verschiedener Grunderscheinungen aufgefaßt werden,

¹⁾ Ausdrucksweise im Anschluß an Lummer, der sie zum Vergleich des Stufengitters von Michelson und seiner Patte benutzt. Müller-Pouillet, 10. Aufl., II. Bd., 806.

²⁾ Diese Zeitschr. 35. S. 24 (1922) und Physikalische Zeitschr. 23. S. 228. (1922).

³⁾ Der in der Fußnote der Arbeit von Herrn Noack angegebene Wert: 795 cm beruht, wie Herr Noack mir mitteilte, auf einem Druckfehler.

⁴⁾ Physikalische Zeitschr. 23. S. 389. (1922).

die im folgenden nacheinander ihre Erklärung finden sollen. Diese gelingt in durchaus anschaulicher Weise mit den einfachsten Mitteln der Rechnung und Messung, wenn wir uns der Darstellung des Verlaufes der gebeugten Wellen bedienen, welche ich früher¹⁾ aus der Kirchhoffschen Formulierung des Huygensschen Prinzips entwickelt und später²⁾ auch für Unterrichtszwecke in anschaulicher Weise wiedergegeben habe. Diese Darstellung ist bisher abgeleitet und bestätigt für den Fall divergenter und paralleler Strahlen. Im folgenden ist ihre Anwendung auch auf konvergentes Licht versucht worden und zwar, wie die Nachprüfung durch Messung zeigt, mit Erfolg.

§ 2. Die scharfen Interferenzstreifen des hellen Mittelfeldes. Das Mittelfeld erscheint bei passender Einstellung der Lupe auf das objektive Bild des Schirmrandes *S* (Fig. 1) bei *C*, wie Herr NOACK es schildert, aber nicht im Bilde zeigt, als schmaler heller Lichtstreifen, indem bei coaxialer Aufstellung der Linse *L* und der Blende *AJ* 3 bis 5 Interferenzlinien bemerkbar sind. Die Erklärung dafür, daß der eine von diesen in der Mitte liegt, hat schon Herr NOACK richtig angegeben. Wenn er aber sein Befremden darüber ausspricht, daß mehrere zustande kommen, so muß ich doch etwas näher darauf eingehen.

Die von einem Punkte des Schirmrandes *S* ausgehenden Strahlen werden durch die Linse *L* nicht in einem Punkte gesammelt. Der gewöhnliche Bildpunkt *B* ist der Sammelpunkt der zentralen Strahlen. Diese sind hier aber durch die Blende *AJ* ausgeschaltet. Die an den Rändern *A* und *J* vorbeigehenden Strahlen schneiden sich in einem der Linse näher liegenden Punkte *C* und die vom Rande der Linse herkommenden Strahlen in einem noch näher liegenden Punkte *D*. Zwischen *C* und *D* kreuzen sich also die beiden Wellensysteme der äußeren und inneren Beugung von *S*. Solche geben aber eine Reihe von auf einander folgenden Interferenzstreifen, wie das von dem Fresnelschen Interferenzspiegel bekannt ist. Es könnte hier nur überraschen, daß sie in gleichem Abstand erscheinen, obwohl die Wellensysteme nicht weit von *C* und *D* ihre Krümmungsmittelpunkte haben. Dazu bemerken wir aber, daß die Helligkeit der vom Rande der Linsen herkommenden Strahlen wegen ihrer starken Beugung bei *S* ganz außerordentlich viel schwächer ist, als die des bei *A* und *J* vorbeigehenden Lichtes. Daher kommt praktisch auch nur die Erscheinung dicht bei *C* zur Geltung, und wir beobachten auch hier nur fünf Interferenzstreifen, also vier Zwischenräume, deren geringe Verschiedenheit nicht wahrgenommen werden kann. Die Zahl der Streifen ist immer ungerade, da die beiden Wellensysteme der äußeren und inneren Beugung bei gleicher Weglänge entgegengesetzte Phasen haben und daher in der Mitte sich auslöschen.

Setzen wir die Wellensysteme wegen ihrer geringen Ausdehnung als eben voraus und ihre Normalen auf *A* und *J* gerichtet, so erhalten wir nach der bekannten Theorie des Fresnelschen Spiegelversuchs für den Zwischenraum *e* der Interferenzstreifen folgende Gleichung

$$e = \frac{\lambda \cdot AC}{AJ},$$

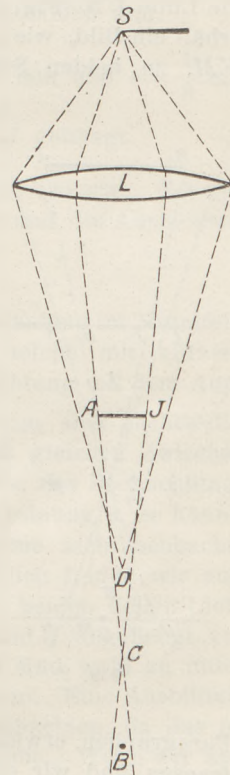


Fig. 1.

¹⁾ Wied. Ann. N. F. 49. S. 91 (1893).

²⁾ Diese Zeitschr. 17. S. 10 (1904) und 26. S. 137 (1913); siehe auch: Poske-Höfler, Oberstufe der Naturlehre. 3. Aufl. 1911. § 109.

worin λ die Wellenlänge des Lichtes bedeutet. In einem Falle wurden $AJ = 4$ mm und $AC = 470$ mm gemessen und $\lambda = 0,0006$ mm im Mittel angenommen; das ergibt $e = 0,071$ mm. Gemessen wurde $e = 0,063$ mm mit einer $\frac{1}{4}$ mm-Teilung auf Glas. Daß dieser gemessene Wert kleiner ist als der berechnete, ist nach der obigen Betrachtung erklärlich; denn dieser kann nur als obere Grenze gelten, da die Normalen der Wellenflächen nur an der Grenze auf A und J gerichtet sind. Ein solcher Zusammenhang ergab sich wiederholt auch bei andern Abmessungen von AJ und AC .

§ 3. Die scharfen, äquidistanten Interferenzstreifen des dunklen Mittelfeldes und der dunklen Seitenfelder. Stellt man die Lupe oder die photographische Platte nicht auf C ein, sondern etwas davor oder dahinter, z. B. auf die Linie UN (Fig. 2), so ändert sich die Erscheinung gegen die nach § 2, und man erhält ein Bild, wie es Herr Noack gibt: in der Mitte ein dunkles Band von der Breite VM , zu beiden Seiten zwei helle Streifen von der Breite UV und MN . In dem dunklen Mittelfelde VM beobachten wir nun abermals äquidistante Interferenzstreifen und in den hellen Bändern UV und MN sogenannte Beugungsfransen mit ungleichen Zwischenräumen. Eine Einstellung der Lupe auf eine Linie EH jenseits von C liefert ein Bild von ähnlichem Aussehen.

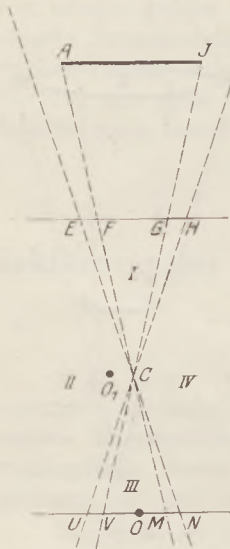


Fig. 2.

Die Ähnlichkeit dieser Interferenzbilder mit dem hinter einem schmalen Schirm ist schon Herrn Noack aufgefallen, jedoch lehnt er eine daran anknüpfende Erklärung ab, weil es auch bei einer kreisförmigen Blende AJ zustande kommt. Wir müssen aber doch bemerken, daß das dunkle bandförmige Mittelfeld als Schatten der Blende AJ aufzufassen ist, ganz gleich, ob diese ein schmaler Streifen oder ein kleiner Kreis ist. Die Form des Schattens hängt nicht nur von dem den Schatten werfenden Körper, sondern auch von der Form der Lichtquelle ab, in diesem Falle von der Ausdehnung des leuchtenden Schirmrandes S . Um die Bedeutung der Ränder der Blende AJ für die Entstehung dieses Bildes zu zeigen, habe ich ihr vorübergehend eine Form gegeben, die keine zu dem leuchtenden Schirmrande parallelen Randstellen hat; das ist z. B. bei einer quadratischen Gestalt mit senkrechter Diagonale der Fall. Bei ihrer

Einschaltung verschwinden bis auf geringe Spuren alle in diesem Paragraphen erwähnten Interferenzstreifen einschließlich der sogenannten Beugungsfransen, und wir erhalten bei genauer Einstellung auf C die im vorigen Paragraphen geschilderten Interferenzstreifen gleichsam in Reinkultur. Das zeigt doch deutlich, daß die zu dem beugenden Schirmrande S parallelen Randstellen der Blende AJ die Interferenzstreifen erzeugen, und solche hat auch die kreisförmige Blende. Neben diesem qualitativen Nachweis folgt weiter unten noch ein quantitativer.

An allen Rändern der Blende AJ erfährt das bei S zum ersten Male gebeugte Licht eine zweite Beugung, und soweit diese Ränder parallel verlaufen, geben die Beugungswellen zweiter Ordnung zu weiteren Interferenzen Anlaß. Die beiden geometrischen Schattengrenzen AM und JV (Fig. 2) teilen das gesamte Beugungsfeld in vier Gebiete I bis IV ein. Im Gebiete I liegt innere Beugung bei A und J vor, in III äußere Beugung bei A und J , in II äußere bei A und innere bei J , in IV umgekehrt. Wir beobachten daher in den Gebieten I und III eine ähnliche Erscheinung wie sonst hinter einem schmalen Schirm, nur mit dem Unterschiede, daß in diesem Falle in der Mitte eine dunkle Linie liegt, ebenso wie bei der Erscheinung des § 2, während bei dem gewöhnlichen Bilde hinter einem schmalen Streifen in der Mitte gerade eine helle Linie liegt. Das liegt daran, daß die bei S gebeugten Lichtwellen

bei gleicher Weglänge schon bei A und J mit entgegengesetzter Phase ankommen. Die Berechnung des Zwischenraums der Streifen e bei einem beliebigen Punkte O ist die gleiche wie oben in § 2, nur gilt sie hier viel genauer, da die Krümmungsmittelpunkte der Wellen genau in A und J , aber auch viel weiter ab liegen, als es oben der Fall war. Es ist also

$$e = \frac{\lambda \cdot AO}{AJ}.$$

Daher geht auch diese Erscheinung bei Veränderung der Einstellung ganz allmählich in die des § 2 über und läßt sich räumlich von ihr gar nicht trennen, wenn wir nicht die oben erwähnte quadratische Blende in Diagonalstellung benutzen.

Ausmessungen bestätigen die hier gegebene Theorie. In einem Falle waren $AJ = 6$ mm, $AO = 800$ mm und $e = \frac{1}{12}$ mm; das ergibt $\lambda = 0,000625$ mm.

In einem anderen Falle waren $AJ = 4$ mm, $AO = 800$ mm und $e = \frac{1}{8}$ mm.

Es war also $e \times AJ = \frac{1}{2}$ wie oben; das beweist, daß e von AJ abhängt.

Auch zu dem Bilde des Herrn NOACK paßt die gegebene Theorie. Bei ihm waren nach brieflicher Mitteilung $AJ = 7,3$ mm, $AO = 7020$ mm und die Ausmessung im Bilde ergibt $e = \frac{1}{2}$ mm also $\lambda = 0,00052$ mm.

Ich weiß nun nicht, welche Färbung das Licht bei der Aufnahme im Mittelfelde hatte. Zweifellos kommen auf der photographischen Platte solche mit kürzerer Wellenlänge mehr zur Geltung als im obigen Falle bei der Beobachtung mit dem Auge.

Auch in den Gebieten II und IV der Fig. 2 durchkreuzen sich Lichtwellen des gebeugten Lichtes, die genau solche Interferenzstreifen mit gleichen Zwischenräumen geben müssen wie in I und III. Wenn nämlich die Breite des Beobachtungsgebietes bei O klein ist gegen den Abstand AO , etwa von der Ordnung ε , so können die rein geometrisch bedingten Ungleichheiten der Zwischenräume nicht beobachtet werden, da ihre Differenzen von der Ordnung ε^2 sind. Tatsächlich finden wir auch in dem Bilde des Herrn Noack solche Interferenzstreifen in den beiden hellen Lichtbändern; sie sind also überlagert von dem an den Kanten A und J ungebeugt vorbeigegangenen Licht und daher weniger stark ausgeprägt und sind wohl zu unterscheiden von den Beugungsfransen mit ungleichen Zwischenräumen. Eine Ausbildung in den dunklen Räumen weiter rechts und links ist nicht zu beobachten, da das gebeugte Licht mit zunehmendem Beugungswinkel sehr stark abnimmt. Wenn wir aber mit der Lupe näher an C heranrücken, dann lassen sich diese Interferenzstreifen häufig auch in den dunklen Teilen der Gebiete II und IV beobachten. Ich sage häufig, nicht immer, denn wenn die Blende AJ unnötig breit ist, so werden durch sie auch die wirksamsten Teile der gebeugten Wellen abgeblendet, und man bekommt viel weniger zu sehen. Das trifft auch zu, wenn die Blende AJ nicht gut zentriert ist, also das gebeugte Licht bei A und J sehr verschieden stark ist.

Eine solche Beobachtung in einem Punkte O_1 dicht bei C ergab folgendes:

$$AJ = 4 \text{ mm, } AO_1 = 323 \text{ mm, } e = 0,05 \text{ mm.}$$

$$\lambda = \frac{e \cdot AJ}{AO_1} = 0,00062 \text{ mm.}$$

Nun muß ich auch hier noch auf eine scheinbare Abweichung von der Theorie hinweisen. Da z. B. im Gebiete IV das bei A nach innen gebeugte Licht mit dem bei J nach außen gebeugten interferiert, so muß dadurch eine Verschiebung der Interferenzstreifen um einen halben Zwischenraum von den Grenze JC und CM an zustande kommen und der erste Zwischenraum an der Grenze müßte 1,5 mal so breit sein

als die übrigen. Das aber läßt sich leider nicht deutlich beobachten. Die Gründe hierfür lassen sich leicht feststellen. Bei C werden die hier in Frage stehenden Erscheinungen überlagert von den viel stärkeren unter § 2 erörterten mit ihren abweichenden Abmessungen. Weiter von C ab zeigen sich auch bei Benutzung einer sogenannten achromatischen Linse rote und blaue Färbungen gerade an der Schattengrenze, die eine unzweideutige Messung an dieser ausschließen. Es scheint also jene strenge Folgerung der Theorie bei Benutzung von weißem Licht nur durch diese farbige Störung verwischt zu sein.

§ 4. Die Verdoppelung aller unter § 3 beschriebenen Interferenzstreifen. Obwohl diese Erscheinung nur als eine Störung der unter einfachen Versuchsbedingungen erzeugten Erscheinungen des § 3 aufzufassen ist, möchte ich sie hier nicht übergehen, da eine erneute Beobachtung dieser leicht dazu führen könnte, die oben gegebene Theorie als unvollständig aufzufassen. Andererseits liefert sie gerade einen neuen Beleg für deren Richtigkeit.

Nur gelegentlich trat diese Verdoppelung geradezu überraschend bei dem soeben noch beobachteten einfachen Bilde auf. Da sie sich sonst durchaus in dieses einordnete, so konnte ich sogleich vermuten, daß sie durch genau dieselben Ränder als Beugungsmittel bedingt sein mußte, nur daß in diesem Falle noch eine andere Lichtquelle mitspielte. Als solche erkannte ich auch bald den inneren Rand der Fassung der Linse, auf den infolge des Abbrennens der Lichtkohle und der dadurch veränderten Stellung des Lichtkraters direktes Licht fiel. Das gab zu einer neuen Beugung Anlaß, erzeugte also einen zweiten leuchtenden Schirmrand neben S . Da diese Stelle auf der Mittelebene lag, so gab es nur eine Art, nämlich nach außen gebeugtes Licht, das dann bei A und J ohne weitere Phasendifferenz anlangte und daher mußten auch die Interferenzstreifen in diesem Falle zwischen die oben beschriebenen fallen, jedoch meist so, daß sie nicht genau die Mitte hielten, sondern sich mit jenen deutlich zu Paaren ordneten. Denn eine genaue Ausrichtung des zweiten leuchtenden Schirmrandes auf die durch den ersten bestimmte Mittelebene ist ein seltener Zufall.

§ 5. Die Beugungsfransen in den beiderseitigen hellen Lichtbändern. Als interferierende Wellen kommen hier erstens die die hellen Lichtbänder liefernden nur an dem Schirmrande S , aber nicht an der Blende AJ gebeugten Lichtwellen und zweitens das von der nächsten Schattengrenze gebeugte Licht in Frage. Trotz der Ähnlichkeit der Erscheinungen in den Linien EH und UN müssen wir sie doch gesondert untersuchen, da zwischen beiden das ungebeugte Licht bei C eine Brennlinie überschreitet.

Wir suchen zuerst die Interferenzstellen auf GH auf. Zu diesem Zweck legen wir durch G senkrecht zu GJ eine X-Achse, während GJ als Y-Achse dient. Die Wellenflächen des bei J nach außen gebeugten Lichtes werden von der Zeichenebene in Kreisen geschnitten, die sich durch folgende Gleichung darstellen lassen:

$$x^2 + (y - JG)^2 = (JG + l)^2$$

Von allen diesen Kreisen gebrauchen wir hier nur den einen, für den $l = 0$ ist, der also GX in G berührt.

Die Wellenflächen entgegengesetzter Phase des ungebeugten Lichtes aber werden in Kreisen geschnitten, deren Gleichungen folgendermaßen lauten:

$$x^2 + (y + CG)^2 = \left(CG - \frac{\lambda}{8} + n\lambda \right)^2.$$

Denn das nach außen gebeugte Licht hat erstens bei gleicher Weglänge entgegengesetzte Phase wie das ungebeugte und außerdem eine Wegverzögerung $\frac{\lambda}{8}$. Nur die Kreise für positive ganzzahlige n kommen hier in Betracht. Berechnen wir aus diesen beiden Gleichungen x unter Weglassung aller Glieder mit λ^2 , so ergibt sich

$$x = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{CG \cdot GJ}{CG + GJ} \cdot \lambda \cdot \sqrt{8n - 1}}$$

Für $n = 1, 2, 3$ usw. erhalten wir x_1, x_2, x_3 usw., die Abstände der Interferenzlinien von der Schattengrenze. Nun ergab eine Messung $CG = 126$ mm, $GJ = 197$ mm. λ wurde, wie oben durch mehrere Messungen bewährt, zu 0,0006 mm angenommen. Das liefert:

berechnet:	gemessen:
$x_1 = 0,284$ mm	$x_2 - x_1 = 0,131$ mm
$x_2 = 0,415$ mm	0,15 mm,
$x_3 = 0,515$ mm	$x_3 - x_2 = 0,100$ mm
	0,10 mm.

x_1 selbst konnte wegen der Unschärfe der Schattengrenze nicht gemessen werden, dagegen $FG + 2x_1$, der Zwischenraum der beiden ersten Interferenzlinien auf beiden Seiten; FG kann auch berechnet werden aus:

$$\frac{FG}{AJ} = \frac{CG}{CJ}$$

AJ war 4 mm; das liefert $FG = 1,56$ mm und

berechnet:	gemessen:
$FG + 2x_1 = 2,13$ mm	$FG + 2x_1 = 2,13$ mm.

Diese völlige Übereinstimmung zeigt, wie genau die angesetzten Wellen der äußeren Beugung diese zu beschreiben imstande sind.

Nehmen wir nun einen Punkt zwischen M und N in Fig. 2, so kommt hier als zweites Wellensystem ein bei A nach innen gebeugtes in Betracht. Das Eigenartige bei der Bildung dieser Interferenzlinien, ist also, daß hier nach innen gebeugtes Licht mit ungebeugtem interferiert, während sonst an der einfachen Schattengrenze bei divergentem oder parallelem Licht in der Nähe der Schattengrenze nur das nach außen gebeugte mit dem ungebeugten interferiert. Dieser eigenartige Zusammenhang kommt hier dadurch zustande, daß das konvergente Licht bei C die Schattengrenze überschreitet. Das zwingt uns einmal die Phasendifferenzen zwischen der äußeren und inneren Beugung und des ungebeugten Lichtes in Rechnung zu ziehen. Außerdem aber erfährt ein konvergentes Strahlenbüschel mit Wellenflächen zwiefacher

Krümmung in den beiden Brennlinien je eine Phasenbeschleunigung $\frac{\pi}{2}$. Diese ist als solche zuerst von M. Gouy¹⁾ sowohl theoretisch abgeleitet als auch durch Beobachtung an einem Fresnelschen Doppelspiegel mit einer zylindrischen Hälfte nachgewiesen. Bei C (Fig. 2) liegt eine Brennlinie vor, die andere befindet sich zwischen der Linse L und der Blende AJ . Also haben wir hier nur mit einer Phasenbeschleunigung $\frac{\pi}{2}$ zu rechnen.

Wir legen jetzt durch M senkrecht zu MA die X-Achse und nehmen MA als Y-Achse; dann werden die Wellenflächen der inneren Beugung bei A durch die Zeichenebene in Kreisen geschnitten, die sich durch folgende Gleichung darstellen lassen:

$$x^2 + (y - AM)^2 = (AM + l)^2$$

Von allen diesen gebrauchen wir nur den einen, für den $l = 0$ ist, der also MX in M berührt.

Die Wellenflächen entgegengesetzter Phase des ungebeugten Lichtes aber schneiden die Zeichenebene in Kreisen, deren Gleichungen folgendermaßen lauten:

$$x^2 + (y - CM)^2 = \left(CM + \frac{\lambda}{8} + \frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda}{2} + n\lambda \right)^2$$

¹⁾ M. Gouy: Sur la propagation anormale des ondes. Ann. de chimie et de physique VI. série, t. XXIV. 1891. pag. 203. Vergl. auch P. Debye: Ann. der Physik, 30, S. 755 (1909), wo die Phasenbeschleunigung als stetiger Vorgang nachgewiesen wird.

Die Bedeutung der verschiedenen Bruchteile von λ in der letzten Klammer ist folgende. Da das ungebeugte Licht dem aus ihm abgebeugten um $\frac{\lambda}{8}$ voraus ist, so führt uns erst der Posten $+\frac{\lambda}{8}$ auf eine Wellenfläche gleicher Phase vor der Brennnlinie und wegen der Phasenbeschleunigung $\frac{\pi}{2}$ in derselben der Posten $+\frac{\lambda}{4}$ auf eine solche hinter der Brennnlinie. Da wir eine Wellenfläche entgegengesetzter Phase gebrauchen, fügen wir $-\frac{\lambda}{2}$ hinzu. Aber auch alle Wellenflächen, die um $n\lambda$ voraus sind, haben die entgegengesetzte Phase. Die Berechnung von x entsprechend wie oben führt auf

$$x = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{AM \cdot MC}{AM - CM} \cdot \lambda} \cdot \sqrt{8n - 1}$$

Bei einer Beobachtung war $AM = 570$ mm, $CM = 100$ mm und wird $\lambda = 0,0006$ mm gesetzt, so ergibt sich:

berechnet:		gemessen:
$x_1 = 0,358$ mm	$x_2 - x_1 = 0,164$ mm	0,19 mm
$x_2 = 0,522$ mm	$x_6 - x_1 = 0,568$ mm	0,72 mm.
$x_6 = 0,926$ mm		

Ferner ergibt sich für VM aus den Gleichungen

$$\frac{VM}{AJ} = \frac{CM}{CA} \text{ und } AJ = 4 \text{ mm, } VM = 0,85 \text{ mm und}$$

berechnet:	gemessen:
$VM + 2x_1 = 1,57$ mm	1,63 mm.

Auch einige andere Beobachtungsreihen mit anderen Abmessungen lieferten ähnliche Ergebnisse. Auf einen Vergleich des Bildes von Herrn NOACK mit dieser Theorie der Beugungsfransen muß ich leider verzichten, da mir die Größe CM bei seiner Aufstellung unbekannt geblieben ist. Er glaubte, daß dabei $CM = 0$ gewesen ist. Das war wohl für die hellsten, aber nicht für die photographisch wirksamsten Strahlen zutreffend.

Die Abweichungen zwischen Rechnung und Beobachtung sind größer als die möglichen Beobachtungsfehler; trotzdem ist die Übereinstimmung so deutlich, daß ein Zweifel darüber, daß die Interferenzen auf die richtigen Wellensysteme zurückgeführt sind, nicht aufkommen kann.

Als ein sicher zutreffender Grund für diese Abweichungen bleibt zu beachten, daß die Strahlen des durch die Linse gesammelten Lichtes nicht alle durch eine Brennnlinie gehen und daß daher die Querschnitte seiner Wellenflächen, die ich oben als Kreise angesetzt habe, von dieser Gestalt merkliche Abweichungen aufweisen. Die Unterschiede zwischen Rechnung und Beobachtung liegen durchaus in der Richtung dieser Abweichungen. Denn durch Ansatz größerer Radien CM für diese Kreise ließen sich leicht größere Zwischenräume für die Interferenzstreifen errechnen. Die noch gebliebenen Unsicherheiten liegen also an den Wellenflächen des gebrochenen Lichtes, nicht des gebeugten. Diese sind so genau beschrieben, daß sie zur Bestimmung der Phasenabweichungen des gebrochenen Lichtes dienen konnten.

Wenn nun auch diese Interferenzerscheinungen und ihre Erklärungen, wie schon Herr NOACK bemerkte, über den Rahmen dessen, was auf der Schule behandelt werden kann, hinausgehen, so zeigen sie doch, wie leistungsfähig die elementare Darstellung der Beugung des Lichtes in der Oberstufe von POSKE-HÖFLER ist.

Einige Versuche zum Nachweise elektrischer Schwingungen und Teilentladungen.

Von Prof. Alois Schneider in Iglau (Mähren).

Im folgenden will ich einige Versuche über den Nachweis elektrischer Schwingungen und von Teilentladungen (Partialentladungen) beschreiben, wie ich sie meinen Schülern bereits seit einigen Jahren vorführe, und die mit geringen Mitteln leicht und sicher gelingen. Wenn ich dabei an Bekanntes anknüpfe, so dürfte die Anführung doch nicht überflüssig sein, um ein vollständiges Bild zu geben.

Zu den Versuchen benützte ich einen „Phywe“-Induktor von 20 cm Schlagweite, der mit einem Wehnelt-Unterbrecher betrieben wurde. In den primären Stromkreis ist außer einem Stromwechsler noch eine größere Drosselspule (etwa 500 Windungen) mit ausziehbarem, unterteiltem Eisenkerne (auch ein Elektromagnet genügt) eingeschaltet, um einerseits die Schlagweite auf wenige Millimeter herabzumindern und ungefährdet Geißlersche Röhren anschließen zu können, anderseits um durch Änderung der Selbstinduktion Primär- und Sekundärkreis auf einander abstimmen zu können.

Schaltet man eine Holtzsche Doppelröhre an die Sekundärklemmen des Induktors, so leuchtet nur ein Schenkel, beim Stromwechsel im Primärkreis der andere Schenkel auf, ein Zeichen, daß in den Windungen der Sekundärspule jedesmal nur Ströme einer Richtung fließen. (Sollte auch der zweite Schenkel ein wenig aufleuchten, was bei Verwendung eines Wehneltunterbrechers manchmal der Fall ist, so vermindere man die Stromstärke des Primärkreises, um den Schließungsstrom ganz zu unterdrücken.)

Legt man aber die Holtzsche Doppelröhre mit einem Kondensator (Leidner Flasche), hintereinander an die Induktorklemmen, so leuchten sofort beide Schenkel der Doppelröhre auf, woraus hervorgeht, daß jetzt Wechselströme die Strombahn durchfließen. Der Kondensator bildet mit der Selbstinduktion des Induktors ein schwingungsfähiges System und es bedarf nur eines äußeren elektrischen Anstoßes, um die Schwingungen einzuleiten. Schließt man den Kondensator mittelst eines Drahtes kurz, so leuchtet nurmehr ein Schenkel der Doppelröhre.

Besonders schön und überzeugend wirkt der angegebene Versuch, wenn man von allem Anfange an einen stärkeren Kupferdraht, der mit einer isolierenden Gummihülle (oder Handgriffen) versehen ist, an der Klemme, die zur inneren Belegung der Leidener Flasche führt, befestigt und während des Versuches frei herabhängend läßt. Bringt man nun bei tätigem Unterbrecher durch Herabbiegen das freie Ende des Drahtes mit dem zur äußeren Belegung der Flasche führenden blanken Zuleitungsdrahte in Berührung, so verschwinden sofort die elektrischen Schwingungen. Beim Loslassen schnellt der Draht in die Höhe und beide Schenkel der Röhre leuchten wieder auf.

Hat man keine Holtzsche Doppelröhre zur Verfügung, so benütze man statt derselben eine Röhre der Vakuumkala, welche besonders gut das blaue Kathodenlicht zeigt. Sind elektrische Schwingungen vorhanden, so tritt dieses an beiden Polen der Röhre auf.

Betrachtet man die Pole einer solchen Röhre im rotierenden Spiegel, so sieht man abwechselnd den oberen und unteren Pol von der blauen Lichthülle umgeben, ein Zeichen, daß tatsächlich Wechselströme vorhanden sind.

Dem Auge scheint die Röhre ununterbrochen aufzuleuchten, doch sind die Schwingungen stark gedämpft und einer Reihe von Entladungen folgt ein verhältnis-

mäßig großer Zeitraum, während dem keine Entladungen stattfinden. Dies läßt sich leicht mit Hilfe eines rotierenden Neonröhrchens zeigen. Einen solchen einfachen Schwingungsanalysator kann man sich leicht auf folgende Weise herstellen:

Man schneidet aus Zinkblech einen Kreisring mit etwa 18 cm inneren und 26 cm äußeren Durchmesser (Fig. 1) und lötet auf der einen Seite ein zylindrisches Stück der Messinghülse einer Patrone, in welches man den Ring in einen Einschnitt geschoben hat, an. In diesem befestigt man mit Siegellack einen 10—15 cm langen Glasstab, welcher beim Versuche in ein Gaußsches Stativ eingeklemmt wird. An der diametral gegenüberliegenden Seite des Ringes lötet man eine Klemme für den Zuleitungsdraht an.

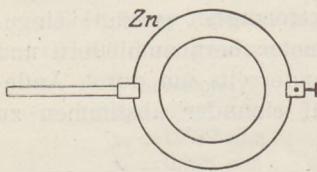


Fig. 1.

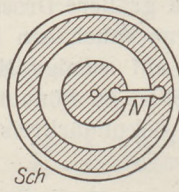


Fig. 2.

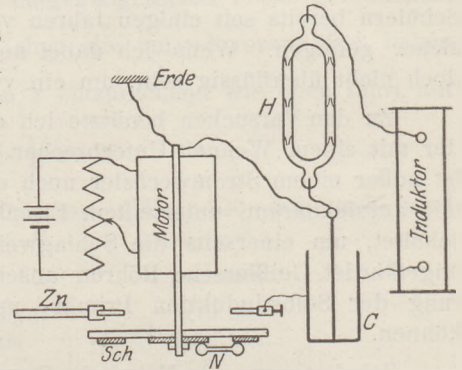


Fig. 3.

Dann schneidet man mit der Laubsäge aus einem recht steifen Pappendeckel (auch Holz oder eine Grammophonplatte können verwendet werden) eine Kreisscheibe von 30 cm Durchmesser heraus und beklebt diese mit Stanniol in der in Fig. 2 ersichtlichen Weise (schraffierter Teil; Durchmesser der inneren Stanniolbelegung 11 cm, innerer Durchmesser des Stanniolringes 17 cm, äußerer 26 cm). Die beiden Belegungen sind durch eine kleine, leicht ansprechende Leuchtröhre überbrückt, welche mittelst eines Bindfadens an der Scheibe befestigt ist. Ich benutze dazu eine kleine, etwa 5 cm lange Neonröhre, wie sie in vorzüglicher Qualität von der Firma Robert Goetze, Leipzig geliefert wurde. Diese Röhren sind sehr widerstandsfähig, besitzen an den Enden elektrolytisch hergestellte Kupferkappen und leuchten in schönem, roten Lichte, so daß die Erscheinungen auch aus der Ferne gut sichtbar sind. (Die Röhren sind auch für spektralanalytische Versuche sehr geeignet.)

Die Pappscheibe wird am besten auf der Achse eines kleinen Motors, dessen Umdrehungszahl fein regulierbar sein soll, befestigt. (Hat man keinen Motor zur Verfügung, so befestige man die Scheibe mittelst eines Zapfens auf der Schwungmaschine.) Hinter der Scheibe wird in 1—3 cm Entfernung der Zinkblechring aufgestellt (Fig. 3). Dieser bildet mit der Stanniolbelegung der Pappscheibe einen veränderlichen Luftkondensator.

Schaltet man den Schwingungsprüfer parallel zur Leidener Flasche, die wie im ersten Versuche mit einer Holtzschen Doppelröhre hintereinander an die Sekundärklemmen des Induktors angeschlossen ist, indem man den Zinkblechring mit der einen, die Motorachse mit der anderen Belegung der Leidener Flasche verbindet, so leuchtet das Röhrchen auf, wenn der Unterbrecher in Tätigkeit gesetzt wird. Durch Nähern oder Entfernen des Zinkblechringes kann man die Leuchtkraft des Röhrchens verstärken oder vermindern. Um größere Spannungen am Motor zu vermeiden, kann man an die Achse desselben gleichzeitig die Erdleitung legen.

Durch Änderung der Selbstinduktion des Primärkreises (Ausziehen des Eisenkernes aus der Drosselspule) oder Änderung der Länge des Stiftes des Wehneltunterbrechers kann man nun den Sekundärkreis auf den Primärkreis abstimmen. Die Resonanzlage erkennt man durch Sprühen der Leidener Flasche.

Versetzt man die Röhre in rasche Rotation, so sieht man einen mehrstrahligen Stern, bestehend aus mehreren Liniengruppen, welcher bei richtiger Einregulierung der Tourenzahl und regelmäßigem Funktionieren des Unterbrechers still zu stehen scheint. Je rascher der Motor rotiert, desto geringer wird die Zahl der Liniengruppen und desto weiter sind die einzelnen hellen Streifen voneinander getrennt.

In Fig. 4 ist eine solche Erscheinung angedeutet, wie ich sie bei richtiger Einstellung erhielt und welche folgendermaßen zu deuten ist. Das Bild zerfällt in zwei durch große dunkle Zwischenräume getrennte Teile, welche je aus vier nebeneinanderliegenden Liniengruppen bestehen. Jeder solche Teil (zu 4 Gruppen in der Figur) entspricht einer Unterbrechung des Primärkreises und damit einem Stromstoß im Sekundärkreis

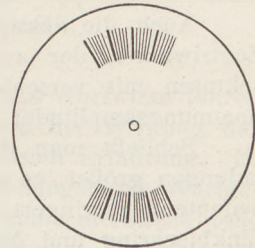


Fig. 4.

des Induktors. Durch jeden solchen Stromstoß wird aber der Kondensator geladen und bei einer bestimmten Potentialdifferenz setzen die Schwingungen ein. Dies wird im allgemeinen nicht gerade beim Höchstwerte der Fall sein, sondern bereits früher, so daß durch einen Stromstoß mehrere Ladungen und dementsprechend auch mehrere oszillatorische Entladungen des Kondensators hervorgerufen werden können. Nehmen wir der Einfachheit halber an, daß der beim Unterbrechen des Stromes erzeugte sekundäre Stromimpuls sinusförmigen Charakter habe (Fig. 5) und daß die erste Entladung einsetzt, wenn die Potentialdifferenz den Wert a erreicht hat. Diese wird oszillatorisch und gedämpft verlaufen. Der Strom

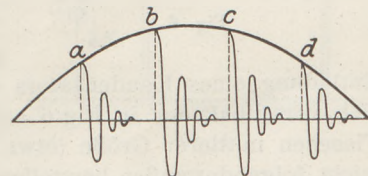


Fig. 5.

wird aber weiter zunehmen und sobald die Spannung den Wert b erreicht hat, wird neuerdings eine gedämpfte oszillatorische Entladung einsetzen usw. Bei unserer Annahme, welche den Beobachtungen mit der rotierenden Neonröhre entspricht, vermag also jeder sekundäre Stromstoß viermal den Kondensator zu laden und zu Schwingungen anzuregen. Jede der vier Liniengruppen in Fig. 4 rührt also von einer Teil-

(Partial-)Entladung her, während die feinen hellen Linien jeder Gruppe den Halbschwingungen der oszillatorischen Entladung entsprechen. Diese Ansicht wird gestützt durch die Beobachtung der Polwechsel im rotierenden Spiegel. Da infolge der großen Selbstinduktion des Induktors die Schwingungen sehr langsam verlaufen, so müssen sie auch mit der rasch rotierenden Neonröhre beobachtet werden können. Das Bild gibt uns also sehr interessante Aufschlüsse über den Verlauf der Schwingungen, die Zahl der Teilentladungen, die Zahl der Unterbrechungen und über die verhältnismäßig lange Zeit, während welcher keine Schwingungen vorhanden sind. Diese stark gedämpften Schwingungen sind daher für die drahtlose Telephonie unbrauchbar.

Aus Fig. 4 läßt sich noch manches herauslesen. Die Intensität der einzelnen Linien nimmt ab, ein Zeichen, daß die Spannungsamplituden der einzelnen Schwingungen, welche ja das Aufleuchten des Röhrchens verursachen, kleiner werden. Die einzelnen Liniengruppen besitzen verschiedene Helligkeit, was nach Fig. 5 wohl sehr leicht erklärlich ist.

Zum guten Gelingen dieses Versuches ist erforderlich, daß der Primär- und Sekundärkreis in Resonanz sind und der Unterbrecher regelmäßig arbeitet. Sonst erhält man die Bilder nicht rein und die Gruppen zeigen große Verschiedenheiten.

Ändert man die Unterbrechungszahl etwa durch Ausziehen des Eisenkernes aus der Drosselspule, so erscheinen sofort neue Schwingungsgruppen, bzw. der Stern fängt an zu rotieren.

Hat man die Tourenzahl des Motors so reguliert, daß der Stern stillsteht, so läßt sich leicht die Zahl der Unterbrechungen bestimmen, indem man die Zahl der Umdrehungen pro Sekunde mit der Zahl der Liniengruppen multipliziert.

Auch die Schwingungsdauer läßt sich angenähert bestimmen, indem man den Zentriwinkel, der auf eine Liniengruppe entfällt, abschätzt (Anhalten von Kreis-sektoren mit verschiedenen Zentriwinkeln) und die Zahl der Linien, welche den Spannungsamplituden entsprechen, feststellt.

Schließt man die Holtzsche Doppelröhre kurz, so wird die Zahl der Teilentladungen größer, es erscheinen neue Liniengruppen, da der Widerstand der Strombahn bedeutend verringert wurde. Auch die Leidener Flasche kann man weglassen und Zinkblechring und Motorachse direkt mit den Klemmen des Induktors verbinden.

Die geringe Kapazität des Luftkondensators des Schwingungsprüfers genügt bereits, um Schwingungen einzuleiten.

Statt eines selbsttätigen Unterbrechers kann man auch den primären Strom nur einmal durch Herausziehen eines Drahtes aus einem Quecksilbernapfe unterbrechen und erhält dann selbstverständlich nur einen der beiden in Fig. 4 dargestellten Schwingungskomplexe.

Bei diesen Versuchsanordnungen enthält der Schwingungskreis keine eigentliche Funkenstrecke im gewöhnlichen Sinne, sondern nur eine Holtzsche Doppelröhre. Um den oszillatorischen Charakter der

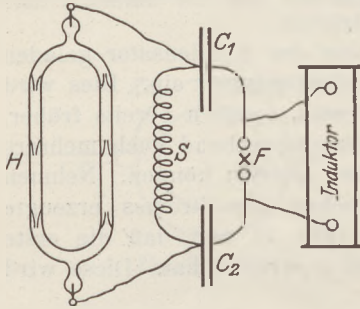


Fig. 6.

Entladung eines Kondensators durch eine Funkenstrecke nachzuweisen, bedient man sich vorteilhaft der in Fig 6 angedeuteten Schaltung. C_1 und C_2 sind zwei Leidener Flaschen mittlerer Größe (etwa 1600 cm), S eine Selbstinduktionsspule, die man sich leicht folgendermaßen herstellen kann: Man fertigt aus Preßspan eine 5—6 cm weite, 10—15 cm lange zylindrische Röhre an und verschließt die Enden mit zwei von einem Drechsler aus hartem Holz gedrehten Stöpseln. Die Spule wird mit einer Lage 0,5—1 mm starken, seidenumspunnenen Kupferdrahtes bewickelt und die Enden zu zwei Klemmen, die in den Holzstöpseln sitzen, geführt. H ist eine Holtzsche Doppelröhre, F eine regulierbare Funkenstrecke.

Setzt man den Unterbrecher in Gang und reguliert die Länge der Funkenstrecke entsprechend, so leuchten beide Schenkel der Holtzschen Doppelröhre, es sind Schwingungen vorhanden. Ist aber die Funkenstrecke zu groß, so daß die Funken laut klatschend überspringen, so leuchtet nurmehr ein Schenkel, die Entladung erfolgt aperiodisch. Ein Versuch mit dem Schwingungsprüfer, den man etwa parallel zur Holtzschen Doppelröhre anlegen kann, zeigt, daß man je nach der Länge der Funkenstrecke eine oder mehrere Teilentladungen erhält. Die Schwingungen selbst können bei diesem Versuche wohl nicht wahrgenommen werden, weil sie infolge der geringen Selbstinduktion und Kapazität viel zu schnell verlaufen.

Ich habe hier nur eine Auswahl von Versuchen mit dem Schwingungsprüfer beschrieben. Eine Reihe anderer soll späteren Aufsätzen vorbehalten bleiben.

Zu dem Aufsätze „Zur objektiven Darstellung der oszillatorischen Entladung“ von OSWALD JAHN in dieser Zeitschrift (33, 186) erlaube ich mir zu bemerken, daß meiner Ansicht nach durch diesen Versuch nur die Teilentladungen, nicht aber der oszillatorische Charakter der Entladung demonstriert werden. Die Funkenstrecke ist parallel zur Leidener Flasche gelegt. Die Schwingungen in diesem Entladungskreise erfolgen infolge der kleinen Kapazität und Selbstinduktion so rasch, daß sie bei der Rotation nicht mehr zerlegt werden. Die Funkenstrecke müßte direkt in dem Schwingungskreis Leidener Flasche — Sekundärspule des Induktors liegen.

Kleine Mitteilungen.

Quantitative Wurfversuche mit einfachsten Mitteln.

Von Dr. H. Hayungs in Hamburg.

Die theoretisch abgeleiteten Beziehungen für die Wurfhöhe und Wurfweite führen bekanntlich in ihren Anwendungen auf die Wirklichkeit wegen der Wirkung des Luftwiderstandes zu starken Widersprüchen mit der oberflächlichsten Erfahrung. Es erschien mir daher wünschenswert, die Richtigkeit dieser Beziehungen für Wurfgeschwindigkeiten und Wurfkörper, bei denen der Luftwiderstand keine merkliche Rolle spielt, experimentell nachzuweisen. Die im folgenden beschriebenen Versuche erbringen diesen Nachweis mit den einfachsten Mitteln mit hinreichender Genauigkeit. Ich beschränke mich auf die Beschreibung der Versuche zum vertikalen und schiefen Wurf. Die Versuchsanordnung für den horizontalen Wurf ergibt sich danach von selbst.

Der Grundgedanke beider Versuche liegt in der Erzeugung einer genau bestimmbareren Abwurfgeschwindigkeit durch ein fallendes Gewicht. Und zwar wird die Endgeschwindigkeit des Fallgewichtes die Anfangsgeschwindigkeit der Wurfbewegung. Die Ausdrücke für die Wurfhöhe H beim vertikalen und die Wurfweite W beim schiefen Wurf erhalten dadurch eine für die Auswertung sehr bequeme Form. Da $c^2 = 2gs$ ist, so wird $H = \frac{c^2}{2g} = s$ und $W = \frac{c^2 \sin 2\alpha}{g} = 2s \sin 2\alpha$ (wo c = Endgeschwindigkeit des Fallgewichtes, s = Fallstrecke, α = Abwurfwinkel.)

Die Versuchsanordnung ist folgende: Das Fallgewicht $G = 1$ kg ist durch einen dünnen Seidenfaden mit dem Wurfkörper K , einer Holzkugel von 4 g Gewicht, verbunden. Für den vertikalen Wurf wird der Faden, wie Fig. 1 zeigt, über einen sorgfältig gesäuberten dicken Glasstab gelegt, der von einem auf dem Rande eines Tisches stehenden Stativ St gehalten wird. Zwei Vertikalmaßstäbe markieren die Fallhöhe s und die theoretische Wurfhöhe. Läßt man nun G aus freier Hand fallen — damit sich die Fäden nicht verschlingen zieht man G etwas von dem Faden, an dem K hängt, ab —, so überträgt sich die Geschwindigkeit von G auf den Wurfkörper, der in jedem Augenblick die entgegengesetzt gleiche Vertikalgeschwindigkeit erhält wie G . (Die Masse von K ist so klein, daß ihr Einfluß auf die Fallbewegung unmerklich ist.) In dem Augenblick, wo G auf den Fußboden aufschlägt, beginnt die vertikale Wurfbewegung von K . Der Faden stört diese Bewegung nicht merklich, sein Gewicht beträgt für den Meter nur 0,03 g. Außerdem hat der Faden ja zunächst dieselbe nach oben gerichtete Geschwindigkeit wie K . Wichtig ist eine möglichst geringe Steifheit des Fadens. Die Wurfhöhe läßt sich bequem beobachten, wenn man vorher bei auf dem Boden stehenden Gewicht von dem Anfangspunkt der Wurfbewegung aus die theoretische Wurfhöhe mit dem Zeiger eines Vertikalmaßstabes eingestellt hat. Etwa 2 cm ober- und unterhalb dieses Zeigers bringt man noch je einen Zeiger an, um die Abweichung der tatsächlichen Wurfhöhe von der theoretischen zahlenmäßig bestimmen zu können. Ich erhielt in einer Beobachtungsreihe folgende Werte:

- $s = 30$ cm, $H = 29, 30, 31$ cm;
- $s = 75$ cm, $H = 75, 73, 74$ cm;
- $s = 50$ cm, $H = 49, 50, 50$ cm;
- $s = 85$ cm, $H = 84, 83, 83$ cm.

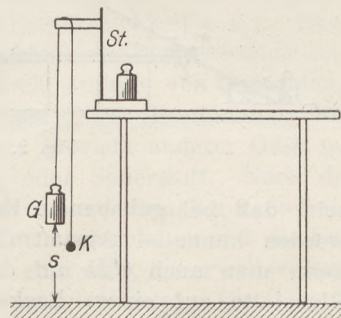


Fig. 1.

Zu beachten ist, daß K auch bei gehobenem G frei hängen muß. Die Höhe des Glasstabes über dem Fußboden muß also größer sein als das Doppelte der größten Fallstrecke von G .

Die Versuchsanordnung für den schiefen Wurf ergibt sich aus Figur 2. G und K sind wieder Fallgewicht und Wurfkörper. Der Glasstab, über den wie beim vertikalen Wurf der Verbindungsfaden von G und K gelegt ist, wird von einem hohen auf dem Fußboden stehenden Stativ gehalten. AB ist eine Glasplatte von etwa 80 cm Länge, auf ihr wird K durch das fallende G emporgezogen. CD ist ein auf Böcken oder dergl. ruhendes Brett von etwa 1,20 m Länge, das mit feinem Sand bestreut ist. Die Fadenlänge bezw. der Abstand des Stativs von dem Brett CD

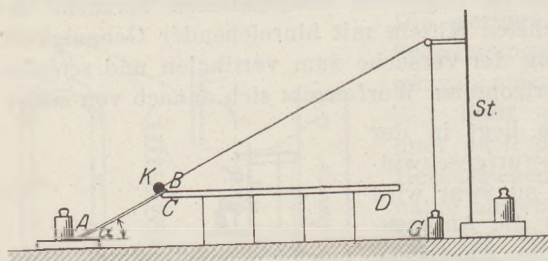


Fig. 2.

ist so bemessen, daß bei auf dem Boden stehenden Fallgewicht der Wurfkörper bei gestrafftem Faden genau der oberen Kante der Glasplatte aufliegt. Die Erfüllung dieser Bedingung ist für das Gelingen des Versuches von wesentlicher Bedeutung. Sie ist häufig nachzuprüfen, da zu Beginn der Faden sich längt, oder auch ein leichtes Zurückweichen der Glasplatte eintreten kann. Die Länge der Glasplatte muß so groß sein, daß bei gehobenem Fallgewicht der Faden in seiner ganzen Länge gestrafft werden kann. — Anstatt die Versuchsanordnung auf dem Fußboden aufzubauen, kann man auch CD auf den Experimentiertisch legen, und die untere Kante der Glasplatte auf einem Bock oder Stuhl ruhen lassen, der neben dem Tisch auf dem Fußboden steht. Für große Abwurfwinkel wird man diese letzte Art der Aufstellung wählen müssen. — Läßt man nun G aus bestimmter Höhe s fallen, so bewegt sich der Wurfkörper mit derselben Geschwindigkeit wie G auf der Glasplatte aufwärts, um in dem Augenblick, wo G aufschlägt, mit der Endgeschwindigkeit von G frei weiter zu fliegen. Die Wurfweite markiert sich in der Sandschicht auf CD . Ich erhielt in einer Beobachtungsreihe folgende Werte:

1. $\alpha = 16\frac{1}{2}^\circ$, $s = 30$ cm, W (theor.) = 32,7 cm, beobachtet: 33, 32,5, 32, 33,5;
 $s = 75$ cm W (theor.) = 81,8 cm beobachtet: 83, 82, 81, 82.
2. $\alpha = 28^\circ$, $s = 50$ cm, W (theor.) = 83 cm, beobachtet: 84, (80), 81, 82, 82.
3. $\alpha = 45^\circ$, $s = 50$ cm, W (theor.) = 100 cm, beobachtet: 101, 98, 100, 102.

Bestimmung des spezifischen Gewichts der Luft für Schülerübungen¹⁾.

Von E. Zerbst in Insterburg.

Mangel an den üblichen Apparaten, unter dem meine Anstalt wohl nicht allein leidet, gab mir Veranlassung, eine einfache, auch für das Schülerpraktikum geeignete Methode zur Bestimmung des Luftgewichtes zu suchen, die von der Luftpumpe unabhängig ist.

Ich verwende durchgebrannte Glühbirnen, die äußerlich nicht verletzt sein dürfen. Prinzip der Messung: Tarierung der luftleeren Birne, Bestimmung des Volums, Öffnen der Birne und Bestimmung der Gewichtszunahme.

Vorversuch: Die Spitze einer Glühbirne wird vorsichtig angefeilt und unter Wasser abgebrochen. Die Birne füllt sich mit Wasser und der Schüler sieht, daß die Birne nahezu luftleer war, bis auf eine kleine Luftblase, deren Volum v_1 sich durch Wägung der völlig mit Wasser gefüllten Birne leicht bestimmen läßt. S. ds. Ztschr. 35, 182.

¹⁾ Anm. der Schriftleitung. Man vergleiche A. Schmidt, D. Ztschr. 12 (1899), 348 und A. W. Gray, D. Ztschr. 15 (1902), 161.

Messungen: $s = \frac{p}{v}$ ist die Definition des spez. Gewichtes. Danach lasse ich die Methode von den Schülern selbst entwickeln.

Bestimmung von v . Eine andere möglichst ebenso große Birne wie beim Vorversuch wird bis zur Fassung in ein bis zum Rande mit Wasser von Zimmertemperatur gefülltes geeignetes Gefäß getaucht und das übergelaufene Wasser mit dem Meßglas gemessen. Ist das so gewonnene Volum v_2 das Volum der Luft, die später gewogen wird? Nein. Der Schüler findet aber leicht die notwendigen Korrekturen. 1. Das Volum v_1 , gefunden beim Vorversuch, ist von v_2 abzuziehen. 2. Nach der Wägung mit Luft muß die Birne in einer Wanne zerschlagen werden und das Volum v_3 der Glassplitter ohne die Fassung bestimmt werden. Es geschieht durch Einwerfen der Splitter in ein teilweise gefülltes Meßglas. (Um ein Fortfliegen der Glassplitter beim Zerschlagen zu vermeiden, ritzt man die Birne vorher mit einem Diamanten, dann läßt sie sich leicht in kleine Stücke zerdrücken.)

Bestimmung von p . Nachdem Volum v_2 bestimmt ist, wird die Birne sorgfältig abgetrocknet und auf der empfindlichen Wage tariert (Empfindlichkeit s. u.). Dann wird die Spitze angefeilt, abgebrochen und die Gewichtszunahme der Birne einschließlich der abgebrochenen Spitze, die nicht zu vergessen ist, durch Auflage von Gewichten p festgestellt. Thermometer und Barometer sind abzulesen. Die Bestimmung von v_3 erfolgt im Anschluß hieran oder noch später, falls das Gewicht anderer Gase mit derselben Birne bestimmt werden soll, z. B. von CO_2 oder Sauerstoff. Nach der Füllung mit Luft und deren Wägung wird das neue Gas bei zweckmäßiger Stellung der Birne mittelst einer ausgezogenen Glasröhre in die Birne eingeleitet und die Luft daraus vollständig verdrängt. Sollte die Öffnung sehr eng sein, so erweitert man sie mit der Feile, die Wägung mit Luft muß danach wiederholt werden. Die Öffnung verschließt man nach der Füllung mit einem Stückchen Leukoplast, das schon vor der Trierung angeklebt wird. Eine Kontrolle über die vollständige oder unvollständige Füllung der Birne mit dem neuen Gas gewährt folgender Beobachtungsgang: 1. Wägung der Birne nach der ersten Füllung von etwa 5 Minuten. 2. Erneute Füllung. 3. Wägung der Birne usw. Gewichtszunahme bzw. Konstanz des Gewichtes zeigt unvollkommene bzw. vollkommene Verdrängung der Luft an. Das Gewicht des eingefüllten Gases ergibt sich aus der Gewichtsänderung gegenüber der Luftwägung.

Der Gang der Beobachtungen und Berechnung ist also bei Bestimmung des Luftgewichtes folgender:

- | | |
|---|-------------------------|
| 1. Bestimmung des Volums der Luftblase (Vorversuch) | v_1 cm ³ . |
| 2. Bestimmung des äußeren Volums | v_2 cm ³ . |
| 3. Trierung der Birne. | |
| 4. a) Gewichtszunahme nach dem Öffnen | p mg. |
| b) Thermometer- und Barometerablesung. | |
| 5. Zertrümmern der Birne, Volum der Splitter aus der Differenz zweier Ablesungen am Meßglas | v_3 cm ³ . |

Berechnung: $v = v_2 - v_1 - v_3$ $s = \frac{p}{v}$.

Genauigkeit bei einmaliger Bestimmung von v_2 für v_2 , etwa ± 4 cm³, daraus für p erforderliche Genauigkeit etwa $\pm 0,005$ g.

Genauigkeit von s .

$$ds = dp/v \quad v \approx 150 \text{ cm}^3 \quad dp = \pm 0,005 \text{ g} \quad ds = \pm 0,03$$

$$ds = p dv/v^2 \quad dv \approx \pm 4 \text{ cm}^3 \quad ds = \pm 0,04$$

Die Genauigkeit ist also etwa $3\frac{1}{4}\%$ beim Versuch in der Unterrichtsstunde und läßt sich im Praktikum bei wiederholter Bestimmung von v_2 und entsprechend genauerer Wägung auf 1% steigern.

Zum Nachdenken und Fehlersuchen an der richtigen Stelle werden die Schüler angeregt, wenn der Lehrer bei Frontübungen dem einen oder anderen eine halb mit Stickstoff gefüllte Birne gibt, ohne darauf hinzuweisen.

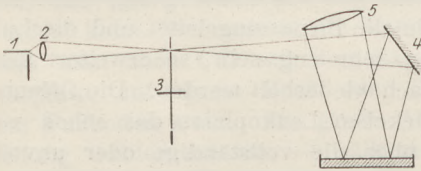
Stroboskopische Beobachtung von Wellen auf einer Quecksilberoberfläche.

Von Dr. Reismann in Hattingen (Ruhr).

Befestigt man an den Zinken einer größeren Stimmgabel ($n = 100$) dünne Eisen-drahtspitzen und taucht diese in Quecksilber, so erscheinen beim Anschlagen der Gabel die bekannten hyperbolischen Interferenzkurven. Der Versuch ist hinreichend bekannt, so daß sich eine nähere Beschreibung erübrigt. Neu dürfte dagegen der Gedanke sein, intermittierende Beleuchtung anzuwenden; hierbei ändert sich das Bild vollständig; die Interferenzkurven verschwinden und an ihre Stelle treten zwei Wellensysteme, deren Zentren die beiden Drahtspitzen sind.

Die einfachste Versuchsanordnung scheint mir die folgende zu sein:

Die kleine Linse an der Bogenlampe entwirft ein Bild des Kraters der Lampe (Zeiss-Lampe zu 5 Amp. Gleichstrom) auf einer rotierenden Scheibe, die 2 Öffnungen



von etwa 3 cm \varnothing hat. Ein ebener Spiegel wirft das Licht auf die Quecksilberfläche und von dieser entwirft das Porträtobjektiv ein etwa 3–4 fach vergrößertes Bild auf einem schräg gehaltenen Schirm. Zum Antrieb der rotierenden Scheibe benütze ich einen kleinen Tischventilatormotor, dessen Tourenzahl durch eine

Abzweigschaltung in jedem Umfange regulierbar ist. Die Motorschwingungen stören das Wellenbild in keiner Weise. Will man die stehenden Wellen vermeiden, die durch Reflexion an den Gefäßwänden entstehen, so braucht man nur eine dünne Öl- oder Petroleumschicht auf die Quecksilberfläche zu bringen. Ein elektromagnetischer Antrieb der Gabel ist nicht erforderlich.

Taucht man nur die eine Zinke in die Quecksilberfläche, so beobachtet man bei stillstehendem Motor, daß alle Staubteilchen heftige radiale Hin- und Herbewegungen von sehr kleiner Amplitude ausführen, ein Beweis dafür, daß die Wellenbewegung keinen Massetransport hervorruft. Tritt der Elektromotor in Tätigkeit, so erscheint wiederum das Wellensystem, an dem man auch die Wellenlänge messen und schließlich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen berechnen kann.

Die Versuche sind geeignet zur Einführung in die Wellenlehre und zur Vorbereitung auf die Erscheinungen der Lichtinterferenz speziell beim Fresnelschen Versuch.

Momentaufnahme fallender Tropfen.

Von Dr. W. Volkmann in Berlin-Steglitz.

In seiner Technik des physikalischen Unterrichts (S. 112) empfiehlt FR. C. G. MÜLLER den in Tropfen zerfallenden Wasserstrahl durch den Funken einer Leidener Batterie photographisch abzubilden. Bei der Ausführung des Versuches nach seinen Angaben gewann ich den Eindruck, daß es möglich sein müsse, mit sehr viel geringeren Hilfsmitteln auszukommen. Die Vermutung war zutreffend; die in Fig. 1 abgebildeten

Tropfen sind beim Fünkchen einer Leidener Flasche von 10 cm Glashöhe (295 cm Kapazität) auf einer wenig empfindlichen Platte (12° Scheiner) erhalten worden. Als Elektrizitätsquelle diente eine alte kleine Spielzeuginfluenzmaschine, deren Wirkung schon sehr nachgelassen hatte.

Fig. 2 zeigt eine kleine Vorrichtung, die den Versuch so erleichtert, daß Fehlbelichtungen mit Sicherheit vermieden werden. Auf ein 12 cm langes Glasrohr sind drei Pfropfen geschoben. Der unterste paßt in den Hals einer Flasche, die als Stativ dient, die beiden anderen tragen je ein 2 cm langes Stück Siegellack. Um den Siegellack am Kork zu befestigen, ohne daß der Korkrand verkohlt, breitet man ein Siegellackstückchen mit Hilfe eines heißen Drahtes auf der Korkfläche aus, hierauf haftet der mäßig erwärmte Siegellack, während man ihn ohne diese Vorbereitung brennend aufsetzen müßte. Die Drähte werden nach Anleitung der Zeichnung aus je einem Stück gebogen und mit der erhitzten Knickstelle 1 cm tief in den Siegellack eingedrückt. Der eine Arm des oberen Drahtes dient als Achse für den oberen Rand eines Zinkbleches, der über einen Nagel zu einem Röhrchen gerollt ist. Hängt das Blech herab, so kommt es dem unteren Draht bis auf 1 mm nahe. Es kann aber auch nach oben geschwenkt werden und findet dann an dem oberen Draht eine Stütze, so daß es schräg nach oben gerichtet stehen bleibt. Die Verbindung mit dem Knopf der Leidener Flasche ist gezeichnet, der untere Draht wird mit der äußeren Belegung verbunden; die Zeichnung deutet das durch einen Pfeil an. Der Anschluß an die Influenzmaschine geschieht bei der äußeren Belegung unmittelbar, beim Knopf aber, wie die Abbildung zeigt, über eine Funkenstrecke. Wenn die Fünkchen hier seltener springen, ist die Flasche geladen, und man bringt den Funken, dessen Licht die Aufnahme bewirken soll, hervor, indem man mit einem Glas- oder Siegellackstäbchen das Zinkblech zum Herunterfallen veranlaßt. Der Abstand der Platte vom Funken ist 25 bis 30 cm.

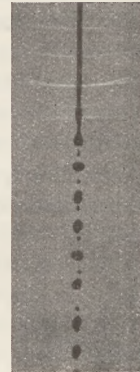


Fig. 1.
(Nat. Größe.)

Der Wasserstrahl fließt aus einer 1 bis 2 mm starken Spitze, die man aus Glasrohr auszieht. 20 bis 40 cm Druckhöhe ist geeignet. Ein größerer Trichter, der aus einer Kanne bisweilen nachgefüllt wird, genügt vollkommen als Gefäß und wird mit der Spitze durch einen Schlauch verbunden. Etwa 1 cm hinter dem Wasserstrahl befestigt man die Platte in einem Retortenhalter. Wer einen Diamanten hat, wird sich 3 cm breite Streifen schneiden. Es genügt aber auch, eine 6:9 cm-Platte zur Hälfte in schwarzes Papier zu wickeln und die zweite Aufnahme auf der so geschützten Plattenhälfte zu machen, während dann die schon belichtete Plattenhälfte verdeckt ist. Auch Negativpapier II der neuen photographischen Gesellschaft hat sich als gut geeignet erwiesen. Es ist billiger als Platten und läßt sich mit der Schere in Streifen schneiden.

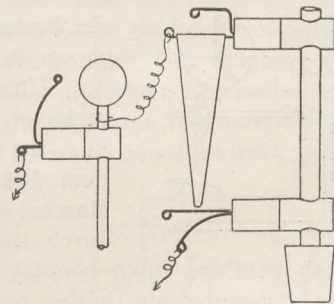


Fig. 2.

Noch oberhalb der Zerfallstelle zeigt Fig. 1 helle Querstreifen, sie sind durch die Linsenwirkung der schon vorhandenen, wenn auch kaum sichtbaren Anschwellungen des Strahles auf die Platte gezeichnet worden.

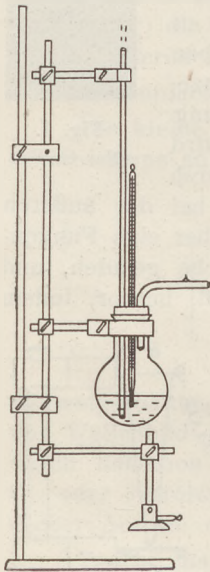
Zum Sieden bei verschiedenem Druck.

Von Wilhelm Volkmann in Berlin-Steglitz.

Der Papinsche Topf ist ein teurer Apparat von sehr beschränktem Unterrichtswert. Nicht selten wird verlangt, daß er bis zu hohen Überdrucken, 10 Atmosphären oder noch mehr, verwendbar sein soll. Abgesehen davon, daß diese Drucke dem

Schüler durchaus nichts Wesentlicheres zeigen als ein bescheidener Überdruck verrät diese Forderung eine bedenkliche Unkenntnis der Gefahren, die auch das kleinste Dampfkesselchen bei diesem Druck immer in sich birgt. So etwas gehört einfach nicht in die Schulklasse. Die Abbildung zeigt einen gläsernen Siedeapparat, der bei geringen Überdrucken und etwas größeren Unterdrucken, die Abhängigkeit des Siedepunktes deutlich zeigt und in seiner Durchsichtigkeit die Schüler alle Einzelheiten gut beobachten läßt.

In einen Rundkolben von etwa 8 cm Durchmesser mit kurzem 3,5 cm weitem Halse ist ein Kork gepaßt, der nebeneinander drei Bohrungen hat. In der mittleren, die elliptisch ausgefeilt ist, sitzt das Projektionsthermometer. Diese Thermometer bekommen ein flaches Hüllrohr, weil sonst nur ein zu schmaler Streifen der durchsichtigen Skale im Projektionsbilde erscheint. Das Ausfeilen des Loches ist etwas zeitraubend, da das Thermometer leicht hineinpasse aber doch dicht schließen soll. Nach dem Versuch nehme man das Thermometer bald aus dem Kork, sonst setzt es sich in ihm so fest, daß man große Mühe hat, es wieder herauszubekommen. Die



Bruchgefahr ist größer als bei einem runden Thermometer, das man außerdem auch durch Drehen locker machen kann. In eine der seitlichen Bohrungen des Korks kommt eine 7 bis 8 mm starke, oben und unten offene Glasröhre von 1,5 m Länge, in die andere ein gebogenes Rohr, an dem ein Spitzchen ausgezogen ist. Das Ausziehen des Spitzchen ist eine einfache Sache: Man erhitzt eine kleine Stelle der Rohrwand mit der Gebläseflamme oder mit dem Lötrohr, setzt auf das heiße Glas das Ende eines starken Glasfadens oder ein spitz ausgezogenes Glasrohr und zieht hiermit das sogleich haftende heiße Glas 5 bis 10 cm weit heraus¹⁾. Es bildet sich auf diese Weise ein in der Regel un rundes Röhrchen, das man an passender Stelle abbricht. Unter den Kolben kommt ein Brenner, jedoch so weit seitwärts, daß nicht so leicht Dampfblasen in das lange Rohr geraten können.

Um es bei der Projektion des Thermometers recht bequem zu haben, fügt man in das Stativ eine senkrechte Gleitverschiebung ein. An das gewöhnliche Bunsenstativ sind zwei Rohrmuffen aus dem Präzisionsstativ des Verfassers (Bezugsquelle: Leppin und Masche, Berlin, Engelufcr 27), mit ihrer offenen Seite angesetzt, durch die Bohrungen dieser beiden Muffen ist ein 50 cm langer

Stab geführt; unten benutzt man die Schraube zum Festklemmen, oben nimmt man die Schraube am besten ganz heraus, um Versehen beim Versuch unmöglich zu machen. An diesem Stab sind mit Kreuzmuffen die Klemmen für den Kolben und das Glasrohr und der Querstab für den Brenner angebracht.

Die Projektionseinrichtung soll vor allen Dingen nichts verdecken. In einfachster Weise kommt man folgendermaßen aus: Etwa 50 cm vom Projektionsthermometer entfernt wird eine Scheinwerferlampe für 4 Volt 4 Amp. so aufgestellt, daß die Spule des Leuchtdrahtes aufrecht steht. Diese bildet man mit einer Plankonvexlinse von 3 cm Durchmesser und 4,5 cm Brennweite auf das Thermometer ab, stellt aber absichtlich nicht ganz scharf auf diese Ebene ein, damit nicht die einzelnen Leuchtdrähte sichtbar werden, sondern eine fast gleichmäßige Beleuchtung von ungefähr 10 Thermometergraden entsteht. Ein Brillenglas von 12 bis 20 cm Brennweite bildet den beleuchteten Teil des Thermometers in zwanzigfacher Vergrößerung ab. Steht der Schirm so, daß er nicht gerade von den Fenstern Licht erhält, so wird die Projektion hell genug im unverdunkelten Zimmer. Da in das Stativ die Gleit-

¹⁾ Anm. bei der Korrektur: Inzwischen hat mir Herr Urbahn vorgeschlagen ein Stückchen Gummischlauch anzuwenden, in das mit heißem Draht ein Loch gestochen ist.

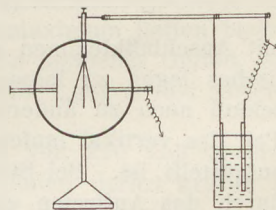
vorrichtung eingebaut ist, kann man immer das Ende des Quecksilberfadens mitten ins Gesichtsfeld bekommen.

Der Versuch wird folgendermaßen ausgeführt: Zunächst bringt man das Wasser zu mäßigem Sieden, verfolgt das Steigen des Thermometers und läßt den Stillstand am Siedepunkt beobachten und den Stand des Thermometers auf zehntel Grad ablesen. Dann verkleinert man die Flamme und verpfropft das gebogene Rohr. Der Dampf strömt nun durch das ausgezogene Spitzchen, der Druck im Kolben steigt und treibt etwas Wasser in das lange Rohr. Indem man nun die Flamme von Zeit zu Zeit vergrößert, treibt man den Druck immer höher, läßt den Thermometerstand und den mittleren Stand der etwas schwankenden Wassersäule im langen Rohr ablesen. Man kommt leicht auf $\frac{1}{8}$ Atm. Überdruck und 3 Grad Temperaturerhöhung. Nunmehr schließt man das gebogene Rohr mit einem Schlauch an die Wasserluftpumpe und verpfropft das lange Rohr. Die Wasserluftpumpe wird zu geringer Saugwirkung eingestellt und die Flamme so, daß ein mäßiges aber deutliches Sieden zu beobachten ist. Das Thermometer fällt ein wenig, der Unterdruck wird am Manometer der Wasserluftpumpe abgelesen. Nun steigert man mehrmals die Saugwirkung der Pumpe und läßt die Ablesungen machen. Da durch das Spitzchen dauernd Luft eintritt, kann man während des ganzen Versuches dauernd den Brenner unter dem Kolben lassen und ein deutliches Sieden unterhalten. Es gelingt leicht unter 70° Siedetemperatur herunter zu kommen.

Nachweis kleiner Spannungen mit dem Elektroskop.

Von Dr. W. Volkmann in Berlin-Steglitz.

Wenn man die Spannung eines einzelnen Zink-Kohle-Bechers mit einem Elektroskop nachweisen will, bedient man sich in der Regel des Kondensators. Trotz aller Vorsicht wird dann bekanntlich der Versuch leicht durch Reibungsladungen der Lackschicht vereitelt. Beim Hankelschen Säulenelektroskop kann man ohne Kondensator auskommen, aber die Unzuverlässigkeit der Trockensäule verleidet einem bald den Gebrauch dieses Elektroskopes. Die Abbildung zeigt eine Versuchsanordnung, bei welcher die Netzspannung verwendet ist, um dem Exnerschen Elektroskop die guten Eigenschaften des Hankelschen zu erteilen, die es ermöglichen, die Zufügung oder Wegnahme von einem Volt zu erkennen. An der oberen Zuleitung des Exnerschen Elektroskopes, das eine mittlere Empfindlichkeit hatte, war ein Holzstäbchen (Wurstspeiler) befestigt. Wenn die Größe des Loches es nicht erlaubt, das Holzstäbchen einfach hineinzustecken, wird eine Verlängerung von Draht angewickelt, ferner sind am freien Ende und eine Handbreit davon Drähte durch Aufwickeln der Enden am Holze befestigt und ragen von ihm herab. Die beiden Pfeile bezeichnen den Anschluß an die Netzleitung. Benutzt wurden 110 Volt Gleichstrom; der Nulleiter war ans Gehäuse geführt. Die Platten (Backen) des Elektroskopes schiebt man soweit ein, als es möglich ist, ohne daß die Blättchen anschlagen und sich entladen. Hierdurch wird die Empfindlichkeit für eine kleine Spannungsänderung sehr erhöht. Verschiebt man nun den in der Abbildung sichtbaren Zink-Kohle-Becher ein wenig nach links, so kommt, je nach der Polrichtung seine Spannung zur Netzspannung hinzu oder davon ab und der Ausschlag der Blättchen ändert sich um einen durchaus merklichen Betrag. Im ersten Fall kann man sogar ziemlich leicht die Empfindlichkeit so einstellen, daß beim Zuschalten des Bechers eins der Blättchen sich bis zum Anschlagen an die Backe hebt und nun auf und nieder pendelt, da ja die Ladung durch den Holzstab nur langsam zuströmt.



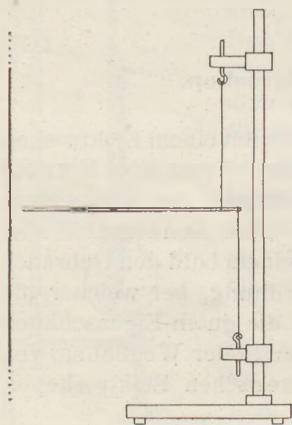
Hat das Netz 220 Volt, so wird die Spannung vielleicht für das Elektroskop zu groß sein. In diesem Fall schaltet man einen Widerstand, der die ganze Netzspannung verträgt, an beide Netzpole und zweigt von ihm die geeignete Spannung ab. Schwankt

die Netzspannung sehr, so schaltet man außerhalb der Abzweigung einen Eisenwiderstand der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft vor. Diese Widerstände, bei denen dünner Eisendraht in Wasserstoff nahezu glüht, gleichen Spannungsschwankungen in wirksamster Weise aus. Die Vorschaltwiderstände in den Nernstlampen sind von dieser Art, sie lassen zwischen 5 und 15 Volt fast genau den gleichen Strom durch und können daher Stromschwankungen von 10 Volt abfangen.

Ein Magnet-Horizontalpendel.

Von E. Hensel in Villingen.

Ändert man das Horizontalpendel von WEINHOLD (W. D. 4. Aufl. S. 640 ff., 5. Aufl. S. 721 ff.) dahin ab, daß man das Schellackstäbchen durch eine magnetisierte Stricknadel oder besser durch den 50 cm langen, 0,25 cm dicken Magnetstab ersetzt, wie er von HAHN (Handbuch für physikalische Schülerübungen, S. 306 ff.) zu magnetometrischen Messungen verwendet wird, so hat man ein sehr empfindliches Pendel, das im Unterricht gute Dienste leisten kann. Wegen der Herstellung desselben verweise ich auf die bei WEINHOLD a. a. O. beschriebenen sehr genauen Einzelheiten. Es empfiehlt sich aus verschiedenen Gründen das dort angegebene einfachere Pendel, bei dem zwei Korke auf einer Glasröhre mit starker Reibung verschoben werden



können. Nachdem der Magnetstab horizontal eingestellt ist, genügt die geringste Drehung des einen oder des anderen Korke oder auch beider, ihm jedes gewünschte Azimut zu geben. Das Pendel ist somit, und hierin besteht sein Hauptvorteil gegenüber der Deklinationsnadel, praktisch unabhängig von der Einwirkung des Erdfeldes.

Abgesehen von der Verwendung zu zahlreichen Versuchen in der Lehre vom Magnetismus, die sich von selbst ergibt, möchte ich vor allem auf eine sehr vorteilhafte Darstellung des Kraftlinienverlaufes in der Umgebung eines geraden Stromleiters hinweisen, die mit diesem Pendel möglich ist. Ich benütze hierzu einen 4 mm starken Kupferdraht, der von der Decke des Lehrzimmers auf den Experimentiertisch herabreicht. Um den Draht in einen Stromkreis einzuschalten, ist es nötig, eine Leitung mit Anschlußklemmen an der Zimmerdecke bis über die Mitte des Experimentiertisches legen zu lassen. Die Kosten hierfür lohnen sich, da ein solcher Deckenanschluß auch zu anderen Zwecken gebraucht werden kann. Die Figur zeigt einen Teil des vertikal laufenden Drahtes, in dessen Nähe der Nordpol des Magnetpendels aufgestellt ist. Bei Stromschluß wird derselbe abgelenkt und das Pendel stellt sich durch das Auftreten eines durch die Aufhängefäden in entgegengesetzter Richtung ausgeübten Drehungsmomentes in einer Zwischenlage ein. Unterbricht man nun den Strom und stellt das Pendel von einer anderen Seite her dem Draht gegenüber, so erfolgt die Ablenkung bei Stromschluß in gleicher Weise. Durch beliebig oft wiederholte Einstellung des Pendels in den verschiedensten Richtungen erkennt man deutlich den kreisförmigen Verlauf der Kraftlinien. Eine größere Anschaulichkeit gewinnt man indessen, wenn man sich, was ohne beträchtliche Kosten möglich ist, mehrere solche Pendel herstellt. Verwendet man zwei, so kann man sie mit den Nordpolen einander gegenüber oder in sonst einem Winkel zueinander aufstellen. Da es kaum möglich ist, sie in derselben Ebene einzustellen, wird man von vornherein einen mäßigen Höhenabstand zwischen den Polen wählen. Ich besitze vier solche Pendel, die ich in gleicher Entfernung vom Drahte, jedoch alle in verschiedenen Ebenen und in den vier Quadranten aufstelle, wodurch durch die gleichzeitig erfolgende Ablenkung im selben Sinne eine schöne Darstellung des Kraftlinienverlaufes erzielt wird.

Die elektrische Anziehung nach Johnson und Rahbek bei Verwendung einfachster Mittel¹⁾.

Von Max Dehnen in Königsberg i. Pr.

In der mineralogischen Sammlung einer höheren Schule dürften sich immer einige Stücke aus der Gruppe der amorphen Kieselerden (Achat, Chalcedon u. a.) finden, die zur Aufdeckung der Schichten eine Schlifffläche aufweisen. Für den vorliegenden Zweck ist die Fläche sorgfältig, zunächst mit einem Radiergummi zu säubern, sodann mit einem Plüschlappen abzureiben. Um die feste Belegung herzustellen, wickelt man den einen der beiden Leitungsdrähte in Stanniol, benetzt dieses mit einer Säure- oder Salzlösung — am geeignetsten dürfte das hygroskopische Wasserglas sein — und preßt es gegen den Halbleiter, am besten gegen einen Teil der geschliffenen Fläche. Da mir eine brauchbare Metallplatte nicht zur Verfügung stand, habe ich mir als Ersatz einen „Deckel“ aus Stanniol hergestellt. Auf ein kreisrundes Brettchen lege ich ein gleich großes Stück weiches, flauschiges Tuch, etwa Flanell, darüber ein größeres Stück sauber geglättetes Stanniol, dessen überstehenden Rand ich umbiege und auf der Rückseite des Brettchens durch ein Stück Blech allseitig festdrücke. Das Blech befestige ich durch ein paar kurze Schrauben und bringe zugleich zur bequemen Handhabung einen Griff aus Draht an.

Mit dieser Vorrichtung lassen sich folgende Versuche ausführen:

1. Beim Anlegen einer Spannung von etwa 100 Volt haftet der Deckel auf dem Halbleiter, was am deutlichsten bei einer seitlichen Verschiebung bemerkbar wird. Mit höheren Spannungen wächst der Effekt bedeutend (angeblich proportional dem Quadrate der Spannung und mehr, da die Berührung immer inniger wird und damit der Abstand der Kondensatorflächen abnimmt.)

2. Schaltet man den eigenen Körper oder auch eine Kette von Personen in den Stromkreis ein, so bleibt der Effekt bestehen.

3. Ein miteingeschaltetes Galvanometer zeigt einen winzigen Strom an.

4. Bei Benetzung der Fläche mit einer Flüssigkeit, z. B. Alkohol, verschwindet der Effekt mehr oder weniger. Hierbei empfiehlt sich das Vorschalten eines hohen Widerstandes, um einen Schaden bei eintretendem Kurzschluß zu verhindern; der Widerstand kann bei allen Versuchen im Stromkreis belassen werden, da er nach Versuch 2 nicht stört.

5. Lege ich die Wechselfspannung eines Telephoninduktors an und verschiebe den Deckel seitlich, so spüre ich, wie dieser bei jedem Spannungsmaximum haften bleibt. Bei schneller Drehung der Kurbel des Induktors habe ich ein ähnliches Gefühl, als wenn mein Daumen, leicht angefeuchtet, über eine Glasscheibe „gegen den Strich“ reibt (in Ostpreußen spricht man von „Rubbeln“).

6. Bei Verwendung des 50-periodischen Wechselstroms von 220 Volt unseres städtischen Kraftwerks tritt dieses 100malige Haften und Gleiten derart kräftig in Erscheinung, daß man den Ton 100 deutlich hört, vor allem dann, wenn man den Halbleiter auf einen Resonanzkasten stellt. Dieser Fall eignet sich daher sehr gut zur ersten Feststellung, ob ein Halbleiter für unseren Zweck brauchbar ist oder nicht.

7. Auch die Wechselfspannungen eines Summerumformers (Summer mit Induktionsspule) lassen sich verwenden. Ich höre den Summertone, und zwar mit genügender Deutlichkeit auch ohne Verschiebung des Deckels; ich nehme an, daß Teile des Stanniols, die nicht glatt anhaften, im Tempo des Stromwechsels dicht herangezogen und losgelassen werden. Wir haben damit einen eigenartigen Empfänger für den Telegraphiersummer als Geber erhalten (einen Ersatz für das sonst an dieser Stelle verwendete Telephon, der auch bei großem Widerstand in der Fernleitung anspricht). Meine Bemühungen, auch Mikrophonströme, also damit Sprechlaute, zu empfangen, scheiterten bisher.

¹⁾ Vgl. diese Zeitschrift 35, S. 39, 249, 254; 1922.

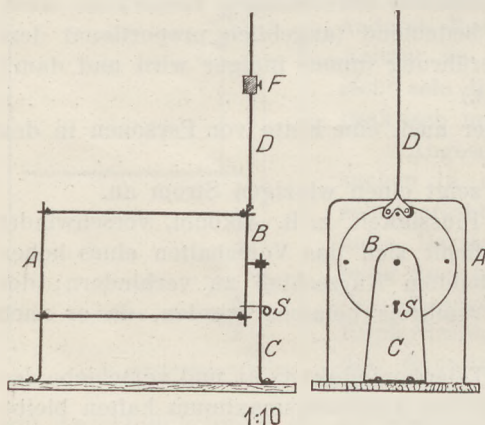
8. Befestigt man den Halbleiter horizontal auf einer Rotationsmaschine so, daß die feste Belegung über einen Schleifring oder über die Achse und den Metallkörper der Maschine mit dem einen Pol verbunden ist, so spürt man beim Auflegen des Deckels auf die rotierende Fläche, daß diese gewöhnlich unter dem Deckel hinweggleitet, beim Anlegen der Spannung jedoch mitgenommen wird. An diesen Vorgang anknüpfend, hat die Firma Huth ihr elektrostatisches Relais, ihren Schnellschreiber und ihr laut- und deutlichsprechendes Telephon konstruiert.

Mechanisches Modell eines einfachen elektrischen Schwingungskreises.

Von H. Rühlmann in Halle a. S.

Das Verständnis für die Entstehung elektrischer Schwingungen dem Anfänger zu wecken, stößt deshalb auf Schwierigkeiten, weil die sinnliche Wahrnehmung bei dem Vorgange versagt. Vielfach sind daher schon mechanische, den Sinnen zugängliche Erscheinungen in Parallele gestellt worden. Im folgenden soll ein neuer Versuch dazu dargelegt werden auf Grund eines Apparates¹⁾, der vielleicht vor anderen den Vorzug der Einfachheit hat.

Auf einem Fußbrett ist ein Eisenblech A (24×33 cm) senkrecht festgeschraubt, das in Quadratstellung 4 kurze eiserne Buchsen trägt. In ihnen können die Endigungen von Stahldrähten (Stricknadel, 40 cm) mit je zwei Druckschrauben drehfest eingeklemmt werden, während die Drähte andererseits an einer drehbaren Kreisscheibe B ($r = 10$ cm), auch aus Blech, ebenso befestigt sind.



Die Achse der Scheibe ist in ihrem Lager gut gängig gemacht, das von einem zweiten festen Eisenblech C getragen wird. An die drehbare Kreisscheibe kann vertikal ein Eisenstab D (32 cm) angeschraubt, und an ihm ein Eisenzylinder F (rd. 200 g) durch Druckschraube in beliebiger Höhe festgestellt werden.

So ist ein elastisches System entstanden, das auf Torsion beansprucht werden

kann. Dabei entsprechen die inneren, mechanischen Gegenkräfte den elektrischen Spannungen bei Kondensatoren. Das Aufladen einer Leydener Flasche, die Herstellung der Spannung wird dargestellt, indem die Scheibe aus ihrer Ruhelage herausgedreht und durch einen Stift festgestellt wird. Daß hierbei die zunehmende Ladungsarbeit versinnlicht werden kann, sei nebenbei bemerkt. Der Funkenentladung entspricht das plötzliche Herausziehen des Stiftes, und es stellen sich nun schnelle Oszillationen ein (Feddersen). Erst wenn die schwingende Masse der Scheibe vorher durch den angefügten Eisenstab oder den an ihm verstellbaren Zylinder vergrößert ist, kommen brauchbare Schwingungen zustande ($n = 1,4$ bis $3,8$), entsprechend dem Zuschalten einer Selbstinduktion in den elektrischen Schwingungskreis. Da es sich hier nicht um quantitative Messungen handelt, verschlägt es nichts, daß die Schwingungen stark gedämpft sind.

Daß die mechanische Parallele nicht nur äußerlich vorhanden ist, zeigen noch folgende Überlegungen. Die bei Torsion geweckte Gegenspannung ist gleich dem deformierenden Drehmoment, kann also durch dieses gemessen werden; das Drehmoment selbst hängt von den Abmessungen des Systemes ab: $D = \frac{\pi}{2} G \frac{r^4}{l} \cdot \varphi$, wobei

¹⁾ Hergestellt von Mechaniker Rob. Schulze, Halle a. S., Moritzzwinger 6.

G der Torsionsmodul, r der Radius, l die Länge des tordierten Zylinders, φ der Drallwinkel ist. Gültig ist also diese Gleichung zunächst für einen zylindrischen Stab, sie kann aber in erster Annäherung auch für das vorliegende System verwendet werden. Mit gleicher Annäherung kann auch hier die Gleichung für die Schwingungszeit bei Torsionsschwingungen $T = 2\pi \sqrt{\frac{K}{D_1}}$ als gültig angenommen werden, wobei K das Trägheitsmoment der schwingenden Masse und D_1 die Direktionskraft des Systems bezeichnet. Direktionskraft ist die innere Gegenspannung, die bei dem Drallwinkel 1 (Bogenmaß) auftritt. Benutzt man bei den Versuchen nun einmal 2, dann 4 Stahldrähte, so stellt sich beim Tordieren leicht der Begriff der Kapazität des Systems ein. Sie nimmt ab mit steigender Anzahl der eingespannten Drähte, denn z. B. bei 4 Drähten wird schon bei kleinerem Drallwinkel die gleiche Spannung erzielt wie bei 2 Drähten. Nun erweitert sich die Parallelstellung: der Elektrizitätsmenge E entspricht der Drallwinkel φ , dem elektrischen Potential V die innere Spannung des Systemes, die gleich ist dem äußeren Drehmoment D , der elektrischen Kapazität C die für Drall α . Daraus ergeben sich parallel die Gleichungen $E = C \cdot V$ und $\varphi = \alpha \cdot D$. Ähnlich wie bei der Leydener Flasche $C = k \frac{F}{4\pi a}$, wird hier, mit der oben angeführten Gleichung für D , $\alpha = \frac{2}{\pi} \frac{1}{G} \cdot \frac{l}{r^4}$, also abhängig vom Material und den Abmessungen; oder auch $\varphi = \alpha$, wenn $D = 1$ ist, wie $E = C$ für $V = 1$.

Das Drehmoment läßt sich jetzt darstellen als $D = \frac{\varphi}{\alpha}$, und daraus die oben definierte Direktionskraft als $D_1 = \frac{1}{\alpha}$. Ersetzt man in der Gleichung für T den Nenner durch diesen Wert, so geht sie über in $T = 2\pi \sqrt{\alpha \cdot K}$ und stimmt nun auch in der Form überein mit der Thomsongleichung $T = 2\pi \sqrt{C \cdot L}$ für elektrische Schwingungen. Wenn die Selbstinduktion L gemäß ihrer Einwirkung auf die Wechselströme der Schwingungen als hemmend, als etwas Träges angesehen werden muß, so bedeutet ihre Parallelstellung hier mit dem Trägheitsmoment sicherlich eine Aufhellung der Zusammenhänge. Will man nun an der Hand der Thomsongleichung die Abhängigkeit der Schwingungszeit von C und L am Modell zeigen, so empfiehlt es sich aus praktischen Gründen, daß man zunächst bei vier Stahldrähten mit veränderter Masse schwingen läßt, also zunächst K allein ändert, dann bei zwei Drähten. Dabei ist nicht zu übersehen, daß bei zwei Drähten, also vergrößerter Kapazität (α), durch geeignete Einstellung der Masse, Verringerung des Trägheitsmomentes (K), sich dieselben Schwingungszeiten ergeben können wie bei vier Drähten.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß bei langsamen Schwingungen der Apparat als Pendel die periodische Umsetzung des mechanischen Arbeitsgehaltes deutlich zum Ausdruck bringt und dabei durch die rechts- und linksseitige Verbiegung der Stahldrähte die im Vorzeichen verschiedenen Aufladungen des Kondensators verbildlicht.

Zwei gasvolumetrische Versuche zur Wassersynthese und Bleiperoxyd-Zerlegung.

Von E. Winterhalder in Villingen (Baden).

1. Indirekte Synthese des Wassers. Sehr einfach und anschaulich ist folgendes Verfahren, das auf einer doppelten Reduktion des Quecksilberoxyds beruht. Etwa 0,5 g Quecksilberoxyd werden in einem kleinen Porzellanschiffchen genau abgewogen, durch Erhitzen in einem schwer schmelzbaren Probierringlas zersetzt und der entstandene Sauerstoff in einer Bürette in der üblichen Weise gemessen.

Hierauf oder noch während der Abkühlung bringt man ein anderes Schiffchen mit genau der gleichen Menge Quecksilberoxyd in ein 20 cm langes, schwer schmelzbares Glasrohr, das einerseits einen Gummistopfen mit Glashahn, anderseits einen solchen mit Röhrechen und Gummischlauch besitzt. Der Hahn wird nun mit dem Kippischen Apparat verbunden und durch das Rohr Wasserstoff bis zur völligen Verdrängung der Luft geleitet. Dann wird der Schlauch mit einer mit Wasser vollständig gefüllten Bürette verbunden, in diese noch etwa 70 ccm Wasserstoff geleitet und nach dem Ablesen das Oxyd schwach erhitzt. In wenigen Minuten ist die Reduktion beendet, und nach völliger Abkühlung ist genau doppelt soviel Wasserstoff verbraucht als vorher Sauerstoff entstanden war, genügend reine Materialien und entsprechend genaues Arbeiten vorausgesetzt. Da Wasser und Quecksilber völlig getrennt zur Abscheidung kommen, so wirkt das Ganze sehr überzeugend. Die Wägungen können vor der Stunde vorgenommen werden; in derselben beschränkt man sich auf eine kurze Kontrolle der Gewichte und der Tara des Schiffchens.

2. Quantitative Reduktion des Bleiperoxyds. Diese bezweckt den Nachweis des Gesetzes der multiplen Proportionen und besteht in einer Spaltung desselben durch Hitze in Bleioxyd und Sauerstoff mit nachfolgender Reduktion des ersteren durch Wasserstoff. Annähernd (wenn man auf die Bestimmung des Bleis verzichtet) 0,6 g reines Bleiperoxyd werden in einem geräumigen Schiffchen abgewogen und in einem 20 cm langen, schwer schmelzbaren Glasrohr mit Hahn, Schlauch und Bürette (s. oben!) durch kräftiges Erhitzen zersetzt. Nach völligem Erkalten wird der entstandene Sauerstoff bestimmt und dann sofort zur Reduktion des Bleioxyds geschritten. Diese erfolgt genau in derselben Weise wie die des Quecksilberoxyds. Die verbrauchte Wasserstoffmenge ist auch hier doppelt so groß wie die des Sauerstoffs. Da 2 Volumina Wasserstoff 1 Volumen Sauerstoff entsprechen, ergibt sich, daß das Peroxyd doppelt so viel Sauerstoff enthält wie das Oxyd. Um zu einem guten Ergebnis zu gelangen, ist folgendes zu beachten. Es muß bei der Reduktion zum Schluß kräftig erhitzt werden, bis der Wasserstoff nicht mehr abnimmt; trotzdem fällt die Wasserstoffmenge etwas zu klein aus, weil ein Teil des Bleioxyds sich mit der Glasur des Schiffchens verbindet und sich dadurch der Reduktion entzieht. Mangels eines unglasierten Schiffchens verwendet man ein solches, in welchem bereits Bleioxyd durch Wasserstoff bei starker Hitze reduziert wurde und das durch Behandeln mit Salpetersäure und nachheriges Ausglühen wieder gebrauchsfähig gemacht wurde. Da die Abkühlung ziemlich Zeit erfordert, aber durchaus vollständig sein muß, ist es gut, wenn zum ganzen zwei Stunden zur Verfügung stehen. Sehr zweckmäßig ist es, wenn man die zugrunde liegenden Prozesse vorher schon qualitativ durchführt, was sie wegen ihrer Einfachheit und Sinnfälligkeit durchaus verdienen. Die Zerlegung des Peroxyds erfolgt am besten beim Sauerstoff, die Reduktion des Schiffcheninhalts beim Wasserstoff. Die beschriebenen Versuche können auch von Schülern ausgeführt werden.

Für die Praxis.

Kondensationskerne an der Fensterscheibe. Von Josef Lukesch in Wien. Eine kalte Fensterscheibe „beschlägt“ sich durch Anhauchen. In einem warmen Zimmer verschwindet dieser Belag aber ziemlich bald wiederum. Schreibt man vorher mit dem Finger oder mit einem Tuchzipfel einige Linien in den Belag, so erscheinen diese als transparente Schrift, die aber mit dem Schwinden der Wasserschicht unsichtbar wird. Stellt man nun durch nochmaliges Behauchen an derselben Stelle einen neuerlichen Belag her, so erscheinen auch die Schriftzüge wiederum, selbst wenn einige Tage seit dem ersten Beschlagen verstrichen sind. Durch das Schreiben wurde nämlich stellenweise der an der Scheibe haftende Staub entfernt, so daß es an jenen Stellen an Kondensationskernen mangelt.

Der Nachweis, daß die Staubkörner Ursache des Beschlagens bzw. Nichtbeschlagens sind, ist leicht dadurch zu erbringen, daß man vor dem ersten Behauchen die Scheibe sorgfältig putzt, worauf sich kein bzw. ein ganz anders gestalteter Belag bildet. — Auch wäre darauf zu achten, daß dann, wenn das zweite Beschlagen nach einigen Tagen erfolgt, sich auch an den erstlich klaren Stellen ein allerdings dünner Belag bildet, in dem Maße, wie jene Stellen eben bereits wieder mit Staub belegt worden sind.

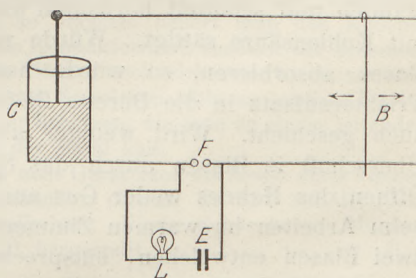
Den obigen ähnliche Beobachtungen lassen sich an einem mit kaltem Wasser gefüllten Glase anstellen, das sich im warmen Zimmer beschlägt, aber nach dem Abwischen des Beschlages fernerhin klar bleibt.

Verwendung durchgebrannter Sicherungen. Von **Dr. Alfred Jlgner** in Berlin. In dieser Zeitschrift (35, 182; 1922) schlägt Herr Dr. Schäfer vor, sich mit Hilfe der Sockel ausgebrannter Glühbirnen Zwischenstücke anzufertigen, die die Entnahme von Strom aus Lampenfassungen ermöglichen. Die so hergestellte Vorrichtung hat außer dem a. a. O. bereits erwähnten Nachteile des leichten Abbrechens der Zuleitungsdrähte noch die Unbequemlichkeit, daß diese kurzen Gewindestücke, die beim Einschrauben in eine normale Fassung ganz darin verschwinden, nur sehr mühsam herein und noch viel schwerer wieder herauszubekommen sind, — wenn man sie nicht mit Hilfe der Drähte drehen will, wobei diese erst recht abbrechen.

Vorzuziehen ist für diesen Zweck die Verwendung ausgebrannter Sicherungsstöpsel. Man entfernt die Deckplatte und den in den Steigrohren befindlichen Sand, bohrt am Gewinde und an der Grundplatte die Lötstellen aus, zieht die beiden Enden der Leitungsschnur, die nur höchstens $\frac{1}{2}$ cm weit von der Isolation befreit werden, in den Stöpsel herein und lötet sie an Gewinde und Grundplatte an. Ein so hergestelltes Zwischenstück ist besser zu handhaben als eines aus einem Glühlampensockel und hat vor diesem noch den Vorzug einer einwandfreien Isolation, da die eingeführten Leitungsenden jede in einem besonderem Rohre verlaufen und zudem ihre eigene Umspinnung behalten haben.

Verbesserte Darstellung des Versuchs von Lodge über elektrische Resonanz. Von Studienrat **Karl Naumann** in Heppenheim (Bergstraße). Der in den Lehrbüchern für Physik geschilderte Versuch über elektrische Resonanz leidet an dem Umstand, daß immer nur wenige Schüler die kleinen Entladungsfünken der mit dem Senderkreis in Resonanz stehenden Leidener Flasche (in der Figur bei *S*) aus nächster Nähe sehen können. Um das Auftreten der Resonanzfünken resp. ihre Wirkung der ganzen Klasse sichtbar machen zu können, wandte ich folgende Versuchsanordnung an:

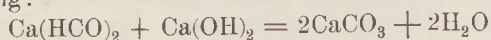
In den Entlade-Kreis der Leidener Flasche *C* schalte ich eine Funkenstrecke ein, deren Kugeln auf ca. $\frac{1}{5}$ mm genähert sind. Die Lichtleitung *E* wird unter Vorschaltung von 1—3 parallel geschalteten Lampen *L* an die Kugeln der Funkenstrecke *F* angelegt. Steht *C* mit dem Sende-Kreis in Resonanz, was durch Verschieben der Brücke *B*, deren Kontaktstellen mit feuchtem Fließpapier umwickelt werden, leicht erreicht wird, so treten bei *F* kleine Fünken auf und diese bahnen dem Starkstrom den Weg über *F*, so daß nunmehr die Lampen *L* aufleuchten, bis der kleine, bei *F* gebildete Flammenbogen durch Blasen oder Klopfen zerstört wird. Denkt man sich nun *F* durch einen Kohärer, *E* durch eine Batterie und *L* durch eine Klingel ersetzt, so wird die Wirksamkeit des ersteren ohne weiteres klar, auch das Klopfen zum Entfritten.



Der Versuch gelingt bei einiger Übung auch auf größere Entfernung, sobald sich bei F eine dünne Oxydschicht gebildet hat, die erst dann von dem Lampenstrom durchbrochen wird, wenn die Resonanz-Funken den Weg gebahnt haben.

Zur Analyse des Ammoniaks. Von **E. Winterhalder** in Villingen (Baden). Die von Wilbrand in seinem Leitfaden der Chemie angegebene Analyse des Ammoniaks durch Überleiten des Gases über glühende Eisenspäne läßt sich unschwer auch quantitativ durchführen. Zu diesem Zwecke wird ein schwer schmelzbares Glasrohr von 6 bis 8 mm Weite und etwa 2 mm Wandstärke einerseits vor dem Gebläse zu einem engen, etwa 2,5 cm langen Ansatzrohre ausgezogen. Dann wickelt man aus gewöhnlichen Stahlspänen eine Rolle von 2,5 bis 3 cm Länge, die gerade in das Rohr hineingeht und schiebt sie bis dicht an die Verengung hinein. Hierauf wird das Rohr auch auf der andern Seite unmittelbar an der Rolle zu einem Ansatzrohr ausgezogen. Auf diese Weise läßt sich der schädliche Raum auf weniger als 2 cm einschränken. Soweit sich die Späne dabei oxydieren, werden sie mit Wasserstoff wieder reduziert. Das Röhrchen mit der Rolle wird nun so in einem Stativ befestigt, daß es beiderseits aufliegt, um eine zu starke Verbiegung zu verhindern. Durch kurze Schläuche wird es einerseits mit einer Bürette, in der sich 20 bis 25 ccm trockenes, luftfreies Ammoniak befinden, anderseits mit einer kleinen Gaspipette verbunden. Als Absperrflüssigkeiten kommen Quecksilber, Paraffinöl oder Wasser mit Paraffinölschicht in Betracht. Das Röhrchen wird hierauf so stark als möglich erhitzt, wozu sich ein Mekerbrenner besonders eignet, und das Gas langsam hindurch in die Pipette und wieder zurückgeleitet. Zeitdauer etwa 10 Minuten. Die Gasmenge hat sich jetzt verdoppelt. Die Analyse derselben erfolgt durch Überleiten über erhitztes Kupferoxyd, das sich zweckmäßig ebenfalls in einem beiderseits ausgezogenen Rohre befindet. Das Nähere über diesen Teil ergibt sich aus der Mitteilung von Rischbieth, d. Z. 35, S. 134.

Löslichkeit des Kohlendioxyds in Wasser. Von Prof. Dr. **P. Rischbieth** in Hamburg. — Bei 15° löst 1 Vol. Wasser 1 Vol. Kohlendioxyd. Man kann das in wenigen Augenblicken durch einen einfachen und lehrreichen Bürettenversuch zeigen, indem man die Gasbürette von unten mit Kohlendioxyd anfüllt, beide Hähne schließt, in den Trichteraufsatz etwa 20 ccm destilliertes Wasser gießt und nach Öffnen des oberen Hahnes mit dem Munde soviel als möglich Wasser in die Bürette einbläst. Je nach Lungenkraft werden dies 10—15 ccm sein. Jetzt faßt man die Bürette mit zwei Händen und schüttelt horizontal und kräftig, so daß das eingedrungene Wasser sich mit Kohlensäure sättigt. Würde nun das Wasser mehr als sein eigenes Volum des Gases absorbieren, so würde nach Öffnen des oberen Hahnes Wasser aus dem Trichteraufsatz in die Bürette fließen, wie es beim Arbeiten in einem kalten Zimmer auch geschieht. Wird weniger als das eigene Volum absorbiert, so entweicht der Überschuß in Blasen durch das Sperrwasser. Arbeitet man bei 15°, so tritt beim Öffnen des Hahnes weder Gas aus noch Wasser in die Bürette ein. Für gewöhnlich, beim Arbeiten im warmen Zimmer oder bei Sommertemperatur, sieht man eine oder zwei Blasen entweichen, entsprechend einer Temperatur von 18—20°. Läßt man nunmehr Kalkwasser in die Bürette fließen, so bildet sich kein Niederschlag, da bei dem hohen Partialdruck der Kohlensäure sofort Bikarbonat entsteht und es bedarf erheblicher und in mehrfacher Wiederholung hinzuzusetzender Mengen Kalkwasser, ehe nach der Gleichung:



endgültig ein Niederschlag entsteht. Beim Nachweis der CO_2 muß somit Kalkwasser im Überschuß vorhanden sein, sonst kann die Kohlensäure übersehen werden.

Berichte.

1. Apparate und Versuche.

Ein neuer Elektrophor. Von HEINRICH WOMMELSDORF. *Ann. der Physik, IV. Folge Bd. 70 (1923) S. 135.* Das Prinzip dieses Elektrophors besteht darin, daß der Konduktor *a* (Fig. 1) zwischen zwei Isolierschichten *b* und *c* gebracht wird, die ihrerseits an je eine zur Erde abgeleitete Armierung *d* angelegt sind, die aus Stanniol, Blech oder dergl. besteht und von denen die untere durch Auflage auf den Tisch, die obere durch Vermittlung einer Gleithülse (s. Fig. 2) und die Hand des Experimentators geerdet ist.

Läßt man auf den Konduktor *a* erst eine, dann beide Isolierschichten einwirken, so ist in letzterem Falle die erzielte Funkenlänge dreimal, die Spannung in Volt doppelt so groß als in ersterem, da mit zunehmendem Entladepotential die Funkenlänge erheblich schneller wächst als dieses. Um den Elektrophor zu betreiben, werden zunächst die beiden Isolierschichten *b* und *c* (in der Regel Hartgummi) gerieben und dann an *a* angelegt. Infolge der negativen Ladung von *b* und *c* werden die —Elektronen von *a* fortgetrieben und fließen zur Erde ab, wenn man *a* mit einem Draht oder dem Finger berührt. Werden nun die drei Teile

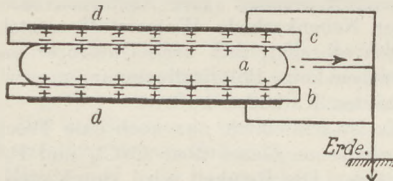


Fig. 1.

a, *b* und *c* wieder getrennt, so besitzt *a* eine positive Ladung, die in irgend einer Weise z. B. zum Laden einer Leidener Flasche benutzt werden kann. Einmaliges Reiben der Isolierschichten genügt für eine oftmalige Wiederholung des Vorgangs. Um das jedesmalige Berühren des Konduktors mit der Hand unnötig zu machen, wird ein Stanniolstreifen so auf die Armierung *d* der oberen Isolierschicht *c* geklebt, daß er etwas um den Rand der Isolierschicht herumreicht und beim Zusammenstellen der Schichten den Konduktor *a* berührt. Eine besonders praktische Ausführungsform stellt Figur 2 dar. Hier ist die obere Isolierschicht auf einer Hülse befestigt, die ihrerseits auf einer hoch isolierenden Hartgummistange leicht hin und hergleiten kann. Diese trägt am unteren Ende den Konduktor, am oberen einen Anschlag. Beim Anheben an der zugleich als Handgriff dienenden Gleithülse wird zunächst die obere Isolierschicht bis zum Anschlag am Ende der Hartgummistange und dann der Konduktor abgehoben. Die Erdung geschieht durch die Vermittlung der Gleithülse und die Hand des Experimentators. Auch kann an Stelle des Stanniolstreifens die durch die Isolierschicht geführte Hülse selbst die Berührung bewirken. Man hat dann bei dem Gebrauch des Elektro-

phors nichts weiter zu tun, als die Schichten fortwährend auf und ab zu bewegen.

Es wurden auch Elektrophore gebaut, deren Isolierschichten aus Halbleitern wie Holz, Papier oder dergl. bestanden und so schlecht isolierten, daß sie nicht mehr durch Reiben elektrisch wurden. Sie wurden vielmehr durch Fremderregung der Schichten *d* mittels einer kleinen Influenzmaschine oder einer Hochspannungsbatterie betrieben, wobei man mit erstaunlich geringen Spannungen auskommt. Geht man schließlich bis auf 220 Volt

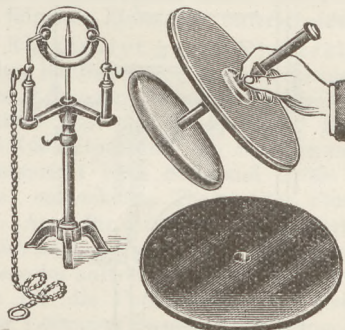


Fig. 2.

herunter, so kommt man, bei Verwendung eines genügend leitenden Halbleiters, auf den kürzlich von Regner beschriebenen Sonderfall eines Volta'schen Elektrophors mit Isolierschicht aus Solenhofer lithographischem Stein.

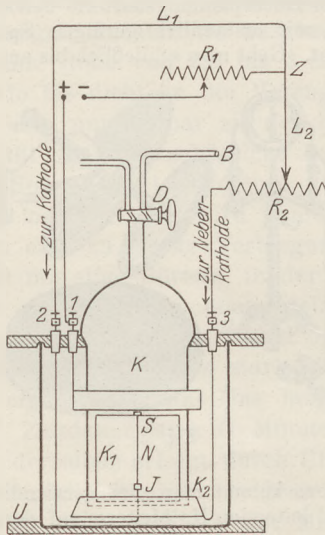
Fig. 2 zeigt das Überspringenlassen von Funken auf einen elektrischen Rotationsapparat, dessen Ring unter der anziehenden und abstoßenden Wirkung der Elektrizität in schnelle Umdrehung versetzt wird. Auch kann man mit einem Elektrophor von 15 cm Durchmesser selbst größere elektrostatische Motoren betreiben. Die von einem solchen gelieferten Funken haben bis 6 cm Länge und Spannungen von etwa 50000 Volt. Um lange Funken zu erzielen, nähert man den Knöchel nicht dem Konduktorrand, sondern der scheibenförmigen Fläche; noch wirksamer ist es, zur Entladung eine Kugel von nicht zu großem Durchmesser zu benutzen, die man an einem leitenden Stiel in der Hand hält.

Das neue Gerät kann als Ersatz einer kleinen Influenzmaschine dienen. Es wird von der Elektros-Gesellschaft, Berlin-Schöneberg, Mühlenstraße 20, hergestellt. P.

Darstellung chemisch reinen Wasserstoffs. Von GERHARD NIESE (*Physikalische Zeitschr. 241, 12; 1923*). Für größere Mengen kommt nur das elektrolytische Verfahren in Betracht. Nach Travers ist das kathodisch abgeschiedene Gas in der Regel mit anodischem, durch Diffusion hinzutretendem Gas verunreinigt. Dies kann dadurch verhindert werden, daß der mitgeführte Sauerstoff ausgewaschen wird, bevor er nach den Kathodenschenkel diffundieren kann, was

nach einem von Gaede 1917 angegebenen Verfahren durch eine zweite in Nebenschluß geschaltete Kathode erreicht wird.

Ein zylindrisches Glasgefäß ruht in der zylindrischen Ausbohrung einer Unterlage U und ist mit einem Holzdeckel verschlossen, der mit der Unterlage verschraubt ist. Durch den Deckel, und auf ihm mit Drahtschleife gespannt, ragt ein Kathodenraum K aus Glas in das Gefäß hinein; außerdem ist der Deckel mit 6 Stopfen versehen, die in der Figur mit 1, 2, 3 bezeichnet



sind. Durch 1 führt ein 4 mm dicker Nickelstab, der die aus reinem Nickelblech gebildete, als Zylindermantel geformte Anode trägt. Durch 2 führt ein L-förmig gebogener Nickelstab, auf den bei J ein zweiter aufgeschraubt ist, der die zylindrische Kathode K trägt. Die Befestigung dieser Kathode an N geschieht dadurch, daß zwei schmale Nickelbleche dem oberen Rand des Zylindermantels als Durchmesser aufgefalzt und in der Mitte durchbohrt sind. Die Kathode ist mit den Durchmesserblechen bei G auf N (das ein

Ionengewinde hat) aufgeschraubt. Durch 3 führt, von einem Glasrohr umgeben, ein Nickelstab, der die in Nebenschluß geschaltete Kathode K_2 trägt. Diese hat die Form eines Kegelstumpfmantels und liegt dicht am Gefäßboden, ebenso dicht auch am Kathodenraum an, etwa 1 cm über dessen unterer Öffnung. Ferner sind durch die anderen Stopfen noch eingeführt ein Trichterrohr zum Einfüllen des Elektrolyten, ein Thermometer und ein Glasrohr zum Entweichen der außerhalb des Kathodenraumes abgeschiedenen Gase.

Als Elektrolyt dient 30%ige chemisch reine Natronlauge. Vor Beginn wird die Flüssigkeit durch B hochgesaugt, so daß alle Luft im Kathodenraum beseitigt ist. Der $+$ -Pol der Anode ist mit der Anode verbunden. Z ist ein Stromverzweigungspunkt von dem aus L_1 direkt zur Hauptkathode, L_2 über einen Regulierwiderstand R_3 zur Nebenkathode geht. Die Spannung Anode-Nebenkathode muß größer sein als die Spannung Nebenkathode-Kathode, damit an beiden Kathoden Wasserstoff entsteht. Es wurde meist mit 20 Amp. gearbeitet derart, daß 8 Amp. über die Nebenkathode gingen. Die Spannungen waren Anode-Kathode ca. 8 Volt, Anode-Nebenkathode ca. 6 Volt, Nebenkathode-Kathode ca. 2 Volt. In einer Stunde wurden über 7 Liter Wasserstoff erzeugt. Der Nachweis, daß auch an der Nebenkathode Wasserstoff entsteht, ist dadurch erbracht, daß nach Unterbrechung der Elektrolyse keine Polarisationsspannung zwischen den beiden Kathoden auftritt.

Es ist schließlich nur noch eine Trocknung des erhaltenen Gases über CaCl_2 und P_2O_5 erforderlich. Die Reinheit wird durch eine spektrale Untersuchung in einer elektrodenlosen Röhre erwiesen. Sie geht auch aus folgender Tatsache hervor. Es wurden durch Kathodenzerstäubung in diesem Wasserstoff Platinspiegel auf Glas hergestellt, die bei der Durchsicht ein graues Aussehen zeigten, während die geringsten Verunreinigungen in der Wasserstoffatmosphäre Platinspiegel liefern, die in der Durchsicht bräunlich sind. P .

2. Forschungen und Ergebnisse.

Versuche am elektrostatischen Relais von Johnsen und Rahbek. Wie bereits in dieser Zeitschrift berichtet (35, 39; 1922), können zwischen einem Leiter und einem Halbleiter (Solenhofener Schiefer, Achat) mit verhältnismäßig niederen Spannungen (von etwa 80 Volt an) elektrostatische Kräfte von überraschend hoher Stärke hervorgehoben werden. Zur Erklärung dieser Erscheinung wird angenommen, daß zwischen der Oberfläche des Halbleiters und der aufgelegten Metallplatte ein sehr hohes Potentialgefälle besteht, daß also in der Übergangsschicht zwischen Stein und Platte, deren Dicke zu 0,005 bis 0,01 mm geschätzt wird, ein sehr hoher Widerstand liegt, der noch groß gegenüber dem Widerstand des Halbleiters (10^8 gegen 10^5 Ohm) ist, so daß fast die ganze Spannung an der Übergangsschicht liegt. Es fließt

daher ein entsprechend schwacher Strom von der Größenordnung 10^{-6} Amp. dauernd durch das System und ist zur Aufrechterhaltung des Potentialgefälles und der Kraft notwendig. Der Vorgang ist also nur scheinbar elektrostatisch, insofern die elektrostatische Wirkung ständig durch strömende Elektrizität aufrecht erhalten wird.

Für die Richtigkeit dieser Auffassung spricht ein Versuch, den E. REGENER in der *Ztsch. f. techn. Physik* 3, 220 (1922) beschreibt. Das System Metallplatte, Zwischenschicht, Halbleiter stellt einen Kondensator dar. Hebt man die obere (Metall-) Platte ab, so müßte man infolge der sehr starken Kapazitätsverkleinerung eine sehr starke Potentialerhöhung erhalten, es würde aber die freiwerdende Elektrizitätsmenge in die noch angelegte Leitung fließen. Entfernt man aber vorher die Verbindung

mit der angelegten Spannungsquelle, so sollten sich die Ladungen schnell ausgleichen, da ja das ganze System leitend ist. Doch ergibt sich, wie eine leichte Rechnung zeigt, daß im vorliegenden Falle das für die Entladungszeit maßgebende Produkt von Kapazität C mal Widerstand R so groß ist, daß für die Entladung ein erheblicher Bruchteil einer Sekunde herauskommt. Unterbricht man also erst die Verbindung der oberen Platte mit der Spannungsquelle und hebt dann sofort am isolierenden Griff die obere Platte ab, so kommt diese auf ein sehr hohes Potential. Bei dem Versuch hatte der Solenhofener Schieferstein 11 mm Dicke, war auf der oberen Seite gut eben geschliffen und poliert, auf der unteren versilbert. Die aufgelegte Kupferplatte war 1 cm dick und hatte einen Durchmesser von 7 cm; nur ein mittlerer Teil von 4 cm Durchmesser konnte auf gute Politur gebracht werden: Man erhielt aus ihr bei dem Versuch Funken von reichlich 1 cm Länge, und solange die Kanten der Platte noch nicht verrundet waren, beim Abheben sogar spontan knisternde Fünkchen. Wie der Verfasser noch bemerkt, hat J. Krüger (*diese Zeitschrift* 32, 54; 1919) in gleicher Weise an einem Kondensator-elektroskop mit einem dünnen Halbleiter (Papier) und der üblichen Lackschicht gearbeitet, ohne dabei den vorliegenden bei einem dicken Halbleiter auftretenden Effekt beobachtet zu haben.

Unter Umständen kann die Zwischenzeit zwischen Stromunterbrechung und Abheben erheblich größer als ein Bruchteil einer Sekunde sein. Hat der Schiefer in trockener Luft oder gar im Sonnenlicht längere Zeit gelegen, so kann man eine Minute und mehr verstreichen lassen. Dies rührt von einer Erhöhung des Widerstands der Oberflächenschicht her. Überdies nimmt merkwürdigerweise der Widerstand mit abnehmender Spannung erheblich zu, er ist also nicht als Ohmscher Widerstand aufzufassen, die Natur des Vorgangs der Leitung in der Übergangsschicht ist vielmehr noch ungeklärt und soll weiter untersucht werden. Auch soll versucht werden, die Methode zur dauernden Erzeugung hoher Spannungen zu verwenden, wobei man statt rasch aufeinanderfolgenden Abhebens ein Rotationsverfahren wie bei dem von K. Rottgardt a. a. O. beschriebenen Schnellschreiber wird anwenden können, indem man die Platte nicht abhebt, sondern nach Abnahme der Stromzuleitung nur seitlich von dem Stein herunterschiebt. Die erhaltenen Spannungen sind dann zwar niedriger, aber immer noch recht erheblich, können also einen Elektrophor ersetzen und zum Aufladen kleiner Leidener Flaschen und größerer Elektrometer dienen. Man legt dazu am besten die leitende Unterseite des Steins auf eine isolierende Glas- oder Hartgummiplatte. Verbindet man die Unterseite mit dem einen Pol der 110 Volt-Leitung, während der zweite Pol der Leitung an Erde liegt, so braucht man die obere Platte nur durch Berührung mit der Hand kurz mit der Erde zu verbinden. Man hat also den

gleichen Handgriff wie beim Elektrophor vorzunehmen, spart aber den Fuchsschwanz.

Der Verfasser macht am Schluß einige Angaben über die zu weiterer Untersuchung zu verwendenden Meßmethoden und teilt als bemerkenswertes Ergebnis noch mit, daß auch die Kapazität bei kleineren Spannungen erheblich größer ist als bei höheren. P.

Neuere Untersuchungen über das Kontaktpotential. In dem soeben erschienenen Sammelband „Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften“ (Berlin, Julius Springer 1923) gibt ALFRED COEHN (Göttingen) eine zusammenfassende Übersicht über diesen Gegenstand, wobei er folgende Einzelfälle unterscheidet:

1. Elektrolyt gegen Elektrolyt. Insbesondere bei Berührung zweier verschieden verdünnten Lösungen desselben Elektrolyten oder verdünnter Lösungen verschiedener Elektrolyte ist das Kontaktpotential der Messung zugänglich und entspricht nach Sinn und Größe der von Nernst entwickelten Theorie der Flüssigkeitsketten. Auch für verschieden temperierte Stellen von Elektrolyten hat Nernst die Lösung des Problems der auftretenden Thermokraft gegeben, ebenso für die Potentialdifferenz zweier verdünnter Lösungen in nicht mischbaren Lösungsmitteln.

2. Metall gegen Elektrolyt. Die theoretische Behandlung fußt auf dem Begriff der elektrolytischen Lösungstension. Die Messung eines Einzelpotentials Metall/Elektrolyt ist ermöglicht durch Hinzunahme einer Gegenelektrode, die gegen die Lösung das Potential Null zeigt. Als eine solche dient das Quecksilber, wenn es bis zum Maximum der Oberflächenspannung polarisiert ist, die Abweichungen der elektrokapillaren Messung finden ihre Deutung durch die Adsorption von Quecksilbersalz auf der Quecksilberoberfläche. Auch das Verfahren der Tropfelektrode führte zu entsprechendem Resultat. Der Nullpunkt des Potentials wurde bei dem Wert von 0,57 Volt gegen die Zehntelnormal-Kalomelektrode festgestellt.

3. Metall gegen Metall. Die von Volta angenommene kontaktelektromotorische Kraft zwischen Metallen hat sich mit fortschreitender Entfernung der den Oberflächen anhaftenden Wasserhaut bis nahe zum Verschwinden bringen lassen. Doch ist dagegen der Einwand erhoben worden, daß die beiden Metallflächen mit nahe gleichartigen Überzügen des zum Trocknen verwendeten Phosphorperoxyds bedeckt und dadurch elektromotorisch nahezu gleich geworden sein könnten. In der Tat ergaben Versuche im Hochvakuum (PERUCCA 1920) unter Ausschluß solcher Fehlerquellen, daß die Potentialdifferenz von reinem Quecksilber gegen Zink noch 0,17 Volt (Hg negativ) betrug. Spuren von gutgetrocknetem Sauerstoff erhöhten den Wert auf das Vierfache. Der Voltaeffekt existiert also auch im Vakuum bei weitgehender Abwesenheit von Gashäuten noch.

4. Festes gegen festes Dielektrikum. Das Grundproblem der Reibungselektrizität hat noch immer keine befriedigende Aufklärung gefunden. OWEN (1909) und W. M. JONES (1915) haben gezeigt, daß bei derselben Reibungsarbeit die Aufladung recht genau proportional der geriebenen Oberfläche ist und bei Steigerung der Reibungsarbeit einen konstant bleibenden Maximalwert erreicht. Benutzt wurden von OWEN Ebonit, Schiefer, Glas, auch Kupfer gegen die genannten, von JONES auch andere Nichtmetalle und Metalle. JONES schließt aus den Versuchen, daß das Zustandekommen von Reibungs- und Berührungselektrizität nicht auf gleiche Weise zu deuten sei. Nach der Vorstellung von HELMHOLTZ dagegen ist der Zweck der Reibung lediglich die Vermehrung der Zahl der Berührungsstellen. A. COEHN leitete aus dem vorhandenen Zahlenmaterial das folgende „Ladungsgesetz der Dielektrika“ ab: Stoffe von höherer Dielektrizitätskonstante laden sich positiv bei der Berührung mit Stoffen von kleinerer Dielektrizitätskonstante. Der Satz hat für Nichtleiter immer wieder Bestätigung gefunden. Im Gegensatz zum Voltaeffekt haben Gas- und Flüssigkeitshäute an der Oberfläche keinen wesentlichen Anteil an dem Mechanismus der Aufladung. Eine Deutung des Ladungsgesetzes versuchte LENARD (1915) durch die Annahme, daß sich infolge der molekularen, als elektrischer Natur anzusehenden Kräfte in der Oberfläche der Flüssigkeiten und der bei ihrer Erstarrung entstehenden festen Körper eine solche Verteilung der Ladungen ausbildet, daß die negative Ladung nach außen gerichtet ist. Bei höherer Dielektrizitätskonstante des Stoffes wird diese negative Ladung von der darunter befindlichen positiven (infolge kleinerer Feldstärke) weniger festgehalten als bei kleinerer Dielektrizitätskonstante. (S. auch unter 8.)

5. Flüssiges gegen flüssiges Dielektrikum. Dieser Fall ist als Grenzfall des oben am Schlusse von 1) erwähnten aufzufassen.

6. Festes Dielektrikum gegen leitende oder nichtleitende Flüssigkeit. Hier spielt die Verschiebung der beiden Teile der an der Berührungsstelle vorhandenen elektrischen Doppelschicht eine Rolle; eine solche Verschiebung kann durch eine äußere elektromotorische Kraft herbeigeführt oder durch eine Bewegung mechanisch erzeugt werden. Im ersten Fall spricht man von Elektrophorese oder elektrokinetischen Vorgängen, im zweiten von Stromungsströmen.

In gewissen Fällen zeigt Glas gegen eine Lösung eine ganz bestimmte Potentialdifferenz, deren Höhe wie beim Metall von der Konzentration bestimmter Ionen in der Lösung abhängt (HABER 1909). Wenn man ein Kölbchen aus dünnem Glas, das eine beliebige Lösung enthält, in eine andere Lösung eintaucht, deren Wasserstoffionenkonzentration variiert wird und die mit einer geerdeten Normalelektrode verbunden ist, so ändert sich mit der Konzentration der Wasser-

stoffionen im äußeren Gefäß die an einem Elektrometer gemessene Potentialdifferenz, genau wie wenn das Glas eine mit Wasserstoff von konstantem Druck beladene Platinelektrode wäre. Dieser Potentialsprung ist indessen nicht für die elektrokinetischen Vorgänge maßgebend (COEHN 1910). Vielmehr ist wie bei der hydrodynamischen Bewegung einer Flüssigkeit längs einer Wand anzunehmen, daß es sich um innere Reibung zwischen festhaftender und beweglicher Flüssigkeitsschicht handelt, der Potentialsprung also an der Grenze dieser beiden Schichten liegt. Dieser Potentialsprung ist nicht mit der rein galvanischen Potentialdifferenz identisch, wie besonders Versuche von G. BORLIUS für Paraffin gegen Wasser und verdünnte Lösungen (1916) und von FREUNDLICH und RONA (1920) gezeigt haben.

7. Metall gegen Dielektrikum. Besonders häufig ist der Fall Quecksilber-Glas untersucht worden und mit sehr wechselndem Ergebnis. Eine reine frisch hergestellte Quecksilberfläche lädt sich bei Berührung mit Glas stets positiv, aber schon nach wenigen Minuten oder Stunden tritt das Entgegengesetzte ein. Die Ursache ist in der Wirkung der in der Luft vorhandenen Spuren von Stickstoffoxyden und in der des Sauerstoffes zu suchen. Das Verhalten anderer Metalle scheint durch Spuren von Oxyden selbst bei kurzer stoßweiser Berührung stark beeinflusst zu werden. Versuche von COEHN und LOTZ (1921) zeigten aber, daß die Aufladungen auch im äußersten erreichbaren Hochvakuum eintraten; edle Metalle luden sich gegen verdünnte Lösungen stets positiv, unedle negativ. Beim Quecksilber kehrt schon der Zusatz von 0,001% Na den Ladungssinn um. Die Genannten deuten ihre Ergebnisse durch folgende Annahme: Alle Metalle geben infolge ihrer hohen Elektronenkonzentration Elektronen an das sie berührende Dielektrikum ab und laden sich deshalb selbst positiv. Andererseits besitzen die Metalle eine Lösungstension, derzufolge sie positive Ionen in das Lösungsmittel entsenden, also selbst negativ geladen zurückbleiben. Beide Wirkungen lagern sich übereinander, sodaß die eine oder die andere überwiegen kann. Noch nicht aufgeklärt ist die zuerst von QUINCKE beobachtete Erscheinung, daß Metallpulver und Metallfitter, in Flüssigkeiten suspendiert, mit dem Strom wandern, also negative Ladung zeigen; dies ist selbst bei edlen Metallen (FREUNDLICH 1920) der Fall.

8. Gase gegen feste Stoffe. Versuche in dieser Hinsicht sind bisher erfolglos geblieben.

9. Gase gegen nichtmetallische Flüssigkeiten. Bei der schnellen Bewegung von Gasen gegen Flüssigkeiten ließ sich ebenfalls keine Elektrizitätsregung feststellen. Dagegen ist bereits aus Versuchen von LAVOISIER und LAPLACE bekannt, daß Gase, die sich bei chemischen Reaktionen entwickeln, Ladungen aufweisen. LENARD (1914) hat die Erscheinung aus dem Vorhandensein einer elektrischen Doppelschicht zwischen Flüssigkeit und Gas, also als

kontaktelektrisch gedeutet, ebenso wie die Elektrizitätserregung beim Durchperlen von Gasblasen durch Flüssigkeiten und analog die an Wasserfällen beobachteten Aufladung. Dabei wurde für alle Gase gegenüber elektrolytfreien Flüssigkeiten dasselbe Vorzeichen, und zwar das negative, entsprechend dem Ladungsgesetz für Dielektrika (Nr. 4) gefunden. Elektrolytzusatz setzte die Aufladung herab und bewirkte von bestimmter Konzentration ab Umkehr des Ladungssinnes (COEHN und MOZER 1913).

Zur Deutung der Erscheinungen hat LENARD seine erste eben erwähnte Annahme dahin abgeändert, daß die Doppelschicht nicht an den beiden sich berührenden Grenzen, sondern vollständig in der Flüssigkeit sitzt. Die Bildung dieser Schicht (vgl. Nr. 4) kommt dadurch zustande, daß nach innen wirkende Molekularkräfte die an der Oberfläche liegenden Moleküle, deren positive Teile ja vornehmlich mit Masse behaftet sind, drehen, sodaß die negativen Teile nach außen zu liegen kommen. Es werden sich also unterhalb der negativen Schicht die positiven Ladungen befinden, deren Abstand von der Oberfläche gleich dem Radius der Wirkungssphäre der Molekularkräfte ist. Bei Flüssigkeiten von hoher Dielektrizitätskonstante ist diese dielektrische Verschiebung größer als im entgegengesetzten Falle, es findet also, wegen der verminderten Feldstärke, zwischen den beiden Schichten keine so starke Anziehung statt wie bei Flüssigkeiten mit niedriger Dielektrizitätskonstante, und es wird im Falle der Berührung zweier solcher verschiedener Dielektrika das erstere an das letztere negative Ladungen abgeben, was namentlich beim Abreißen kleinster Flüssigkeitsteilchen aus der Oberfläche eintreten wird. Sind in der Flüssigkeit elektrolytische Ionen vorhanden, so wirkt das elektrische Feld der Doppelschicht auf die Ionen und veranlaßt deren Trennung, und zwar nicht nur hinsichtlich ihrer Ladung, sondern auch nach ihrer Größe, es werden also z. B. im Falle des Ätznatrons die positiven Wasserstoffionen bei ihrem geringen Durchmesser und ihrer großen Wandergeschwindigkeit näher an die Oberfläche gelangen können als die größeren Natriumionen. Beim Durchperlen von Gasen durch Elektrolyte statt durch dielektrische Flüssigkeiten wird die negative Ladung des Gases stark abnehmen, weil die vorhandenen positiven Ionen die äußerste negative Flächenladung stärker festhalten. Daraus ergibt sich auch das Vorhandensein der erwähnten Umkehrkonzentration, bei der das Gas ungeladen ist, sowie das Auftreten selbst positiver Gasladungen. Auch über die Größe der abgerissenen Elektrizitätsträger lassen sich Angaben machen, wenn man den Radius der Wirkungssphäre mit LENARD zu $150 \cdot 10^{-8}$ cm annimmt. Dies ist auch die obere Grenze für die Größe der negativen Elektrizitätsträger bei reinen dielektrischen Flüssigkeiten, während sie bei Elektrolyten einen viel geringeren Durchmesser besitzen, der von LENARD zu $80 \cdot 10^{-8}$ cm berechnet wird.

Versuche zur Ermittlung einer sog. „wahren“

Umkehrkonzentration, bei der der Einfluß des Abreißens negativer Teilchen durch mechanische Kräfte ganz ausgeschaltet ist, sind von TAGGART (1914) angestellt worden. Sie ergaben, wie zu erwarten, einen viel tieferen Wert, z. B. für $\text{Al}(\text{NO}_3)_3$ $1 \cdot 10^{-3}$ gegen $2 \cdot 10^{-2}$ nach den Messungen von MOZER (s. oben). Die Größe der Potentialdifferenz in der Doppelschicht reiner Dielektrika wurde nach drei verschiedenen Methoden übereinstimmend zu 0,05 bis 0,07 Volt bestimmt. Hieraus berechnete H. NEUMANN unter Zugrundelegung des LENARD'schen Wertes der Dicke der Doppelschicht ($150 \cdot 10^{-8}$ cm) die Feldstärke in der Doppelschicht zu 36700 bzw. 46600 Volt und die Ladungsdichte zu $1,67 \cdot 10^{12}$ bzw. $2,13 \cdot 10^{12}$ Elektronen pro cm^2 .

10. Gas gegen Quecksilber und flüssige Amalgane. Ein der Wasserfallelektrizität analoger Effekt bei fallendem Quecksilber wurde bereits von LENARD nachgewiesen und näher von A. BECKER (1912) untersucht. Als auffallendsten Unterschied gegen das Verhalten nichtmetallischer Flüssigkeiten fand er, daß das Vorzeichen der Ladung von der Natur des Gases abhängig ist. Eine Klärung dieses Verhaltens brachten Versuche von E. DUHME über das Hindurchsprudeln von Gasblasen durch Quecksilber unter Beseitigung störender Begleiteinwirkungen. Dabei ergab sich: Alle Gase (H, O, N, CO_2) verhalten sich qualitativ und auch der Größenordnung nach gleich; reines Quecksilber lädt sich dabei negativ, das Gas positiv; der Effekt ist von höchster Empfindlichkeit gegen Verunreinigungen, Zusatz von $9 \cdot 10^{-8}$ % eines unedlen Metalles bewirkte bereits Umkehrung des Ladungssinnes; damit erklären sich die früheren widersprechenden Resultate. Es muß gefolgert werden, daß auch hier wie bei den nichtmetallischen Flüssigkeiten ein eigentliches Kontaktpotential nicht vorhanden ist. Die Funktion des durchperlenden Gases besteht vielmehr auch hier nur in dem Mitreißen des einen Teils der durch die Wirkung der Molekularkräfte an der Oberfläche jeder Flüssigkeit bestehenden Doppelschicht, nämlich des zu äußerst liegenden, durch die Molekularkräfte weniger in das Innere gezogenen Teils.

Unerklärt bleibt noch, weshalb beim reinen Quecksilber nicht wie bei den reinen nichtmetallischen Flüssigkeiten die positive Ladung, sondern die negative festgehalten und die positive als Gasladung fortgeführt wird; ferner auch, daß der Zusatz unedler Metalle zum Quecksilber den Effekt umkehrt, was auf einen Einfluß der elektrochemischen Natur der Metalle hinweist. Hier bleibt noch weitere Forscherarbeit zu leisten.

P.

Über die Verwendung der Kanalstrahlen zur Erforschung der Isotopie. Originalbericht von Dr. A. WENZEL.

Gehen elektrische Entladungen durch ein Kathodenstrahlenrohr, dessen Kathode durchbohrt ist, so treten bekanntlich in dem Raum, der der Anode abgewandt ist, Strahlen auf, die ihr Ent-

decker Goldstein Kanalstrahlen nannte. Über das Wesen und die Eigenschaften dieser Strahlen, die aus positiv geladenen Atomen bestehen, ist an dieser Stelle mehrfach berichtet worden (1). Neuerdings sind sie wiederum in den Brennpunkt des physikalischen Interesses gerückt, als J. J. Thomson und Aston sie zum Nachweis der Isotopie von Elementen, die man bisher für einheitlich hielt, zu verwenden lehrten.

Unter Isotopen versteht man solche Elemente, die im periodischen System der Elemente den gleichen Platz einnehmen, demnach Elemente mit gleicher Kernladung und nach Lage und Zahl übereinstimmenden Elektronenringen sind. Ihr Unterschied kann daher nur im Atomgewicht, also hauptsächlich in der Kernmasse und den damit zusammenhängenden Eigenschaften der Elemente beruhen, während sie chemisch völlig übereinstimmen. Geprägt wurde dieser Begriff der Isotopie gelegentlich der Einordnung von mehr oder minder beständigen Elementen in das periodische System, die man bei der Radioaktivität entdeckt hatte. So ist z. B. das Endprodukt der Thorium- wie auch der Uranreihe Blei, doch haben beide Bleiarten von einander und vom gewöhnlichen Blei verschiedene Atomgewichte, nämlich $Pb_{\alpha} = 206,0$, $Pb_{Th} = 208,0$ und $Pb = 207$. Von Wichtigkeit war der Nachweis, daß die drei Bleiarten nach ihrer Trennung in ihrem analytisch-chemischen Verhalten völlig gleich sind und ihre optischen Spektra weitgehende Übereinstimmungen zeigen. Dabei muß allerdings erwähnt werden, daß es W. D. Harkins u. L. Aronberg (2) gelungen ist, bei der Spektrallinie $405,8 \mu\mu$ zwischen dem gewöhnlichen und dem Uranblei einen Unterschied von $0,00043 \mu\mu$ festzustellen. Ebenso hat T. R. Merton (3) mit einem Interferometer die Wellenlängen derselben Linie von Blei aus Pechblende mit derjenigen von gewöhnlichem Blei und der von solchem aus Ceylonischen Thorianit verglichen und dabei den Atomgewichten entsprechende Abweichungen von derselben Größenordnung wie obige Forscher gefunden. Auch der Vergleich der Hauptspektrallinie von Thallium aus Pechblende mit der des gewöhnlichen Thalliums ergab ähnliche Abweichungen.

Ebenso wie es drei Isotope Bleiarten gibt, können auch noch Isotope unter den nicht radioaktiven Elementen vorhanden sein. Sie aufzufinden macht allerdings besondere Schwierigkeiten. Eine Methode besteht nach obigem in der sorgfältigen Untersuchung des Spektrums. Sie ist aber bisher nur, wie schon erwähnt, dazu verwendet worden, Isotope, die man auf anderem Wege kennen lernte, zu bestätigen, wie das z. B. A. Kratzer (4) für die Isotope des Chlors tun konnte.

Eine zweite Methode, die Isotope aufzufinden und auch zugleich zu isolieren, bieten die Diffusionserscheinungen. Wie u. a. F. A. Lindemann u. F. W. Aston (5), J. Chapman (6) und besonders R. S. Mulliken u. W. D. Harkins (7) ausführlich darlegen, sind die für die

Isotopentrennung maßgebenden Prozesse charakterisiert durch die Gasbewegungsvorgänge bei geringem und bei gewöhnlichem Druck. Zu letzteren gehört die Diffusion der Gase durch poröse Scheidewände, wobei das leichtere Gas schneller durch die Wand diffundiert als das schwerere. Diese Methode hatte z. B. bei den Versuchen von O. Stern und M. Volmer (8), als sie Isotope von Wasserstoff und Sauerstoff aufsuchen wollten, ein negatives Ergebnis. Mit Erfolg verwendet wurden dagegen die Vorgänge bei geringem Druck, besonders die nicht umkehrbare Verdampfung ins Vakuum. Nach dieser Methode, bei der die Dämpfe der Elemente bei niedrigem Druck durch poröse Wände in ein Vakuum hineindiffundieren und dort sich auf einer stark gekühlten Fläche niederschlagen, konnten J. Brönsted u. G. Hevesy (9) sowohl wie auch Mulliken und Harkins die Isotope des Quecksilbers teilweise trennen. Sie verdampften Quecksilber bei niedrigem Druck und kondensierten die verdampften Atome auf einer gekühlten Platte. Die Isotopentrennung beruht hierbei darauf, daß der Verdampfungsanteil von Isotopen der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht umgekehrt proportional ist, während andererseits praktisch jedes Atom, das die Flüssigkeit verlassen hat, auf der stark gekühlten Fläche kondensiert wird. Sie konnten bei ihren Versuchen auch wirklich geringe Dichteunterschiede zwischen dem Destillat und dem Rückstand nachweisen. Ebenso gelang Brönsted und Hevesy die teilweise Trennung der Chlorisotope, wobei sie sich einer Chlorwasserstofflösung bedienten.

Die erfolgreichste Methode der Isotopenforschung aber ist die Analyse der Kanalstrahlen geworden, wie sie F. W. Aston nach dem Vorgang von J. J. Thomson in verfeinerter Form schon auf viele Elemente anwandte (10). Die Grundlage dieser Untersuchungsmethode, die J. J. Thomson (11) auf Grund deutscher Forschungsergebnisse entwickelte, liegt in der Tatsache, daß die Ablenkung eines elektrisch geladenen Teilchens von der Ladung e , Masse m (Atomgewicht) und Geschwindigkeit v in einem

elektrischen Felde umgekehrt proportional $\frac{mv^2}{e}$

und in einem magnetischen Felde proportional

$\frac{mv}{e}$ erfolgt. So hat Thomson als erster die

Isotope eines nicht radioaktiven Elements nachgewiesen, des Neon, indem er ein Neonkanalstrahlenbündel erst ein elektrisches und dann ein magnetisches Feld durchlaufen ließ. Dabei wurden die Parabelbahnen der Teilchen auf einer photographischen Platte fixiert. Auf den Platten fand sich neben der dem Atomgewicht $m = 20,0$ entsprechenden Linie eine feine Linie von Teilchen vom Atomgewicht 22,0. Der Nachweis der Linie von Teilchen vom Atomgewicht 20,2, wie es bekanntlich für Neon festgestellt ist, gelang ihm nicht, da die Genauigkeit seines Apparates zu gering war. Daher verfeinerte Aston diese

Methode (12), um über das Vorhandensein der Massenteilchen $m = 20,2$ entscheiden zu können, indem er folgenden Apparat konstruierte (Fig. 1).

B ist eine Röntgenröhre, deren Kathode C ein schmales Kanalstrahlenbündel, das durch die Spalte S_1 und S_2 eingengt wird, in das zwischen den Platten J_1 und J_2 befindliche elektrische Feld gehen läßt. Das hierin abgelenkte Bündel gelangt nun durch den fein verstellbaren Spalt L in das Feld des Magneten M von solcher Richtung und Stärke, daß die hier bewirkte Ablenkung der des elektrischen Feldes entgegengesetzt gerichtet und doppelt so groß wie diese ist. Von hier trifft das feine Bündel auf die in der photographischen Kamera N liegende Platte W . In den Rohransätzen I_1 und I_2 befindet sich Kokosnußkohle, die, mit flüssiger Luft gekühlt, in dem ganzen Apparat von der Kathode bis zur Kamera ein äußerst hohes Vakuum aufrecht erhält. Nur so können störende Geschwindig-

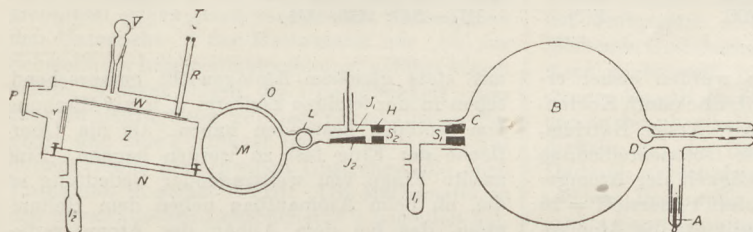


Fig. 1.

keitsänderungen, die durch Zusammenstöße der Kanalstrahlenteilchen mit Gasmolekülen hervorgerufen werden, vermieden werden. Das ist sehr wesentlich, da Änderungen der Geschwindigkeit das Ergebnis ebenso beeinflussen wie Massenänderungen. Die mit diesem von Aston „Massenspektrograph“ benannten Apparat gewonnenen „Massenspektrogramme“ ergeben für die untersuchten Gase oder Dämpfe die Werte $\frac{m}{e}$ in bezug auf Vergleichslinien, von bekannten Elementen oder Verbindungen, wozu die der Fettdichtung wegen stets vorhandenen Linien von Kohlenstoff und Kohlenwasserstoffradikalen oder von Sauerstoff ($m = 16$) dienen können. Die den mehrfach geladenen Teilchen zugeordneten Linien, d. h. die „Linien höherer Ordnung“ können dabei nach J. J. Thomson nur bei Atomen, nicht bei Molekülen auftreten, weswegen sich die genannten Stoffe zu Bezugsgrößen eignen. Daß die Skala des Massenspektrographen nahezu linear proportional der Masse ist, hat Aston sowohl empirisch wie auch theoretisch nachgewiesen. Auch das Auflösungsvermögen seines Apparates hat er theoretisch untersucht. Ist die Breite der Spalte S_1 und $S_2 = c$, ihr gegenseitiger Abstand $= b$, so ist der Öffnungswinkel des Bündels $d\alpha = 2c/b$. Sollen zwei verschiedene Massen noch 2 getrennte Linien geben, so muß der Unterschied ihrer magnetischen Ablenkung noch größer als die Büschelöffnung sein. Denn nur das magnetische Feld zerlegt das Bündel

nach den Massen der Atome, während das elektrische Feld die Teilchen des Bündels nach Geschwindigkeiten trennt. Es ist nämlich die Ablenkung y im elektrischen Felde von der Stärke \mathfrak{E} in t Sekunden $y = \frac{1}{2} t^2 \frac{\mathfrak{E} e}{m v^2}$. Ohne Ablenkung wäre das Teilchen geradlinig um $x = v \cdot t$ fortgeschritten. Eliminiert man t , so ergibt sich für die Ablenkung im elektrischen Felde

$$y = \frac{1}{2} \mathfrak{E} \frac{e}{m v^2} \cdot x^2.$$

Durch den letzten Spalt werden die Teilchen von nahezu gleicher Geschwindigkeit ausgesondert. Dies ist erforderlich, da die Geschwindigkeit der Strahlen gleicher Masse beim Eintritt in das elektrische Feld nicht genau gleich ist. Die durch ein transversales magnetisches Feld von der Stärke \mathfrak{H} senkrecht zur Feld- und Bewegungsrichtung ausgeübte elektronenmagnetische Kraft ist dann $\mathfrak{H} \cdot v \cdot e$. Hieraus entsteht eine

kreisförmige Bahn von einem solchen Krümmungsradius r , daß die Zentrifugalkraft dieser Ablenkungskraft gleich ist, d. h.

$$\frac{m v^2}{r} = \mathfrak{H} \cdot v \cdot e \text{ oder } r = \frac{m v}{\mathfrak{H} \cdot e}.$$

Dieser Größe r ist der Abstand der Linien auf dem

Massenspektrogramm proportional und damit auch, da v , H und e konstant sind, der Masse m . Nach Verlassen des magnetischen Feldes berühren die Strahlen gleicher Masse eine Brennlinie, an deren Stelle die photographische Platte stehen muß.

Durch diese Vereinigung der Strahlen gleicher Masse in einer Brennlinie wurde die Genauigkeit der Thomsonschen Versuchsanordnung so gesteigert, daß Aston damit sogleich die Isotopie des Neon, Chlors und Quecksilbers nachweisen konnte. Denn während z. B. Kohlenstoff und Sauerstoff stets einzelne Linien ergaben, zeigte sich z. B. Chlor als aus mindestens zwei Isotopen bestehend, deren Linien auf Atomgewichte $m_1 = 35$ und $m_2 = 37$ führten. Dies ergibt sich auch einwandfrei aus den Linien von doppelt geladenen Cl -Strahlenteilchen bei 17,5 und 18,5, ferner aus den Linien der Verbindung HCl mit $m = 36$ und 38 sowie von $COCl$ mit $m = 63$ und 65. In jedem der Linienpaare erwies sich die Linie, die der kleinen Masse zukommt, als die stärkere von beiden, woraus ein Schluß auf das Mengenverhältnis gezogen werden kann. Ebenso ließ sich die Linie des Quecksilbers in drei bis vier Linien zerlegen, d. h. Quecksilber besteht aus drei bis vier Isotopen, deren Atomgewichtszahlen sich um 200 gruppieren.

Die systematische Untersuchung aller Elemente, die Aston und andere im Cavendishlaboratorium in Cambridge begonnen haben, hat schon interessante Ergebnisse zutage gefördert, die in Tabelle I zusammengestellt sind.

Tabelle I. Übersicht über bisher bekannte Isotope.

Element	Bisheriges Atomgewicht	Zahl der Isotope	Atomgewichte der Isotope	Beobachter
Lithium	7,0	2	6,0 und 7,0	Aston und Thomson (13)
Bor	10,9	2	10 und 11	Aston (12)
Neon	20,2	2	20 und 22	" "
Magnesium	25,32	2	25 und 26	Dempster (14)
Silicium	28,3	3	28; 29 und 30 (?)	Aston (12)
Chlor	35,46	3 (?)	35; 37 und 39 (?)	" "
Kalium	39,1	2	39 und 41	" (15)
Argon	39,9	2	40 und 36	" (12)
Calcium	40,08	2	40 und 44	Dempster (20)
Zink	65,37	2	64; 66; 68 und 70	Dempster (20)
Brom	79,9	2	79 und 81	Aston (12)
Krypton	82,92	6	78; 80; 82; 83; 84; 86	" "
Rubidium	85,45	2	85 und 87	" (15)
Xenon	130,2	5	128; 130; 131; 133; 135	" (12)
Quecksilber	200	4 (?)	197—200; 202; 204	" "

Als reine Elemente wurden bisher erkannt: Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Kohlenstoff, Helium, Fluor, Phosphor, Arsen, Natrium, Cäsium. Überblickt man die Isotopenreihen, so fällt vor allem die Ganzzahligkeit der Atomgewichte aller Isotopen auf, sofern Sauerstoff = 16 gesetzt wird. Das gleiche gilt für die Atomgewichte der hier als „rein“ bezeichneten, d. h. nur aus einer Atomart bestehenden Elemente. Damit gewinnt die alte Proutische Hypothese wieder an Bedeutung, die man doch hatte fallen lassen, da man Atomgewichte gefunden hatte, die nicht ganze Vielfache des Wasserstoffatoms sein konnten. Wichtig ist in dieser Hinsicht die Feststellung, daß aus all diesen Messungen für Wasserstoff ein Atomgewicht von 1,008 hervorgeht. Alle Versuche, auch für dieses Element ein ganzzahliges Atomgewicht zu erhalten, scheiterten; stets erhielt man denselben Wert. Das bietet für den Aufbau der Elemente aus Wasserstoffatomen eine Schwierigkeit. Denkt man sich z. B. das Heliumatom aus vier Wasserstoffatomen aufgebaut, so sollte man erwarten, daß sein Atomgewicht 4,032 ist. Gefunden wurde aber stets genau vier, sofern man alle Messungen auf O = 16 bezieht. Um den scheinbaren Fehlbetrag zu erklären, nimmt R. Swinne (16) an, daß zur Bildung des Heliumatoms aus Wasserstoffatomen viel Energie erforderlich ist, die den vier Wasserstoffatomen die äquivalente Menge Wasser entzieht, ein Gedanke, den auch Harkins (17) und Lenz (18) ausgesprochen haben.

Finden wir so unter den Elementen auch Isotopenreihen, wie wir sie bei den radioaktiven Körpern kennen, so tritt die große Frage an uns heran, ob die Elemente vielleicht End- oder Übergangsprodukte von Zerfallsreihen höherer Elemente mit sehr langer Halbwertszeit und wie groß wohl die Zerfallszeiten sein mögen. Nimmt man an, daß sie Produkte von Zerfallsreihen sind, so muß z. B. das Chlor seinem Vorkommen,

mit stets gleichem Atomgewicht entsprechend, schon in der jetzigen Endform d. h. als Mischung von Isotopen bestanden haben, als die Oberfläche der Erde fest zu werden begann. Eine zweite Frage von weittragender Bedeutung ist die, ob beim Atomaufbau neben dem Heliumatom, das bei dem Abbau der Atome radioaktiver Substanzen eine große Rolle spielt, und dem Wasserstoffatom, das Rutherford kürzlich (19) als Urbaustein aus Atomen herausgeschleudert hat, noch andere Atome eine Rolle spielen. Auffällig erscheint in dieser Hinsicht der Umstand, daß in den Isotopenreihen oft eine Atomgewichtsdifferenz von zwei Einheiten auftritt. All diese Fragen zu lösen, bleibt der Zukunft überlassen.

Literaturnachweis.

1. Vergl. diese Zeitschr. 22. 313. 1909; 23. 46 u. 238. 1910; 25. 372. 1912; 27. 170. 1914; 28. 44. 1915; 29. 96. 1916.
2. W. D. Harkins und L. Aronberg: Proc. Nat. Acad. of Science of Amerika 3. 710. 1917.
3. T. R. Merton: Proceed. of Roy. Soc. of London. 4. 12. 1919 u. Nature 104. 406. 1919.
4. A. Kratzer: Zeitschr. f. Phys. 3. 460. 1920.
5. F. A. Lindemann und F. W. Aston: Phil. May. 37. 532. 1918 u. 38. 173. 1919.
6. J. Chapman: Phil. May. 38. 182. 1919.
7. Mulliken und Harkins: Journ. Americ. Chem. Soc. 41. 37. 1922.
8. O. Stern und M. Volmer: Ann. d. Phys. 59. 225. 1919.
9. J. N. Brönsted und G. Hevesy: Nature 106. 144. 1920 und 107. 619. 1921.
10. Vergl. hierzu: Swinne: Naturw. 8. 732. 1920 u. Fajans: Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen, Braunschweig, 2. Aufl. 1920. S. 66.
11. J. J. Thomson: Phys. Zeitschr. 13. 1333. 1912 u. 14. 1302. 1913.
12. F. W. Aston: Phil. May. 38. 707. 1919. 39. 449 u. 611. 1920 u. 43. 514. 1922. Nature 104. 393. 1919 u. 105. 547. 1920.
13. Aston u. G. P. Thomson: Nature 106. 827. 1921.
14. A. J. Dempster: Phys. Rev. 17. 427. 1921 u. 19. 271. 1922.
15. Aston: Nature 107. 72. 1921.
16. Vergl. z. B. R. Swinne: Naturw. 8. 609. 1920.
17. Harkins: Phil. May. 30. 732. 1915.
18. W. Lenz: Naturw. 8. 181. 1920.
19. Vergl. diese Zeitschr. 34. 173. 1921.
20. A. J. Dempster: Phys. Rev. 20. 631. 1922.

4. Unterricht und Methode.

Physik und Mathematik auf der Oberstufe. Über „die Stellung der Mechanik zwischen Physik und Mathematik“ hat W. LIETZMANN in der Zeitschrift für den mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht aller Schulgattungen, Jahrg. 53, Heft 7/8 (1922) sich ausgesprochen. K. HAHN hat daran in derselben Zeitschr., Jahrg. 54, Heft 1 (1923) einen Aufsatz „Physik und Mathematik auf der Oberstufe von Vollanstalten“ angeschlossen. LIETZMANN glaubt, daß man aus den bekannten drei Grundsätzen für den Physikunterricht, die in den Meraner Lehrplänen aufgestellt sind, eine mathematikfeindliche Stellungnahme herauslesen könne, was K. HAHN verneint, und was auch der Unterzeichnete als Mitarbeiter an den Meraner Plänen in Abrede stellen muß. Ein Hauptgrund der damals bestehenden Schwierigkeiten lag darin, daß die Unterrichtskommission der Naturforscher und Ärzte in allzugroßer Nachgiebigkeit gegen einen vereinzelt Widerspruch den Unterricht in der Mathematik nur „bis zur Schwelle der Infinitesimalrechnung“ geführt wissen wollte. Daraus folgte die Unmöglichkeit einer exakten Begründung gewisser physikalischer Begriffe und eine Fortdauer der oft beklagten, auf diesem Gebiet herrschenden Unstrenge, die auch TIMERDING in seiner Schrift „Die Mathematik in den physikalischen Lehrbüchern“¹⁾ gegeißelt hat. An diese Schrift knüpft auch W. LIETZMANN in dem erstgenannten Aufsatz an. Er verwirft vom Standpunkte des Mathematikers mit Recht die in den Physiklehrbüchern allgemein üblichen Einführungen der momentanen Geschwindigkeit; er ist insbesondere der Meinung, daß das „Herumspielen mit dem Unendlichkleinen“ die Sache vollständig unverständlich macht. K. HAHN erkennt dies an, macht aber auch die Notlage der Physik geltend, die oben schon angedeutet ist. „Es mußte erst im mathematischen Unterricht der Boden für die Betrachtung der Funktion auf der Mittelstufe und für die Einführung der Infinitesimalrechnung auf der Oberstufe bereitet werden.“ HAHN fordert deshalb, daß man Differential- und Integralrechnung nicht erst in der Oberprima als Abschluß bringt, sondern daß man die Grundlagen für dieses Gebiet schon in der Obersekunda legt, wie er selbst es an seiner Anstalt (einer Hamburger Oberrealschule) seit zehn Jahren bewährt gefunden hat; aber allerdings nützt selbst dies der Physik noch wenig, wenn die Mathematik doch erst am Ende des Obersekundajahres ausreichend gesicherte Grundlagen der Infinitesimalrechnung bieten kann. Dagegen gäbe es allerdings die Abhilfe, daß man den Anfang der Mechanik auf U I verlegte und andere Gebiete der Physik, wie Wärmelehre, Akustik und geometrische Optik in O II behandelte. Aber K. HAHN hält daran fest, daß auf der Oberstufe die Mechanik den Anfang machen müsse. Es bleibt demnach

¹⁾ Abhandlungen der Internationalen mathematischen Unterrichtskommission, Bd. 3, Heft 2, Leipzig, B. G. Teubner, 1910.

immer noch das Problem einer propädeutischen Behandlung des Geschwindigkeitsbegriffs in O II zu lösen, die zugleich eine Propädeutik der Differentialrechnung zu bedeuten hätte. Was der Verfasser damit meint, glaube ich zutreffend damit zu umschreiben, daß man nicht von einer „unendlich kleinen“ Wegstrecke und einer „unendlich kleinen“ Zeit sprechen soll, sondern von einem sehr kleinen Weg und einer sehr kleinen Zeit, sowie einer dementsprechenden Durchschnittsgeschwindigkeit während dieser sehr kleinen Zeit. Damit gewinnt der Physiker, wie die schönen Versuche von Fr. C. G. Müller in dieser Zeitschrift (28, 17; 1915) zeigen, die ausreichende anschauliche Unterlage für die experimentelle Ableitung der Galileischen Gesetze. Dem Anfänger wird dann die graphische Herleitung des Wegzeitgesetzes aus dem Geschwindigkeitsgesetz ebenso genügen müssen, wie sie dem Entdecker der Fallgesetze selbst genügt hat. Die noch bleibende Unsicherheit wird erst behoben werden, wenn hintennach im Mathematikunterricht der strenge Begriff des Differentialquotienten erörtert und an den physikalischen Begriffen der Geschwindigkeit und der Beschleunigung erläutert wird. Dadurch werden dann die Schüler auch erkennen, „welche Bedeutung die Mathematik durch ihre exakte Begriffsbildung für unsere Naturerkenntnis hat“. Das empfohlene Verfahren liegt um so näher, als auch in mathematischen Unterrichtsbüchern (z. B. Dronke-Lötzbeier) der Zugang zur Infinitesimalrechnung von der Betrachtung der Geschwindigkeit aus gewonnen wird. So lange der Begriff des Grenzwerts in der Mathematik nicht gebracht ist, wird man ihn auch in der Physik nicht ausreichend erörtern können. Aber wir können, wie K. HAHN a. a. O. sagt, „eine Art Propädeutik der Differentialrechnung treiben, die Rücksicht auf die mathematischen Wünsche nimmt. Daß dabei natürlich getadelt werden kann, die Begriffe hingen in der Luft, ist klar. Aber ähnliche Verhältnisse haben wir im Unterricht auch in anderen Gebieten. Wichtig ist, daß der Abschluß das Ergebnis einwandfrei gestaltet.“

Bei der elementaren Ableitung des Potentials tadelt LIETZMANN, daß als Mittelwert zwischen $\frac{1}{r^2}$ und $\frac{1}{r_1^2}$ der Ausdruck $\frac{1}{rr_1}$ angenommen werde. Man wird in der Tat besser tun, sich mit dem umgekehrten Verfahren, der Ableitung des Kraftgesetzes aus der Potential-

formel, zu begnügen und die Integration $\int_a^b \frac{dr}{r^2}$ nur auszuführen, wenn der Mathematikunterricht darauf hinreichend vorbereitet hat.

Die Ableitungen der Zentripetalbeschleunigung haben schon vielfach Angriffspunkte für kritische Erörterungen dargeboten. (Man vergleiche besonders A. Höfler in dieser Zeitschr. 2, 227; 1889). LIETZMANN weist die Willkürlichkeiten bei diesen Ableitungen zutreffend nach, K. HAHN will sie gelten lassen, beanstandet aber

doch, daß oft nicht streng genug unterschieden wird zwischen dem Parallelogramm der Wege und dem Parallelogramm der Geschwindigkeiten, das ergänzend in die Betrachtung mit eintreten muß. LIETZMANN verwirft alle jene Ableitungen und empfiehlt statt deren ein infinitesimales Verfahren, indem er die Kreisbewegung auf zwei zueinander senkrechte Durchmesser projiziert, die Ausdrücke für die Komponenten zweimal differenziert und die so erhaltenen Beschleunigungskomponenten nach dem Parallelogrammsatz zusammensetzt. Gegen dies Verfahren ist indessen einzuwenden, daß die Zerlegung doch eine große Willkürlichkeit bedeutet und daß das Physikalische des Vorgangs dabei nicht genügend hervortritt. Die Ableitung mag den Mathematiker befriedigen, dem Physiker genügt sie nicht. Vorzuziehen ist das von LIETZMANN nur erwähnte hodographische Verfahren. Am meisten den physikalischen Gehalt holen die Ableitungen der Zentrifugalkraft, die unmittelbar an Huygens anknüpfen, aus dem Vorgang heraus (Poske, *d. Zeitschr.* 28, 277; 1915, Fr. C. F. Müller, *d. Zeitschr.* 24, 209; 1911).

Die übliche Ableitung für die Drehung des Foucaultschen Pendels verwirft LIETZMANN mit Recht, er empfiehlt statt dessen als einzige elementare Darstellung des Vorgangs, die in Brenners Büchlein „Dreht sich die Erde“ (*d. Zeitschr.* 29, 51; 1916) gegebene. Die anschaulichste und zugleich nicht zu beanstandende Darstellung stützt sich auf die Zerlegung der Erdrotation in zwei zueinander senkrechte Drehbewegungen (Poske, Oberstufe der Naturlehre, § 32).

An die sogen. „Mondballistik“ knüpft LIETZMANN nur die Frage, „Wie stimmt das Ergebnis denn nun mit den Erfahrungstatsachen überein?“ Es werde gewiß auf die grotesken Abweichungen zwischen der Mondballistik und der „Erdballistik“ hingewiesen. Aber man vermisse „ausführliche Untersuchungen darüber, wie man die Abweichungen erklärt und wie man versucht, den als nebensächlich unberücksichtigt gebliebenen, dann aber als außerordentlich einflußreich sich erweisenden Erscheinungen gerecht zu werden.“

5. Technik und mechanische Praxis.

Zum Verständnis der wattlosen Ströme.
Originalbericht von Dr. GOTTFRIED SPIEGLER in Wien.

1. So geläufig der Begriff des wattlosen Stromes jedem mit Theorie und Praxis der Elektrodynamik Vertrauten ist, so erschien es mir mit Rücksicht auf die große Wichtigkeit dieses Begriffes nicht nutzlos, seine Erklärung auf die einfachsten physikalischen Elemente zu reduzieren und ohne mathematischen Hilfsapparat der Betrachtung der Vorgänge in der stromliefernden Wechselstrommaschine selbst die nötige Klarheit zu entnehmen.

Die Formel für die Leistung eines Wechselstromes lautet bekanntlich: $J_{\text{eff}} \cdot E_{\text{eff}} \cdot \cos \varphi$, wo φ die Phasendifferenz zwischen E und J bedeutet.

Angefochten wird von LIETZMANN auch die Forderung der Meraner Lehrpläne „Das Mathematische ist in der Physik auf grundlegende Entwicklungen zu beschränken. Ableitungen und Anwendungen dagegen, deren Durchführung im wesentlichen nur noch mathematische Hilfsmittel erfordert, sind soweit als möglich in die mathematischen Stunden zu verlegen“. LIETZMANN erblickt hierin eine unzulässige Zerreißen des Lehrstoffs. Man kann die Sache aber ebensogut als eine Verknüpfung mehrerer Unterrichtsfächer im Sinne neuerer Bestrebungen ansehen. Es wäre in diesem Sinne doch sehr erwünscht, wenn die Mathematik sich nicht auf gelegentliche Beispiele aus der Physik beschränkte, sondern geradezu auch Probleme aufgriffe, die in der Physik auftauchen, aber aus verschiedenen Gründen dort nicht erledigt werden können. So wird man den Nachweis, daß die Umbüllende aller Wurfkurven mit gleicher Anfangsgeschwindigkeit und verschiedenen Steigungswinkeln eine Parabel ist, als eine rein mathematische Aufgabe ansehen müssen, auch die Ableitung der Keplerschen Gesetze aus dem Newtonschen gehört schon hierher. Der Ursprung jener Bemerkung der Meraner Pläne dürfte darin liegen, daß in früherer Zeit zuviel Mathematik in der Physikstunde getrieben wurde zum Nachteil des naturwissenschaftlichen Charakters der Physik. Dem wollte jene Bemerkung einen Riegel vorschreiben. Recht verstanden, wird sie auch heute dem Betrieb der Physik als Naturwissenschaft nur förderlich sein können.

Andererseits liegt der entscheidende Wert der Übernahme von physikalischem Lehrstoff in die Mathematik, wie HAIN bemerkt, „in der zusammenfassenden Betrachtung, in der Stellung, die nun der Mathematiker zu den physikalischen Problemen einnimmt. Dabei wird dann alles Schlackenhafte, das den physikalischen Begriffen und der physikalischen Rechnung anhaftet, von einer höheren Warte aus betrachtet, weggenommen werden können, und die Bedeutung der Mathematik für die exakte Naturwissenschaft tritt in die richtige Beleuchtung“. Dies trifft zusammen mit dem, was oben hinsichtlich des Geschwindigkeitsbegriffs ausgeführt wurde. P.

Der wattlose Strom wird aus dem Verschwinden des Cosinus bei einem Winkel von 90° erklärt. Die Überlegung, daß die in einer Halperiode entstehende magnetische Energie in der folgenden wieder frei wird, muß zwar als einwandfreie Erklärung hingenommen werden, aber doch bleibt leicht ein Rest zweifelnden Staunens zurück, wieso man — von Reibungsverlusten abgesehen — bei Erzeugung eines Stromes keine mechanische Arbeit zum Treiben der Maschine aufwenden muß.

Worin besteht überhaupt die Arbeit, die zu leisten ist, wenn man eine stromliefernde Wechselstrommaschine dreht? Nach dem Grundgesetze aller Induktion hat der durch Magnet-Induktion entstehende Strom immer eine solche Richtung,

daß er der aufgezwungenen Bewegung entgegenwirkt. Enthält der äußere Stromkreis nur Ohmschen Widerstand, so erleidet der Strom gegenüber den Spannungsänderungen keine Verzögerung. Der Strom ist, wie man sagt, mit der elektromotorischen Kraft in gleicher Phase.

Wir denken uns nun für das Folgende eine Umdrehung des Maschinenankers in vier Viertel zerlegt. Dabei soll unter Viertel I die Annäherung an den Nordpol, unter Viertel II die Entfernung vom Nordpol, unter Viertel III die Annäherung an den Südpol, unter Viertel IV die Entfernung vom Südpol verstanden werden. Im Viertel I hat man den Widerstand zu überwinden, den der fließende Strom der Annäherung an den Nordpol entgegengesetzt, im Viertel II den Widerstand gegen die Entfernung vom Nordpol, im Viertel III den Widerstand gegen die Annäherung an den Südpol, im Viertel IV den Widerstand gegen die Entfernung vom Südpol. Wir müssen also bei induktionsfreiem äußeren Stromkreis den Maschinenanker ununterbrochen gegen Widerstände drehen.

Anders, wenn der äußere Kreis nur Selbstinduktion enthält. Die Selbstinduktion verzögert bekanntlich das Anwachsen des Stromes und sein Abfallen in der Art, daß der Stromhöchstwert (bzw. der Nullwert) erst erreicht wird, wenn die elektromotorische Kraft schon den Nullwert (bzw. den Höchstwert) erreicht hat. Der Strom bleibt hinter der Spannung zurück. Man sagt, der Strom sei gegen die Spannung um den Phasenverschiebungswinkel von 90° nach rückwärts verschoben. Welche Folgen hat nun dieses Phasenverschiebung auf die Arbeitsverhältnisse der Maschine?

Die Stromwerte, die der Strom bei induktionsfreiem äußeren Kreis in den Vierteln I, II, III, IV angenommen hat, nimmt er jetzt erst in den Vierteln II, III, IV, I an, d. h. erreichte im ersten

Falle beispielsweise der Strom irgendeinen Wert gerade in der Hälfte des Drehungswinkels I, so erreicht er jetzt diesen Wert erst in der Hälfte des Umdrehungsteiles II. Zusammenfassend: Werte, die der Strom bei Belastung mit Ohmschem Widerstand im Viertel I, II, III, IV annahm, erreicht er im Falle eines induktiven Kreises im Viertel II, III, IV, I.

Im Viertel I fließt der Strom also jetzt so, daß er Widerstand leistet gegen die Entfernung vom Südpol¹⁾; er leistet also auch Widerstand gegen die aufgezwungene Annäherung an den Nordpol.

Im Viertel II fließt der Strom jetzt so, daß er Widerstand leistet gegen die Annäherung an den Nordpol, also fördert er die durch die Drehung bewirkte Entfernung vom Nordpol. Im Viertel II hilft er also der Bewegung.

Im Viertel III fließt der Strom jetzt so, daß er Widerstand leistet gegen die Entfernung vom Nordpol; also leistet er auch Widerstand gegen die aufgezwungene Annäherung an den Südpol.

Im Viertel IV endlich fließt der Strom jetzt so, daß er Widerstand gegen die Annäherung an den Südpol leistet. Also fördert er die durch die Drehung bewirkte Entfernung vom Südpol.

Man kann also sagen: in den Vierteln I und III ist ebensoviel an Arbeit zu leisten, als in den Vierteln II und IV frei wird. Oder: in I und III ist positive, in II und IV negative Arbeit zu leisten. Diese Verhältnisse sind noch in folgender Tabelle dargestellt.

¹⁾ Entfernung vom Südpol und Annäherung an den Südpol bewirken entgegengesetzt gerichtete Induktionsströme, Entfernung vom Südpol und Annäherung an den Nordpol aber gleichgerichtete. Die analoge Überlegung gilt für alle Drehungsviertel.

I. Äußerer Kreis induktionsfrei.

Bewegungsviertel einer Umdrehung	Strom fließt so, daß er Bewegung hindert	Strom fließt so, daß er Bewegung fördert	Es ist also Arbeit zu leisten	Es wird also Arbeit frei
Viertel I	Ja	Nein	Ja	Nein
" II	"	"	"	"
" III	"	"	"	"
" IV	"	"	"	"

Es ist also ununterbrochen Arbeit zu leisten.

II. Äußerer Kreis induktiv.

Bewegungsviertel einer Umdrehung	Strom fließt so, daß er Bewegung hindert	Strom fließt so, daß er Bewegung fördert	Es ist also Arbeit zu leisten	Es wird also Arbeit frei
Viertel I	Ja	Nein	Ja	Nein
" II	Nein	Ja	Nein	Ja
" III	Ja	Nein	Ja	Nein
" IV	Nein	Ja	Nein	Ja

Es ist also in zwei Vierteln Arbeit zu leisten, in zwei Vierteln wird Arbeit frei, in Summa ist also keine Arbeit zu leisten.

Es ist sehr zu beachten, daß nur je eine Halbperiode wattlos ist, nicht aber die einzelnen Viertelperioden; während einer solchen hat man Arbeit zu leisten, während der folgenden wird Arbeit frei. Der in einem Viertel erlangte „Schwung“ reicht gerade aus, um den Widerstand im folgenden zu überwinden. Anders in einem Kreise mit Ohmschem Widerstand. Dieser behindert den Strom auf Hin- und Rückweg gleichmäßig. Es ist deshalb ununterbrochen Arbeit zu leisten, entsteht in ihm doch unaufhörlich Wärme.

Es ist nicht Zweck dieser Zeilen, die große Bedeutung der wattlosen Ströme für die Praxis darzulegen. Erwähnt sei hier noch, daß in der Elektrotechnik Strom und Spannung als Vektoren von einem Anfangspunkt aufgetragen werden und der Winkel zwischen ihnen den zeitlichen Phasenverschiebungswinkel zwischen ihren Maximalwerten bedeutet, wobei für Zählung des Zeitwinkels ein bestimmter Drehsinn anzugeben ist.

Von den wichtigsten Verwendungsarten des Wechselstroms beansprucht größtes physikalisches Interesse der Transformator. Wird ihm sekundär keine Leistung abgenommen, so führt er auch auf der primären Seite fast nur wattlosen Strom, der in einem Zähler nicht registriert wird. Die durch die Art der sekundären Belastung bestimmte Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung überträgt sich auf den Primärkreis.

Die Ausstrahlung der Energie in einer Antenne einer Funkenstation ist eine Energie-Abschnürung von der Antenne in den Raum hinaus und, vom Leiter aus betrachtet, gleichbedeutend mit einer Energie-Verzehrung, wie sie in einem Ohm sehen Widerstand erfolgen würde. Man kann daher das Strahlvermögen einer Antenne, das eine Funktion der geometrischen Verhältnisse der Antenne und der verwendeten Wellenlänge ist, charakterisieren durch Angabe eines „äquivalenten“ Strahl-Widerstandes, wie es denn auch in der Praxis der drahtlosen Telegraphie immer geschieht: In der Antenne fließen keine wattlosen Ströme.

2. Es sei noch an den analogen Fall der Mechanik erinnert: Für das Vorhandensein eines Potentials gilt als Bedingung, daß das Arbeitsintegral (Linienintegral der Kraft) längs eines geschlossenen Weges null ist; in der Sprache der Mathematik heißt das, daß der Rotationsvektor verschwinden muß. Mit anderen Worten: wird auch auf dem einen Teil der Kurve eine gewisse Arbeit geleistet, um z. B. eine Last von A nach B zu heben, so wird diese Energiedifferenz auf dem Rückweg wieder frei, weil die Energiedifferenz zwischen A und B lediglich von der Lage dieser Punkte, nicht vom durchlaufenen Weg abhängt. So ist der ganze Prozeß wattlos, nicht aber die einzelnen Teile. Anders natürlich, wenn die verschiedenen Bahnen Reibung haben. Die Reibung hat eben auf Hin- und Rückweg den gleichen (hemmenden) Einfluß. Zur Überwindung dieses Hindernisses bedarf es einer kontinuierlichen Arbeit. Die Arbeit auf geschlossenen Kurven ist dann nicht null,

sondern hat einen gewissen vom Wege abhängigen Betrag. Angabe von Ausgangspunkt und Endpunkt genügt dann nicht zur Angabe des Arbeitswertes längs des Kurvenstückes.

Die strenge Analogie hierzu im Falle des elektrischen Wechselstromes lautet: In einem von wattlosen Strömen durchflossenen Kreise entstehen und vergehen nur Beträge an magnetischer Energie; eine andere Energieform (Wärme) entsteht im Idealfall des Kreises ohne Ohmschen Widerstand nicht. Um nun eine Drahtschleife (als Typus des einfachsten Ankers) einmal im Kreise herumzuführen, braucht man auch hier keine Arbeit. Entstehen aber in einem Kreise infolge Ohmschen Widerstandes Wärmeverluste, so widersteht dieser Widerstand, respektive der die Ankerdrähte durchfließende Strom der Hin- und Rückbewegung im gleichen Maße. Die Größe des verloren gegangenen Wärmebetrages hängt vom Widerstand der Bahn ab. Man könnte also in dem einfachen mechanischen Beispiel, wo ein Körper im Schwere-Feld im Kreise herumgeführt wird, also einen „Kreisprozeß“ durchläuft, ebensogut sagen, der Gesamtprozeß sei wattlos; ja man könnte auch die Bedingungs-gleichung für die Existenz eines Potentials in der Form aussprechen: eine geschlossene Bahn muß wattlos sein. Hiermit hätte man auch die sprachliche Anlehnung an die Ausdrucksformen der Wechselstromlehre erreicht.

Verfolgen wir den Faden, den das Aufsuchen gewohnter Vorstellungen in anderen Gebieten bildet, etwas weiter, so können wir uns in der Mechanik schwingender Körper manche scheinbar komplizierte Verhältnisse bezüglich der Schwingungsphase leicht klären.

Wirkt auf einen schwingenden Körper, z. B. eine Saite, eine periodisch veränderliche Kraft ein (z. B. eine elektromagnetisch betätigte Stimmgabel), so erscheint folgendes in der Theorie abgeleitete Resultat vollkommen einleuchtend: Die Amplitude der Saite wird umso größer, je mehr die Frequenz-Zahlen der Eigenschwingung der Saite und der aufgedrückten Schwingung sich einander nähern. Und im Falle der Resonanz hätte die Stimmgabel keine Arbeit zu leisten, um die Eigenschwingung aufrecht zu erhalten, wenn nicht Dämpfungs-Ursachen wirksam wären¹⁾. In der Sprache des Elektrotechnikers könnte man sagen: der Vorgang ist „wattlos“. Gerade aber von dieser Seite der Betrachtung der Energie-Verhältnisse her fällt Licht auf die Phasen-Verhältnisse, die aus den üblichen Ableitungen

¹⁾ Gerade diese sind es ja, die die Gestalt der sogenannten Resonanz-Kurven bestimmen, wobei die Ursache der Dämpfung auch (wie bei den Antennen und in der Akustik bei den offenen Pfeifen) Strahlungs-Dämpfung sein kann. Die Resonanz-Kurve gibt den Zusammenhang zwischen der Amplitude des zu untersuchenden schwingenden Körpers und der Frequenz der erregenden Welle. Aus der Gestalt dieser Kurve entnimmt man die Größe des Dämpfungs-Dekrements.

heraus vielleicht nicht so einfach überblickt werden können.

Ist im Falle der Resonanz zwischen Eigenschwingung und aufgedrückter Schwingung keine Arbeit von der erregenden Schwingung zu leisten, so muß die zeitliche Phasenverschiebung zwischen den Geschwindigkeiten (Verschiebungen) der beiden Körper 90° betragen, weil eben der Cosinus von 90° verschwindet.

Das im ersten Augenblick vielleicht jedem paradox erscheinende Resultat, daß der Phasenunterschied zwischen der erregenden und der erregten oszillierenden Bewegung im Fall der Resonanz 90° beträgt, kann auf diese Weise aufgeklärt werden. Herrscht nicht Resonanz, so muß der Phasenunterschied zwischen 0° und 180° liegen. Die Arbeit wird immer größer, je mehr der Phasenverschiebungswinkel von 90° abweicht. Die Analogie zwischen diesen Phasenverschiebungen und denen zwischen Wechselstrom- und Wechselspannungs-Werten, hervorgerufen durch Selbstinduktion (resp. Kapazität), fällt auf.

Bei Resonanz beträgt die Phasenverschiebung immer 90° , unabhängig von der Dämpfung. Wo Eigenschwingung und Fremdschwingung nicht gleich frequent sind, hängt die Phasenverschiebung von der Größe der Dämpfung ab. Näheres hierüber z. B. im „Lehrbuch der Physik“ von Riecke, 6. Auflage, S. 77.

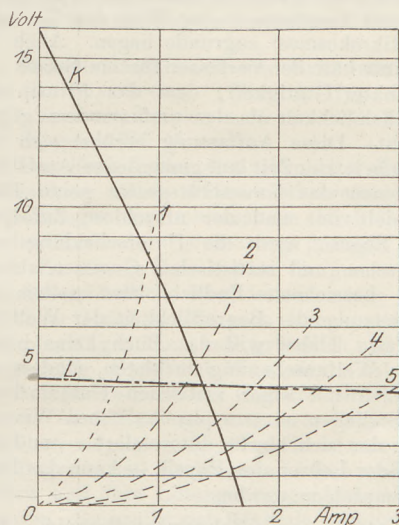
Kleintransformatoren. Von WILHELM VOLKMANN in Berlin-Steglitz. Bei Anschluß an ein Wechselstromnetz bedient man sich vielfach mit großem Vorteil kleiner Transformatoren. Bei den Händlern findet man in der Regel nur Klingeltransformatoren vor, diese sind aber für die Zwecke des Unterrichts nicht die geeignetsten, viel brauchbarer sind die Lichttransformatoren. Der Unterschied ihrer Wirkungsweise sei an der Figur erläutert; ich verdanke sie der Körting und Mathiesen A. G. in Leutzsch-Leipzig, die unter anderem Kleintransformatoren herstellt.

Die ausgezogene Linie *K* in der nebenstehenden Figur stellt den Spannungsabfall eines Klingeltransformators dar, wenn die Stromentnahme auf der Niederspannungsseite von 0 bis 1,7 Amp. wächst. Die Spannung ändert sich dabei in einem Maße, das für Experimente höchst lästig

wäre, dafür hat der Transformator aber den Vorzug, daß er kurzschlußsicher ist und primär nicht gesichert zu werden braucht.

Die aus Strichen und Punkten bestehende Linie *L* gibt den Spannungsabfall eines Lichttransformators an, wenn der Niederspannungsseite bis zu 3 Amp. Strom entnommen werden. Der Abfall ist sehr mäßig und entspricht etwa dem Spannungsabfall infolge des Widerstandes der Wicklung.

Die dünneren unterbrochenen Linien, die mit 1, 2, 3, 4, 5 bezeichnet sind, geben die Strom-



stärken an, welche 1 bis 5 Osramlampen für 4 Volt 0,6 Amp. aufnehmen, wenn sie an verschiedene Spannungen angeschlossen sind. Man sieht, daß diese Lampen am Lichttransformator unter normaler Belastung brennen, da die Abweichung der Spannung weniger als 5% beträgt. Am Klingeltransformator aber wird eine Lampe gefährlich überlastet, 2 Lampen noch erheblich überlastet, 3 Lampen erhalten schon nicht mehr ausreichende Spannung, 4 und 5 noch weniger.

Der Verlauf der Spannungskurve des Lichttransformators zeigt aber auch, daß dieser bei Kurzschluß überlastet und zerstört werden würde, es ist also nötig ihn primär zu sichern.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Vorlesungen über die physikalischen Grundlagen der Naturwissenschaften. Von Prof. FRANZ EXNER, Universität Wien. Zweite vermehrte Auflage. Mit 97 Abbildungen. 734 S. Leipzig und Wien, Franz Deuticke, 1922.

Die vorliegende 2. Auflage ist um ein Vorwort bereichert, das sich gegen Oswald Spenglers bekanntes Werk und namentlich gegen dessen Grundvoraussetzung wendet, daß es in der Historie ebensogut Gesetze gebe, wie in der Physik. Das Buch selber ist am meisten mit

Bavinks „Ergebnissen und Problemen der Naturwissenschaft“ vergleichbar, wo aber auch die Fragen der organischen Natur behandelt sind, während sich Exner auf die anorganische beschränkt, dafür aber auf diese um so ausführlicher eingeht. Der Inhalt gliedert sich in vier große Abschnitte, nämlich I. Raum, Zeit, Masse und einige allgemeine Begriffe. II. Die Materie und ihre Konstitution. III. Der Äther. IV. Über Naturgesetze. Alle prinzipiellen Fragen der Physik finden innerhalb dieses Rahmens ein-

gehende Erörterung, so die möglichen Formen unseres Raumes, die Relativitätstheorie und die Abhängigkeit der Masse von der Bewegung, der Kraftbegriff, die Grenzen des zweiten Hauptsatzes, die Geschwindigkeit der Gravitation, die Atomistik, Franklins unitarische Theorie der Elektrizität, die Gastheorie, die Radioaktivität, die Bedeutung der Atommodelle, der Äther (für dessen Beibehaltung sich der Verfasser ausspricht). Der letzte Abschnitt ist besonders bemerkenswert durch Untersuchungen über die Gültigkeit der physikalischen Gesetze, die der Verfasser als Durchschnittsgesetze anzusehen geneigt ist, denen „zufällige“ Vorgänge in der Welt des Kleinsten (dem Mikrokosmos) zugrunde liegen. Auch die Kausalität hält der Verfasser für ein Gesetz von beschränkter Gültigkeit, dem das Prinzip der Wahrscheinlichkeit als das umfassendere gegenübersteht. Diese Auffassung berührt sich mit anderen in letzter Zeit laut gewordenen Ansichten, nach denen das Kausalitätsgesetz seine Rolle ausgespielt hat und der ursachlose Zufall regiert. Ebenso wird die Unterscheidung von dynamischen und statistischen Gesetzen als unhaltbar bezeichnet. Endlich wird selbst die Voraussetzung der Begreiflichkeit der Welt angezweifelt. Dabei will das Buch keine physikalische Weltanschauung darbieten, sondern begnügt sich mit einer kritischen Untersuchung der Grundlagen unseres physikalischen Wissens. Jedem, der sich hierfür interessiert — und das sollte jeder Lehrer der Physik — kann das Buch warm empfohlen werden. P.

Schriften zur Erkenntnistheorie. Von HERMANN v. HELMHOLTZ. Herausgegeben und erläutert von Paul Hertz und Moritz Schlick. X 176 S. Berlin, Julius Springer, 1921, GZ. 8,5.

Die zur Hundertjahrfeier des Geburtstags von H. v. Helmholtz herausgegebenen Aufsätze können auch heute noch auf das lebhafteste Interesse rechnen, ja sie stehen noch immer im Mittelpunkt der Forschung. Dies gilt besonders von dem Vortrage über den Ursprung und die Bedeutung der geometrischen Axiome, aber auch von dem Aufsatz über die Tatsachen, die der Geometrie zugrunde liegen, von dem zu Ehren Eduard Zellers verfaßten Aufsatz über Zählen und Messen, endlich von der Rede über die Tatsachen in der Wahrnehmung, die Königsberger für die schönste und bedeutsamste von Helmholtz' Reden erklärt hat. Von den Ansichten des berühmten Verfassers sind manche seither überholt oder als unzutreffend erwiesen, so die Lehre von den unbewußten Schlüssen. Die Herausgeber haben solche Stellen aufs pietätvollste zurechtgerückt, einzelnes, wie das Verhältnis von Helmholtz zu Kant im Gegensatz zu des ersteren eigener Meinung, klargestellt. Durch die Bezugnahme auf neuere Forschungen hat die vorliegende Ausgabe einen besonderen Wert erhalten, der ihr sicher auch zahlreiche Leser zuführen wird. P.

Vektoranalysis in ihren Grundzügen und wichtigsten physikalischen Anwendungen von

ARTHUR HAAS. Mit 37 Abbildungen, VI und 149 Seiten. Berlin und Leipzig, Vereinig. wissensch. Verleger, 1922. Grundzahl: geh. 4.

Daß die Vektorrechnung für die Physik immer wichtiger wird, bestreitet niemand. Dennoch gibt es auch unter den jüngeren Fachkollegen, selbst unter den Studenten gar viele, deren Kenntnisse auf diesem Gebiete sehr elementar oder noch geringer sind. Sie haben theoretische Physik unter Zugrundelegung kartesischer Koordinatensysteme getrieben, und es fällt ihnen meist schwer, eine Arbeit zu lesen, die sich der so einfachen und durchsichtigen Vektorensprache bedient. Ihnen sei das Büchlein von Haas, dem Verf. der gut bekannten „Einführung in die theoretische Physik“, aufs wärmste empfohlen. Das Buch, von einem Physiker geschrieben, ist in erster Linie für Physiker bestimmt. Charakteristisch für die Art und Weise der Anordnung ist es, daß im Anschluß an jede Erweiterung der Theorie der Vektorrechnung usw. gleich die physikalischen Anwendungen besprochen werden. Diese Verknüpfung von Theorie und Anwendung erleichtert das Verständnis außerordentlich. Behandelt werden 6 Kapitel: Vektoren (Massenpunkt, rotierendes System), Tensoren (Trägheitsmoment, Spannung), Vektorfelder (Dynamik deformierbarer Körper), Potentiale (elektr. und magn. Felder), Vektorwellen (elastische, elektromagnetische Wellen), Weltvektoren (spezielle Relativitätstheorie). Das Buch sei nochmals bestens empfohlen.

Charlottenburg.

Ernst Lamla.

Die Integralgleichungen und ihre Anwendungen in der mathematischen Physik. Vorlesungen von ADOLF KNESEK. 2. umgearb. Auflage. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn, A.-G. 292 S. G. Z. M. 6.—, geb. M. 7,75.

Das Werk gewinnt von der Betrachtung der linearen Wärmeleitung und der Schwingungen linearer Systeme aus den Zugang zu der allgemeinen Theorie der Integralgleichungen mit symmetrischem Kern und zu den Sturm-Liouvilleschen Funktionen. Daran schließen sich mehrdimensionale Aufgaben über Wärmeleitung und über Schwingungen, wobei es sich um Darstellung willkürlicher Funktionen in der Ebene und im Raum handelt. Weiter werden funktions-theoretische Methoden an das Problem der thermoelastischen Erscheinungen an geraden Stäben angeknüpft; schließlich Integralgleichungen mit unsymmetrischem Kern und die Fredholmischen Reihen behandelt. Das Buch dürfte den Mathematiker mehr als den Physiker interessieren. P.

Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften. Kurzgefaßtes Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung mit besonderer Berücksichtigung der Chemie. Von W. NERNST und A. SCHÖNFELDER. Mit 115 Figuren. 10 verm. u. verb. Auflage. München und Berlin, R. Oldenbourg, 1923. 502 S. GZ. M. 10.—, geb. M. 12.—.

Das bewährte Werk hat an drei Stellen Er-

weiterungen erfahren: über den neuen Wärmesatz von Nernst (1918), über die Grundlagen des Relativitätsprinzips (mit besonderer Rücksicht auf die Relativitätserscheinungen der Wellenbewegungen) und zur Theorie der Kristallgitter. Das Buch eignet sich besonders auch zur ersten Einführung in gewisse Abschnitte der theoretischen Physik, namentlich der neueren Wärmelehre.

P.

Mathematische Einführung in die Gravitationstheorie Einsteins. Von Prof. Dr. HANS BAUER, Wien. (Franz Deuticke, Leipzig u. Wien 1922, VIII u. 97 S., geh. M. 40.—).

Die Schrift schlägt einen Mittelweg zwischen den populären und streng systematischen Darstellungen der allgemeinen Relativitätstheorie ein und wird allen denen willkommen sein, die nicht von der Vektor- und Tensorrechnung (vergl. das Buch von Kopff), sondern von der Flächentheorie aus den Zugang zur mathematischen Behandlung der R. Th. suchen. Es war ein glücklicher Gedanke des Verfassers, zunächst in einfacher, anschaulicher Darstellung, die Sätze der Flächentheorie in Gaußscher Parameterdarstellung abzuleiten, die nachher im 2. Teil, auf das Vierdimensionale verallgemeinert, das Rüstzeug der Einsteinschen Gravitationslehre abgeben. Da das Buch nur als Einführung gedacht ist, wurden nicht die allgemeinen Feldgleichungen aufgestellt, sondern der Verf. beschränkt sich auf den speziellen Fall, wo diese Gleichungen durch das Verschwinden des Krümmungstensors gegeben sind. Dieser spezielle Ansatz ergibt sich ganz zwanglos aus den Grundvoraussetzungen der Einsteinschen Anschauungen. Seine reguläre Lösung ist die Euklidische Welt ohne schwere Massen, eine singuläre Lösung aber liefert das kugelsymmetrische, statische Feld eines Massenpunktes. Für diesen letzteren Fall ergibt sich die Anomalie der Perihelbewegung und die Lichtstrahlenkrümmung bei der Sonne exakt. — Anschaulichkeit, stete Anwendungen auf spezielle Beispiele — auch schon bei den Ableitungen des 1. Teils —, Heranziehen der alten, bekannten Verhältnisse, von denen die neuen die Verallgemeinerungen darstellen: das sind die Hauptvorzüge des kleinen Heftes, das trotz seines geringen Umfanges eine große Stoffmenge bietet und nur zu empfehlen ist. S.

Grundzüge der Einsteinschen Relativitätstheorie. Von Dr. A. KOPFF, a. o. Prof. d. Astron. a. d. Univ. Heidelberg. 2. verbess. Aufl. (S. Hirzel, Leipzig 1923. VIII. u. 204 Seiten.)

Die Vorzüge dieser klaren und einfachen, dabei mathematisch strengen Darstellung der Grundzüge der R. Th. sind bereits bei der 1. Aufl. besprochen worden. Die neue Bearbeitung unterscheidet sich von der alten nur in einem Paragraphen wesentlich, bei der Behandlung der Zusammenhänge der allgemeinen R. Th. mit der Riemannschen Geometrie. Dem Buche sind neue Freunde zu wünschen.

S.

Die Idee der Relativitätstheorie. Von H. THIRING, a. o. Prof. d. theor. Physik a. d. Univ. Wien 2. durchgesehene u. verbess. Aufl. J. Springer, Berlin, 1922. IV u. 172 S. Grundzahl geb. 4,5.

Eine 2. Auflage — wie das oben angezeigte Buch von A. Kopff. Auch in ihm sind nur Einzelheiten verbessert, klargestellt, geändert. Der Kern ist der gleiche geblieben: eine ausführliche, allgemein verständliche Darstellung der physikalischen Grundlagen der R. Th., die den Boden für die philosophische Diskussion bereiten soll. Zur Orientierung ist das Buch neben dem von Kirchberger nur zu empfehlen. S.

Relativitätstheorie und Erkenntnislehre. Von J. WINTERNITZ. (Wiss. u. Hyp. Bd. 23.) B. G. Teubner, Leipzig u. Berlin 1923. VIII und 230 S., geh. 1750 M.

Das Buch bietet eine ziemlich vollständige Behandlung aller erkenntnistheoretischen und methodologischen Probleme, die durch die R. Th. in den Kreis der Betrachtung gezogen worden sind. Zu diesem Zweck wird die ganze Theorie gemeinverständlich, aber immer unter philosophischem Gesichtspunkt noch einmal — und, wie man hinzufügen kann, sehr gründlich und klar — dargestellt. Dabei hat W. auch die erkenntnispsychologische Seite der Begriffe berücksichtigt, wie es überhaupt ein besonderes Bestreben des Verf. ist, möglichst die verschiedenen Seiten der Begriffe und Probleme zu sehen und darzustellen und ihre Lösungen gegeneinander abzugrenzen. So ergibt sich Klarheit, und Schwierigkeiten werden nicht verwischt oder verdeckelt. Daß es allerdings gelungen wäre, alle Einwände wirklich von Grund auf zu besiegen, scheint nicht der Fall zu sein. Die Fülle der Fragen gestattet kein Eingehen auf Einzelheiten. Doch glaubt Ref., daß z. B. das Problem des starren Körpers nicht so einfach gegen Dingler abgetan werden kann. Wenn man für die Definition des st. K. Körper aus gleichem Stoff verlangt, so hat Dingler bereits — und wohl mit Recht — darauf geantwortet, daß man zur Definition dieser gleichen Stoffe bestimmte Messungen und damit st. K. gebraucht. — Doch das sind schließlich Einzelheiten. Die Menge der Anregungen wird das Buch vielen lesenswert machen. S.

Die mechanischen Beweise für die Bewegung der Erde. Von R. GRAMMEL, Prof. a. d. techn. Hochschule Stuttgart. Mit 25 Textabbildungen. IV u. 72 S. Berlin, Julius Springer 1922. GZ. 2.

Auf knappem Raum ist hier eine systematische Übersicht über die Gesamtheit der Beweise für die Rotation der Erde gegeben und auch einiges über Revolution und Präzession hinzugefügt. In ersterer Hinsicht scheidet der Verfasser die Beweise in solche auf Grund des Schwerpunktsatzes, des Flächensatzes und des Schwungradsatzes. Die auf den Schwerpunktsatz begründeten Nachweise zerfallen wieder in solche für die Azimutalkom-

ponente und solche für die Vertikalkomponente der Drehung. Beim Foucault'schen Pendel wird das Korrektionsglied abgeleitet, ferner wird auch die Bravais'sche Methode, bei der sich für ein konisches Pendel eine verschiedene Umlaufzeit je nach dem Sinn der Drehung zeigen muß, behandelt. Für die Vertikaldrehung werden Versuche mit der Wage nach J. G. Hagen und nach Eötvös angeführt. Unter den Versuchen auf Grund des Flächensatzes spielt der Hagensche Isotomeograph eine Rolle, daneben auch ein hydrodynamischer Versuch von Perrot und Combes über das spiralförmige Ausströmen von Flüssigkeiten. Die Vertikaldrehungskomponente ist besonders beim Schuß nach Osten und Westen theoretisch von Einfluß, ein solcher aber praktisch noch nicht nachgewiesen. Beim freien Fall liegen die Versuche von Guglielmini, Benzenberg, Reich, Hall (1902) und Flammerion (1903) vor, bei denen indes die experimentellen Schwierigkeiten eine genaue quantitative Bestimmung der Ablenkung ausschließen. Auch die Atwoodsche Fallmaschine (Hagen 1912) ergibt eine östliche Abweichung von 0,9 mm mit einem Fehler von nur 1%. Versuche auf Grund des Schwunzsatzes beziehen sich hauptsächlich auf das Kreiselpendel, auf das zuerst C. F. Gauß aufmerksam gemacht hat. Die Versuche hat Kamerling-Onnes 1879 in mustergültiger Weise durchgeführt. Auch die Präzession des Kreiselpendels kann benutzt werden, doch ist der Versuch bisher nicht ausgeführt. Zum Nachweis der Gesamtdrehung hat schon Foucault das Gyroskop benutzen wollen und damit die Idee des Kreiselskompasses ausgesprochen. Die Hauptschwierigkeit, die Mängel der Astasierung, zu überwinden gelang erst Ph. Gilbert (1883). Das Kreiselmoment kann endlich auch mit der Wage gemessen werden; die Vertikaldrehung hat auch Föppl an einem trifilar aufgehängten Kreisel 1904 nachgewiesen. Die Einleitung (S. 1—16) enthält bemerkenswerte Darlegungen über die Erdrotation vom Standpunkt der Relativitätstheorie. Richtig sei nur die Aussage „Erde und Fixsternwelt rotieren gegeneinander.“ Es sei nicht viel mehr als eine Frage des Geschmacks, wenn man sich die zwar endliche, aber doch recht große Fixsternwelt ruhend, die kleine Erde rotierend denke; am „geschmackvollsten“ wäre es vielleicht, wenn man die beiden ungleichen Teile im umgekehrten Verhältnis ihrer Größe rotieren ließe, also die Fixsternwelt äußerst langsam von Ost nach West, die Erde aber nahezu mit ihrer siderischen Rotationsgeschwindigkeit von West nach Ost. Trotz des grundsätzlichen Unterschiedes zwischen der relativistischen und der klassischen Mechanik bildet doch die letztere für alle irdischen Probleme zahlenmäßig eine so äußerst genaue Annäherung an die erstere, daß wir uns nach Erledigung der erkenntnistheoretischen Frage unbedenklich auf den Standpunkt der klassischen Mechanik stellen dürfen.

P.

Hevelius, Handbuch für Freunde der Astronomie und kosmischen Physik. In Verbindung mit F. Albrecht, F. Becker, Th. Epstein, Ph. Faut, J. Hellerich, C. Hoffmeister, Chr. Jensen, O. Knopf, H. Kolbow, M. Lindow, H. Osthoff und E. Schultz herausgegeben von J. PLASSMANN. Mit vielen Abbildungen. Berlin 1922, Ferdinand Dümmler. XIX u. 672 S. GZ. Geh. 5,80, geb. 6,80.

Das Werk unterscheidet sich ganz wesentlich von den zahlreichen populären Astronomien, die dem Freunde der Himmelskunde die Ergebnisse älterer und neuerer Forschungen auf diesem Gebiet darbieten; es will ein Handbuch für den Liebhaber der Wissenschaft sein, der sich selbst an der wissenschaftlichen Arbeit betätigt. Mit Hilfe namhafter Fachmänner hat der Herausgeber hierfür ein Grundbuch geschaffen, wie es bisher noch nicht vorhanden war. Aber auch wer ohne die Absicht der praktischen Mitarbeit das Buch aufschlägt, wird allenthalben gefesselt sein von dem Reichtum des Dargebotenen, dem Einblick in die Verfahrensarten der beobachtenden und messenden Astronomie, und von dem hohen Reiz der Darstellung, die beständig aus dem eigenen Erleben der Darstellenden schöpft. In dieser Hinsicht hat sicher der Herausgeber selbst durch seine Persönlichkeit die Art des Werkes und den Ton der Darstellung stark mitbestimmt, ihm ist ein ganz hervorragender Anteil an dem wohlgelungenen Werk beizumessen.

Der Inhalt umfaßt nach Mitteilungen über Rechentafeln und Ephemeriden, Sternverzeichnisse, Himmels- und Erdkarten (P.) eine umfangreiche mathematische Einleitung über die Anfangsgründe der höheren Analysis, Ausgleichs- und Interpolationsrechnung und Berechnung einer parabolischen Kometenbahn (K.), die Farben der Fixsterne (O.), die Milchstraße und das Tierkreislicht (P.), die Beobachtung der Kometen (A.), die Beobachtung der Sternschnuppen und Feuerkugeln und die Berechnung ihrer Bahnen (Ho.), die Astrospektroskopie (B.), die Sonne (E.), Mond und Planeten (F.), Sternhaufen und Nebelflecke (B.), die Sternwarte und deren elektrische Einrichtungen (K.), Instrumente und Methoden zur Zeitmessung (K.), Zeitbestimmung und Vergleichung mit Hilfe der Wellentelegraphie (Sch.), Uhren (K.), photographische Instrumente und astrophysikalische Arbeitsmethoden (K.), Beobachtungsinstrumente und Beobachtungsmethoden (K.), praktische Optik und Einführung in die geometrische Optik (K.), Finsternisse und Bedeckungen (B.), Beobachtung der veränderlichen Sterne (P.), Geophysik (J.). Den Schluß bildet eine Reihe von Tafeln für oft vorkommende Berechnungen, sowie ein ausführliches Namen- und Sachregister. Reichliche Literaturangaben sind den meisten Abschnitten beigelegt.

Der Verlag hat sich mit diesem schön ausgestatteten, sicher die Not der Zeit überdauernden Werk den Dank aller Freunde der Astronomie und kosmischen Physik erworben. P.

Seriengesetze der Linienspektren, gesammelt von F. PASCHEN und R. GÖTZE. 134 S. Berlin, Julius Springer, 1922. GZ. geb. M. 11,—.

Die Schrift liefert eine Zusammenstellung aller bisher bekannt gewordenen Serien von Spektrallinien, nach den chemischen Elementen geordnet, die Wellenlängen sind größtenteils noch in Rowlands Einheiten angegeben, nur in einzelnen Fällen, wo genügend einheitliche neue Messungen vorlagen (für Helium, Quecksilber, Calcium, Barium) in internationaler A. E. In einer kurzen Einleitung sind die elementaren Grundlagen der Serienforschung zusammengestellt und insbesondere auch dargelegt, wie man eine Serie und ihre Grenze findet. Auch auf die Quantenbeziehungen ist bezug genommen und ersichtlich gemacht, inwiefern das Bohrsche Atommodell sich als eine brauchbare Arbeitshypothese bewährt hat. Die Ergebnisse des Zeemaneffekts sind ebenfalls berücksichtigt. Aus der systematischen Zusammenstellung erst gewinnt man ein Bild von der reichen Ernte, die die Serienforschung der letzten Jahre schon gesiegt hat.

P.

Untersuchungen über elektrische Resonanz. Sieben Abhandlungen aus den Jahren 1891—1895. Von V. BJERKNES. Mit einer Einleitung dem Andenken an Heinrich Hertz gewidmet. Mit 11 Abbildungen im Text. Leipzig, Joh. Ambr. Barth, 1923. 129 S. M. 3000.

Der Verfasser ist der erste und einzige selbständige Praktikant im ersten Bonner Semester von Hertz gewesen. Er beschreibt seine Erlebnisse in jener Zeit in reizvollster Weise, namentlich auch die Bemühungen, den Einwurf der multiplen Resonanz, der von Sarasin und de la Rive gegen die Beweiskraft der Hertz'schen Wellenlängenmessungen erhoben wurde, zurückzuweisen. Die ganze Folge der Abhandlungen gewährt einen Einblick in das ungemein mühevollen Ringen, das jene erste Zeit der Begründung der neuen Lehre erfüllte. Sie sind sämtlich in Wiedemanns Annalen erschienen und behandeln folgende Gegenstände: die Dämpfung schneller elektrischer Schwingungen, die sogenannte multiple Resonanz, den zeitlichen Verlauf der Schwingungen im primären Hertz'schen Leiter, die Absorption der elektrischen Energie in den Metallen, das Eindringen der Wellen in die Metalle, die verschiedenen Formen der multiplen Resonanz, endlich als Krönung des Ganzen die Theorie der elektrischen Resonanz.

P.

Die Fernrohre und Entfernungsmesser. Von A. KÖNIG, Dr. phil. 207 S. 254 Abb. Naturwissenschaftliche Monographien und Lehrbücher, Band 5, Berlin, Julius Springer 1923. GZ. 7,5, geb. GZ. 9,5.

Ein einleitender Abschnitt behandelt die optische Abbildung und Strahlenbegrenzung, vergleicht dann das Sehen mit bloßem Auge mit dem Sehen durchs Fernrohr, schildert die Bildfehler, ihre Korrektion und die Darstellung der am fertigen Objektiv gemessenen Fehlerreste,

sowie den Einfluß der Beugung auf die Abbildung. Dann wird der Bau der Fernrohre, ihre Aufstellung und Handhabung besprochen: Okulare, kleine Handrohre, astronomische Linsen- und Spiegelrohre, Ausblick- und Umschaurohre, Doppelfernrohre, und ihre Prüfung. Die Wirkungsweise der Richtfernrohre, die Formen der Zielfernrohre für Gewehr und Geschütz, die Prüfung ihrer richtigen und festen Anbringung und die Genauigkeit des Zielens sind der Inhalt des nächsten Abschnittes. Es folgt eine kurze Abhandlung über Mikrometer und die Abbildungs- und Auffassungsfehler beim Messen. Die Entfernungsmesser, ihre Einteilung und Genauigkeitsgrundlagen, ihre verschiedenen Formen, ihre Prüfung und Berichtigung füllen in gedrängter Schilderung den Rest des Buches, das knapp und doch anschaulich und in gefälliger Ausdrucksweise geschrieben eine Fülle von Erfahrung und Wissen darbietet. Die mathematischen Ableitungen sind in besondere, eng gedruckte Abschnitte zusammengezogen, ein ausführliches Namen- und Sachregister erleichtert die Benutzung des inhaltreichen Buches, dessen Hauptabschnitte in sinnvoller Weise mit den Bildern von Kepler, Fraunhofer und Abbe geziert sind.

W. Vn.

Lehrbuch der praktischen Physik von FRIEDRICH KOHLRAUSCH. 13. stark vermehrte Auflage (43. bis 46. Tausend). Neu bearbeitet von H. Geiger, E. Grüneisen, L. Holborn, K. Scheel und E. Warburg. Mit 353 Fig., 724 S. Leipzig, B. G. Teubner, 1921.

— — — 14. stark vermehrte Auflage, neu bearbeitet von E. Brodhun, H. Geiger, E. Giebe, E. Grüneisen, L. Holborn, K. Scheel, O. Schönrock und E. Warburg. Mit 395 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner, 1923. 802 S. GZ. 12, geb. 14.

Mit dem Vorwort zur 11. Auflage war Friedrich Kohlrausch 1910 von seinem Werke geschieden, an der 12. Auflage hatte E. Warburg pietätvoll nur wenig geändert. Die 13. Auflage ist dank dem Zusammenwirken eines Stabes von fünf Mitgliedern der P. T. Reichsanstalt eine stark veränderte und vermehrte, die den Fortschritten der Meßtechnik vollauf Rechnung trägt. Eine größere Umarbeitung erfuhren die Kapitel über Druckmessung, Thermometrie, Kalorimetrie, Strahlungsmessung, ferner über Wechselströme, Röntgenstrahlen, elektrische Schwingungen, ionisierte Gase, Radioaktivität. Diese Abschnitte werden auch dem Schulmann, der in ein oder das andere Gebiet eindringen und sich in ihm praktisch betätigen will, reiche Belehrung bieten.

Die neueste, 14. Auflage weist eine ungemein große Zahl von Zusätzen und Ergänzungen in allen Teilen auf, so daß man beinahe von einem neuen Buch sprechen könnte. Eine durchgreifende Umarbeitung hat namentlich die Optik erfahren, deren Umfang dadurch erheblich vergrößert und um ein neues Kapitel über magnetooptische Methoden bereichert ist. Wesentlich

erweitert wurden besonders auch die Kapitel über das Spektrometer und die Verfahren zur Bestimmung der Wellenlänge. In der Elektrizitätslehre wurde ein neuer Abschnitt über Dielektrika eingefügt und die Kapitel über Elektrometrie, magnetische Induktion, Wechselströme, elektrische Schwingungen, ionisierte Gase, Kathoden- und Kanalstrahlen teilweise umgearbeitet. Von der Aufzählung aller sonstigen wichtigen Änderungen muß hier abgesehen werden. Der so verjüngte Kohlrausch wird sicher auch der Aufgabe gerecht werden, den forschenden Physiker bei der Lösung wissenschaftlicher Probleme zu beraten.

P.

Neue Lehrbücher der Chemie.

Anorganische Chemie. Ein Lehrbuch zum Weiterstudium und zum Handgebrauch von Dr. FRITZ EPHRAIM, Professor an der Universität Bern. Mit 53 Abbildungen und 3 Tafeln, VIII u. 727 S. Dresden u. Leipzig, Theodor Steinkopff 1922.

Das Buch füllt die Lücke zwischen den Lehrbüchern für Anfänger und den Hand- oder Nachschlagebüchern aus und wird so sehr einem Zeitbedürfnisse gerecht, daß binnen kurzem eine Neuauflage erscheinen muß. Die Anfangsgründe werden vorausgesetzt, so daß der Verf. gleich *medias in res* gehen und eine Anordnung des Stoffes benutzen kann, die zu einer sehr instruktiven vergleichenden anorganischen Chemie führt; der Stoff wird nicht nach den Metallen, sondern den Nichtmetallen geordnet: Halogenverbindungen, Oxyde, Sulfide usw.

Einzelne Abbildungen wären durch bessere zu ersetzen (z. B. die Laueschen und Bragg'schen Röntgenaufnahmen), manche Zahlenangaben wären nachzuprüfen, aber die Anordnung des Stoffes, das Was und das Wie der Behandlung ist fast überall ausgezeichnet. Vielleicht ließe sich das Einleitungskapitel, in dem die modernen Forschungen über den Bau der Elemente gebracht werden, mit dem Schlußkapitel (Radioaktivität und Isotopie) zusammenlegen und namentlich im Anfang etwas mehr ausbauen.

Grundzüge der angewandten Elektrochemie. Band I: Elektrochemie der Lösungen. Von Dr. GEORG GRUBE, o. Professor und Vorstand des Laboratoriums für physikalische und Elektrochemie an der Technischen Hochschule zu Stuttgart. XII u. 268 S. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff 1922.

Ein Buch, das auf kleinerem Raum fast so viel bringt, wie Försters Werk, von einem Forscher geschrieben, der die Praxis kennt und ein guter Lehrer ist. Gespannt darf man auf den zweiten Band sein, der die Elektrolyse der Schmelzflüsse und der Gase und die elektrischen Öfen bringen soll; denn für die erstgenannten beiden Gebiete gibt es kein gutes modernes Werk. Für eine Neuauflage hätte der Referent einige kleine Wünsche: bei dem Hittorfschen Schema für die Wanderung der Ionen wäre die unveränderte neutrale Schicht einzuzichnen, beim Kapillarelektrometer das allein zuverlässige ge-

schlossene Modell von Luther zu wählen. — Das Buch kann auf das wärmste empfohlen werden.

Grundriß der physikalischen Chemie für Studierende der Chemie und verwandter Fächer von Dr. ARNOLD EUCKEN, o. Professor der physikalischen Chemie an der technischen Hochschule Breslau. Mit 95 Figuren. VIII u. 492 S. Leipzig, Akademische Verlagsanstalt m. b. H. 1922.

Ein kurzes, kompaktes Handbuch, das straffer als der Nernst, moderner als der Ostwald und weit inhaltreicher als der Herz ist, kein leichtes, aber ein vorzügliches Werk. Es geht ganz von der Physik aus, bringt die für den Chemiker notwendige Mathematik in sehr gedrängter Form als Einleitung, macht aber dann von diesem Werkzeug keinen übertriebenen, sondern einen durchaus sachgemäßen Gebrauch. Nach einer mathematisch-physikalischen Einleitung wird die physikalische Wärmelehre behandelt, bei diesem und den folgenden Abschnitten stets nach dem praktischen Schema: Empirische Grundlagen, thermodynamische Beziehungen, kinetische Theorie, Anwendungen. Im nächsten Abschnitt wird die chemische Wärmelehre als Statik und Kinetik gebracht, wobei auch die wichtigsten elektrochemischen Erscheinungen abgehandelt werden. Den Schluß bildet der Aufbau der Materie, wo die Physik vorherrscht und die Chemie in der „Verkettung der Atome“ den Schluß bildet, immer mit starkem physikalischem Einschlag. Das Buch sei jedem, der in die innersten Zusammenhänge zwischen Physik und Chemie, zwischen Energie und Materie eindringen will, auf das wärmste empfohlen.

W. Roth-Braunschweig.

Lehrbuch der Chemie. Zu eigenem Studium und zum Gebrauch bei Vorlesungen. Von MAX TRAUTZ, Prof. für phys. Chemie und Elektrochemie an der Univ. Heidelberg. II. Band: Zustände. Mit zahlr. Abb. im Text u. auf Tafeln und mit Tabellen. Berlin u. Leipzig, Verein. wissensch. Verleger. W. de Gruyter & Co., 1922. XXXIV u. 634 S. GZ. 20.

Die Hoffnungen, die man nach dem Erscheinen des I. Bandes (*ds. Ztschr.* 35, 290) auf den Fortgang des Werkes setzen durfte, haben sich voll bestätigt — der vorliegende Band ist eine bewundernswerte Arbeit, von einer Ursprünglichkeit der Darstellung, wie sie nur den allerbedeutendsten Werken der chemischen Literatur eigen ist. Besonders die theoretische Seite — die „allgemeinen Gesetze der Zustände“, einschließlich Kolloidchemie, die umfangreiche Molekulartheorie — hat, am sicheren Leitseil der Mathematik, eine gründliche, neuartige Behandlung erfahren. Für alle der Mathematik ferner stehenden oder ihr gar abholden Jünger der Chemie ist es ein glücklicher Umstand, daß hier die für das Verständnis bestimmter Verhältnisse unerläßlichen Bestandteile der höheren Mathematik gleich an Ort und Stelle, in eigenen kleineren Abschnitten, entwickelt werden, was mit außergewöhnlicher Einfachheit und Klarheit geschieht. Aber auch die Abschnitte der „dar-

stellenden Chemie“ (Edelgase, Seltene Erden usw.), die speziellen Angaben zur Metallographie, die Kristalloptik, die tiefeschürfenden mineralogischen Ausführungen, besonders zur Silikatchemie, sind ungemein fesselnd geschrieben, wobei die vielen instruktiven Figuren noch hervorzuheben sind, wie überhaupt die Ausstattung des Werkes in jeder Beziehung mustergültig genannt werden muß. In didaktischer Hinsicht sind die verschiedenen „Zusammenfassungen der Ergebnisse, Definitionen und Gesetze“ auch für den Schulmann sehr wertvoll. Es ist jedoch unmöglich, im Rahmen einer Besprechung einen befriedigenden Einblick in die große Vielseitigkeit des Werkes zu geben, umfaßt doch das Inhaltsverzeichnis allein nicht weniger als 28 Seiten. Ganz beiläufig sei der Wunsch geäußert, daß in der Kolloidchemie die gewiß vielen sehr willkommenen genauen Angaben zum Liesegangschen, die Farbenlinien im Achat nachahmenden Versuch im Becherglase noch ergänzt werden möchten durch den Versuch des Ausgießens derselben Masse auf eine Glasplatte, weil die hierbei auftretenden, überraschend schönen konzentrischen Ringe besonders überzeugend wirken. Bei den Metallen wäre noch eine allgemeine Bemerkung über Metallwollen am Platze gewesen, zumal die Bleiwolle eine beträchtliche technische Bedeutung erlangt hat und manche andere in der experimentellen Praxis vorzügliche Dienste leistet. Alle wesentlichen letzten Forschungsergebnisse auf den behandelten Gebieten sind berücksichtigt. Die umfassende Beherrschung des vielseitigen Stoffes und die frische, lichtvolle Stilistik erinnern an das Hauptwerk eines Alexander von Humboldt, nur daß es sich dort um eine mehr volkstümliche Darstellung handelte, während hier gerade letzte wissenschaftliche Exaktheit erstrebt und glänzend erreicht ist. Alles in allem haben wir es in dem Werk mit einer staunenswerten, genialen Leistung zu tun, die den chemischen Gesamtunterricht, die Hochschul- wie die Schulchemie, in reichstem Maße zu lefruchten geeignet ist. Auf keiner höheren Schule darf das Werk fehlen. Dem dritten, „ganz zur Chemie zurückkehrenden“ Teile wird man allerseits mit Spannung entgegensehen.

O. Ohmann.

Lehrbuch der Chemie für Mediziner und Biologen. 1. Teil: Anorganische Chemie. Mit Anhang: Anleitung zur Ausführung einfacher Versuche im chemischen Praktikum. Von Prof. Dr. H. F. KAUFMANN a. d. Univ. Jena. Mit 21 Fig. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner, 1921. 156 + 41 S. M. 30.—

Der Lehrstoff ist nicht nach biologischen oder medizinischen Gesichtspunkten, sondern einfach nach den chemischen Elementen angeordnet. Nach kurzer, auf der sog. Wasserelektrolyse basierter Untersuchung des Wassers (S. 1—4) folgt die systematische Behandlung der „Metalloide“, woran sich die „Metalle“ nach den üblichen Gruppen anschließen. Die Belehrungen aus der Allgemeinen Chemie sind mit Recht nicht vorangestellt, sondern an geeigneten Stellen eingefügt. Seinem Zwecke ist das Buch hauptsächlich da-

durch angepaßt, daß es bei den einzelnen Verbindungen Hinweise auf ihre medizinische Verwendung oder sonstige biologische Bedeutung enthält. Die kurzen Ausführungen über Kolloide (S. 84—88) werden vermutlich im 2. Teil eine erhebliche Erweiterung erfahren. In historischer Hinsicht ist stark zu beanstanden, daß die Entdeckung des Sauerstoffes (und die erste Luftanalyse) Lavoisier zugeschrieben wird, dieses Verdienst gebührt ausschließlich Scheele und Priestley; beim roten Phosphor sind zwar für die Nebenmodifikationen Hittorf und Schenck genannt, für die Hauptmodifikation fehlt aber der Name Schrötters. Die „Anleitung“ schließt sich auf den ersten Seiten (6—15) ungefähr dem Verfahren, das in der Schulchemie ausgebildet wurde, an und geht dann zu analytischen Reaktionen über. Das übersichtlich geschriebene, die neueren Forschungen allenthalben berücksichtigende Buch sei der Beachtung empfohlen.

O. Ohmann

Einführung in die Physikalische Chemie.

Für Biochemiker, Mediziner, Pharmazeuten und Naturwissenschaftler. Von Dr. WALTER DIETRICH, 2. verb. Auflage. Mit 6 Abb. Berlin, J. Springer, 1923. VIII u. 109 S. GZ. 2,8.

Die kurz gehaltene, außerordentlich klar abgefaßte Schrift gibt einen trefflichen Einblick in den Chemismus der wichtigsten Lebenserscheinungen von Pflanze und Tier. Es wählt aus der „Physikalischen Chemie“, die man jetzt mit Ostwald u. a. besser als „Allgemeine Chemie“ bezeichnet, das aus, was für die oben genannten Kreise besonders wissenschaftlich wertvoll ist, vernachlässigt dafür Gebiete, die mehr den Chemiker und Physiker angehen, bietet aber andererseits Dinge, wie die Assimilation, Gärung, den Stoffwechsel in der lebenden Zelle u. a., die man wieder in der Allgemeinen Chemie vergeblich suchen wird. Daher würde der Titel zweckmäßiger lauten „Einführung in die neuere physiologische Chemie“, zunal gerade die maßgebenden Fortschritte und Anschauungen, z. B. der Abbau und Aufbau der Eiweißkörper, die Bedeutung der Wasserstoffionenkonzentration und Kolloidchemisches, ganz ausgezeichnet behandelt sind. Der Hauptwert des Buches liegt in der klaren Begriffsbildung, wobei weniger von einzelnen genauer beschriebenen Versuchsanordnungen ausgegangen, sondern im ganzen mehr ein deduktives Verfahren eingeschlagen wird. Zur Orientierung in den erwähnten Gebieten ist das Buch vorzüglich geeignet.

O. Ohmann.

Leitfaden der quantitativen Analyse. Von Dr. F. HAHN, Privatdoz. a. d. Univ. Frankfurt a. M. Mit 34 Abb. u. 7 Tafeln. Dresden u. Leipzig, Th. Steinkopff, 1922. VIII u. 230 S. M. 50.—, geb. M. 60.—

Das Buch ist in Text und Figuren eine originale Arbeit. Es hat mehr methodischen Charakter und schlägt einen Mittelweg ein zwischen den üblichen Anleitungen mit bestimmtem Lehrgang und den größeren Lehrbüchern und

bietet seiner Anlage nach die Möglichkeit, in der Wahl der Analysen abzuwechseln. Es enthält daher einen ziemlich umfangreichen Allgemeinen Teil, der vorzüglich gearbeitet ist und auch dem Schulmann Wertvolles bietet, besonders auf experimentellem Gebiet, z. B. Selbsterstellen eines Dampftrichters (Abb. 9), Vorrichtung zum Fernhalten der Flammengase mittels schräg gestellter, durchbohrter Asbestplatte (14). Besondere Erwähnung verdienen die vorzüglichen Abbildungen, die viel zahlreicher sind als die obige Zahl (34) angibt, da öfters in einer Nummer, z. B. in der sehr zweckmäßigen Zusammenstellung der „Absorptionsapparate“, etliche Abbildungen vereinigt sind. In dem trefflichen Abschnitt „Theorie der Titrations“ finden sich wertvolle Angaben über die Wahl des Indikators. Das Buch wird sich schnell Freunde erwerben.

O. Ohmann.

Einführung in das chemische und chemisch-analytische Praktikum. Von Dr.-Ing. F. MARTIN, Privatdoz. am chem. Inst. der Techn. Hochschule Darmstadt. Braunschweig, F. Vieweg, 1920. XII u. 200 S. M. 15,—.

Das Buch bietet zur Einführung treffliche Ausführungen und praktische Fingerzeige über die Materialien, besonders über die Natur des Glases, sowie über die grundlegenden Operationen. Im ganzen reiht es sich den Büchern an, die nicht die Analyse ausschließlich im Auge haben, sondern die einfachere Übungen im Experimentieren vorangehen lassen; diese beziehen sich hier besonders auf H, O und die Halogene. Dieser Teil, der einige gar zu primitive, auf den Gymnasialabiturienten zugeschnittene Versuche enthält, wird eine vorteilhafte Umarbeitung erfahren können, wenn erst der chemische Unterricht auf dem Gymnasium seinen Platz gefunden haben wird, wofür gerade derjenige, „auf dessen Anregung hin das vorliegende Bändchen mitentstanden ist“, nämlich der Institutsleiter Prof. Lothar Wöhler, so eindrucksvoll und entschieden eingetreten ist. Dann wird dieser Teil auch seinem Nebenzweck, dem künftigen Chemielehrer zu dienen, besser entsprechen. Hiervon abgesehen, verdient aber das Buch im ganzen seitens der Schulchemie durchaus Beachtung.

O. Ohmann.

Der chemische Unterricht an landwirtschaftlichen Schulen auf der Grundlage von Anschauung und Versuch. I. Teil: Die Chemie des Ackerbodens und der Düngemittel. Von Prof. Dr. O. FREYBE an der Landwirtschaftsschule Weilburg. Berlin, P. Parey 1921. 224 S. Geb. M. 28.—. — II. Teil. Die Chemie der Futtermittel mit Anhang. 1922. 96 S. GZ. M. 1,8.

An dem Buch, in seinen beiden Teilen, ist zunächst zu loben, daß es sich von der wissenschaftlichen Systematik ganz frei gemacht hat und rein methodisch vorgeht. Die üblichen Fehler vieler (auch methodischer) Lehrgänge, den Phosphor oder gar das Natrium frühzeitig einzuführen, sind nicht nur vermieden, sondern es wird die

Nichtbenutzung dieser Stoffe ausdrücklich begründet; ähnliches gilt auch von der sogenannten Wasserelektrolyse. Indem vom „Ackerboden“ ausgegangen wird — von dem allerdings vorerst nur der „Kalkstein“ teilweise herangenommen wird, wonach gleich, etwas frühzeitig, die Untersuchung der Luft folgt — dann das Wasser, die Säuren, Laugen usw. bis hin zu den Düngemitteln behandelt werden, ist der Blick immerfort auf die praktischen Bedürfnisse des Landwirtes gerichtet. Ebenso in Teil II, der außer den Futtermitteln noch die wichtigsten Leucht- und Heizstoffe und einige Desinfektionsmittel geschickt behandelt. Allenthalben schöpft hier der Verfasser ersichtlich aus reicher Unterrichtserfahrung. Dennoch vermissen wir in dem trefflichen Buche zwei wichtige Dinge. Erstens die Einstellung des ganzen Unterrichts auf die gerade in diesen praktischen Schulen besonders notwendigen Schülerübungen. Es wird zwar eine lebendige Art des Unterrichts, unter Berücksichtigung von Schülerfragen und Schülerwünschen, vorgesehen, auch werden die Schüler mehrfach zu Handgriffen bei dem Demonstrationsunterricht herangezogen, das alles kann aber die praktischen Übungen nicht ersetzen. Zweitens vermissen wir die Einstellung des Ganzen auf bestimmte Feldversuche — in Parzellen mit variiertem Kali-, Phosphat usw. -Düngung — die immer mehr als unumgänglich erkannt und seit einiger Zeit besonders von Rektor Senner (Frankfurt a. M.) durchgeführt werden. Wir hätten deshalb lieber gesehen, daß es im Titel statt „Anschauung und Versuch“ gelautet hätte: Auf der Grundlage von Schülerübungen und Feldversuchen. Einzelne ist noch zu bemerken: Das beim Verbrennen der Uhrfeder (deren „Ausglühen“ nicht zweckmäßig ist) entstehende Oxyd ist nicht „Ferrioxyd“ (S. 32); dem Versuch der wirklichen Gewinnung von HgO durch langes Erwärmen von Hg (S. 26) stehen wir sehr skeptisch gegenüber; ein guter Magnet wird bei dem üblichen Eisenpulver-Glühveruch durchaus nicht stark „geschwächt“; nach Chlorentwicklung die Schläuche „mit Wasser“ auszuwaschen, genügt nicht (es ist Lauge nötig); hinsichtlich Unfallverhütung begegnen wir leider wieder der O-Darstellung aus $KClO_3$ in Retorte; die wiederholte Anwendung des Namens „Kohlenstoffoxyd“, wo es sich um das Dioxyd handelt, ist nicht zu billigen; Ameisensäure läßt sich nicht, wie etwa Benzol, am eingetauchten, zugespitzten Glasstab verbrennen, auch nicht im Probierring, so daß der nachfolgende Versuch unter Mitverbrennung des ungebräuchlichen „Benzylalkohols“ ebenfalls hinfällig wird (Teil II, S. 77). Die benutzte Literatur ist nicht angegeben. Das Fehlen des Sachregisters in beiden Teilen ist ein arger Mangel in einem für den Lehrer bestimmten Buche; lieber konnte im Texte verschiedentlich gekürzt werden.

Abgesehen von diesen Punkten erhoffen wir aber von dem frisch geschriebenen Buche eine Förderung des chemischen Unterrichts jener Schulen in ähnlicher Richtung wie sie gelegent-

lich der Besprechung des Buches von G. Forker (*d. Zeitschr.* 36, 69) näher erörtert wurde.

O. Ohmann.

Chemie für Jedermann. Mit 27 Fig. Von Prof. R. WINDERLICH. Leipzig, Th. Thomas. 112 S.

Auf knappem Raume wird eine Fülle von Tatsachen geboten. In reizvollem Erzählungston werden dem Leser gediegene Kenntnisse beigebracht von der Feuerluft Scheeles, vom Wasser und seinen Wirkungen in der Natur, vom „göttlichen“ Schwefel, von dem „gottgeliebten Körper“ Platos, dem Kochsalz, vom Salpeter und den neueren, im Weltkriege erprobten Methoden seiner Darstellung, von Kohle und Eisen, von den leichten Kieselgursteinen in der Kuppel der Sophienkirche Konstantinopels, von den Glas- und Tongefäßen, von der Einwirkung der Sonnen- glut auf die Gesteinsoberfläche und der Bildung der Ackerkrume und vom Volksausdruck „aus- gemergelt“, aber auch von dem Heizwert des Zuckers und dem Wesen der wichtigsten Nahrungs- und Genußmittel, sowie von den Farben ägyptischer Mumienbinden und den reichen Ergebnissen der neueren Farbenforschung — immer an der sicheren Hand der geschichtlichen Ent- wicklung. Daneben werden gleichsam spielend tiefgreifende theoretische Einsichten vermittelt. Kurz, das Buch ist so recht geeignet, der Chemie Freunde in den weitesten Kreisen zu gewinnen.

O. Ohmann.

Entstehung und chemische Struktur der Kohle. Von FRANZ FISCHER und HANS SCHRADER. Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Kohlenfor- schung in Mülheim-Ruhr. Essen, W. Girardet, 1922. 2. Aufl. 63 S. M. 80 u. Sort.-Z.

Die hier noch nicht besprochene Schrift gibt über die viel umstrittene Frage des Verkohlungs- vorganges überzeugende Aufklärungen. Die Ver- fasser stellen auf Grund ihrer experimentellen Arbeiten den bisherigen Ansichten ihre „Lignin- theorie“ gegenüber, als deren Vorläufer die näher gekennzeichneten Anschauungen Hoppe-Sey- lers und Fremys gelten können. Danach ist nicht die aliphatisch konstituierte Zellulose, son- dern das aromatisch konstituierte Lignin die Muttersubstanz der Kohlen; die Zellulose unter- liegt einem hauptsächlich zu CH_4 , H_2 und CO_2 führenden Gärungsvorgange, während sich ander- seits die aus dem Lignin sich bildenden, gegen bakterielle Tätigkeit höchst widerstands- fähigen Huminstoffe immer mehr anreichern. Dam- it ist auch gegeben, daß die Kohlen im wesent- lichen aus einer Baumflora hervorgehen, wie das besonders H. Potonié näher begründet hat. Die reizvolle Schrift verdient die größte Beach- tung, auch seitens der Physiker, Chemiker und Biologen der höheren Lehranstalten. Man kann das junge Institut der Kohlenforschung zu diesen schönen Ergebnissen nur beglückwünschen.

O. Ohmann.

Vereine und Versammlungen.

Berliner Verein zur Förderung des physi- kalischen Unterrichts.

(Ortsgruppe des deutschen Vereins zur Förderung des mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterrichts).

Bericht über das Jahr 1922.

Der Vorstand hatte folgende Zusammen- setzung: 1. Vorsitzender: Herr Matthé; 2. Vor- sitzender: Herr Fischer; Schriftführer: Herr Henckel; Kassenwart: Herr Tetzlaff. Die Mitgliederzahl stieg weiter in erfreulicher Weise. Am Schlusse des Jahres hatte der Verein vier Ehrenmitglieder und 177 Mitglieder. Zum Ehren- mitglied wurde Herr Poske ernannt. Durch den Tod verlor der Verein das Ehrenmitglied Max Koppe.

Sitzungen und Besichtigungen:

25. Januar. Herr Rottgardt: Die elek- trische Anziehung nach Johnsen-Rahbek und ihre Anwendung.

21. Februar. 1. Herr Steindel: Wie läßt sich auf der Unterstufe die Reibungselektrizitäts- lehre unter Verwendung eines Quadrantenelektro- meters abkürzen? 2. Derselbe: Vorführung einiger selbstgefertigter Apparate.

21. März. Herr Henckel: Die Verwendung

der Pintsch-Glimmlampe im Physikerunterricht. (*Vgl. diese Zeitschr.* 35, 1922).

7. und 11. April. Besichtigung des Tele- funkenhauses in Berlin.

18. April. Besichtigung der Funkenstation Nauen.

25. April. Herr F. G. Meyer: Elektrostatik mit + 220 Volt.

23. Mai. Herr Nickel: Schulversuche mit der Glühkathodenröhre.

20. Juni. Herr Klaus: Die Verwendung der Molekularphysik im Unterricht.

22. August. Herr Bremer: Vorführung einer Klasse der Unterstufe in praktisch-physi- kalischen Übungen.

19. September. 1. Herr Heyne: Zu Max Koppes Gedächtnis. 2. Herr Karl Schulz: Die Behandlung der Raumgitterstruktur kristallisier- ter Körper im Schulunterricht.

17. Oktober. Herr Everling: Die Berück- sichtigung der Technik im Schulunterricht.

21. November. Herr Kirchberger: Philo- sophische Propädeutik im Physikerunterricht.

14. Dezember. Festsitzung zur Feier des 40jährigen Vereinsbestehens in der Technischen Hochschule zu Charlottenburg. Herr Orlich: Die drei Fundamentalversuche der Elektrizitätslehre.

P. Henckel.

Korrespondenz.

Zu dem Aufsatz von P. HANCK über die Untersuchung der Klangfarbe in Heft 1, S. 18 dieses Jahrgangs:

Der optische Teil der Versuchsanordnung von HANCK kann bedeutend vereinfacht werden. Ebenso wirksam wie der mit großer Projektionsglühlampe beleuchtete Spalt ist der Faden eines Glühlämpchens von 2 Volt 1 Amp., der mit einem schwachen Mikroskopobjektiv abgebildet wird. Solche Glühlämpchen mit geraden Faden sind bei Leppin und Masche, Berlin, Engelfer 27, erhältlich und dienen für Lichtzeiger von Spiegelgalvanometern, als Lichtquelle für Interferenz- und Beugungsversuche, objektive Spektren usw.

Benutzt man ein Loch oder einen Spalt vor einem Bogenlicht, wobei 5 Amp. reichlich genügen, so stellt man am besten dieses Loch oder den Spalt nahe vor den Krater der Kohle und wendet keine Beleuchtungslinse an. Es ist bequemer ein größeres Loch mit einem Objektiv längerer Brennweite in geringer Vergrößerung abzubilden als ein sehr kleines Loch mit kurz-brennweitigem Objektiv stark zu vergrößern, auch kommt man im ersten Fall mit einem gewöhnlichen Brillenglas aus. *W. Volkmann.*

Eine Lichterscheinung am elektrolitischen Gleichrichter. Einer meiner Schüler hat sich einen Gleichrichter nach der Graetzschen Schaltung (Aluminium- und Eisen- elektrode in gesättigter Lösung von Natriumbikarbonat) eingerichtet. Er beobachtete im Dunkeln, auch wenn der Gleichstromkreis nicht geschlossen war, daß die eintauchenden Teile der Aluminiumplatten in weißlichgrauer Farbe leuchteten. Dies Leuchten dauerte so lange, wie die Platten sich in der Lösung befanden. Beim Herausziehen der Platten traten mitunter kleine Fünkchen statt des ruhigen Leuchtens auf. Ist über diese Erscheinung und ihre Erklärung etwas bekannt? [Vermutlich hängt sie mit der Entwicklung von Sauerstoff zusammen, der sich mit dem Aluminium verbindet.]

Stud.-Rat I. Reuter, Frankfurt a. M.

* Zur chemischen Namengebung. In dem Aufsatz „Zur Weiterentwicklung der chemischen Namengebung“ (*ds. Ztschr.* 33, 41), sowie in einem weiteren Aufsatz in der „Ztschr. f. angewandte Chemie“, 33, S. 326, (1920), hatte Unterzeichner den Wert, den die von A. Stock vorgeschlagene Bezeichnungsweise (z. B. Eisen(2)-Sulfat, Phosphor(3)-Chlorid usw.) für die Schulchemie besitzt, näher begründet und dabei den Wunsch ausgedrückt, die arabischen Ziffern lieber durch römische zu ersetzen (also z. B. „Eisen^{II} oxyd“ zu schreiben), da letztere seit langem zur Bezeichnung der Wertigkeit in Gebrauch sind. Zu der neuen Bezeichnungsweise befindet sich in den „Berichten der D. Ch. Gesellschaft“ 1921, Heft 2, S. II, eine „Mitteilung der „Berichte“-Redaktion“, die wir nachstehend

wiedergeben, da sie auch für die Schulchemie von Interesse ist.

„Im Einverständnis mit vielen Fachgenossen anorganisch-chemischer Arbeitsrichtung [in einer Fußnote folgen 30 Namen] empfiehlt die Redaktion der „Berichte“ den Herren Autoren, in ihren Abhandlungen die Wertigkeit, soweit sie besonders ausgedrückt werden soll, in den Namen der Verbindungen statt in der bisherigen Weise (Ferro, Ferri- usw.) durch dem deutschen Elementnamen angehängte Zahlen zu bezeichnen, wie es von Hrn. Stock vorgeschlagen (*Z. f. angew. Ch.* 32, 373 [1919] u. 33, 355 [1920]) und zuerst im Lehrbuch der anorganischen Chemie von K. A. Hofmann, seitdem auch in anderen Büchern geschehen ist. Es erscheint zweckmäßig, dabei zur Verhütung von Verwechslungen im Druck römische Ziffern zu verwenden. Beispiele: „Eisen(III)-sulfat“, „Phosphor(V)-chlorid“, „Quecksilber(II)-salze“. Die wissenschaftliche Komplexchemie bedient sich am besten weiter der Wernersehen Nomenklatur. — Es sei betont, daß die empfohlene Wertigkeitsbezeichnung keine „Nomenklatur“ und keine Grundlage für eine solche, auch kein Ersatz für Formeln sein soll. Sie soll auch nicht bezwecken, die — bei anorganischen Verbindungen so oft zweifelhafte — Wertigkeit mehr als bisher in den Namen zum Ausdruck zu bringen, sondern sie soll nur die allgemein als unzulänglich angesehene bisherige Bezeichnungsweise ersetzen.“ (Gezeichnet: K. A. Hofmann, R. Pschorr).

Zunächst sei bemerkt, daß diese Mitteilung sich mit dem obigen Wunsche in erfreulicher Übereinstimmung befindet. In den Schullehrbüchern begegnen wir jedoch bisher nur der ursprünglich vorgeschlagenen Bezeichnungsweise mit arabischen Ziffern. Es sei daher empfohlen, daß die Lehrbuchverfasser bei Neuauflagen auch dieser kleinen Neuerung Rechnung tragen und die arabischen Ziffern durch römische ersetzen. Den der obigen „Mitteilung“ entsprechenden römischen Ziffern begegneten wir zuerst in dem „Leitfaden der quantitativen Analyse“ von F. Hahn (*vgl. dieses Heft S. 139*). *O. Ohmann.*

Von Herrn Dr. C. Schwantke werden wir darauf aufmerksam gemacht, daß die Darlegungen in seinem Aufsatz „Reaktionsschemata der Elemente in der anorganischen Chemie“ (*ds. Ztschr.* 33, 136) sich gut in Übereinstimmung befinden mit den Ergebnissen der neueren Atomforschung, über die in dieser Zeitschrift ständig berichtet wurde. Die näheren Ausführungen zu bringen, müssen wir uns wegen Raumangel versagen.

Zur Unterstufe der Naturlehre von F. Poske. Anlässlich einer neuen Auflage entsteht die Frage, ob Benutzer des Buches auf die Beibehaltung des astronomischen Teils (S. 181 bis 198) Wert legen. In diesem Falle wird um eine kurze Mitteilung an den Verfasser gebeten. Andernfalls würde dieser Teil künftig in Wegfall kommen.

Himmelserscheinungen im Juli und August 1923.

Stundenzählung astronomisch. 0h = Mittag, 12h = Mitternacht, z. B. Juli 1, 15h 40m = Juli 2, 3h 40m vormittags bürgerlich.

MEZ	Juli						August						Sept. 3
	5	10	15	20	25	30	4	9	14	19	24	29	
☾	AR 5h 36m	6.16	7.0	7.46	8.31	9.12	9.49	10.22	10.52	11.19	11.43	12.4	12.22
	D +22,2°	+23,3	+23,5	+22,7	+20,7	+18,0	+14,8	+11,3	+7,8	+4,3	+0,9	-2,3	-5,0
☽	AR 5h 35m	6.1	6.28	6.55	7.21	7.47	8.13	8.39	9.4	9.29	9.53	10.17	10.41
	D +22,9°	+23,2	+23,2	+23,0	+22,5	+21,7	+20,7	+19,4	+17,8	+16,1	+14,2	+12,1	+9,9
☉	AR 6h 54m	7.14	7.35	7.55	8.15	8.35	8.54	9.13	9.32	9.51	10.9	10.28	10.46
	D +22,9°	+22,3	+21,7	+20,8	+19,8	+18,7	+17,5	+16,1	+14,6	+13,0	+11,4	+9,7	+7,9
♂	AR 7h 41m	7.55	8.8	8.22	8.35	8.48	9.1	9.14	9.26	9.39	9.51	10.4	10.16
	D +22,5°	+22,0	+21,3	+20,6	+19,9	+19,0	+18,2	+17,3	+16,3	+15,3	+14,2	+13,1	+12,0
♀	AR 14h 28m		14.28		14.30		14.32		14.36		14.41		14.46
	D -13,5°		-13,5		-13,7		-13,9		-14,3		-14,7		-15,1
♃	AR 12h 54m				12.57				13.3				13.10
	D -3,1°				-3,5				-4,1				-4,9

Δ = Sternzeit i. mittl. Mittag v. Stargard; für östl. bzw. westl. Länge λ^0 v. Greenwich
 $\mp \lambda \cdot 0.657^s + 9.86^s$

Zeitgl. = Mitt. Z. - Wahre Z.

Δ	6h	7.	7.	7.	8.	8.	8.	9.	9.	9.	10.	10.	10.
Zeitgl.	49m 40s	9.23	29.6	48.48	8.31	28.14	47.57	7.39	27.22	47.5	6.48	26.31	46.13
	+4m 12s	+5.1	+5.40	+6.7	+6.20	+6.17	+6.0	+5.29	+4.43	+3.43	+2.30	+1.7	-0.26

Breite von Berlin (52° 30') Länge v. Stargard. Untergang u. folg. Aufgang d. ob. ☉-Randes. MEZ.

Unterg.	8h 24m	8.22	8.17	8.11	8.5	7.57	7.48	7.39	7.29	7.19	7.8	6.58	6.46
Aufg.	15h 44m	15.49	15.55	16.2	16.8	16.16	16.24	16.32	16.41	16.49	16.58	17.5	17.14

Breite von Berlin (52° 30') Länge v. Stargard. Aufgang u. folg. Untergang d. ob. ☾-Randes. MEZ.

Aufg.	11h 43m	14.1	18.47	—	5.49	9.1	10.57	14.18	20.18	1.27	6.2	8.13	10.33
Unterg.	24h 38m	29.46	33.23	35.43	14.39	20.13	25.33	30.7	32.50	10.57	15.41	21.14	26.17

Mondphasen MEZ	Neumond		Erstes Viertel		Vollmond		Letztes Viertel	
	Juli 13.	13h 44.8m	Juli 20.	14h 31.9m	Juli 27.	11h 32.6m	Aug. 4.	8h 22.3m
	Aug. 12.	0h 16.6m	Aug. 18.	19h 6.9m	Aug. 25.	23h 29.4m	Sept. 3.	1h 47.3m

Verfinsterungen der Jupitertrabanten I, II, III. E: Eintritt, A: Austritt. MEZ.

I		II		III	
Juli 3.	9h 22.6m A	Aug. 18.	9. 49.0 A	Juli 21.	8. 56.6 A
„ 10.	11h 17.3m A	Sept. 3.	8. 7.5 A	„ 28.	9. 13.6 E
„ 26.	9h 35.5m A	„	28. 11.33.6 A	Aug. 22.	8. 41.9 A
		Aug. 3.	8. 41.8 E	„ 29.	8. 58.6 E
		„ 3.	10. 29.7 A		

Tägliches Erscheinen und Verschwinden der Planeten. Breite von Berlin. Länge v. Stargard.

MEZ	♁ Morgenstern	♀ Morgenstern	♂ unsichtbar	♃ (Wg)	♃ (Jungfrau)
	A 14,6h D _m 14,8h	A 14,5 D _m 15,2	—	D _a 9,2 U 12,8	D _a 9,4 U 12,0
„ 11.	(D _m 14,9h)	A 14,6 D _m 15,3	—	D _a 9,0 U 12,3	D _a 9,2 U 11,3
„ 21.	—	A 14,9 D _m 15,5	—	D _a 8,7 U 11,5	D _a 8,9 U 10,7
„ 31.	Abendstern	A 15,3 D _m 15,8	—	D _a 8,4 U 10,8	D _a 8,7 U 10,0
Aug. 10.	(D _a 8,2h)	A 15,7 D _m 16,0	—	D _a 8,1 U 10,0	D _a 8,5 U 9,3
„ 20.	(D _a 7,9h)	(D _m 16,1)	—	D _a 7,9 U 9,4	D _a 8,2 U 8,7
„ 30.	D _a 7,8h U 8h	—	—	D _a 7,7 U 8,8	D _a 7,9 U 8,1

A = Aufgang; U = Untergang; D_a und D_m = Erscheinen bzw. Verschwinden i. d. Dämmerung.

Merkur und α -Leonis in Konjunktion August 6,5h (Merkur 0,9° nördl.).

Sternbedeckungen: Uranus Juli 3. 12h 29.5m; Aldebaran August 6. 15h 6.8m.

Himmelserscheinungen im September und Oktober 1923.

Stundenzählung astronomisch. 0h = Mittag, 12h = Mitternacht, z. B. September 3, 17h 14m = September 4, 5h 14m vormittags bürgerl.

MEZ	September						Oktober						Nov. 2	
	0h	3	8	13	18	23	28	3	8	13	18	23		28
♃	AR	12h 22m	12.35	12.43	12.44	12.34	12.17	12.1	11.56	12.7	12.28	12.55	13.25	13.56
	D	- 5,0°	- 7,3	- 8,7	- 9,0	- 7,7	- 4,8	- 1,3	+ 0,9	+ 0,9	- 0,9	- 3,7	- 7,1	- 10,5
♀	AR	10h 41m	11.4	11.27	11.50	12.13	12.35	12.58	13.21	13.45	14.8	14.32	14.57	15.22
	D	+ 9,9°	+ 7,5	+ 5,1	+ 2,6	+ 0,1	- 2,5	- 5,0	- 7,5	- 9,9	- 12,2	- 14,4	- 16,5	- 18,4
♁	AR	10h 46m	11.4	11.22	11.40	11.58	12.16	12.34	12.52	13.10	13.29	13.48	14.7	14.26
	D	+ 7,9°	+ 6,0	+ 4,1	+ 2,2	+ 0,2	- 1,7	- 3,6	- 5,6	- 7,5	- 9,3	- 11,1	- 12,9	- 14,5
♂	AR	10h 16m	10.28	10.40	10.52	11.4	11.16	11.27	11.39	11.51	12.2	12.14	12.26	12.38
	D	+ 12,0°	+ 10,9	+ 9,7	+ 8,5	+ 7,2	+ 6,0	+ 4,7	+ 3,5	+ 2,2	+ 0,9	- 0,3	- 1,6	- 2,9
♃	AR	14h 46m		14.52		14.59		15.7		15.15		15.23		15.32
	D	- 15,1°		- 15,6		- 16,1		- 16,7		- 17,2		- 17,8		- 18,3
♁	AR	13h 10m				13.18				13.27				13.36
	D	- 4,9°				- 5,8				- 6,7				- 7,6

Δ = Sternzeit i. mittl. Mittag v. Stargard; für östl. bzw. westl. Länge λ^0 v. Greenwich.
 $\mp \lambda \cdot 0.657^s + 9.86^s$
 Zeitgl. = Mittl. Z. - Wahre Z.

Δ	10h	11.	11.	11.	12.	12.	12.	13.	13.	13.	14.	14.	14.
	46m 13s	5.56	25.39	45.22	5.4	24.47	44.30	4.13	23.55	43.38	3.21	23.4	42.46
Zeitgl.	- 0m 26s	- 2.4	- 3.48	- 5.34	- 7.20	- 9.3	- 10.41	- 12.11	- 13.30	- 14.37	- 15.29	- 16.5	- 16.22

Breite v. Berlin (52° 30'). Länge v. Stargard. Untergang u. folg. Aufgang d. ob. ☉-Randes. ME Z.	
Unterg.	6h 46m 6.34 6.22 6.10 5.58 5.46 5.34 5.24 5.12 5.1 4.50 4.40 4.30
Aufg.	17h 14m 17.22 17.31 17.39 17.47 17.56 18.5 18.12 18.21 18.30 18.40 18.49 18.58
Breite v. Berlin (52° 30'). Länge v. Stargard. Aufgang u. folg. Unterg. d. ob. ☾-Randes. ME Z.	
Aufg.	10h 33m 15.20 21.58 2.33 5.31 7.28 10.48 16.46 23.25 2.40 4.44 7.6 11.47
Unterg.	26h 17m 29.52 32.20 11.25 16.52 22.11 26.35 29.17 32.22 12.30 17.57 22.57 26.18

Mondphasen MEZ	Neumond		Erstes Viertel		Vollmond		Letztes Viertel	
	Sept. 10.	9h 52.6m	Sept. 17.	1h 4.0m	Sept. 24.	14h 15.8m	Sept. 3.	1h 47.3m
	Okt. 9.	19h 5.5m	Okt. 16.	9h 53.6m	Okt. 24.	7h 26.2m	Nov. 1.	9h 48.9m

Verfinsterungen der Jupitertrabanten I, II, III. E: Eintritt, A: Austritt. MEZ.

I		II		III	
September 3.	8h 7.5m A	Oktober 18.	5h 26.0m A	Oktober 21.	6h 24.3m A
"	19. 6h 26.2m A				

Tägliches Erscheinen und Verschwinden der Planeten. Breite v. Berlin. Länge v. Stargard.

MEZ	♃ Abendstern	♀ unsichtbar	♂ (L, J)	♃ (Wg)	♁ (Jungfrau)
Sept. 1.	Da 7,8h U 8,0h	—	—	Da 7,7 U 8,8	Da 7,8 U 8,0
" 11.	(Da 6,7h)	—	—	Da 7,3 U 8,2	Da 7,4 U 7,5
" 21.	—	—	A 16,4 Dm 16,7	Da 7,0 U 7,6	—
Okt. 1.	Morgenstern	—	A 16,3 Dm 16,9	Da 6,6 U 7,0	—
" 11.	A 16,6h Dm 17,2h	—	A 16,3 Dm 17,0	Da 6,3 U 6,4	—
" 21.	A 17,0h Dm 17,6h	Abendstern	A 16,2 Dm 17,4	(Da 6,0)	—
" 31.	(Dm 18,1h)	(Da 5,0)	A 16,1 Dm 17,8	—	—

A = Aufgang; U = Untergang; Da und Dm = Erscheinen bzw. Verschwinden in der Dämmerung.
 Merkur in gr. östl. Elong. (27°9') September 2, 11h, in gr. westl. Elong. (18°7') Oktober 14, 5h.
 Sternbedeckungen: Uranus Sept. 23, 7h 21.9m, Okt. 20, 11h 31.0m; Aldebaran Okt. 27, 13h 12.3m.

A. Weill.