

Gekoppelte Schwingungen bei Taschenuhren und ihre Interferenz.

Von H. Bock in Hamburg.

Eine an den Nagel gehängte oder auf Gummischwamm gelegte Taschenuhr bildet ein zu Drehschwingungen befähigtes System. Im ersten Fall liefert die Schwere das dirigierende Moment, und die Uhr als Ganzes ist ein Pendel; im zweiten dagegen ist es die Elastizität der Unterlage, die die Schwingungsfähigkeit zuwege bringt. Beide Fälle sind praktisch von großer Wichtigkeit, da die Gesamtschwingungen auf den Gang der Uhr einwirken und ihn verfälschen. Außerdem ist die hängende Taschenuhr ein vorzügliches Demonstrationsmittel für die Interferenz zweier Schwingungen.

In letzter Zeit sind diese Dinge in der Schweiz durch JAQUEROD und MÜGELI experimentell genau untersucht worden; unter gewissen Vereinfachungen läßt sich aber auch manches auf rein theoretischem Wege ableiten, und zwar auf recht einfache Weise. Und das soll im folgenden geschehen.

In Fig. 1 sehen wir das Uhrgehäuse als starken Kreis, und darin gelagert die Unruh. Beide Körper sind miteinander durch die Spirale verbunden; ihr inneres Ende ist am Röllchen der Unruhachse festgestiftet, und das äußere ist am Kloben K befestigt, der einen Teil des Gehäuses bildet, wobei zunächst unter Gehäuse die gesamte Uhr außer der Unruh verstanden werden soll. Ob die Unruhachse mit der Drehachse der Gehäuseschwingungen zusammenfällt oder nicht, ist belanglos, wenn die mechanische Achse der Unruh genau durch ihren Schwerpunkt geht, wie es sein soll. Dann rechnet die Unruhmasse, in ihrer Achse konzentriert gedacht, eben mit zum Gehäuse, und der oben definierte Begriff muß ein wenig modifiziert werden. Das Trägheitsmoment der Unruh ist dagegen eine Sache für sich. Daß es so ist, erhellt aus der folgenden mechanischen Überlegung: nach einem bekannten, von EULER stammenden Satz der Kinematik ist die Gesamtbeschleunigung eines Massenpunktes dm bei ebener Bewegung die geometrische Summe der absoluten Drehbeschleunigung um ihren Drehpunkt im System und der Beschleunigung eben dieses Drehpunktes. Der Drehpunkt ist aber hier die Unruhachse, und seine Beschleunigung ist zentripetal $\omega_1^2 \cdot \rho$ und tangential $\varepsilon_1 \cdot \rho$, wenn ω_1 bzw. ε_1 die Drehgeschwindigkeit resp. -beschleunigung des Gehäuses um den Nagel N bedeuten. Die zentripetale Beschleunigung von dm im System ist aber $\omega^2 \cdot r$ und die tangentialen $\varepsilon \cdot r$, wofern ω und ε die Drehgeschwindigkeit bzw. -beschleunigung der Unruh gegenüber dem absoluten Raum sind. Die durch die letztgenannte Zentripetal-Beschleunigung erregten Massenkräfte heben sich auf, wenn die Unruh statisch ausgewuchtet ist; die tangentialen Massenkräfte aber halten dem Drehmoment der Spirale das Gleichgewicht, das über Kloben und Unruhzapfen auf das Gehäuse übertragen wird, weil Momente „flächenflüchtig“ sind. Die von der Gehäusebewegung stammende Zentripetal-Beschleunigung aller dm aber geht durch

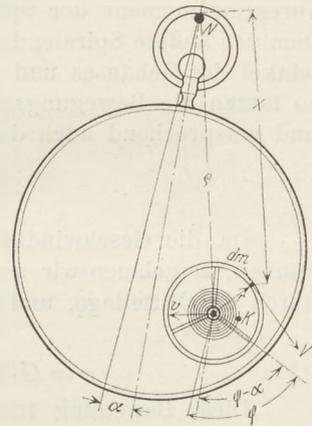


Fig. 1.

den Drehpunkt des Gehäuses und beeinflusst dessen Schwingung nicht, während die Tangential-Beschleunigung $\varepsilon_1 \cdot \rho$ von dm in der Tat wirksam ist. Insgesamt beträgt das so zustande kommende, auf den Nagel als Drehpunkt wirkende, von der Unruhmasse herrührende Moment der Massenkräfte:

$$\varepsilon_1 \cdot \rho \cdot \int x \, dm = \varepsilon_1 \rho^2 M,$$

worin M die ganze Unruhmasse. Denn deren Schwerpunkt liegt ja im Abstände ρ vom Nagel. Es ist also so, als ob die feste, punktförmige Masse M im Drehpunkt der Unruh etabliert wäre, womit obige Behauptung erwiesen ist. — Solche synthetischen Überlegungen sind anschaulicher und lehrreicher als die Anwendung der rein formalen Prinzipien der Mechanik.

Da wir nun wissen, daß die Unruhmasse als solche bei der Betrachtung der Gehäusebewegung in ihren Schwerpunkt verlegt gedacht werden kann und außerdem noch das Moment der Spirale übrig bleibt, das nach dem Prinzip von Wirkung und Gegenwirkung auf beide Körper einwirkt, können wir die Bewegungsgleichungen aufschreiben. Sei Θ das auf den Nagel bezogene Trägheitsmoment des Gehäuses einschließlich der Unruhmasse und P das auf dasselbe wirkende Direktionsmoment je Bogeneinheit, ferner \mathcal{J} bzw. p dieselben Größen für die Unruh. p ist also das Direktionsmoment der Spirale je Bogeneinheit Verdrehung relativ zum Gehäuse, an dem das äußere Spirallende ja festsetzt. Versteht man weiter unter α den Verdrehungswinkel des Gehäuses und unter φ den der Unruh, beide relativ zum absoluten Raum, so lauten die Bewegungsgleichungen unter Vernachlässigung der Dämpfung und entsprechend auch der Energiezufuhr zur Unruh durch die Hemmungsteile:

$$\Theta \cdot \ddot{\alpha} + P \cdot \alpha - p(\varphi - \alpha) = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$\mathcal{J} \cdot \ddot{\varphi} + p(\varphi - \alpha) = 0 \quad \dots \dots \dots (2)$$

Da die Geschwindigkeiten beim Bewegungsbeginn willkürlich gewählt werden können, so nehmen wir an, die Unruh gehe zur Zeit null relativ zum absoluten Raum durch die Mittellage, und machen die Ansätze:

$$\varphi = A \cdot \sin \mu t + B \cdot \sin \nu t \quad \dots \dots \dots (3)$$

$$\alpha = C \cdot \sin \mu t + D \cos \mu t + E \cdot \sin \nu t + F \cdot \cos \nu t \quad \dots \dots \dots (4)$$

Diese Bewegung tritt zu irgendeiner Zeit wirklich ein, wofern μ und ν nicht in irrationalem Verhältnis stehen; in letzterem Falle wird sie nach hinreichend langer endlicher Zeit beliebig genau verwirklicht. Durch Einsetzen in die Gleichungen (1) und (2) ergeben sich die Bestimmungsgleichungen:

$$A \cdot (\mathcal{J} \mu^2 - p) + C \cdot p = 0 \quad \dots \dots \dots (5)$$

$$B \cdot (\mathcal{J} \nu^2 - p) + E \cdot p = 0 \quad \dots \dots \dots (6)$$

$$C \cdot (\Theta \mu^2 - P - p) + A \cdot p = 0 \quad \dots \dots \dots (7)$$

$$E \cdot (\Theta \nu^2 - P - p) + B \cdot p = 0 \quad \dots \dots \dots (8)$$

$$D = 0 \quad \dots \dots \dots (9)$$

$$F = 0 \quad \dots \dots \dots (10)$$

Die Teilbewegungen gehen also synchron, und bei ihrer Einleitung stehen bloß zwei Freiheitsgrade offen, nämlich die beiden Anfangsgeschwindigkeiten.

Durch Gleichsetzen der Verhältnisse $\frac{A}{C}$ bzw. $\frac{B}{E}$ kommt:

$$\mu^4 - \mu^2 \left(\frac{P}{\Theta} + \frac{p}{\mathcal{J}} + \frac{p}{\Theta} \right) = - \frac{P \cdot p}{\Theta \cdot \mathcal{J}} \quad \dots \dots \dots (11)$$

Dieselbe Gleichung hat auch für ν Gültigkeit. Da p und \mathcal{J} gegenüber P und Θ in Wirklichkeit sehr klein sind, so wird die Bewegung des Gehäuses durch die Unruh nur wenig gestört werden, und wir können demgemäß für μ_1^2 den Wert

$$\frac{P}{\Theta} + \varepsilon_1 \quad \dots \dots \dots (12)$$

einführen, worin ε_1 klein sein wird; das sieht man ein, wenn man den Grenzzustand $p = 0$ betrachtet. Desgleichen wird die gegenüber der Gehäuseamplitude sehr weite Unruhschwingung von dieser bloß in geringem Maße beeinträchtigt werden, und wir können auch

$$\mu_2^2 = \frac{p}{g} + \varepsilon_2 \dots \dots \dots (13)$$

setzen, wobei ε_2 wieder klein ist gegen $\frac{p}{g}$. Das erhellt aus dem Grenzzustande $\Theta = \infty$. Setzen wir den symmetrischen Relationen der Algebra gemäß $\mu_1 + \mu_2$ gleich dem Absolutwerte des Faktors von μ^2 in (11) und $\mu_1 \cdot \mu_2$ gleich dem Absolutwert des Terms rechts vom Gleichheitszeichen in (11), so kommen, wenn man $\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2$ vernachlässigt, für die ε und die μ^2 folgende vereinfachte Werte:

$$\varepsilon_1 = -\frac{P \cdot \frac{g}{\Theta^2}}{1 - \frac{P \cdot g}{p \cdot \Theta}} \dots \dots \dots (14)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\frac{p}{\Theta}}{1 - \frac{P \cdot g}{p \cdot \Theta}} \dots \dots \dots (15)$$

$$\mu_1^2 = \nu_1^2 = \frac{P}{\Theta} \left(1 - \frac{\frac{g}{\Theta}}{1 - \frac{P \cdot g}{p \cdot \Theta}} \right) \dots \dots \dots (16)$$

$$\mu_2^2 = \nu_2^2 = \frac{p}{g} \left(1 + \frac{\frac{g}{\Theta}}{1 - \frac{P \cdot g}{p \cdot \Theta}} \right) \dots \dots \dots (17)$$

Damit nehmen die Gleichungen (3) und (4) die Gestalt an:

$$\varphi = A \cdot \sin \mu_1 t + B \cdot \sin \mu_2 t \quad (\text{Unruh}) \dots \dots \dots (18)$$

$$\alpha = C \sin \mu_1 t + E \cdot \sin \mu_2 t \quad (\text{Gehäuse}) \dots \dots \dots (19)$$

Bei beiden Bewegungen interferieren also zwei harmonische Schwingungen, und es erheben sich folgende Fragen:

1. Welchen Einfluß hat die Gehäuse-Beweglichkeit auf die Schwingung der Unruh?

Das ist eine praktisch besonders wichtige Angelegenheit, wie leicht zu erkennen ist.

2. In welchem Verhältnis stehen die Schwingungen von Gehäuse und Unruh zueinander?

3. Wie gestaltet sich die Interferenz der zwei Glieder in beiden Fällen?

Die Antwort auf Frage 1 kommt aus Gleichung (17). Da für eine volle halbe Schwingung der Unruh von der Dauer t die Beziehung gelten muß: $\mu_2 \cdot t = \pi$, so wird:

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1 + \frac{g/\Theta}{1 - (t_0/T_0)^2}}}, \dots \dots \dots (20)$$

worin $t_0 = \pi \sqrt{\frac{g}{p}}$ und $T_0 = \pi \sqrt{\frac{\Theta}{P}}$ die ungestörten Werte der beiden Schwingungsdauern sind.

Gültigkeit hat die Formel (20) übrigens nur bei hinreichender Verschiedenheit von t_0 und T_0 , weil wir die ε als klein vorausgesetzt hatten; im Resonanzpunkte $t_0 = T_0$ würden diese nach den vereinfachten Formeln über alle Grenzen wachsen, und die Eigenschaften der Gleichung (20) stünden in Widerspruch zu ihrer Herkunft.

Trotzdem also der in der Umgebung des Resonanzpunktes liegende Bereich durch (20) nicht geklärt wird, läßt sich Interessantes erkennen: Ist $t_0 < T_0$, d. h. schwingt dasselbe Gehäuse erheblich langsamer als die Unruh, so ist der zweite Term im Radikanden von (20) positiv, die Wurzel selbst größer als 1, und die gestörte Schwingungsdauer t kleiner als t_0 ; mit anderen Worten: Die Uhr geht zu schnell. Im umgekehrten Falle tritt dagegen Zurückbleiben ein, das naturgemäß ebenso wie das Voreilen größer wird, wenn sich die Werte t_0 und T_0 nähern.

Praktische Folgerung: Man hüte sich, eine Taschenuhr, von der man Präzisionsleistungen verlangt, lose anzuhängen oder auf eine elastische Unterlage zu legen. Den beiden oben genannten Experimentatoren gelang es, Gangstörungen bis zu einer halben Stunde je Tag auf diese Weise zustande zu bringen! Darauf kommen wir noch zurück.

Bei der Kleinheit von ϑ gegenüber Θ läßt sich Gleichung (20), hinreichende Entfernung vom Resonanzpunkt vorausgesetzt, auch so schreiben:

$$t = t_0 \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\vartheta}{\Theta} \cdot \frac{1}{1 - (t_0/T_0)^2} \right] \dots \dots \dots (21)$$

Da am Tage $\frac{24 \cdot 60^2}{t} \approx \frac{86400}{t_0}$ Schwingungen stattfinden, deren jede um $t_0 - t$ zu lang ist, so beträgt das tägliche Voreilen:

$$\Delta = 43200 \cdot \frac{\vartheta}{\Theta} \cdot \frac{1}{1 - (t_0/T_0)^2} \text{ sek/d} \dots \dots \dots (22)$$

Setzen wir schätzungsweise $\Theta = 1000 \cdot \vartheta$ und $T_0 = \frac{t_0}{2}$, einer strammen Unterlage des liegenden Gehäuses entsprechend, so wird Δ gleich 14,4 Sekunden je Tag, und zwar im Sinne des Nachbleibens.

Die Frage 2 ist nicht minder interessant. Sie läßt sich mit Hilfe der Gleichungen (5) bis (8) beantworten. In Gleichung (18) sind die Amplituden A und B als gegeben zu betrachten; sie werden durch die Anfangsgeschwindigkeiten von Unruh und Gehäuse bestimmt. C folgt aus (5) oder (7) und E aus (6) oder (8). Für C ist μ_1^2 maßgeblich, muß also in (5) oder (7) eingeführt werden, desgleichen μ_2^2 in (6) oder (8) zur Bestimmung von E . Beide Male muß sich derselbe Wert für C bzw. E ergeben; das ist freilich nicht streng der Fall, weil wir die μ^2 nur approximativ bestimmt haben. Aber die Differenzen sind gering. Es folgt für C :

$$C = A \cdot \left[1 - \left(\frac{t_0}{T_0} \right)^2 \right] \text{ bzw. } C = A \cdot \left[1 - \left(\frac{t_0}{T_0} \right)^2 + \frac{\frac{\vartheta}{\Theta}}{\left(\frac{t_0}{T_0} \right)^2 - 1} \right] \dots \dots (23)$$

Wofern T_0 und t_0 hinreichend verschieden sind, unterscheiden sich beide C nur unwesentlich, weil $\vartheta \ll \Theta$; wir benutzen daher weiterhin die erste, einfachere Form. Außerdem folgt:

$$E = -B \frac{\frac{\vartheta}{\Theta}}{1 - \left(\frac{t_0}{T_0} \right)^2} \text{ bzw. } E = -B \frac{\frac{\vartheta}{\Theta} \cdot \left(1 - \left(\frac{t_0}{T_0} \right)^2 \right)}{\left(1 - \left(\frac{t_0}{T_0} \right)^2 \right) + \frac{\vartheta}{\Theta} \cdot \left(\frac{t_0}{T_0} \right)^2} \dots \dots (24)$$

Auch hier ist der Unterschied zwischen E und E' gering, und wir entschließen uns wieder für die erste Form.

Die Diskussion der Ausdrücke für C und E ergibt folgendes: Die Hauptschwingungsamplitude des Gehäuses, C , ist mit der Amplitude A der Unruh im Tritt, solange $T_0 > t_0$, d. h. solange die Eigenschwingungsdauer des Gehäuses größer ist als die der Unruh; im anderen Falle tritt Gegentakt-Bewegung ein. Der Resonanzpunkt ist somit eine sogenannte Kippstelle, wie der Elektrotechniker sagt. Die Teilschwingungen B und E dagegen zeigen wegen des negativen Vorzeichens in (24) das umgekehrte Verhalten.

Nun zeigt aber (23), daß A und C von gleicher Größenordnung sind; da C als Amplitude des Gehäuses zweifellos klein ist, so muß es auch A sein. Also ist der zweite Term mit dem Faktor B in (18) die Hauptschwingung der Unruh, wie ja auch aus Gleichung (17) hervorgeht. B ist somit weit größer als A . Also kann man sagen: Die Gehäuseschwingung, deren Amplitude E ist, und die nach (24) erheblich kleiner als die der Unruh ist, geht bei kleinem T_0 mit der Unruhbewegung im Tritt, um bei wachsenden T beim Resonanzpunkt in Gegentakt umzukippen.

Interessant ist, die Experimente von JAQUEROD und MÜGELI mit diesen theoretischen Resultaten zu vergleichen. Die beiden Forscher haben die zu untersuchende Taschenuhr auf eine leichte, mit Tuch bedeckte wagrechte Platte gelegt, die wie die Unruh einer Jahresuhr an einem leichten Stahldraht aufgehängt und so zu Schwingungen befähigt war. Durch Verändern der Drahtlänge l ließ sich die Schwingungsdauer T_0 des Ganzen, wozu jetzt auch die Stützplatte der Uhr zu rechnen ist, beliebig variieren. T_0 ist nach den Gesetzen der Elastizitätslehre proportional zu \sqrt{l} , was durch die Versuche praktisch mit hinreichender Genauigkeit bestätigt wurde.

Die gemachten Beobachtungen lassen sich in folgender Weise zusammenfassen: bei ruhender Platte besteht kein Einfluß auf den Uhrgang, was ja auch selbstverständlich ist. Bei kurzem Draht und rascher Eigenschwingung zeigte sich eine sehr geringe Bewegung des Gestelles, die außerdem mit der der Unruh im Takt war. Die Uhr aber ging langsamer als in fester Lage. Das stimmt damit überein, daß E nach (24) bei sehr kleinem T_0 selber klein und außerdem positiv ist; ferner auch damit, daß nach (22) die Voreilung A für $T_0 < t_0$ in Nacheilen übergeht. Nach Überschreitung des Resonanzpunktes $T_0 = t_0$ kehren sich die Verhältnisse um, d. h. die Uhr geht jetzt zu rasch, und das Gestell schwingt im Gegentakt. Auch das stimmt mit den obigen Gleichungen überein. Die Untersuchung des Resonanzpunktes selbst, die unserer Theorie unzugänglich ist, ergab eine Steigerung der Gestellbewegung und der Gangstörung; beim Passieren der kritischen Stelle kippte die letztere in ihr Gegenteil um, und auch die Gestellbewegung änderte ihr Vorzeichen. Es zeigte sich auch, daß es durch besonders vorsichtige Drahtverlängerung, z. B. durch Anwärmen, unter Umständen möglich ist, den kritischen Punkt ein wenig zu überschreiten, ohne daß Kippen eintritt. Der neue Zustand ist aber labil und daher nicht auf die Dauer zu halten. Um das auch theoretisch aufzuzeigen, müßte man die Dämpfung berücksichtigen, was wir aus ökonomischen Gründen nicht getan haben. Die experimentellen Prüfungen der Schweizer Forscher haben auch gezeigt, daß die auftretenden Störungen mit wachsender Dämpfung immer kleiner werden, was ja auch vorauszu-sehen war.

Es erübrigt sich, noch auf Frage 3 einzugehen und die Interferenz der beiden Unruherschwingungen an Hand von Gleichung (18) und (19) zu untersuchen. Die zugehörigen Versuche sind besonders reizvoll und einfach. Es genügt eine an einen Nagel frei angehängte Taschenuhr passender Gehäusegröße.

Man beachte, daß das Glied mit dem Faktor B die Eigenschwingung der Unruh darstellt, deren Takt durch ε_2 ein wenig modifiziert ist; die Störung ist nach (17) vom Verhältnis \mathcal{J}/Θ abhängig. E aber ist die nach (24) erheblich kleinere, durch die Unruh erzwungene Schwingung des Gehäuses, die den Unruhtakt hat. C ist die kleine Eigenschwingung des Gehäuses, deren Periode durch ε_1 nach (16) modifiziert

ist, während A die dazugehörige zweite Unruhbewegung darstellt, die von gleicher Größenordnung wie C ist und denselben Takt hat. Wir betrachten nur die Gehäusebewegung, die ja dem Auge des Beobachters beim Versuch allein auffällt. Da E als erzwungene Schwingung stationären Charakter hat, während C , durch das Aufhängen der Uhr verursacht, infolge der Widerstände allmählich abklingt, so tritt später oder früher der Zeitpunkt ein, wo $C = E$ wird, in dem die Interferenz besonders deutlich erkennbar ist.

Wir sehen uns diesen Zustand genauer an und setzen demgemäß in (19) $C = E$. Dann geht α durch goniometrische Umformung über in:

$$\alpha = 2 E \cdot \sin \frac{\mu_2 + \mu_1}{2} t \cdot \cos \frac{\mu_2 - \mu_1}{2} t \dots \dots \dots (25)$$

Man kann $2 E \cdot \cos \frac{\mu_2 - \mu_1}{2} t$ als die mit kleiner Frequenz sich ändernde Amplitude der Schwingung ansehen, die mit der raschen Kreisfrequenz $\frac{\mu_1 + \mu_2}{2}$ abläuft. Im Rundfunk würde man das Glied $2 E \cdot \sin \frac{\mu_2 - \mu_1}{2} t$ als die Modulation oder Kennung der Trägerwelle von der Kreisfrequenz $\frac{\mu_1 + \mu_2}{2}$ bezeichnen. Da diese Amplitude in

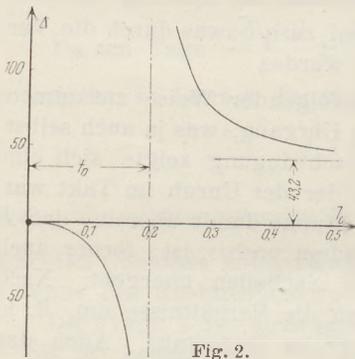


Fig. 2.

jeder Periode zweimal Null wird, so wäre eine solche Welle „voll ausgesteuert“ zu nennen.

In der Praxis des Versuchs mit der hängenden Taschenuhr kann man diesen durch (25) charakterisierten voll ausgesteuerten Zustand einfach dadurch erreichen, daß man die Uhr, nachdem sie angehängt ist, zunächst in senkrechter Lage festhält und dann vorsichtig losläßt; dann ist in diesem Zeitpunkt $t = 0$ die Amplitude auch Null, und der Vorgang der Gleichung (25) ist für einige Zeit verwirklicht. Nach und nach klingt aber die Eigenschwingung C ab, und das Bild verwischt sich. Immerhin ist Zeit genug vorhanden, um die Interferenz zu beobachten, die sich

deutlich im An- und Abschwellen der Gehäusebewegung demonstriert. — Der Versuch ist denkbar einfach und wirklich lohnend.

Zum Schluß ein Zahlenbeispiel. Die angeführte Schwingungsdauer der Unruh sei wie gewöhnlich $t_0 = 0,2$ sek; dann ist nach der Schwingungsformel $t_0 = \pi \sqrt{\frac{9}{P}}$ das Verhältnis $p/9$ gleich 247. Analog ist für das Gehäuse $\frac{P}{\Theta} = \frac{\pi^2}{T_0^2}$. Ferner möge sich \mathcal{J}/Θ wie 1 : 1000 verhalten. Nach Gleichung 22 folgt nun das tägliche Voreilen in Sekunden:

$$A = \frac{1080 \cdot T_0^2}{25 \cdot T_0^2 - 1} \text{ sek/d.}$$

Fig. 2 gibt diese Funktion in Form einer Schaulinie wieder. Δ nähert sich einer endlichen Grenze 43,2 für $T_0 = \infty$, d. h. für ein bewegliches Gehäuse ohne Direktionskraft.

Bemerkt sei, daß der Fehler der Näherungsformel (22) noch nicht vier Tausendstel Prozent erreicht, wenn man T_0 zu 0,19 oder 0,21 macht, d. h. wenn man mit T_0 bis auf einen Abstand von einem Hundertstel Sekunde an $t_0 = 0,2$ herangeht; trotzdem ist das Kurvenstück in der Nachbarschaft von t_0 vorsichtshalber weggelassen.

Wählen wir beispielsweise T_0 gleich 0,3 sek und die Hauptamplitude B der Unruh zu 4,5 Bogeneinheiten oder 258° , so wird nach (24) $E' = -0,465^\circ$, ist also

nur klein. Man sieht an dem Minuszeichen, daß E zu B im Gegentakt verläuft. Wenn die Eigenschwingung C auf denselben Wert abgeklungen ist, tritt der Zustand ein, den wir weiterhin als Interferenz-Erscheinung betrachten wollen. Ferner wird nach (16) bzw. (17):

$$\mu_1 = \frac{\pi}{0,3} \cdot \sqrt{1 - \frac{0,001}{1 - \left(\frac{0,2}{0,3}\right)^2}} = 10,46 \text{ sek}^{-1}$$

$$\mu_2 = 5\pi \cdot \sqrt{1 + \frac{0,001}{1 - \left(\frac{0,2}{0,3}\right)^2}} = 15,72 \text{ sek}^{-1}$$

Damit kommt aus (25):

$$\alpha = -0,930 \cdot \sin 13,09 \cdot t \cdot \cos 2,63 \cdot t.$$

Die halbe Periode der „Trägerwelle“ umfaßt somit $\frac{\pi}{13,09} = 0,24$, und die der „Kennung“,

die die „Schwebung“ kennzeichnet, $\frac{\pi}{2,63} = 1,19$ sek. Fig. 3 zeigt α über der Zeit für

den Fall $2 T_0 = 3 t_0$. Die beiden Terme von (19) sind strichpunktiert bzw. gestrichelt, und ihre Summe ist dick ausgezogen. Die Funktion α schmiegt sich gemäß (25) in die dünn gezogene Schwebung oder Kennung ein. Beim praktischen Versuch muß der Unterschied zwischen T_0 und t_0 natürlich klein gemacht werden, damit die Schwebung dem Auge klar erkennbar wird. Wählt man eine Uhr, die als Pendel am Nagel aufgefaßt selber ungefähr 0,2 sek Schwingungsdauer hat, so tritt dieser Zustand ein.

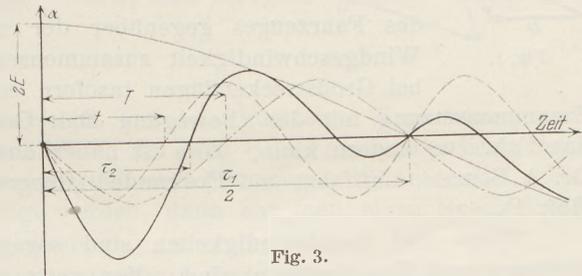


Fig. 3.

Eine leichte Überlegung zeigt schließlich, daß die Schwebungsdauer

$$\tau_1 = \frac{2 Z \cdot z}{Z - z} \text{ sek} \dots \dots \dots (26)$$

umfaßt, worin Z bzw. z die gestörten Schwingungsdauern der eigenen bzw. der erzwungenen Schwingung des Gehäuses bedeuten; ferner, daß die Dauer der Trägerhalbwelle

$$\tau_2 = \frac{2 Z \cdot z}{Z + z} \text{ sek} \dots \dots \dots (27)$$

umfaßt. Das ist das harmonische Mittel zwischen Z und z . Denn es ist ja:

$$\begin{aligned} \mu_1 \cdot Z &= \pi & \mu_2 \cdot z &= \pi \\ \frac{\mu_2 - \mu_1}{2} \cdot \tau_1 &= \pi & \frac{\mu_2 + \mu_1}{2} \cdot \tau_2 &= \pi. \end{aligned}$$

Und hieraus folgen die Relationen (26) und (27) leicht. In unserem Zahlenbeispiel ergeben sich die Werte:

$$\tau_1 = 0,24 \text{ sek} \qquad \tau_2 = 1,19 \text{ sek.}$$

Stehen τ_1 und τ_2 in rationalem Verhältnis, verhalten sie sich z. B. wie die ganzen relativ primen Zahlen m und n , so wiederholt sich der Vorgang, Dämpfungslosigkeit vorausgesetzt, nach je $m\tau_2 = n\tau_1$ (also bei unserem Beispiel nach 28,56) Sekunden; ist das Verhältnis aber irrational, so kommt die Situation nach einer hinreichend langen endlichen Zeit dem Anfangszustande beliebig nahe, ohne ihn jedoch wieder ganz zu erreichen, weil der Quotient auch noch so großer ganzen Zahlen keinen irrationalen Wert streng wiederzugeben vermag.

Man sieht, wie viele und interessante Probleme in einem so einfachen Demonstrationsobjekt stecken, wie es die hängende Taschenuhr ist.

Bewegungsaufgaben der Flugzeug- und Luftschiffnavigation.

Von Dr. ing. Otto Holm in Hamburg.

Die glückliche Überquerung des Atlantischen Ozeans durch den „Grafen Zeppelin“ mit seinem vielfach gewundenen Kurs gibt die Anregung zu einer Reihe interessanter Bewegungsaufgaben.

Wenn ein Punkt A sich in einem Medium B bewegt, das wiederum sich gegenüber seiner Umgebung C in Bewegung befindet, so setzt sich die Geschwindigkeit von A gegen C zusammen aus den Geschwindigkeiten von A gegen B und von B gegen C . Wird B als feststehend angenommen, so spricht man auch von der Bewegung zwischen A und C als der „absoluten“ Bewegung des Punktes C . In Wirklichkeit läßt sich kein absolut feststehender Bezugspunkt angeben und folglich auch keine absolute Geschwindigkeit. Im täglichen Leben und auch im heutigen Verkehrsleben wird die Erdoberfläche als feststehender Bezugspunkt genommen, da es sich

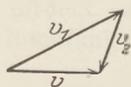


Fig. 1.

hier um das Zurücklegen von Wegen zwischen Punkten der Erdoberfläche handelt. In der Luftfahrt spricht man in diesem Sinne von der „Geschwindigkeit über Grund“, die sich aus der Eigengeschwindigkeit des Fahrzeuges gegenüber der umgebenden Luft und der etwaigen Windgeschwindigkeit zusammensetzt. Die Erddrehung spielt bisweilen bei Großstreckenflügen insofern eine Rolle, als sich bei entsprechender Zusammensetzung mit der „Bewegung über Grund“ die Tages- und Nachtdauer für das Fahrzeug ändern kann. Dies ist näher auseinandergesetzt in dem Aufsatz von Dr. A. SCHEER: Luftfahrt und Erdkunde¹ (Geographischer Anzeiger, 30. Jahrg., 1929, Heft 1).

Wege und Geschwindigkeiten sind sogenannte Vektoren, die durch Größe, Richtung und Sinn bestimmt sind. Man setzt sie zusammen, indem man sie durch gerichtete Strecken entsprechender Länge darstellt und diese einfach aneinanderreicht.

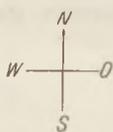


Fig. 2.

Die gerichtete Verbindungsstrecke (Richtungssinn durch Pfeil angegeben) des Ausgangspunktes des so gezeichneten Vektorzuges mit dem Endpunkt ergibt dann die resultierende Geschwindigkeit oder den resultierenden (absoluten) Weg.

In Fig. 1 ist v_1 die Eigengeschwindigkeit eines Flugzeuges gegenüber der es umgebenden Luft, v_2 die Windgeschwindigkeit. Die Geschwindigkeit über Grund ist die Geschwindigkeit v , die man, wie vorstehend geschildert, durch einfaches Aneinanderreihen der Teilgeschwindigkeiten erhält.

Der Luftfahrer nennt das so entstehende Dreieck das Winddreieck.

Bei der Luftnavigation über See ist man auf den Kompaß und die Schätzung der Windstärke und -Richtung aus der Wellenbildung und der seitlichen Abtrieb fast ausschließlich angewiesen.

Entsprechend Fig. 2 möge ein Flugzeug die Aufgabe haben, vom Punkt A nach dem 250 km entfernt liegenden Punkt B zu fliegen. Die Eigengeschwindigkeit des Flugzeuges sei 150 km/std, der Wind wehe von Nordosten mit einer Geschwindigkeit von 30 km/std, was mit etwa 8 Sekundenmetern der Windstärke 4 nach der Beaufort-Skala entsprechen dürfte. Die See ist bei dieser Windstärke schon gleichmäßig mit Schaumköpfen bedeckt. Das Flugzeug wird durch den Wind natürlich nach rechts abgetrieben und einen etwas nördlichen Kurs steuern, wenn es nach B gelangen will. Den genauen Steuerkurs erhält man wieder aus dem Winddreieck, das aus den beiden gegebenen Geschwindigkeiten als Seiten und einem Winkel (Windrichtung) so zu

¹ Sonderdrucke des Aufsatzes von A. SCHEER versendet die Staatliche Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht, Berlin W 35, Potsdamer Str. 120, auf Wunsch kostenlos.

konstruieren ist, daß die dritte Dreiecksseite in die Verbindungslinie AB fällt. Die Geschwindigkeit v über Grund mißt man aus der maßstäblich zu entwerfenden Zeichnung heraus. Sie ergibt sich für das vorliegende Beispiel zu 131 km/std.

Fig. 3 zeigt die graphische Lösung der gleichen Aufgabe für den Rückflug. Die Geschwindigkeit über Grund erhöht sich in diesem Fall auf 170 km/std. Die Dauer des Hinfluges $T_1 = \frac{s}{v}$, = 1 Std. 54 Min. 36 Sek. ist also erheblich größer als die für den Rückflug benötigte Zeit, die sich nur auf $T_2 = \frac{s}{v''} = 1$ Std. 28 Min. 15 Sek. belaufen würde. Man erkennt an diesem einfachen Beispiel, wie erheblich Steuerkurs und Flugdauer schon durch Winde geringer Stärke beeinflusst werden.

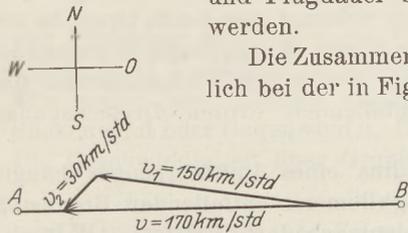


Fig. 3.

Die Zusammensetzung von drei Geschwindigkeiten ist erforderlich bei der in Fig. 4 gezeigten Lösung der Aufgabe, ein fahrendes

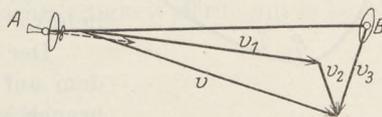


Fig. 4.

Ziel, beispielsweise ein Flugzeugmutterschiff, auf dem kürzesten Wege anzusteuern, wenn der Standort von Flugzeug und Schiff, der vom Schiff gesteuerte Kurs, seine Geschwindigkeit und die Eigengeschwindigkeit des Flugzeuges bekannt sind. Muß die Meeresströmung noch berücksichtigt werden, dann hat man einen Geschwindigkeitsplan mit vier Relativgeschwindigkeiten.

Wesentlich interessanter und von praktischer Bedeutung wird die vorstehend skizzierte Aufgabengruppe, wenn man den Einfluß fehlerhafter Annahmen über den

Wind auf das Ergebnis untersucht. Ist der Flieger beispielsweise drei Stunden unterwegs und überschätzt sich in der Windstärke im Mittel nur um zwei Sekundenmeter, so fliegt er unter Umständen schon bei mäßigen Sichtverhältnissen bei sonst einwandfreier Ortung in 12 Seemeilen \sim 22 km Entfernung an seinem Flugzeugmutterschiff vorbei, von dem er aufgestiegen war. Mit einem Schätzungsfehler von zwei Sekundenmetern und mehr muß selbst bei großer Übung und Erfahrung des Beobachters gerechnet werden. Es

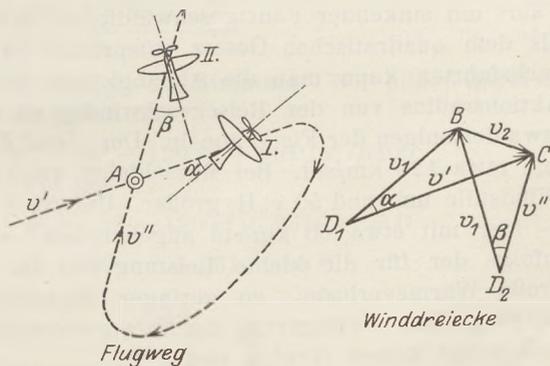


Fig. 5.

ist deshalb ohne besondere Maßregeln praktisch für die Flugzeugbesatzung bei ungünstigen Wetterverhältnissen (Nebel) unmöglich, ihr Fahrzeug wieder zu finden, so daß im Kriege der Verlust manches Seeflugzeuges mit Besatzung auf das Konto der Orientierungsschwierigkeiten zu setzen war. Die Praxis fand hier allerdings auch wieder einen Ausweg. Auf dem Schiff ließ man während der Zeit, in der das Flugzeug unterwegs war, den Asche-Ejektor arbeiten. Der graue Aschestreifen des Kielwassers hielt sich stundenlang auf der Oberfläche des Meeres. Das Flugzeug steuerte absichtlich erheblich hinter seinem Schiff vorbei und stieß hierbei auf den von oben gut sichtbaren Ariadnefaden, an Hand dessen es dann mit Sicherheit den Rückweg fand.

Wie schon ausgeführt, genügt die Schätzung der Windstärke und Windrichtung nur aus der Wellenbildung bei Langstreckenflügen für eine einigermaßen genaue

Kursbestimmung nicht. Man mißt in diesem Fall von Zeit zu Zeit den Abtrittwinkel des Flugzeuges für zwei verschiedene Steuerkurse, indem man einen über Bord geworfenen schwimmfähigen Gegenstand (Rauchbombe) oder auch einen Wogenkamm ansteuert. Die Ausführung dieser Peilungen und die Bestimmung der Richtung und Stärke des herrschenden Windes zeigt Fig. 5. *A* ist der auf dem Wasser schwimmende Gegenstand, der zweimal überflogen wird. α und β sind die Winkel, unter denen der Beobachter den Gegenstand gegenüber der scheinbaren Flugrichtung sich entfernen sieht. Von den zugehörigen beiden Winddreiecken sind nach Größe, Richtung und Sinn je eine Seite — die relative Flugzeuggeschwindigkeit gegenüber der Luft — bekannt und die anliegenden Peilwinkel. Da die den Winkeln gegenüber liegenden unbekannt Seiten, die Windgeschwindigkeit, in beiden Dreiecken naturgemäß nach Größe, Richtung und Sinn übereinstimmen müssen, zeichnet man beide Dreiecke zweck-

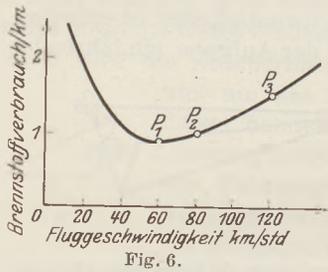


Fig. 6.

mäßig vom gleichen Punkt *B* ausgehend übereinander, so daß der Schnittpunkt der freien Winkelschenkel die gesuchten, zusammenfallenden dritten Dreieckspunkte *C* liefert.

Der Aktionsradius eines Luftfahrzeuges hängt von dem auf einen Flugkilometer entfallenden Brennstoffverbrauch ab. Der Leistungsbedarf ($L \text{ mkg/sec} = W \text{ kg} \cdot v \cdot \text{m/sec}$) wächst bei jedem Fahrzeug schneller als die Geschwindigkeit *v*, da die Widerstände *W* bei Geschwindigkeitszunahme wachsen. Beim Luftschiff kann man mit

genügender Annäherung annehmen, daß der Fahrtwiderstand etwa dem Quadrat der Fluggeschwindigkeit proportional ist. Der Leistungsbedarf wird also mit der dritten Potenz der Geschwindigkeit wachsen. Maßgebend für den Brennstoffverbrauch (kg/km) ist die von den Motoren je Flugkilometer zu leistende Arbeit, die wieder dem Quadrat der Fluggeschwindigkeit proportional ist. Bei verminderter Drehzahl sinkt im allgemeinen der Gesamtwirkungsgrad der Maschinenanlage, so daß die Ökonomie der Fahrt mit sinkender Fahrtgeschwindigkeit in etwas langsamerem Maße besser wird, als dem quadratischen Gesetz entspräche. Auf Grund genauer Messungen bei Versuchsfahrten kann man die Abhängigkeit des Brennstoffverbrauches und damit des Aktionsradius von der Reisegeschwindigkeit ermitteln. Die erhaltene Kurve würde etwa derjenigen der Fig. 6 ähneln. Der „Graf Zeppelin“ hat eine Höchstgeschwindigkeit von etwa 120 km/std. Bei Marschfahrt, rund 80 km/std, wird der Aktionsradius bei Windstille um rund 50 v. H. größer. Unterhalb einer gewissen Geschwindigkeitsgrenze — hier mit etwa 60 km/std angenommen — wird die Ökonomie wieder schlechter infolge der für die kleine Leistung viel zu starken Motoren (große Leerlaufarbeit, große Wärmeverluste), zu geringer Motordrehzahl und zu großer Luftschraubensteigung. Eine Verringerung der Fahrtgeschwindigkeit unter 60 km/std ist also zwecklos und bringt keinen Gewinn mehr.

Die in Fig. 6 dargestellten Verhältnisse verschieben sich wesentlich, wenn man die Betrachtungen nicht auf Windstille beschränkt, sondern den Wind berücksichtigt. Zur formelmäßigen Erfassung der Zusammenhänge muß zunächst das Gesetz der Abhängigkeit des Betriebsstoffverbrauches von der Eigengeschwindigkeit der Fig. 6 in eine geschlossene arithmetische Form gebracht werden. Es interessiert nur der Kurvenast von *P*₁ bis *P*₂. Die Kurve *P*₁, *P*₂, *P*₃ können wir mit hinreichender Genauigkeit durch eine Parabel ersetzen, deren Gleichung lautet:

$$(x + a)^2 = b(y + c) \dots \dots \dots (1)$$

Die Konstanten *a*, *b* und *c* erhält man aus den Bedingungen, daß die Parabel durch *P*₂ und *P*₃ gehen soll und in *P*₁ ihren tiefsten Punkt erreicht.

*P*₂ Kurvenpunkt:

$$(80 + a)^2 = b(1 + c) \dots \dots \dots (2)$$

Da es sich hier nur darum handelt, Verhältniswerte zu ermitteln, setzen wir den Brennstoffverbrauch bei Marschfahrt (80 km/std) gleich 1.

P_3 Kurvenpunkt:

$$(120 + a)^2 = b(1,5 + c) \quad \dots \quad (3)$$

P_1 tiefster Punkt:

$$\frac{2(60 + a)}{b} = 0. \text{ (Erste Ableitung nach } dx). \quad \dots \quad (4)$$

Die drei Gleichungen (2) bis (4) liefern:

$$a = -60; b = +6400; c = -0,94 \quad \dots \quad (5)$$

Einsetzen in Gleichung (1):

$$(x - 60)^2 = 6400(y - 0,94) \quad \dots \quad (6)$$

In dieser Gleichung bedeutet x die Eigengeschwindigkeit in km/std, y den Betriebsstoffverbrauch im Verhältnis zu dem bei sogenannter Marschfahrt (80 km/std).

Wir wollen jetzt zunächst annehmen, daß die Windrichtung in die Fahrtrichtung fällt (Rückenwind oder Gegenwind!). Die Windgeschwindigkeit werde mit w bezeichnet.

Die Geschwindigkeit über Grund ist jetzt

$$v = x + w \quad \dots \quad (7)$$

Der Betriebsstoffverbrauch pro Kilometer Weg wird:

$$y_1 = \frac{y \cdot x}{x + w} \quad \dots \quad (8)$$

$$y = \frac{x y_1 + w y_1}{x} \quad \dots \quad (9)$$

Einsetzen in Gleichung (6):

$$(x - 60)^2 = \frac{6400}{x} (x y_1 + w y_1 - 0,94 x) \quad \dots \quad (10)$$

$$x^3 - 120 x^2 + 3600 x = 6400 (x + w) y_1 - 6010 x \quad \dots \quad (11)$$

$$y_1 = \frac{x^3 - 120 x^2 + 9610 x}{6400 (x + w)} \quad \dots \quad (12)$$

Bei der günstigsten Eigengeschwindigkeit wird y_1 ein Minimum. Wir bilden die erste Ableitung von y_1 nach dx und setzen sie gleich 0:

$$\frac{d y_1}{d x} = \frac{(3 x^2 - 240 x + 9610) 6400 (x + w) - (x^3 - 120 x^2 + 9610 x) \cdot 6400}{6400^2 \cdot (x + w)^2} = 0 \quad \dots \quad (13)$$

$$(3 x^2 - 240 x + 9610) (x + w) - (x^3 - 120 x^2 + 9610 x) = 0 \quad \dots \quad (14)$$

$$2 x^3 - 120 x^2 + 3 w \cdot x^2 - 240 w x + 9610 w = 0 \quad \dots \quad (15)$$

$$w = \frac{-2 x^3 + 120 x^2}{3 x^2 - 240 x + 9610} \quad \dots \quad (16)$$

Die Abhängigkeit der günstigsten Eigengeschwindigkeit von der Windgeschwindigkeit kann entsprechend Gleichung (16) durch eine Kurve dritter Ordnung dargestellt werden (Fig. 7).

Zunächst drängt sich die Frage auf, bis zu welcher Stärke eines Gegenwindes es sich empfiehlt, mit Marschgeschwindigkeit zu fliegen. Wir setzen zur Beantwortung dieser Frage $x = 80$ km/std in Gleichung (16) ein:

$$w = \frac{-1024000 + 768000}{19200 - 1920 + 9610} = \frac{-256000}{9610} = -26,5 \text{ km/std} \quad \dots \quad (17)$$

Bei Gegenwind bis zu 26,5 km/std = 7,35 m/sec (Windstärke 3 bis 4) ist es also nicht zweckmäßig, die Eigengeschwindigkeit über die Marschgeschwindigkeit hinaus zu steigern, wenn man mit dem Betriebsstoffvorrat möglichst weit kommen will. Das

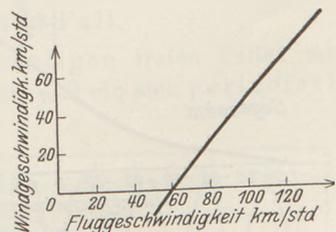


Fig. 7.

negative Vorzeichen der errechneten Windgeschwindigkeit läßt erkennen, daß es sich um Gegenwind handelt.

Bei Windstille liefert die Gleichung (16) für die günstigste Eigengeschwindigkeit den Wert

$$x = 60 \text{ km/std} \dots \dots \dots (18)$$

entsprechend dem Ansatz. Wie stark muß der Gegenwind werden, wenn man sich gezwungen sehen soll, mit Rücksicht auf einen möglichst großen Aktionsradius mit größter Geschwindigkeit zu fahren? Die Antwort liefert wieder Gleichung (16) mit $x = -120 \text{ km/std}$.

$$w = \frac{-2 \cdot 120^2 + 120 \cdot 120^2}{3 \cdot 120^2 - 240 \cdot 120 + 9610} = -72 \text{ km/std} \dots \dots \dots (19)$$

Das Ergebnis ist etwas überraschend. Erst bei 72 km/std Gegenwind (20 m/sec = Windstärke 9 bis 10, starker Sturm!!) braucht der Zeppelin seine ganze Kraft einzusetzen.

Bei Rückenwind liefert Gleichung (16) für x noch kleinere Werte als 60 km/std. Die Näherungsparabel gilt eigentlich nur für den Bereich $P_1 P_2 P$, der Kurve in Fig. 6.

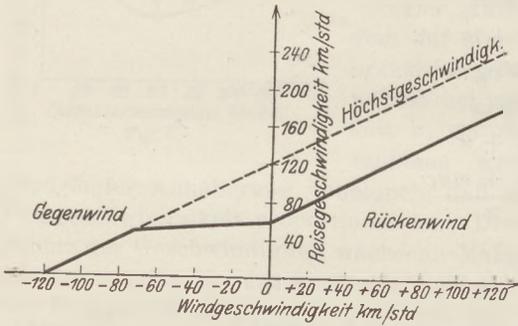


Fig. 8.

In der Nähe von P_1 , links von diesem Punkt, kann man sie jedoch auch noch mit genügender Annäherung gelten lassen. Man erkennt hieraus, daß Rückenwind die verschlechterte Ökonomie der Maschinenanlage bei sehr kleiner Leistung ausgleichen kann. Es fragt sich, ob das Luftschiff bei sehr kleiner Geschwindigkeit manövrierfähig bleibt, da die Steuerdrücke vom Fahrtwind abhängen. Sonst wäre es natürlich bei Rückenwind am ökonomischsten, sich mit abgestellten Motoren treiben zu lassen. Fig. 8 zeigt

zur Veranschaulichung der bisherigen Rechnungen die Abhängigkeit der absoluten Reisegeschwindigkeit von der Windgeschwindigkeit unter der Voraussetzung, daß nur im Bereich zwischen 60 und 120 km/std Geschwindigkeit geflogen wird und stets mit

der dem geringsten Brennstoffverbrauch pro Flugkilometer zugeordneten Geschwindigkeit.

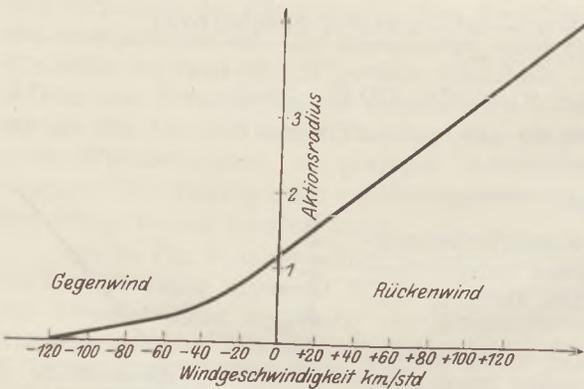


Fig. 9.

Fig. 9 zeigt unter gleichen Voraussetzungen die Abhängigkeit des Aktionsradius vom Wind bezogen auf den Aktionsradius bei 80 km/std Geschwindigkeit und Windstille. Man erkennt sofort, wie außerordentlich schnell mit ungünstiger werdendem Wind der Aktionsradius kleiner wird, und wie sehr es sich lohnt, große Umwege zu machen, um günstige Wetterverhältnisse aufzusuchen.

Den Luftschiffführer interessieren naturgemäß nicht nur die günstigsten Eigengeschwindigkeiten bei Gegenwind oder Rückenwind, sondern bei jeder beliebigen Windrichtung relativ zum wahren Flugkurs (absolute Bewegung!).

Die genaue mathematische Untersuchung der Verhältnisse liefert in diesem Fall schon ziemlich komplizierte Beziehungen in Form einer transzendenten Gleichung; dagegen kommt man auf Grund der bisherigen Betrachtungen mit einer graphischen

Näherungsmethode auch hier wieder verhältnismäßig schnell und genau zum Ziel. Man nimmt die Eigengeschwindigkeit des Luftschiffes im vorliegenden Fall zunächst etwa mit 100 km/std an und zeichnet das Winddreieck (Fig. 10). Die Differenz zwischen der Reisegeschwindigkeit v und der relativen Geschwindigkeit x gegenüber der Luft entspricht der Größe w in der Gleichung (16). Aus ihr ermittelt man die zweckmäßigste Eigengeschwindigkeit x . Bei sehr großen Windgeschwindigkeiten und wesentlichen Abweichungen der Windrichtung von der Flugrichtung zeichnet man mit dem so bestimmten neuen Wert von x ein neues Winddreieck und wiederholt das Verfahren (Iteration). Im allgemeinen ist jedoch der zuerst erhaltene Wert hinreichend genau und liegt innerhalb der ohnehin durch die Praxis gegebenen Fehlergrenzen. Der Aufgabenkreis des behandelten Problems läßt sich in mancher Richtung noch erweitern. Einige Andeutungen mögen genügen.

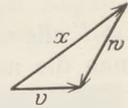


Fig. 10.

Wann lohnt es sich, widrigen Winden auszuweichen? Wie groß darf der Umweg sein? Bestimmung des Koppelkurses geringsten Treibstoffverbrauches bei gegebenen Windverhältnissen (Wetterkarte, Trajektorien!). Bestimmung des Koppelkurses geringster Flugzeit. Aktionsradius bei Gegenwind und Rückkehr zum Ausgangspunkt usw.

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß bei Flugzeugen die ökonomischste Geschwindigkeit fast stets die geringste mögliche ist, da die Eigengeschwindigkeit sich nur verhältnismäßig wenig verringern läßt und durchweg erheblich größer ist als diejenige der Luftschiffe.

Die behandelten Aufgaben scheinen mir geeignet, das Verständnis für den Gegenstand wesentlich zu heben. Die geradezu erstaunliche Unwissenheit und Verständnislosigkeit gegenüber solchen technischen Dingen in Laienkreisen ist anlässlich der Havarie des Zeppelins an der Stabilisierungsfläche bei der Überquerung des Ozeans einmal wieder durch die Berichte der Zeitungen über diesen Unfall offenbar geworden. Der Sturm sollte die Leinwand wie ein Segel zerrissen haben. Eine Zeitung verstieg sich sogar zu der Behauptung, man sei während der Havarie eine Zeitlang mit dem Wind geflogen, so daß der Wind von hinten kam und weniger störte! Man erkennt die Notwendigkeit der Durchdringung des Unterrichtes mit technischem Denken, denn der Schriftleiter oder Berichterstatter einer angesehenen Großstadtzeitung wird wohl mindestens Realschulbildung haben.

Kleine Mitteilungen.

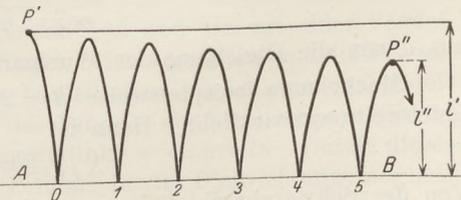
Schauversuche über Fall und Wurf.

Von F. F. Martens in Berlin.

1. Versuch über wiederholten freien Fall.

Die Schwierigkeit, die kleine Zeitdauer eines einmaligen freien Falles mit einiger Genauigkeit zu messen, läßt sich dadurch umgehen, daß ein sich periodisch wiederholender Fallvorgang verwirklicht und die Dauer einer größeren Anzahl von solchen Perioden gemessen wird.

Eine Ausführungsart dieses Gedankens ist in der Figur dargestellt. Die Vorgänge, die sich in Wirklichkeit längs einer vertikalen Linie abspielen, sind so gezeichnet, wie sie in einem langsam um eine vertikale Achse gedrehten Spiegel erscheinen würden.



Eine Stahlkugel fällt aus der Lage P' auf die Oberfläche AB einer wagerechten Glasplatte. Die Kugel verläßt die Oberfläche mit nahezu der gleichen Geschwindigkeit, mit der sie aufgetroffen ist. Die Dauer des

Reflexionsvorganges ist gegen die Fallzeit verschwindend klein. Die Kugel steigt nun eine Strecke, die der zuerst durchlaufenen Fallstrecke nahezu gleich ist und gebraucht dazu eine Zeit, die der ersten Fallzeit nahezu gleich ist. Mißt man mit einer Stoppuhr die Zeit T zwischen der Reflexion 0 und der Reflexion 5, so erhält man die mittlere einmalige Fallzeit

$$t = T/10.$$

Ist l' die ursprüngliche Fallstrecke, l'' die Steighöhe nach der Reflexion 5, so erhält man die mittlere Fallstrecke

$$l = \frac{1}{2}(l' + l'').$$

Aus l und t erhält man die Schwerebeschleunigung

$$\gamma = 2l/t^2.$$

Als Abwurfeinrichtung für die Stahlkugel benutzt man einen kleinen Elektromagneten, dessen Magnetisierungsstrom durch einen Taster geschlossen, beim Loslassen des Tasters unterbrochen wird. Als fallenden Körper benutzt man Stahlkugeln von 4 bis 6 mm Durchmesser. Als reflektierende Fläche hat sich am besten bewährt eine Spiegelglasplatte, die auf eine Eisenplatte von mehreren cm Dicke aufgekittet ist. Als Fallstrecke kommen Strecken von etwa 40 bis 60 cm in Betracht.

Wählt man den Durchmesser der fallenden Stahlkugel oder die Fallstrecke zu groß, so entstehen auf der Glasplatte kleine kreisrunde Ringe, die sich bei Projektion der Glasplatte deutlich zeigen. Bisweilen sind die Ringe von hübschen, farbigen Interferenzerscheinungen umgeben.

Läßt man eine Stahlkugel von etwa 2 cm Durchmesser so auf eine Spiegelglasplatte fallen, daß die Fallhöhe nur einige mm beträgt, so entsteht ein Ton, dessen Frequenz (während die Fallhöhe allmählich abnimmt) langsam ansteigt.

2. Versuch über die Wurfparabel.

Eine Stahlkugel, die auf die Oberfläche einer schräg gestellten Glasplatte fällt, verhält sich nach der Reflexion wie ein Geschoß, dessen Anfangsgeschwindigkeit sich aus der Fallstrecke l , dessen Elevationswinkel α sich aus dem Winkel β zwischen der Glasplatte und einer wagerechten Ebene leicht berechnen läßt. Es ist

$$v = \sqrt{2\gamma l} \text{ und } \alpha = 90^\circ - 2\beta.$$

Läßt man die Kugel auf eine wagerechte Sandfläche auftreffen, die in gleicher Höhe mit dem Reflexionspunkt liegt, so kann man die größte Erhebung X der Kugelbahn und die Reichweite $2Y$ messen. Berechnen lassen sich beide Größen aus den bekannten Gleichungen

$$v^2 \sin^2 \alpha / 2\gamma = X = l \cdot \cos^2 2\beta,$$

$$v^2 \sin 2\alpha / \gamma = 2Y = l \cdot 2 \sin 4\beta.$$

Die Übereinstimmung der beobachteten und der errechneten Werte bestätigt die Richtigkeit der Bewegungsgleichungen

$$m\ddot{x} = m\gamma \text{ und } m\ddot{y} = 0,$$

aus denen die Gleichung der Wurfparabel abgeleitet wird.

Macht man beispielsweise $\beta = 22,5^\circ$, so ist $\alpha = 45^\circ$ und der Fall maximaler Reichweite verwirklicht. Dann ist

$$X/l = 1/2 \text{ und } 2Y/l = 2.$$

Von der Schwerebeschleunigung γ sind beide Verhältnisse unabhängig.

Ein Gerät, mit dem die beschriebenen Schauversuche leicht und bequem ausgeführt werden können, hat die Firma E. Leybolds Nachf. A.G. in Köln ausgeführt.

Ein einfacher Apparat zum experimentellen Beweis des Fallgesetzes $v = \sqrt{2\gamma h}$.

Von Dr. Ludwig Bergmann in Breslau.

Der im folgenden beschriebene Apparat, der von mir bereits vor einigen Jahren für den Experimentalunterricht gebaut, bisher aber noch nicht veröffentlicht wurde, soll bei der Besprechung der Fallgesetze im Unterricht durch den Versuch zeigen, daß die Endgeschwindigkeit eines fallenden Körpers stets die gleiche ist, wenn der Körper aus derselben Höhe, aber auf verschiedenen gekrümmten Bahnen fällt. Der gesamte Apparat, der in der Ansicht in Fig. 1 dargestellt ist, läßt sich ohne große Mühe selbst herstellen.

Als fallender Körper dient eine kleine Stahlkugel von etwa 8 mm Durchmesser, wie sie in Fahrradkugellagern benutzt wird. Die vier verschiedenen Fallbahnen, die in einer Höhe von 400 mm über dem Grundbrett des Apparates beginnen, bestehen aus gekrümmten Glasröhren von etwa 10 mm lichter Weite. Durch

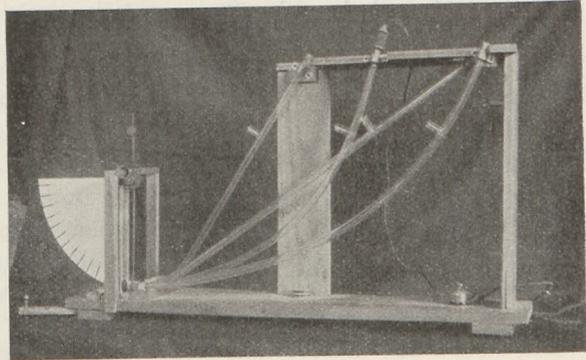


Fig. 1.

Verwendung der gut polierten Stahlkugel und der Glasröhren ist die Reibung beim Fall auf ein Minimum heruntergedrückt. Die vier verschiedenen gekrümmten Fallbahnen, deren genaue Form aus den Fig. 1 und 2 genügend deutlich hervorgeht, münden nebeneinander (siehe auch Fig. 4) bei *a* auf dem Grundbrett. Die Endgeschwindigkeit der Kugel beim Austritt aus den Röhren wird mittels eines kleinen ballistischen Pendels *l*

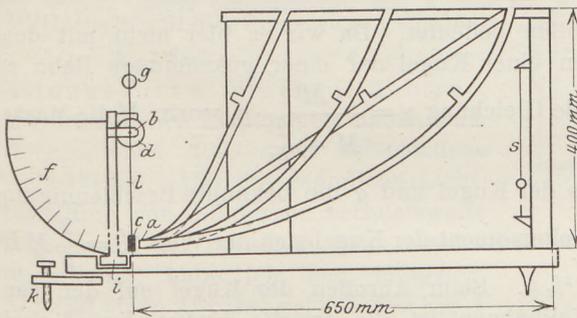


Fig. 2.

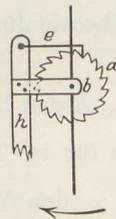


Fig. 3.

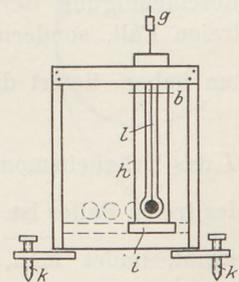


Fig. 4.

gemessen. Das Pendel, dessen Länge etwa 200 mm beträgt, ist durch eine horizontale Achse in zwei Spitzenlagern bei *b* gelagert. Am unteren Ende trägt das Pendel eine runde Eisenscheibe *c* von 12 mm Durchmesser und 5 mm Dicke. Gegen diese Scheibe läuft die Kugel bei ihrem Austritt aus dem Röhrenende an und erzeugt einen Pendelausschlag, der jeweils der Geschwindigkeit der Kugel beim Auftreffen auf die Pendelscheibe proportional ist. Um den betreffenden ballistischen Ausschlag des Pendels in seiner Endlage festzuhalten, trägt die Achse des Pendels ein kleines Sperrzahnrad (siehe Fig. 3), in das von oben eine leichte Metallklinke *e* eingreift. Durch dieses Sperr-Rad ist nur eine einseitige Bewegung des Pendels in der Pfeilrichtung möglich, und das Pendel bleibt jeweils in der Stellung seines Endausschlages stehen. Es ist vorteilhaft, den Durchmesser des Zahnrades nicht zu klein (etwa 40 mm) und die Sperrzähne nicht zu groß zu wählen, damit die Messung nicht zu grob wird. Eine Skala *f* ermöglicht es, den Ausschlag des Pendels abzulesen. Die Empfindlichkeit

des letzteren läßt sich durch ein kleines Gegengewicht g beliebig variieren. Das ganze Pendel mit der Skala ist an einer vertikalen Holzleiste h angebracht, die auf einem Schlitten i befestigt ist. Mittels dieses Schlittens kann das ganze Pendel (siehe Fig. 4) vor die Ausgänge der vier Laufbahnen geschoben werden, und es wird so die Bestimmung der Endgeschwindigkeit der Kugel auf den vier verschiedenen gekrümmten Bahnen ermöglicht.

Die Kugel wird beim Versuch durch einen kleinen Elektromagneten, der in Fig. 1 oben im mittleren Rohr zu sehen ist, in die betreffende Glasröhre eingeführt und durch Ausschalten des Stromes fallen gelassen. Dadurch ist ein gleichmäßiges Abfallen der Kugel mit der Anfangsgeschwindigkeit Null gewährleistet. Um die Kugel auch noch aus einer anderen Höhe fallen lassen zu können, ist bei jeder Röhre, wie aus den Figg. 1 und 2 ersichtlich, in einer zweiten Höhenlage ein kurzes Glasrohr seitlich angeschmolzen, in das mittels des Magneten die Kugel eingeführt werden kann. Im übrigen macht es auch keine besondere Schwierigkeit, einen kleinen Elektromagneten zu bauen, der mittels einer flexiblen Anschlußschnur von oben mit der Kugel bis zu einer beliebigen Höhe in die Röhren eingeführt werden kann. Gleiche Höhenstellungen lassen sich an den einzelnen Glasröhren durch entsprechend bezeichnete Papiermarken ein für allemal festlegen.

Der Versuch geht dann zweckmäßig so vor sich, daß man die Kugel bei der ersten Röhre aus mehreren Höhen herunterfallen läßt und sich die Ausschläge des Pendels merkt. Dann wiederholt man die Fallversuche bei den drei übrigen Fallbahnen aus den gleichen Höhen und erhält jedesmal die gleichen Ausschläge. Um reproduzierbare Werte zu erhalten, ist dafür zu sorgen, daß das Pendel genau senkrecht hängt, und zu diesem Zweck ist der Apparat mittels zweier Fußschrauben k nach einem Senklot s bei jedem Versuch senkrecht zu stellen.

Die Endgeschwindigkeit v , die mit dem oben beschriebenen Apparat beim Ausreten der Kugel aus den Fallröhren gemessen wird, läßt sich theoretisch berechnen durch die bekannte Formel $v = \sqrt{2\gamma h}$, in der h die durchfallene Höhe und γ die Beschleunigung der Kugel beim Abrollen bedeutet. Da wir es hier nicht mit dem freien Fall, sondern mit dem Abrollen einer Kugel auf einer gekrümmten Bahn zu

tun haben, liefert die Theorie für γ die Gleichung $\gamma = \frac{M}{M + \frac{T}{R^2}} \cdot g$, worin M die Masse,

T das Trägheitsmoment, R den Radius der Kugel und g die bekannte Beschleunigung des freien Falles ist. Da für das Trägheitsmoment der Kugel sich der Wert $T = \frac{2}{5} MR^2$

ergibt, findet man für γ den Wert $\frac{5}{7} g$. Beim Abrollen der Kugel auf den verschiedenen Fallbahnen ist die erzielte Endgeschwindigkeit demnach $\sqrt{\frac{5}{7}}$ mal so klein wie beim freien Fall der Kugel aus der gleichen Höhe h .

Zum Schlusse sei noch als einfacher Freihandversuch das bekannte Hemmungspendel von GALILEI¹ an dieser Stelle angegeben, das ebenfalls einen Beweis dafür liefert, daß die Endgeschwindigkeit eines fallenden Körpers dieselbe ist, wenn der Körper auf zwei verschiedenen gekrümmten Bahnen aus derselben Höhe herunterfällt. Läßt man, wie in Fig. 5 angedeutet, die Kugel eines Pendels aus der Höhe h vom Punkte a aus herunterfallen, und bringt man an der Stelle b einen Anschlagstift in der Höhe h über der Ruhelage r des Pendels an, so schwingt das Pendel nach dem Anschlag an den Stift b über seine Ruhelage hinaus und erreicht ungefähr wieder die Höhe h an der Stelle c . Dabei ist die Bahnkurve auf dem Wege von r nach c

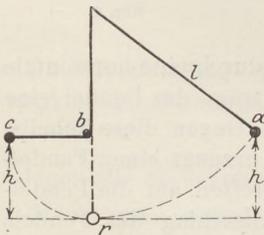


Fig. 5.

¹ Siehe z. B. E. MACH, Die Mechanik, Leipzig 1904, 5. Aufl., S. 136.

gegeben durch einen Viertelkreisbogen mit dem Radius h , während die Bahn beim Fall von a nach r ein Kreisbogen mit dem Radius der ganzen Pendellänge l ist. Läßt man umgekehrt die Pendelkugel vom Punkte c aus fallen, so fällt sie zuerst auf den Kreisbogen mit dem Radius h und steigt dann auf dem Kreisbogen mit dem Radius l bis zum Punkte a empor. In beiden Fällen ist die Geschwindigkeit der Pendelkugel beim Durchgang durch die Ruhelage r dieselbe, und zwar ist sie jetzt gleich $\sqrt{2gh}$, wo h die Fallhöhe und g die bekannte Fallbeschleunigung bedeutet.

Genau genommen ist für die Kugel des Fadenpendels die Beschleunigung $\gamma = \frac{M}{M + \frac{T}{l^2}} \cdot g$,

worin l die jeweilige Fadenlänge bedeutet. Das Korrektionsglied liegt aber weit unter der Beobachtungsgenauigkeit.

Lichttechnische Versuche für Schülerübungen.

Von Dr. Alfred Wenzel in Brandenburg (Havel).

Die Lichttechnik hat in den beiden letzten Jahrzehnten bedeutende Fortschritte gemacht sowohl nach der wirtschaftlichen wie auch nach der hygienischen Seite. Hierin einen kleinen Einblick zu geben, das Verständnis für die Forderungen nach Wirtschaftlichkeit und Hygiene der Lichtquellen im Schüler zu wecken, wird sich kein Lehrer nehmen lassen wollen. Da es sich besonders bei den quantitativen Versuchen auf diesem Gebiet meist um ganze Reihen von Versuchen handelt, läßt man sie mit Vorteil in den fakultativen Schülerübungen anstellen. Auf einige einfache Versuche dieser Art mit billigen Hilfsmitteln soll hier hingewiesen werden.

1. Aufnahme der Lichtverteilungskurve einer Glühbirne. Alle künstlichen Lichtquellen haben nach verschiedenen Richtungen verschiedene Lichtstärken. Um die räumliche Lichtverteilung von Glühbirnen beispielsweise bequem auf der optischen Bank messen zu können, habe ich aus billigstem Material einen Apparat gebaut, den Fig. 1

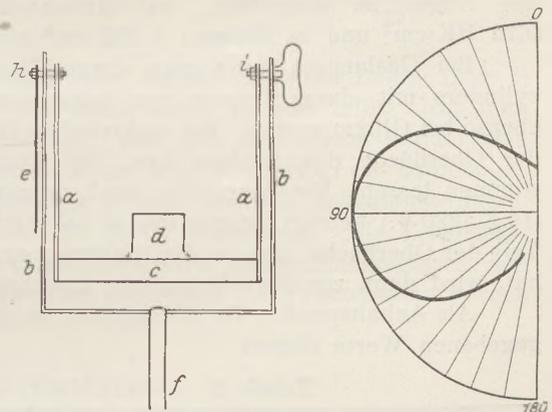


Fig. 1.

Fig. 2.

wiedergibt. Zwei Bandeisen a von 15×3 mm Stärke und 17 cm Länge tragen an einem Ende fest ein Querbrett c von 8 cm Länge und 7 cm Breite, auf dem die Fassung d für elektrische Birnen so angebracht ist, daß die Mitte der leuchtenden Fäden oder der Spirale ungefähr in der Achsenrichtung ih liegt. Diese Trägereisen a drehen sich um die Achsen i und h , die von dem U-förmig gebogenen Bandeisen b derselben Stärke wie oben getragen werden. In der Mitte ist ein zylindrischer Metallstab f eingelötet, der das Einsetzen des Apparats in ein Stativ ermöglicht. Die Achse h trägt den Teilkreis e — Blechwinkelmesser genügen hierzu —, an dem die Stellung der Birne bzw. die Richtung der auf der optischen Bank gemessenen Lichtstärke zur Lampenachse bestimmt werden kann. Eine Flügelschraube in i gestattet, die Lampe in jeder Lage festzuklemmen.

Als Beispiel einer solchen Messung sei hier eine Metalldrahtlampe gewählt. Man mißt mit Hilfe des beschriebenen Apparats die Lichtstärke der Lampe in verschiedenen Richtungen, etwa 10 zu 10 Grad, was für unseren Zweck völlig genügt, und trägt die erhaltenen Werte (Tab. 1) in einem Polarkoordinatensystem als Längen

auf den Radien in den gemessenen Richtungen ab¹. Die durch Verbindung der Endpunkte der Radien erhaltene Kurve ist die Lichtverteilungskurve der Metalldrahtlampe (Fig. 2). Es genügt eine Hälfte der Kurve, da die Lichtverteilung der Lampen beiderseits ihrer Hauptachse meist symmetrisch ist.

Tabelle 1. Lichtverteilung einer Metalldrahtlampe.

Winkel α mit der Hauptachse der Lampe . . .	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°	110°	120°	130°	140°	150°	160°
Lichtstärke in der Richtung α	5	6	8	11	14	18	21	23	24	25	24	23	21	18	14	8	5

Diese Messung gibt natürlich nur die Lichtverteilung in der Haupt- oder Vertikalenebene. Entsprechend kann man, wenn man die Fassung drehbar aufsetzt und auch einen Horizontalteilkreis anbringt, auch die Lichtverteilung in der Horizontalebene messen. Meist erübrigt sich dies aber, da ihre Kurve für die gebräuchlichsten Lampensorten nur selten von einem Kreis abweicht.

Interessant ist eine Vergleichung der Lichtverteilungskurven für Lampen gleicher Stärke mit klaren Birnen und solcher mit Mattglasbirnen.

2. Messung der Leuchtdichte von Lichtquellen. Für die Beurteilung der Verwendbarkeit von Lichtquellen in bewohnten Räumen und für Arbeitsplätze ist bekanntlich die Leuchtdichte von großer Bedeutung, d. i. das Verhältnis der Lichtstärke einer Lichtquelle zur Größe ihrer leuchtenden Fläche. Diese soll, um Blendung des Auges zu vermeiden, auf Arbeitsplätzen bei direkt sichtbarer Lichtquelle 0,75 HK/cm² und in Räumen 5 HK/cm² nicht übersteigen.

Bei Gaslampen kann man durch Übersetzen eines innen geschwärzten Blechzylinders mit einem Fenster von bekannter Größe die Leuchtdichte direkt messen, ebenso bei Glimmlampen. Bei elektrischen Glühlampen muß man die zur Berechnung der Oberfläche des Drahtes bzw. der Spirale nötigen Größen mikroskopisch bestimmen lassen. Die Oberfläche des Leuchtdrahtes einer 16kerzigen Metalldrahtlampe (16 K./220 V.) beträgt beispielsweise bei 0,018 mm Dicke des Drahtes 40 qmm. Der Teil der Oberfläche, der in der Richtung strahlt, in der man die Lichtstärke gemessen hat, wird dann zur Berechnung der Leuchtdichte verwendet.

Als Anhaltspunkte für die hierbei zu erwartenden Größen können die in Tab. 2 gegebenen Werte dienen.

Tabelle 2. Leuchtdichte einiger Lichtquellen.

Lichtquelle	Leuchtdichte in HK/cm ²	Lichtquelle	Leuchtdichte in HK/cm ²
Gasglühlicht, stehend	3,0—5,7	Osramspiraldrahtlampe, 0,8 W/HK, blank, luftleer	220
Gasglühlicht, hängend	5—6,4	Osramspiraldrahtlampe, 0,5 W/HK, blank, gasgefüllt	800
Acetylen	6,0—9,0	Osramspiraldrahtlampe, 0,5 W/HK, mattiert, gasgefüllt	1,2—1,6
Kohlefadenglühlampe, 3,1 W/HK, blank	70—80	Glimmlampe	0,02
Kohlefadenglühlampe, 3,1 W/HK, mattiert	0,5—1,0	Blauer Himmel	0,7—1,0
Osramdrahtlampe, 1,1 W/HK, luftleer, blank	150	Sonne, hochstehend	100 000 bis 150 000
Osramdrahtlampe, 1,1 W/HK, luftleer, mattiert	0,3—0,6	Sonne am Horizont	etwa 400

3. Untersuchung der Durchlässigkeit und Rückstrahlung von Stoffen. Zur Ablendung zu greller Lichtquellen dienen durchsichtige Glocken.

¹ Bei Schleicher & Schüll, Düren (Rheinland), ist derartiges Koordinatenpapier zu haben.

Ihre Durchlässigkeit und Rückstrahlung zu messen, ist eine dankbare Aufgabe. Das Material hierzu ist leicht beschafft, Abfälle solcher Glassorten liefert jeder Glaser bzw. Stücke zertrümmerter Lampenglocken. Die Messungen lassen sich auf der optischen Bank ausführen, wenn man die Lichtstärke einer kleinen Glühlampe (Taschenlampenbirne), die sich in einem in Fig. 3 gezeichneten innen geschwärzten Rohr befindet, erst ohne, dann mit Vorsatz des zu untersuchenden Stoffes mißt. Die Lampe *G* strahlt durch die Blenden *B* und die Vorsatzöffnung *V* hindurch. Das zu untersuchende Material kann entweder ganz dicht vor die Öffnung *V* gehalten werden, oder man läßt sich vom Glaser einige kleine runde Scheiben schneiden, die man in den Vorsatz *V* einklemmt. Das Verhältnis der Lichtstärken mit und ohne Vorsatz gibt die Durchlässigkeit des Materials an. Einige Daten seien hier als Beispiele angeführt (Tab. 3).

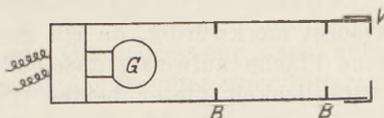


Fig. 3.

Tabelle 3. Durchlässigkeit und Rückstrahlung einiger Glassorten.

Glassorte	Dicke in mm	Durchlässigkeit in % des einfachen Lichtes	Rückstrahlung in % des einfachen Lichtes
Milchglas	2,3	13	68
Milchglas	1,6	25	71
Opalglas	2,0	56	37
Mattglas, glatte Seite }	1,8	59	25
Mattglas, rauhe Seite }			17

Die Rückstrahlung wird gemessen, indem man die Stoffe mit der Lampe (Fig. 3) beleuchtet (ohne Vorsatz) und die Stärke des reflektierten Lichtes mißt. Hat man den Stoff an einem vertikalen Brettchen befestigt, das sich über einem horizontalen Winkel meßbar drehen läßt, so kann man auch die sog. Glanzkurve aufnehmen, d. h. die Abhängigkeit der Stärke des reflektierten Lichtes von den Reflexionswinkeln. Dies ist besonders für die Reflexion glänzender Stoffe interessant. Als Vergleichsgröße für diese Messungen dient die Reflexionsstärke eines klaren Spiegelglases vom Brechungsindex *n*, dessen Reflexionsvermögen man auch nach der FRESNELSchen Formel (für senkrechten Einfall der Strahlen) berechnen kann:

$$R = \frac{n^2 + k^2 - 2n - 1}{n^2 + k^2 + 2n + 1}$$

worin angenähert *k* = 1 gesetzt werden kann. In den Schülerübungen läßt man natürlich von den Schülern erst die direkte Lichtstärke der Lampe, dann die reflektierte Lichtstärke messen.

Elektrische Anziehung und elektrostatischer Druck.

Ein einfacher Beweis für das Gesetz der ponderomotorischen Kraft.

Von H. Greinacher in Bern.

Der mechanische Zug, der auf die Oberfläche eines geladenen Körpers wirkt, beträgt bekanntlich $2\pi\sigma^2 df$ pro Oberflächenelement *df*, wenn mit σ die Flächen-dichte der Ladung bezeichnet wird, d. h. wirksame Feldstärke ($2\pi\sigma$) \times Ladung des Flächenelements (σdf). Es bereitet nun gewöhnlich einige Schwierigkeit, anschaulich zu zeigen, daß auf die Einheitsladung der Oberfläche nur die Kraft $2\pi\sigma$ einwirkt, während in unmittelbarer Nähe des geladenen Körpers die Feldstärke doch $4\pi\sigma$ beträgt. Es dürfte daher nicht ohne didaktisches Interesse sein, eine möglichst einfache, der Anschauung unmittelbar zugänglich Beweisführung für die zunächst auffällige Beziehung zu besitzen.

Der Beweis geht von den Verhältnissen einer unendlich ausgedehnten, gleichmäßig geladenen (metallinen) Ebene aus. Hier müssen wir aus Symmetriegründen annehmen, daß von beiden Seiten gleich viele Kraftlinien ausgehen, daß also die Feldstärke links und rechts $2\pi\sigma$ beträgt. Wie auch die Ausrechnung lehrt, ist die Kraftwirkung auf die Einheitsladung an allen Stellen des Raumes $2\pi\sigma$. Dies erscheint zunächst merkwürdig, da ein geladener Konduktor, auch wenn er eine noch so große ebene Fläche aufweist, daselbst doch immer $4\pi\sigma$ Kraftlinien aussendet. Auch die Verträglichkeit dieser beiden Tatsachen wird unmittelbar aus dem nun folgenden Beweis hervorgehen.

Wir behandeln zunächst den speziellen Fall zweier unendlich ausgedehnter paralleler Ebenen (Fig. 1). Sowohl von 1 als von 2 gehen $2\pi\sigma$ Linien aus. Da wir ungestörte Superposition annehmen dürfen, so ist somit links von 1 und rechts von 2 die Feldstärke $4\pi\sigma$, zwischen den Ebenen aber 0. Das entspricht durchaus den Verhältnissen bei einem geladenen Konduktor. Und in der Tat darf man 1 und 2 außen herum metallisch zu einem einzigen Leiter verbunden denken, ohne daß sich

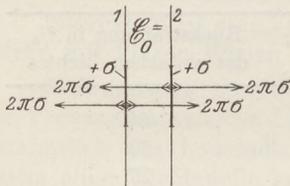


Fig. 1.

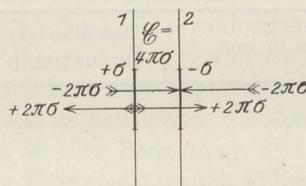


Fig. 2.

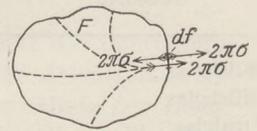


Fig. 3.

die elektrischen Verhältnisse ändern würden. Man sieht aber nun unmittelbar ein, daß die elektrische Kraft, welche auf die Einheitsladung von 2 einwirkt, von den Kraftlinien herrührt, die von 1 ausgehen, während 2 aus Symmetriegründen auf die eigene Ladung weder nach links noch nach rechts einen Zug ausübt. Also ist diese Kraft $2\pi\sigma$ und die Gesamtkraft auf die Einheit der Fläche $2\pi\sigma^2$.

Wir betrachten jetzt weiter den Spezialfall eines geladenen Plattenkondensators. Die beiden Platten 1 und 2 (Fig. 2) seien also mit den Flächenladungen $+\sigma$ und $-\sigma$ belegt. Wir haben ganz analoge Verhältnisse wie im ersten Spezialfall; nur gehen jetzt von 2 nicht $2\pi\sigma$ Kraftlinien nach rechts und links aus, sondern sie endigen daselbst, bzw. es gehen nach beiden Seiten $-2\pi\sigma$ Linien aus. Wir haben also links von 1 und rechts von 2 das resultierende Feld 0, zwischen den Platten aber das Feld $4\pi\sigma$. Wiederum üben die Ladungen auf die eigene Platte keine ponderomotorische Wirkung aus. Die Ladung von 1 wirkt aber auf die Ladung von 2 mit der Feldstärke $2\pi\sigma$ ein, d. h. mit der von 1 ausgehenden Linienzahl. Und umgekehrt wirkt die Ladung von 2 mit der Feldstärke $2\pi\sigma$ auf die Einheitsladung von 1. Der mechanische Zug auf Platte 1 und 2 ist also $2\pi\sigma^2$ pro 1 cm^2 .

Wir gehen jetzt zum allgemeinen Fall über. Wir denken uns ein kleines, kreisförmiges Flächenstück df eines beliebig gestalteten Konduktors (Fig. 3). Da wir es als eben ansehen dürfen, gehen nach links und rechts gleich viele Kraftlinien aus; d. h. Feldstärke: $2\pi\sigma$ ($\sigma =$ Ladungsdichte an der betreffenden Stelle). Im Innern des Konduktors ist aber die Feldstärke tatsächlich gleich 0. Also ist die Feldstärke, welche vom ganzen übrigen Teil des Konduktors ($F-df$) herrührt, an der Stelle von df gerade gleich $2\pi\sigma$. Die Ladung des Flächenstückchens df übt nun wieder auf sich selbst keine Wirkung aus. Wohl aber wird df durch die Ladung von ($F-df$) nach außen gedrückt. Diese Kraft ist aber, wie wir eben gesehen haben, pro Einheitsladung von df gleich $2\pi\sigma$. Also ist die ponderomotorische Kraft auf df gleich $2\pi\sigma^2 df$.

Die anfänglich widerspruchsvoll erscheinende Differenz zwischen $2\pi\sigma$ und $4\pi\sigma$ läßt sich also unmittelbar als notwendig erkennen: Die Ladung an der betrachteten

Stelle hat keine Wirkung auf sich selbst, die Ladung der Umgebung ist wirksam. Betrachtet man aber eine Ladung, die sich nur um ein Geringes außerhalb des geladenen Konduktors befindet, dann wirkt bereits die ganze Ladung des Konduktors mit $4\pi\sigma$. Unmittelbar ersieht man auch den Zusammenhang zwischen einem Konduktor (geschlossene Fläche) und den Verhältnissen bei einer unendlich ausgedehnten Ebene (siehe Behandlung des ersten Spezialfalls). Ferner ist die Feldfreiheit im Inneren eines Konduktors nicht so aufzufassen, daß von der Oberfläche nur nach außen Kraftlinien ausgehen (Quell- und Senkstellen), sondern als das Resultat einer Differenzwirkung: Von df gehen nach innen so viele Linien hinein, als von der übrigen Fläche her durch df hindurch von innen nach außen gehen.

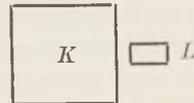
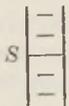
Die Kraftwirkung geladener Körper wird man heute vielfach schon im Mittelschulunterricht behandeln müssen, seit sie allgemeinere Bedeutung erlangt hat. Ich erinnere nur an den JOHNSON-RAHBEK-Effekt und an das elektrostatische Telephon. Natürlich wird man sich je nach Bedarf auf die Behandlung eines der eingangs erwähnten Spezialfälle beschränken können.

Ein neues Wandgalvanometer.

Von Dr. Wilhelm Volkmann in Berlin-Steglitz.

Demonstrationsgalvanometer sind ihrer Größe wegen ziemlich unhandlich, und doch hat man immer wieder das Empfinden, daß sie für die Zuschauer noch zu klein sind. Schon vor langer Zeit hat man sich mit der Projektion durchsichtiger Galvanometer zu helfen gesucht. Der Erfolg ist recht gut, der umfangreiche Aufbau ist aber doch recht lästig und lenkt die Aufmerksamkeit von der Hauptsache ab. Eine Vereinfachung erlauben die neueren, fast punktförmigen Lampen, da der vergrößerte Schatten von Skale und Zeiger oft den Ansprüchen genügt. Im hellen Zimmer kann man auf diese Art allerdings nur eine mäßige Vergrößerung erzielen.

Auf dem Schattenwurf beruht auch das neue Wandgalvanometer, das mir die Firma Gans & Goldschmidt, Elektrizitätsgesellschaft, Berlin, Müllerstr. 10, angefertigt hat. Eine stärkere Vergrößerung ist hierbei durch eine astigmatische Linse und durch zweckmäßige Stellung der Skale ermöglicht. Die Linse zieht das von der Lampe



ausgehende Licht in der einen Richtung zu fast paralleler Strahlung zusammen, läßt aber in der anderen Richtung etwa die ursprüngliche Streuung bestehen. Die Lichtabnahme entspricht daher nicht dem Quadrat der Entfernung, sondern der Entfernung selbst. Dieses Lichtbündel von bandförmigem Querschnitt beleuchtet die lange Skale und wirft den Schatten der Zeigerspitze darauf.

Mein Wandgalvanometer hat folgendes Aussehen. Über der Wandtafel ist das Kästchen K an die Wand geschraubt, es ist etwa $25 \times 25 \times 10$ cm groß und enthält die Linse und das spitzengelagerte Drehspul-Galvanometer. Der Zeiger schwingt in einer der Wand parallelen Ebene, seine Spitze ist von der Wand weg umgebogen, steht also der Achse der Drehspule parallel. L ist das Gehäuse der Glühlampe von 6 Volt 4,4 Amp. S ist ein weißes Brett mit 10 Strichen, fünf über der Ruhelage des Schattens, fünf darunter. Die Striche sind 30 mm lang, 5 mm dick und stehen 100 mm voneinander. Der Nullstrich, der fünfte und zehnte sind länger. Die geringe Zahl der Striche ermöglicht ein sehr schnelles Ablesen, wie es bei Induktionsversuchen nötig ist. Da Zehntel geschätzt werden, reicht die Genauigkeit der Ablesung für den Schulversuch aus. Das Skalenbrett ist schräg an der Wand befestigt, so daß wenig Licht von den Fenstern her darauf fällt, die Skale ist aber von den

Fensterplätzen aus noch gut sichtbar. Auch die Anbringung oberhalb der Tafel rückt die Skale an eine wenig beleuchtete Stelle, ein Lichtzeiger von 2 m Länge ist daher gut anwendbar. Da die Glaswände von *K* senkrecht stehen, lagert sich kein Staub auf ihnen ab.

Die Empfindlichkeit des Galvanometers ist für 10 cm Ausschlag auf der 2 m entfernten Skale 10^{-5} A, so daß 10^{-6} A noch gut erkennbar sind. Mit Hilfe von Vor-schaltwiderständen und Nebenschlüssen kann man das Galvanometer in bekannter Weise zum Voltmeter oder Amperemeter machen.

Die optische Einrichtung, die auch bei anderen Instrumenten benutzt wird, ist der Firma Gans & Goldschmidt geschützt.

Die Synthese des Magnesiumsulfids.

(Ein gefährlicher Explosionsversuch.)

Von L. Doermer in Hamburg.

An die Staatliche Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht wurde folgende Anfrage gerichtet:

„Ich wollte im Chemieunterricht Magnesiumsulfid herstellen. Das vorschritts-mäßig hergestellte Gemisch (3 g Mg, 4 g S) explodierte dabei mit starkem Knall und großer Sprengwirkung. In meinem Präparationsbuch, SCHEID, ist keinerlei Warnungs-zeichen angegeben. Ist der Versuch an sich gefährlich? Kann das Magnesiumpulver durch die feuchte Luft Wasser angezogen haben, und ist entstehendes Knallgas die Ursache der Explosion, oder sind die Stoffe verunreinigt? Eine Probe des Gemisches liegt bei. Mit diesem Gemische habe ich heute im Vorbereitungsraum denselben Erfolg gehabt.“

Der Versuch ist ausgeführt nach der folgenden Vorschrift von K. SCHEID, Vor-bereitungsbuch für den Experimentalunterricht in Chemie, 5. Auflage 1926, S. 336: „3 g Magnesiumpulver und 4 g Schwefel mischt man im schwerschmelzbaren Probier-glas und erhitzt stark. Die Vereinigung erfolgt unter starkem Aufglühen. Das Re-aktionsprodukt entwickelt mit Wasser Schwefelwasserstoff“.

Der Fragesteller wollte die Ähnlichkeit der Reaktion mit derjenigen bei Eisen und Kupfer zeigen, „um zu beweisen, daß Magnesium die Zwischenstufe der Leicht-metalle und Schwermetalle ist“. Der Fragesteller hat ein absolut reines Reagenzglas benutzt und dieses am geschlossenen Ende mit einem Spiritus-Bunsenbrenner, Pallad, erhitzt.

Es ist bekannt, daß Aluminium, Magnesium und Calcium mit Schwer-metalloxyden, z. B. CuO und PbO, unter heftiger Detonation reagieren, wenn man die Gemische äquivalenter Mengen der feingepulverten Komponenten im Reagenz-gläse über einer Bunsenflamme erhitzt. Diese Versuche sollten nur mit höchstens 0,5 g Gemenge unter dem mit starken Spiegelglasscheiben versehenen Abzuge aus-geführt werden. Mit Schwefel reagieren Calcium und Zink ganz ähnlich, wenn sie in der gleichen Weise erhitzt werden; beim Zink ist die Verpuffung allerdings wesentlich schwächer als beim Calcium. In der 5. Auflage von ARENDT, Technik der Experimentalchemie, ist der Versuch zur Synthese von Calciumsulfid aus den Elementen, der in der 4. Auflage mit allen Vorsichtsmaßregeln beschrieben war, wegen seiner Gefährlichkeit und seiner geringen Bedeutung für den Unterricht weggelassen worden. In einigen Schullehrbüchern der Chemie, welche die Magnesiumsulfidbildung aus den Elementen behandeln, wird der Versuch in der üblichen Weise durch Eintauchen eines brennenden Magnesiumbandes in einen mit Schwefeldämpfen gefüllten Kolben gezeigt, worin das Magnesium unter Bildung des Sulfids weiterbrennt.

Es lag von vornherein nahe, daß die Vorwärmung des Magnesium-Schwefel-Gemisches einerseits und die Korngröße des Magnesiums anderer-

seits von entscheidendem Einfluß auf den Verlauf der Reaktion sein müßten. Die folgenden Versuche bestätigen diese Annahme.

1. Die Vorwärmung des Reaktionsgemenges.

Das Gemenge von äquivalenten Mengen von Magnesium (3 g) und Schwefel (4 g) wird, wenn es Zimmertemperatur besitzt, durch ein hineingestecktes und angezündetes Magnesiumband nicht zur Reaktion gebracht. Das brennende Magnesiumband bringt zwar an der Eintauchstelle den Schwefel zur Entzündung; dieser verbrennt an der Oberfläche des Gemenges in einem Umkreise von etwa 1 cm Radius. Durch die dabei entstehende Verbrennungswärme schmilzt der unmittelbar unter der Oberfläche liegende Schwefel und verklebt das Gemenge zu einem kleinen Kuchen, den man nach dem Erkalten abheben kann. Die übrige Masse des Gemenges bleibt unverändert. — Nur durch sehr kräftige kurze Schläge mit dem Hammer gelingt es gelegentlich, einen Funken aus dem auf dem Anboß liegenden Gemenge zu bekommen. Das Gemisch ist also nicht schlagempfindlich. — Ein Häufchen von dem feinen Magnesiumpulver glimmt in der Regel ruhig ab, wenn es durch ein eingetauchtes Magnesiumband entzündet wird.

Wirft man das Gemenge von Magnesium und Schwefel auf eine rotglühende Eisenplatte, so verbrennt der Schwefel zunächst an der Luft mit großer Flamme, und erst, wenn aller Schwefel verbrannt ist, entzündet sich das Magnesium an der Luft.

Wird das Gemenge im Jenaer Reagenzglas mit einer kleinen flackernden, gerade eben entleuchteten Bunsenflamme erhitzt, so verpufft es verhältnismäßig harmlos unter Zertrümmerung des Reagenzglases, wobei brennende Magnesiumreste 1 bis 2 m weit fortgeschleudert werden. (Abzug!)

Die Ausführung des Versuches nach der Beschreibung von SCHEID, jedoch nicht mit dem ganzen Gemenge von 7 g, sondern nur mit 3 g, unter einem mit dicken Spiegelglasscheiben versehenen Abzug, bestätigte die Beobachtungen des Fragestellers; die Reaktion erfolgte unter außerordentlich heftiger Detonation und mit starker Sprengwirkung¹. Sobald das mit einer gewöhnlichen nichtleuchtenden, aber kräftigen Bunsenflamme erwärmte Gemenge zu glühen anfangt, erfolgte eine heftige Explosion. Die gußeiserne Stativklammer, die das Reagenzglas etwa 10 cm oberhalb des Gemisches umfaßte, war an der für den Federbolzen bestimmten Durchbohrung durchgebrochen, einem etwa 30 cm entfernt stehenden Erlenneyerkolben war der Hals glatt abgeschlagen, und die hölzerne Abzugsfensterführung war an einer Seite von der Mauer losgerissen und am unteren Ende etwa 7 cm von der Wand weggedrückt worden. Die kleinen nur mit Federn festgehaltenen Holztürchen, hinter denen die Bleigewichte für das Abzugsfenster laufen, waren auf beiden Seiten nach außen aufgesprungen, ein Umstand der wahrscheinlich die Scheiben gerettet hat, denn durch die Türchen trat Druckentlastung ein.

2. Die Korngröße des Magnesiumpulvers.

Die Korngröße des Magnesiumpulvers wurde bei dem soeben beschriebenen Versuch im Durchschnitt zu 0,1 mm ermittelt. Das bei diesem Versuch benutzte, heute von MERCK gelieferte Magnesiumpulver ist wesentlich feinkörniger als das Pulver, das vor dem Kriege in den Handel kam.

Mit einer Feile wurde sodann ein Magnesiumpulver von einer Durchschnittsgröße von 0,3 mm Durchmesser hergestellt. Bei der Reaktion dieses Magnesiumpulvers mit einer äquivalenten Schwefelpulvermenge im Reagenzglase trat nach kurzem Erhitzen mit der Bunsenflamme zunächst ein Aufglühen des Gemisches und unmittelbar hinterher eine harmlose Verpuffung mit dumpfem Knall ein, bei der jedoch das Reagenzglas auch noch zertrümmert wurde und einzelne Magnesiumspänchen, z. T. noch brennend, durch die Luft auf den Experimentiertisch flogen.

¹ Vorsichtsmaßregeln s. am Schluß!

Bei der Verwendung größerer aus Magnesiumband durch ganz feines Schnitzeln mit der Schere hergestellter Magnesiumspänchen verdampft der größte Teil des Schwefels beim Erhitzen, ohne zur Reaktion zu kommen, und erst zuletzt tritt eine Reaktion ein, bei der das Reagenzrohr platzt, die Magnesiumspänchen sich entzünden und brennend wegsprühen.

Die Frage des Fragestellers, ob Verunreinigung des Magnesiums oder Schwefels vorliegen, kann dahin beantwortet werden, daß merkliche Verunreinigungen in den zu den hier beschriebenen Versuchen benutzten Stoffen nicht nachgewiesen werden konnten. — Die weitere Frage, ob etwa, durch am Magnesium haftende Feuchtigkeit, Wasserstoff und mit Luft Knallgas entstehen könne, kann insofern verneint werden, als den sehr geringen Mengen des in dieser Weise tatsächlich entstehenden Wasserstoffs kein auch nur irgendwie ins Gewicht fallender Anteil an der Explosion zugeschrieben werden kann. Beim Glühen von Magnesiumpulver erhält man zwar immer etwas Wasserstoff, der sich durch Reaktion zwischen dem Magnesiumpulver und dem von diesem stets adsorbierten Wasser in der Hitze bildet. Die Menge des entstehenden Wasserstoffs ist aber sehr gering, wie ein einfacher Glühversuch mit dem feinen Magnesiumpulver im Röhrchen leicht dartut. Zudem dürfte in dem Augenblicke, in dem die Explosion einsetzt, im Röhrchen kaum Sauerstoff vorhanden sein, sondern höchstens Schwefeldampf.

3. Der Explosionscharakter der Magnesiumsulfid-Synthese.

Handelt es sich bei der Synthese von Magnesiumsulfid aus Magnesiumpulver und Schwefelblumen durch Erhitzen im Reagenzglas um eine mit sehr großer Reaktionsgeschwindigkeit verlaufende Vereinigung der Elemente (Verpuffung) oder um eine Explosion im wissenschaftlichen Sinne?

Etwa 15 Versuche mit feinpulverigem Magnesium und Schwefelblumen und mit Mengen zwischen 1 und 5 g zeigten deutlich, daß es sich um eine regelrechte Explosion handelt. Mehrfach konnte beobachtet werden, daß die Reaktion in zwei Phasen verlief. So wurde gelegentlich zunächst ein mit zischendem Geräusch verbundenes Aufglühen und unmittelbar hinterher erst die charakteristische Detonation beobachtet. Wurde das Reagenzglas mit einem 20 cm langen Schablonenblech aus Kupfer umhüllt, so wurde in den meisten Fällen das Kupferblech an der Stelle zerrissen, an der das Gemenge erhitzt wurde. In einzelnen Fällen aber lag der Hauptexplosionsherd 7 bis 10 cm vom oberen Ende des Magnesium-Schwefel-Besatzes verschoben, d. h. die eigentliche Explosion erfolgte im schräg festgeklammerten Reagenzglase oberhalb des Gemisches und oberhalb der Erhitzungsstelle. Die völlige Zertrümmerung des Reagenzglases in zahllose kleine Splitter, die restlose Zerfetzung des Kupferbleches an der Explosionsstelle, die starke Druckentfaltung (Stativklammer, Abzugsfenster, Umwerfen einer in 20 cm Abstand aufgestellten Asbestplatte) und die außergewöhnlich hohe, durch scharfen kurzen Knall gekennzeichnete Reaktionsgeschwindigkeit sprechen eindeutig für eine Explosion.

Durch die Erhitzung mit der Bunsenflamme wird das Gemenge zuerst an der Erhitzungsstelle auf die Reaktionstemperatur (Entzündungstemperatur) gebracht. Die dann einsetzende Verbindung der Elemente ($Mg + S = MgS + 77600 \text{ cal.}$) an der Erhitzungsstelle liefert plötzlich große Energiemengen, die eine Explosionswelle erzeugen. Diese ruft jene merkwürdige Änderung im chemischen Zustand der Komponenten hervor, welche in einem einzigen Augenblick mit außerordentlich gesteigerter Geschwindigkeit die ganze Sprengstoffmasse erfaßt und die gesamte verfügbare Energie zur Entfaltung bringt. Es ist möglich, daß nach Erreichung der Entzündungstemperatur, beim Eintritt der Reaktion, sofort ein Teil des Magnesiums verdampft, und daß die zweite Phase des Vorgangs, das ist die eigentliche Explosionsphase, sich zwischen den beiden dampfförmigen Komponenten abspielt; dafür

spricht der Umstand, daß in einzelnen Fällen der Hauptreaktionsherd im Röhrchen oberhalb des erhitzten Gemenges liegt. In diesem Falle würde das Gemisch der Dämpfe zuerst eine kurze Strecke einfach abbrennen, bis durch die dabei erzeugte Wärme und den infolgedessen entstehenden Druck eine Explosionswelle entsteht und den Rest des Dampfgemisches zur Explosion bringt, ähnlich wie bei dem Übergang einer Gasverbrennung in eine Explosion, wenn explosive Gasgemische in einem langen Rohre angezündet werden. Eine derartige Explosionswelle wird natürlich leichter in einem Rohre ausgebildet als in einem offenen Tiegel, in dem das Magnesium-Schwefel-Gemenge beim Erhitzen zwar auch verpufft, aber nicht eigentlich explodiert.

Bei der Explosion wird reichlich Magnesiumsulfid verdampft und an der Luft zu Schwefeldioxyd oxydiert, dessen Geruch man deutlich wahrnimmt. Vielleicht kommt auch ein Teil der Magnesium- und Schwefeldämpfe gar nicht zur Synthese, wodurch das Auftreten von SO_2 gleichfalls erklärt werden kann. Jedenfalls beweist die starke Sprengwirkung und das Auftreten einer ziemlich großen Explosionsflamme das Vorhandensein von Gasen bei der Explosion.

Die Heftigkeit der Explosion hängt sehr wesentlich von der Art und Geschwindigkeit der Vorwärmung ab, wie schon oben ausgeführt wurde. Eine Probe von 1,5 g, die im Reagenzglase vollkommen von der Bunsenflamme umspült wurde, explodiert mit heftigerem Knall als eine Probe von 3 g, die nur z. T. von der Flamme getroffen wird.

Wie schon erwähnt, treten beim Zusammenbringen äquivalenter Gemische von CuO und PbO_2 mit Aluminium, Calcium, Magnesium, wenn man sie in derselben Weise im Reagenzglase zur Reaktion bringt, wie das Magnesium-Schwefel-Gemenge, ähnliche Explosionen ein. Hier ist es der locker gebundene Sauerstoff der Schwermetalloxyde, der sich mit den Leichtmetallen vereinigt. Da die Gemenge schon vorgewärmt sind, treten nach Erreichung der Entzündungstemperatur kaum noch Wärmeverluste durch Strahlung und Fortleitung ein. So kann die beim Beginn der exothermischen Umsetzung freiwerdende Energie dem Reaktionsgemisch fast restlos zugeführt werden. Diese starke und plötzliche Energiezufuhr führt bei Explosivstoffen zu jener merkwürdigen Aktivierung der beteiligten Molekeln (Initialimpuls), die Vorbedingung für die ungeheuer gesteigerte Reaktionsgeschwindigkeit ist, und die zu einer plötzlichen Vergasung der in diesem Falle allerdings nur in geringem Umfange vorhandenen vergasbaren Stoffe (z. B. Cu und Al) führen.

Daß gebundener Sauerstoff in Explosivstoffen zur Oxydation Verwendung findet, zeigt ja das Beispiel des Schwarzpulvers deutlich genug, das sowohl einfach verpuffen, wie auch durch Initialimpuls explodieren kann. Ca , Mg , Al liefern bei der Verbrennung mit Sauerstoff sehr große Energiemengen, die größten das Aluminium, das aus diesem Grunde auch in den Thermiten wie in Sprengstoffen Verwendung findet, z. B. in den Ammonalen, die aus Ammoniumnitrat und Aluminiumpulver bestehen und wesentlich wirksamer sind als das Ammoniumnitrat ohne Aluminiumbeimischung. Das Aluminium verbrennt dabei auf Kosten des Nitratsauerstoffs zu Aluminiumoxyd. Aber auch die Bildungswärmen der Sulfide von Aluminium (Al_2S_3 , 122 400 cal) von Calcium (CaS , 90 000 cal) und Magnesium (MgS , 77 600 cal) sind noch so hoch, daß sie die Initiierung der äquivalenten Schwefel-Metall-Gemenge sehr wohl verstehen lassen, wenn diese Gemenge, wie im vorliegenden Falle, stark vorgewärmt werden. Die Bildungswärme von Cu_2S ist nur 18 000 cal, die von FeS 24 000 cal und die von ZnS 39 600 cal.

4. Warnung und Vorsichtsmaßregeln.

Die Synthesen der Sulfide von Magnesium, Calcium und Aluminium aus Schwefelpulver und Metallpulver durch Erhitzen der Gemenge im Reagenzglase sind gefährliche Explosionsversuche, deren Ausführung in der Schule bei ihrer geringen unterrichtlichen Bedeutung unterbleiben sollte.

Sollte eine dieser Synthesen dennoch ausgeführt werden, so darf nicht mehr als 1 g des Gemenges zur Verwendung kommen. Eine zum Schutze gegen die Beobachter hin aufgestellte Schutzscheibe genügt keineswegs! Der Versuch muß vielmehr unter dem mit Spiegelglasscheiben versehenen Abzug ausgeführt werden. Nach der Zuschauerseite muß dieser völlig geschlossen, nach der anderen Seite muß er, unter hinreichender Sicherung gegen das Betreten des anschließenden Raumes durch Menschen, halb geöffnet sein. Das dünnwandige Reagenzglas muß mindestens 50 cm von dem den Zuschauern zugekehrten Fenster entfernt sein. Der Experimentierende muß sich nach dem Unterschieben des Bunsenbrenners sofort in Sicherheit bringen.

Es empfiehlt sich, daß die Leser dieser Zeilen in dem in ihrem oder im Besitz der Schule befindlichen Exemplar des Vorbereitungsbuches für den Experimentalunterricht in Chemie von K. SCHEID, 3. Aufl. 1926, S. 336, bei Magnesiumsulfid sogleich eine entsprechende Notiz eintragen.

Statistische Angaben 1927 für den chemischen Unterricht.

Von Friedrich Hofmann in Altenburg/Thür. (Oberrealschule).

Die folgenden statistischen Angaben für 1927 bilden Fortsetzung und Ergänzung für die früheren Mitteilungen¹ in dieser Zeitschrift. Außer den bewährten amtlichen deutschen Quellen wurden auch andere, jedesmal angeführte Quellen herangezogen, z. B. um einen statistischen Überblick über die Nichteisen-Gebrauchsmetalle zu geben. Salzgewinnung und Salzhandel, auch kulturkundlich interessante Fragen, sind ausführlicher behandelt worden. Eine Übersicht über die Kalisalze bildet den Schluß.

Die Weltmontanindustrie hat für das Jahr 1925 nach Schätzungen² Güter gefördert und verarbeitet, die einen Wert von rund 30 Milliarden RM hatten. Dabei entfielen auf Kohle und Erdöl allein je 10 bis 12 Milliarden RM, also zusammen etwa 70% der Gesamtsumme, während die Goldproduktion nur etwa 5%, die Edelsteinförderung weniger als 1% ausmachte. Für das Jahr 1927 wird daher nach den unten mitgeteilten Zahlen und unter Berücksichtigung der gesteigerten Kohle- und Erdölgewinnung mit einem Gesamtwert von 35 bis 40 Milliarden RM für die Erzeugnisse der Weltmontanindustrie zu rechnen sein.

Weltgewinnung 1926 und 1927	a) Steinkohle			b) Roheisen			c) Rohstahl		
	in Millionen Tonnen		in Pro- zenten 1927	in Millionen Tonnen		in Pro- zenten 1927	in Millionen Tonnen		in Pro- zenten 1927
	1926	1927		1926	1927		1926	1927	
Welt: Insgesamt	1179	1276	100	79,3	86,3	100	93,7	101,0	100
Davon:									
Europa: Insgesamt . . .	463	615	48,2	35,4	45,5	52,7	41,2	52,3	51,7
U.S.A.	597	545	42,7	40,0	37,0	42,8	49,1	45,1	44,6
Deutschland	145	154 ³	12,1	9,6	13,1	15,2	12,3	16,3	16,1
Saargebiet	13,7	13,6	1,1	1,6	1,8	2,1	1,7	1,9	1,9
Frankreich	51,2	51,7	4,0	9,4	9,3	10,7	8,4	8,3	8,2
Belgien und Luxemburg	25,3 ⁴	27,6	2,2	5,9	6,5	7,5	5,6	6,2	6,1
Großbritannien	130 ⁵	260	20,4	2,5 ⁵	7,4	8,6	3,7 ⁵	9,3	9,2
Polen	36	38	3	0,3	0,6	0,7	0,8	1,3	1,3
Rußland, europ. geschätzt	20	25	2	2,2	2,9	3,3	2,9	3,5	3,5
Japan	31	31	2,4	1,2	1,2	1,4	1,5	1,6	1,6

¹ Diese Zeitschr. 41, S. 138 bis 143 (1928), 40, S. 81 bis 85 (1927) und 39, S. 129 bis 132 (1926).

² Von MEISSNER in der Zeitschrift Internationale Bergwirtschaft 1, S. 199. (1926).

³ Dazu die deutsche Braunkohlenförderung 1927: 150 Millionen t, 1926: 139 Millionen t.

⁴ Berichtigung. Durch einen Druckfehler ist in dieser Zeitschrift, 41, S. 138 die Steinkohlenproduktion Belgiens 1926 unrichtig wiedergegeben worden.

⁵ 1926 Streikjahr für Großbritannien.

Das Jahr 1927 war das bisher beste Kohlenjahr mit einer Weltgewinnung von 1276 Millionen t Steinkohle und 191 Millionen t Braunkohle. Gegen das Vorjahr stieg die Förderung bei der Steinkohle um 8,1% (gegen 1913 um 9,4%). Europa hat für 1927 seine führende Stellung gegenüber Amerika wiedererlangt. In allen anderen Erdteilen mußte europäische Steinkohle mitverbraucht werden. England z. B. lieferte 1927 fast 6 Millionen t Kohle nach Amerika, das 1927 etwa 5 Millionen t Kohle mehr verbraucht als gefördert hat, während 1926 die Lage umgekehrt war.

Die Roheisengewinnung hatte im Jahre 1927 für die Welterzeugung von 86,3 Millionen t einen Wert von rund 6600 Millionen RM. Die Steigerung gegen das Vorjahr und auch gegen 1913 betrug rund 9%. Die Rohstahlerzeugung der Welt überschritt für 1927 zum ersten Male die Hundertmillionengrenze mit einer Steigerung um rund 8% gegen das Vorjahr und um rund 33% gegen 1913. Im Jahre 1927 überflügelte Europa zum ersten Male seit 1921 Amerika in der Stahlerzeugung.

Die Gewinnung an Rohöl stieg gegen das Jahr 1926 um rund 20 Millionen t, erreichte eine Höchstziffer und betrug somit fast das 3,2fache der Erdölgewinnung des Jahres 1913. An diesem Mehrertrag ist besonders das Mid-Continent-Gebiet der U.S.A. mit seinen ergiebigen und nicht einmal voll ausgenutzten Quellen beteiligt, ferner Venezuela. Mexiko, dessen Förderung wiederum stark gesunken ist, hat den zweiten Platz an Rußland abgeben müssen. Die Erdölgewinnung Kolumbiens ist 1927 mehr als doppelt so groß gewesen wie 1926.

Erdölgewinnung 1927 ¹	
Welt:	~ 170,0 Millionen Tonnen
davon	
U.S.A.	~ 122,0 " "
Mexiko	~ 10,0 " "
Venezuela	9,5 " "
Kolumbien	2,0 " "
Rußland	10,5 " "
Rumänien	3,66 " "
Polen	0,72 " "
Persien	4,8 " "
Niederl.-Indien	3,0 " "
Deutschland	0,097 " "

Bauxit und Aluminium. In der bergbaulichen Gewinnung des Bauxits haben seit kurzem Ungarn, Britisch und Niederländisch Guayana Bedeutung erlangt, während Deutschlands spärliche Vorkommen (Vogelsberg) keinen Ertrag mehr liefern.

Bauxitgewinnung ² in 1000 t				Aluminiumerzeugung ³ in 1000 t			
	1913	1926	1927		1913	1926	1927
Welt: Ingesamt	549	1298	1643	Welt: Ingesamt	65,2	199,7	200,9
davon				davon			
Frankreich	309	409	533	Deutschland	1,0	29,6	31,2
Italien	7	90	90	Frankreich	14,5	21,0	19,6
Jugoslawien	—	132	100	Schweiz	10,0	22,0	19,6
Ungarn	2	5	235	Norwegen	1,5	24,4	20,5
U.S.A.	213	398	326	England	7,6	7,3	7,1
Britisch Guayana	—	187	160	Übriges Europa	3,8	4,8	4,4
Niederl. Guayana	—	50	170	U.S.A.	20,9	75,0	71,4
				Canada	5,9	18,0	26,8

Der Wert der Welterzeugung an Aluminium 1927 ist mit mehr als 600 Millionen RM angegeben. In der Gewinnung des Aluminiums hat Europa immer noch das Übergewicht gegenüber Amerika. U.S.A. mußten daher 1927 12000 t (1926 25000 t) Aluminium von Europa beziehen. Deutschland, dessen Verbrauch für 1927 auf 36000 t geschätzt wird², mußte 1927 trotz erhöhter Erzeugung 12000 t Aluminium einführen gegenüber einer Ausfuhr von 5000 t, während im Jahre 1926 die Verhältnisse umgekehrt lagen, indem ein Ausfuhrüberschuß von 7000 t vorlag.

¹ Endgültige Zahlen liegen noch nicht vor. Quellenangabe: Zeitschrift Petroleum (1928) 25. Jahrg.

² Nach den Statistischen Zusammenstellungen der Metallgesellschaft in Frankfurt (Main) 1928.

³ 1927 nach Angaben der Zeitschrift Internationale Bergwirtschaft 3, S. 92 (1928).

Für die Angaben über die folgenden Nichteisen-Gebrauchsmetalle wurden die Statistischen Zusammenstellungen der Metallgesellschaft in Frankfurt a. M., 29. Jahrgang (1928) zugrunde gelegt. Etwaige Abweichungen gegenüber anderen Angaben erklären sich meist durch die wechselnden Gebräuche in der statistischen Bewertung des Altmaterials.

1927 (1913)	Bergwerks-Produktion Metallinhalt in Tausend Tonnen	Hütten-Produktion in Tausend Tonnen	Wert der Hütten- produktion 1927 in Millionen RM
Kupfer	Welt 1530 (987)	Welt 1523 (1019)	Welt 1810
	U. S. A. 764 (555)	U. S. A. 837 (600)	
	Chile 239 (42)	Chile 224 (20)	
	Belg. Kongo 88 (7)	Afrika 102 (10)	
	Spanien 52 (45)	Spanien 29 (24)	
	Deutschland 29 (27)	Deutschland 53 (42)	
Blei	Welt 1643 (1223)	Welt 1682 (1200)	Welt 1050
	U. S. A. 621 (454)	U. S. A. 650 (408)	
	Mexiko 241 (62)	Mexiko 214 (55)	
	Spanien 122 (179)	Spanien 144 (213)	
	Deutschland 55 (79)	Deutschland 84 (188)	
Zink	Welt 1581 (1139)	Welt 1322 (1001)	Welt 760
	U. S. A. 650 (369)	U. S. A. 538 (315)	
	Mexiko 137 (7)	Belgien 202 (204)	
	Deutschland 140 (250)	Polen 150 (8)	
	Polen 132 (—)	Deutschland 84 (281)	
Zinn	Welt 161 (136)	Welt 159 (133)	Welt 920
	Malay. Staaten 55 (53)	Indien 99 (86)	
	Niederl. Indien 36 (21)	England 43 (23)	
	Bolivien 36 (27)	Deutschland 5 (12)	

Nickel. Weltgewinnung als Metallinhalt der Erzförderung 1927 (1913): 39 000 t (31 000 t), davon 36 000 t (22 500 t) auf Kanada entfallend.

Quecksilber. Weltgewinnung 1927 (1913): 5100 t (4020 t), davon Spanien 2490 t (1250 t) und Italien 1990 t (1000 t).

Silber. Silbergewinnung der Welt 1927 (1913): 7920 t (7002 t) im Werte von 600 Mill. RM (560 Mill. RM), davon Mexiko 3252 t (2199 t); U. S. A. 1848 t (2078 t); Kanada 703 t (981 t); Deutschland 164 t (192 t).

Gold. Goldgewinnung der Welt 1927¹ (1913): 600 t (692 t) im Werte von 1670 (1927) Mill. RM, davon Transvaal 314 t (274 t); U. S. A. 68 t (133 t); Kanada 57 t (27 t); Rußland im Jahre 1926 31 t (40 t).

Platin. Schätzungen der Platinproduktion² geben für das Jahr 1925 (1913) folgende Zahlen: Welt 4155 kg (8279 kg), davon Kolumbien 1928 kg (467 kg); Rußland 1866 kg (7775 kg); Kanada 270 kg (1,5 kg). Im Jahre 1926 soll nach anderen Angaben³ die russische Platinproduktion 2300 kg bzw. sogar 2860 kg betragen haben und etwa 55% der Weltproduktion ausmachen.

Salz. Eine längere Abhandlung ist erschienen⁴ über Salzgewinnung, -Handel und -Verbrauch der Welt. Die ausführlichen und im allgemeinen vollständigen Zahlenangaben beziehen sich nur auf Natriumchlorid in der Form des Stein-, Siede- und

¹ Stat. Jahrbuch für das Deutsche Reich 47, S. 61* (1928).

² Wirtschaft und Statistik 7, S. 363 (1927).

³ Metallwirtschaft 7, S. 453 (1928).

⁴ Wirtschaft und Statistik, 8, S. 17 bis 19 (1928).

Gebiet	Salzgewinnung in Millionen Tonnen		In Prozenten
	1913	1925	1925
Welt: Insgesamt	20,8	23,6	100
Europa: Insgesamt	10,6	10,9	46,1
davon			
Deutschland ¹	2,35	2,72	11,5
Großbritannien	2,28	1,95	8,3
Frankreich	1,59	1,72	7,3
Rußland mit Sibirien	1,99	1,36	5,8
Italien	0,64	0,92	3,9
Spanien	0,61	0,86	3,6
Übriges Europa	1,10	1,34	5,7
Amerika: Insgesamt	5,04	7,45	31,6
davon:			
U. S. A.	4,37	6,71	28,5
Übriges Amerika	0,67	0,74	3,1
Asien: Insgesamt	4,71	4,62	19,6
davon			
China (geschätzt)	2,0	2,0	8,5
Britisch-Indien	1,50	1,32	5,6
Übriges Asien	1,21	1,30	5,5
Afrika	0,40	0,50	2,1
Australien	0,11	0,13	0,6

Meersalzes sowie der unmittelbar in der Industrie verbrauchten Salzsole (1 hl Salzsole = 30 kg Salz). Die Welterzeugung für Salz — 1925: 23,6 Millionen t — dürfte nach Schätzungen zu etwa ein Drittel aus Meer- und Seewasser gewonnen sein; die restlichen zwei Drittel entfallen dann annähernd zu gleichen Teilen auf 1. Steinsalz, 2. Siedesalz und 3. unmittelbar verbrauchtes Solesalz (z. T. aus „künstlichen Solequellen“) (Fig. 1).

Nach dem Statist. Jahrbuch für das Deutsche Reich 1928 wird die Wertsalzgewinnung mit 24,4 Millionen t für das Jahr 1927 und Deutschlands Erzeugung mit insgesamt 3,56 Millionen t (nämlich 2,31 Millionen t Stein-, 0,53 Millionen t Siede- und 0,72 Millionen t Solesalz) angegeben. Die deutsche Ausfuhr stieg dagegen nur auf 0,84 Millionen t.

Im Salzhandel steht Deutschland 1925 an erster Stelle mit einem Ausfuhrüberschuß von 716 000 t und versorgt damit z. T. die salzarmen benachbarten Länder Belgien, Holland, Norwegen, Schweden, Tschechoslowakei u. a., ferner über See z. T. Indien und Südamerika. Beachtlichen Ausfuhrüberschuß an Salz haben außerdem aufzuweisen 1925 Spanien (561 000 t), Großbritannien (241 000 t), Ägypten

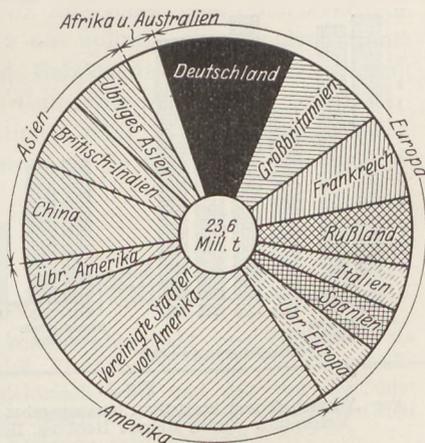


Fig. 1. Kochsalzgewinnung der Welt im Jahre 1925 (einschließlich Salzgehalt der unmittelbar verbrauchten Sole).
Nach Sonderheft Nr. 4 zu „Wirtschaft und Statistik“, S. 74 (1928).

¹ Jetziges Gebiet. 1913 wurden außerdem gewonnen in Elsaß-Lothringen 300 000 t Salz, in Posen 90 000 t.

(211 000 t), Aden (Asien) (187 000 t), China (177 000 t), Frankreich (133 000 t), Italien (122 000 t) und U.S.A. (53 000 t). Besonders hoch ist der Einfuhrüberschuß 1925 für Belgien (264 000 t), Indien (557 000 t) und Norwegen (188 000 t).

Die Verwendung der Weiterzeugung an Salz wird für Speisewecke auf etwa 12,4 Millionen t geschätzt, nämlich 6,5 kg jährlich je Kopf der Weltbevölkerung (1884,7 Millionen im Jahre 1925).

Etwa die Hälfte des insgesamt gewonnenen Salzes findet demnach gewerbliche Verwendung.

In der Ausfuhr anderer Natriumsalze (Soda, Glaubersalz u. a.) steht 1925 Großbritannien mit 450 000 t an erster Stelle gegenüber Frankreich mit rund 200 000 t und Deutschland mit nur 80 000 t. Durch Gebietsverlust verlor Deutschland bedeutende Anteile seiner Soda- und Glaubersalzindustrie in Elsaß-Lothringen und Posen.

Kalisalze. In Deutschland ist seit 1923 die Umstellung der

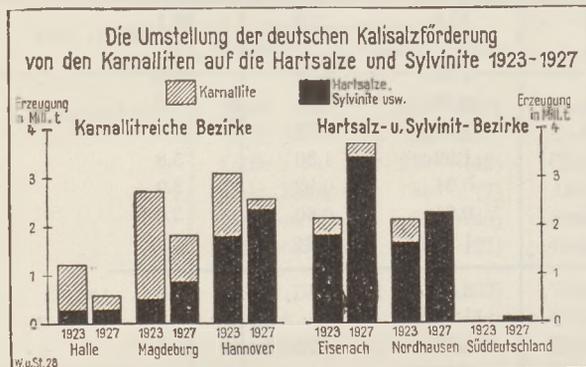


Fig. 2.

Aus „Wirtschaft und Statistik“, herausgegeben vom Statistischen Reichsamte. Verlag Reimar Hobbing, Berlin SW 61.

Förderung von den K_2O -armen Carnalliten auf die hochwertigen und leichter zu verarbeitenden Hartsalze und Sylvinit durchgeführt worden. Während 1923 46,6% der Kalisalzförderung auf die Carnallite entfiel, ist der Anteil dieser Salze 1927 nur noch 16% gewesen¹. Von den beteiligten 60 deutschen Kaliwerken wurden im Jahre 1927 gefördert 1,77 Millionen t Carnallite und 9,31 Millionen t Hartsalze, Sylvinit u. ä.; diese roh geförderten Salze ergaben verarbeitet insgesamt 4,38 Millionen t absatzfähige Kalisalze mit einem K_2O -Gehalt von 1,268 Millionen t K_2O im Werte von 182 Millionen RM (Fig. 2 und 3). Der Wert der Nebensalze (Bittersalz, Glaubersalz, Bromsalze u. a., jedoch nicht Steinsalz), die bei der Verarbeitung der Kalisalze gewonnen werden, betrug 1927

mehr als 12 Millionen RM gegen nur 4 1/2 Millionen RM im Jahre 1924. Die erwähnten Nebensalze sind wichtige Rohstoffe der

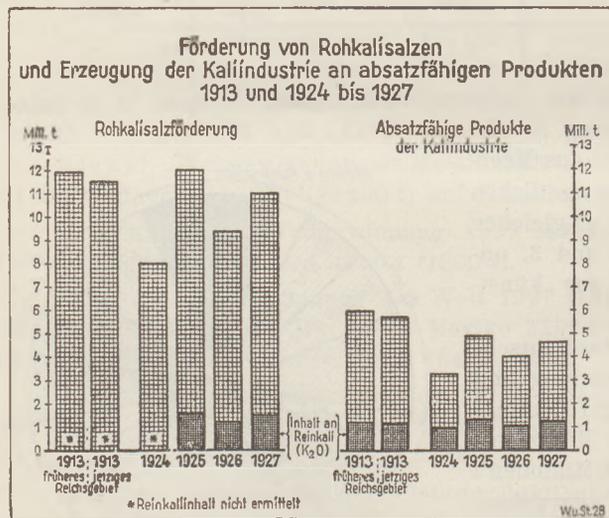


Fig. 3.

Aus „Wirtschaft und Statistik“, herausgegeben vom Statistischen Reichsamte. Verlag Reimar Hobbing, Berlin SW 61.

chemischen Industrie. Die in Frankreich (Elsaß) hergestellten Kalisalze hatten 1927 einen Gehalt von 372 000 t K_2O , die in Polen gewonnenen Salze hatten 34 000 t K_2O . Demnach entfallen 1927 etwa 75% der Weltgewinnung an absatzfähigen Kalisalzen (K_2O -Gehalt als Maßstab) auf Deutschland.

¹ Vgl. diese Zeitschr. 40, S. 84 bis 85 (1927) und Wirtschaft und Statistik 8, S. 604 und 575 (1928).

Für die Praxis.

Chemische Schülerversuche. Von R. Winderlich in Oldenburg i. O.

1. Woher stammt der Schwefelwasserstoff des Leuchtgases? Wird Naphthalin oder Anthracen mit gepulvertem Schwefel gemischt und kräftig erhitzt, so enthält das entweichende Gas stets Schwefelwasserstoff, der am Geruch und durch den schwarzen Niederschlag in vorgelegtem Bleiacetat zu erkennen ist. Der Erfolg ist der gleiche, wenn statt des Schwefels gepulverter Pyrit genommen wird, der in fast allen Kohlen vorhanden ist. Für die Geruchsprobe ist Anthracen geeigneter als Naphthalin. — Organische Stoffe geben bei der trockenen Destillation durch den Wärmezerfall neben Kohlenwasserstoffen auch elementaren Wasserstoff, der sich im Augenblick seines Entstehens mit dem abgespaltenen Schwefel des Pyrits verbindet.

2. Ozon. Einige Kubikzentimeter unverharztes Terpentinöl werden mit 1 cm³ Jodkalium-Stärke-Lösung versetzt und anhaltend geschüttelt. Nach wenigen Minuten beginnt ein Ausscheiden von Jod infolge der Wirkung des Ozons (oder Wasserstoffsperoxyds): die Stärkelösung wird purpurn, dann violett und schließlich tiefdunkelblau. Mit verharztem Terpentin erfolgt der merkbare Eintritt des Vorgangs später. SCHÖNBEIN beschrieb diesen Versuch in anderer Form und glaubte zu finden, daß die Energie des Lichtes für die Ozonbildung durch Terpentin notwendig sei: „Wird in einer weißen, mit Sauerstoffgas oder atmosphärischer Luft gefüllten Flasche, deren Boden mit weißem Terpentinöl bedeckt ist, ein Streifen Jodkaliumstärkepapiers aufgehängt und das Gefäß in das Sonnenlicht gestellt, so sieht man schon nach wenigen Minuten das Reagenzpapier an seinen Rändern violett werden, und nach Verlauf einer Stunde erscheint dasselbe schwarzblau, während das gleiche Papier in einer dunkel gehaltenen, ebenfalls reines Terpentinöl und Sauerstoffgas oder atmosphärische Luft einschließenden Flasche noch keine Veränderung zeigt.“ [Journ. f. prakt. Ch. (1851) 52, 184.] — Beziehung zur Biologie: Reine Luft in Nadelwäldern.

3. Osmose. Dem bekannten osmotischen Grundversuch gibt der Amerikaner H. C. KREMERS eine neue, eindrucksvolle Form. (Journ. chem. Education 5, 530. Chem. Zentrbl. (1928) 99II, 217.) Aus einer Mohrrübe — ganz allgemein: aus einer kräftigen Pflanzenwurzel — wird mit dem größten Korkbohrer ein zylindrischer Hohlraum ausgebohrt, der mit Salzkristallen (Kupfervitriol) und Salzlösung — KREMERS nimmt Tafelsirup oder Melasse — gefüllt und durch einen Gummistopfen mit Steigrohr verschlossen wird. Dann wird die Wurzel in gewöhnliches oder in destilliertes Wasser gestellt. Nach Verlauf einer Stunde beginnt die Flüssigkeit im Rohr stark zu steigen.

Berichte.

2. Forschungen und Ergebnisse.

Eine quantitative Darstellung der Wirkungsweise der Elektronenröhre. Von Dr. WILHELM SPREEN in Brake i. O.

Die Elektronenröhre ist nichts anderes als eine geschickte technische Ausnutzung der Tatsache, daß ein glühender Leiter das Bestreben hat, in den umgebenden Raum Elektronen zu emittieren. Man läßt die Elektronenemission in einem praktisch als vollkommen zu bezeichnenden Vakuum (etwa 10⁻⁷ mm Hg) aus einem auf elektrischem Wege glühend gemachten Metalldraht, dem Heizdraht, stattfinden. Die emittierte Elektronenmenge ist abhängig von dem Material des Heizdrahtes, seiner Oberfläche und seiner Temperatur. Der geschilderte Elektronen-

austritt kommt aber bald zum Stillstand, da infolge des Elektronenverlustes der Heizdraht positiv elektrisch wird und das von den ausgetretenen Elektronen erzeugte elektrische Feld weiterer Emission entgegenwirkt.

Bringt man aber dem Glühdraht gegenüber in dem Behälter noch eine besondere Elektrode an (gewöhnlich in der Form eines den Heizdraht umgebenden Blechzylinders) und legt nach der Erzeugung des Vakuums an den Glühdraht (Kathode) den negativen und an die neuangebrachte Elektrode den positiven Pol einer Gleichstromquelle hinreichender Spannung, so werden in dem in der Röhre entstandenen elektrischen Felde die aus der Glühkathode emittierten

Elektronen nach der positiven Elektrode, der Anode, zu in Bewegung gesetzt, und so kommt in der Röhre ein elektrischer Strom, der ein reiner Elektronenstrom ist, der Emissionsstrom, zustande. Die Stromstärke i dieses Stromes hängt nur solange von der zwischen Anode und Kathode angelegten Spannung ab, als das in der Röhre erzeugte Feld nicht imstande ist, alle emittierten Elektronen fortzuführen. Von einer gewissen Spannung E_s , der Sättigungsspannung, an werden sämtliche emittierten Elektronen nach der Anode übergeführt, so daß bei einer Erhöhung der Anodenspannung über den Wert E_s hinaus eine Steigerung des Anodenstroms nicht mehr eintritt. Der zu E_s gehörende Emissionsstrom I_s heißt der Sättigungsstrom. Für diesen maximalen Emissionsstrom wird gewöhnlich die Formel von RICHARDSON

$$I_s = a \cdot F \cdot \sqrt{T} \cdot e^{-\frac{b}{T}} \dots (1)$$

angegeben (F Oberfläche des Glühdrahtes, T seine absolute Temperatur, e Basis der natürlichen Logarithmen, a und b Konstante des Materials).

Ist die Anodenspannung $e < E_s$, so ist näherungsweise der Anodenstrom i proportional der Wurzel aus der dritten Potenz von e , also

$$i = k \cdot e^{\frac{3}{2}} \quad (0 < e < E_s) \dots (2)$$

Diese Formel (LANGMUIR und SCHOTTKY) ist an den Grenzen ungenau. So ist für $e = 0$ Volt der Elektronenstrom nicht ganz Null.

In der bisher beschriebenen Form findet die Elektronenröhre praktische Verwendung zur Gleichrichtung von Wechselströmen (Hochvakuumgleichrichter). Die im Handel feilgebotenen Radoröhren lassen sich in dieser Form verwenden, wenn Gitter und Anode kurz geschlossen werden. Der Gleichrichtereffekt einer Zweielektroden-Hochvakuumröhre läßt sich unter Zugrundelegung der Formel von LANGMUIR und SCHOTTKY (2) berechnen. Da $i = k \cdot e^{\frac{3}{2}}$ ist und die Gleichrichtung sich immer nur auf die Halbperiode erstreckt, bei der der positive Pol der Wechselspannung an der Anode liegt, ist der Gleichstromwert

$$I = \frac{1}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} i \cdot dt = \frac{1}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} k \cdot e^{\frac{3}{2}} dt = \frac{1}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} k \cdot \mathcal{E}^{\frac{3}{2}} \cdot \sin^{\frac{3}{2}} \omega t dt,$$

wenn man in üblicher Weise T als Periode, \mathcal{E} als Scheitelwert, $w = \frac{2\pi}{T}$ als Kreisfrequenz des Wechselstromes bezeichnet. Die Auswertung dieses Integrals ergibt für I den Wert

$$I = \frac{(\sqrt{2})^3 \cdot k \cdot \mathcal{E}^{\frac{3}{2}} \cdot 0,317}{\pi} \dots (3)$$

k kann durch einige Gleichstrommessungen hin-

reichend genau bestimmt werden; \mathcal{E} muß kleiner sein als die Sättigungsspannung¹

Größere Anwendungsmöglichkeiten ergeben sich, wenn in dem Glasbehälter zwischen Anode und Kathode noch eine weitere Elektrode, wegen ihrer Form meistens kurz Gitter genannt, angebracht wird. Bei einer solchen Röhre haben wir drei Stromkreise zu unterscheiden: den Heizkreis, den Anodenkreis und den Gitterkreis. Die Potentiale der drei Kreise sollen vom — Pol des Heizfadens ab gerechnet werden. In den folgenden Ausführungen sind die elektrischen Größen der Stromkreise durch Indizes ($g =$ Gitterkreis, $a =$ Anodenkreis, $h =$ Heizkreis) voneinander unterschieden. Es bedeuten ferner kleine deutsche Buchstaben reine Wechselstromgrößen, große deutsche Buchstaben Scheitelwerte von Wechselstromgrößen, überstrichene große deutsche Buchstaben Effektivwerte, kleine lateinische Buchstaben veränderliche Stromgrößen, die keine reinen Wechselströme sind, große lateinische Buchstaben reine Gleichstromgrößen. Als Buchstaben kommen in Frage $e, \mathcal{E}, \bar{e}, \bar{E}$ für die Spannung, $i, \mathfrak{I}, \bar{i}, \bar{I}$ für die Stromstärke, \mathfrak{R}, R für den Widerstand, n, N für die Leistung. Die graphische Darstellung der Abhängigkeit einer dieser Größen von einer anderen in Form eines Diagramms heißt Kennlinie.

Die Theorie der Röhre mit Gitter schließt sich sehr eng an das über die gitterlose Röhre Gesagte an. Die Emission in einer Röhre mit Gitter folgt ebenfalls dem $e^{\frac{3}{2}}$ -Gesetz der Formel (2). Nur besteht der Emissionsstrom hier aus einem Anodenstrom- und einem Gitterstromanteil, und die hier einzusetzende Spannung resultiert aus einem Anodenspannungs- und Gitterspannungsanteil. Da die Wirkung des Anodenbleches durch die Gitterspannung zum Teil abgeschirmt

$$\begin{aligned} {}^1 I &= \frac{1}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} k \cdot \mathcal{E}^{\frac{3}{2}} \cdot \sin^{\frac{3}{2}} \omega t dt = \\ &= \frac{k \mathcal{E}^{\frac{3}{2}}}{2\pi} \int_0^{\pi} \sin^{\frac{3}{2}} \alpha d\alpha \quad \left(\text{Substitution } \cos \frac{\alpha}{2} = \frac{1}{u} \right) \\ I &= \frac{(\sqrt{2})^3 \cdot k \cdot \mathcal{E}^{\frac{3}{2}}}{\pi} \int_1^{\infty} \frac{\sqrt{u^2 - 1}}{u^4} du = \\ &= \frac{(\sqrt{2})^3 \cdot k \cdot \mathcal{E}^{\frac{3}{2}}}{\pi} \int_1^{\infty} u^{-\frac{5}{2}} \left(1 - \frac{1}{u^2} \right)^{\frac{1}{2}} du \end{aligned}$$

Die Auswertung durch Entwicklung des Integranden in eine unendliche Reihe und nachfolgende Integration ergibt

$$I = \frac{(\sqrt{2})^3 \cdot k \cdot \mathcal{E}^{\frac{3}{2}}}{\pi} \left(\frac{2}{5} - \frac{1}{18} - \frac{3}{16 \cdot 13} - \frac{7}{64 \cdot 17} - \dots \right) = \frac{(\sqrt{2})^3 \cdot k \cdot \mathcal{E}^{\frac{3}{2}}}{\pi} \cdot 0,317,$$

wird, setzt sich die resultierende Spannung, die Steuerspannung, zusammen aus dem ganzen Gitterpotential und einem Bruchteil D des Anodenpotentials, und wir erhalten für die Steuerspannung

$$e_{st} = e_g + D \cdot e_a \dots (4)$$

Das Gesetz von LANGMUIR und SCHOTTKY nimmt also hier die Form an

$$i_e = k \cdot (e_g + D \cdot e_a)^{\frac{3}{2}} \dots (5)$$

Falls e_g negativ und mit großer Annäherung auch noch für nicht zu großes positives e_g (da i_g dann Null, resp. sehr klein ist), kann man den Emissionsstrom mit dem Anodenstrom gleichsetzen, und (5) nimmt die Form an

$$i_a = k \cdot (e_g + D \cdot e_a)^{\frac{3}{2}} \dots (5a)$$

Zur Charakterisierung der Arbeitsweise der Röhre haben SCHOTTKY, BARKHAUSEN, MOELLER u. a. Konstante definiert, die sich aus den Spannungs- und Stromgrößen ergeben. Eine dieser Konstanten ist der Wert D in Gleichung (4). Wenn wir die Gitter- und Anodenspannung so verändern, daß der Emissionsstrom i_e ungeändert bleibt, dann ist der Ausdruck $e_g + D \cdot e_a$ ebenfalls konstant. Daraus ergibt sich

$$D = - \frac{\partial e_g}{\partial e_a (i_e = \text{konst.})} \dots (6)$$

D heißt nach BARKHAUSEN der Durchgriff der Röhre; er ist nur innerhalb gewisser Grenzen als Konstante anzusehen. Aus der Betrachtung der Kennlinie, die die Abhängigkeit des Anodenstroms von der Gitterspannung bei konstanter Anodenspannung zum Ausdruck bringt, und die in ihrem mittleren Teil einen vollständig geradlinigen Verlauf zeigt, ergibt sich eine „Konstante“, die für die Verstärkerwirkung der Röhre besondere Bedeutung hat. Die Änderungen des Anodenstroms bei einer bestimmten Änderung der Gitterspannung werden um so beträchtlicher, je steiler diese Kennlinie, Charakteristik genannt, verläuft. Man bezeichnet daher den Grenzwert des Verhältnisses der Stromänderung zu der Änderung der Gitterspannung, die bei konstanter Anodenspannung diese Stromänderung hervorbringt, als Steilheit (im folgenden mit S bezeichnet), so daß also

$$S = \frac{\partial i_a}{\partial e_g (e_a = \text{konst.})} \dots (7)$$

Gleichung (7) geht von der Voraussetzung aus, daß die Anodenbatterie direkt an der Anode liegt, daß also im Anodenkreis kein äußerer Widerstand vorhanden ist. Praktisch wichtiger ist der Fall, wo im Anodenkreis ein äußerer Widerstand (Ohmscher, induktiver oder kapazitiver Widerstand) R_a vorhanden ist. In diesem Falle sinkt beim Anwachsen des Anodenstromes um den Betrag Δi_a die Anodenspannung um $R_a \cdot \Delta i_a$, so daß $\Delta e_a = - R_a \cdot \Delta i_a$ zu setzen ist. Liegt demnach im Anodenstromkreis ein Widerstand R_a , so müssen wir bei einer Änderung des Anodenstromes sowohl die Gitterspannung

e_g als auch die Anodenspannung e_a als veränderlich ansehen, und wir erhalten

$$d i_a = \frac{\partial i_a}{\partial e_g} \cdot d e_g + \frac{\partial i_a}{\partial e_a} \cdot d e_a$$

Wir definieren nun noch eine weitere Größe, den inneren Widerstand R_i der Röhre, durch die Beziehung

$$R_i = \frac{\partial e_a}{\partial i_a} \dots (8)$$

und erhalten für den Stromzuwachs nach Berücksichtigung von (7) und (8)

$$d i_a = S \cdot d e_g - \frac{1}{R_i} R_a \cdot d i_a$$

oder

$$d i_a = \frac{S \cdot d e_g}{1 + \frac{R_a}{R_i}} \dots (9)$$

Den Ausdruck

$$S_A = \frac{d i_a}{d e_g} = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}} \dots (10)$$

bezeichnen wir als Steilheit der Arbeitskennlinie.

Folgende wichtige Beziehung zwischen den drei Größen D , S , R_i verdient noch angemerkt zu werden. Es ist nach (5a)

$$S = \frac{\partial i_a}{\partial e_g} = \frac{3}{2} k \cdot (e_g + D \cdot e_a)^{\frac{1}{2}}, \text{ ferner}$$

$$\frac{1}{R_i} = \frac{\partial i_a}{\partial e_a} = \frac{3}{2} k \cdot (e_g + D \cdot e_a)^{\frac{1}{2}} \cdot D,$$

daher $S = \frac{1}{R_i \cdot D}$ oder

$$S \cdot D \cdot R_i = 1 \text{ (BARKHAUSEN)} \dots (11)$$

Mit Hilfe dieser Formeln läßt sich die Verstärkerwirkung der Röhre erklären. Überlagert sich der Gittergleichspannung E_g eine schwache Wechselspannung $e_g = \mathcal{E}_g \cdot \sin \omega t$, so wird dem Anodenstrom I_a ein Wechselstrom i_a überlagert, und es ist nach (9)

$$\mathfrak{I}_a = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}} \mathcal{E}_g$$

wenn \mathfrak{I}_a und \mathcal{E}_g die Scheitelwerte des Wechselstromes und der Wechselspannung bedeuten, was wir auch schreiben können

$$R_i \cdot S \cdot \mathcal{E}_g = \mathfrak{I}_a (R_a + R_i)$$

oder wegen (11)

$$\frac{\mathcal{E}_g}{D} = \mathfrak{I}_a (R_a + R_i) \dots (12)$$

Diese Gleichung kann als Ohmsches Gesetz der Verstärkerröhre bezeichnet werden.

Je nachdem, ob man in dem Anodenstromkreis eine hohe Leistung (Telephon oder Transformator) erzielen, oder ob man aus ihm eine hohe Spannung entnehmen will, die auf das Gitter einer weiteren

Röhre übertragen oder für elektrostatische Wirkungen (elektrostatischer Lautsprecher) ausgenutzt werden soll, spricht man von Leistungs- oder Spannungsverstärkung.

Zunächst einige Bemerkungen zur Leistungsverstärkung. Wird dem Gitter eine schwache Wechselspannung $e_g = \mathfrak{E}_g \sin \omega t$ zugeführt, so entsteht im Anodenkreis unter der Voraussetzung, daß wir in dem geradlinigen Bereich der Kennlinie arbeiten, ein Wechselstrom i_a , und es besteht nach (12) die Beziehung

$$\frac{\mathfrak{E}_g}{D} = \mathfrak{I}_a (\mathfrak{R}_a + R_i),$$

wenn \mathfrak{E}_g und \mathfrak{I}_a die Scheitelwerte von e_g und i_a sind. Der Anodenwechselstrom überlagert sich

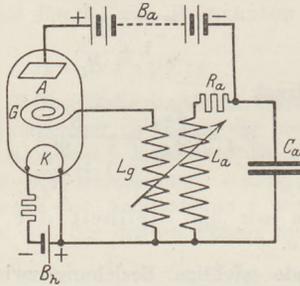


Fig. 1. Schwingungserzeugung.

dem Anodengleichstrom I_a , so daß der Anodenstrom nunmehr den Wert $i_a = I_a + i_a$ hat. Für die Berechnung der Leistung im Anodenstromkreis kommt nur die Wechselstromkomponente in Frage; es ergibt sich

$$n_a = \frac{\mathfrak{R}_a \cdot \mathfrak{I}_a^2}{2} = \mathfrak{R}_a \cdot \bar{\mathfrak{I}}_a^2,$$

wenn $\bar{\mathfrak{I}}_a = \frac{\mathfrak{I}_a}{\sqrt{2}}$ den Effektivwert des Anodenwechselstromes bezeichnet. Unter Berücksichtigung der Gleichung (12) wird

$$n_a = \frac{\mathfrak{R}_a \cdot \mathfrak{E}_g^2}{D^2 (\mathfrak{R}_a + R_i)^2} \dots (13)$$

wo $\bar{\mathfrak{E}}_g$ den Effektivwert der Wechselspannung e_g bedeutet. Für welchen Wert von \mathfrak{R}_a erreicht n_a ein Maximum? Wegen

$$\frac{d n_a}{d \mathfrak{R}_a} = \frac{\mathfrak{E}_g^2 (R_i - \mathfrak{R}_a)}{D^2 (R_i + \mathfrak{R}_a)^2}$$

wird n_a ein Maximum, wenn $R_i = \mathfrak{R}_a$, und es ist

$$n_{a_{max.}} = \frac{\mathfrak{E}_g^2}{4 D^2 \cdot R_i} \dots (14)$$

Die maximale Leistung ist daher bei konstantem $\bar{\mathfrak{E}}_g$ nur noch von D und R_i , also Konstanten der Röhre abhängig. Man bezeichnet daher

$$\frac{1}{D^2 \cdot R_i} = \frac{S}{D} = G_r \dots (15)$$

als Güte der Röhre.

Bei der Spannungsverstärkung wird durch den Widerstand \mathfrak{R}_a im Anodenkreis ein

Spannungsabfall des Scheitelwertes $\mathfrak{E}_a = \mathfrak{R}_a \cdot \mathfrak{I}_a = \frac{\mathfrak{R}_a \cdot \mathfrak{E}_g}{D (\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}_a)}$ erzeugt, und es kommt nur darauf an, den Quotienten

$$q = \frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g} = \frac{\mathfrak{R}_a}{D (\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}_a)}$$

möglichst groß zu machen. Man sieht, daß hier die optimale Wirkung erzielt wird, wenn \mathfrak{R}_a gegenüber R_i sehr groß wird. Es wird dann

$$q_{max.} = \frac{1}{D} \dots (16)$$

ein Wert, den man praktisch nicht erreichen kann.

Die Verwendung der Röhre zur Schwingungserzeugung veranschaulicht Fig. 1. Der aus Kapazität C_a , Selbstinduktionskoeffizienten L_a und Dämpfungswiderstand R_a bestehende Schwingungskreis wird bei einer Entladung des Kondensators (Einschaltung der Anodenbatterie) zu Schwingungen in einer bestimmten Frequenz erregt. Diese Schwingungen werden durch den Kopplungstransformator L_a/L_g so auf das Gitter übertragen, daß sie selbst verstärkt werden, wobei auf richtige Anpolung zu achten ist. Der Anodenwechselstrom i_a ist die Summe der durch C_a und $L_a + R_a$ fließenden Wechselströme, die mit i_c und i_L bezeichnet werden mögen, so daß also

$$i_a = i_c + i_L.$$

Die Beziehungen lassen sich mathematisch am einfachsten ausdrücken, wenn man in symbolischer Darstellung komplexe Widerstandsoperatoren verwendet, da dann formell nach dem Ohmschen Gesetz wie bei Gleichstrom gerechnet werden kann (vgl. den Aufsatz des Verfassers in Nr. 6 Jahrg. 58 der Zeitschrift für mathem. und naturw. Unterricht). Es sollen daher in den folgenden Zeilen im Gegensatz zu den bisherigen Ausführungen e und i Spannung und Stromstärke in symbolischer Bedeutung bezeichnen; dann kann man setzen $i = \frac{e}{r}$, wo $r = A + j \cdot B$, und es ist $|r| = \sqrt{A^2 + B^2}$ der Scheinwiderstand und $\text{arc tg } \frac{B}{A}$ die Phasendifferenz zwischen i und e .

Danach ist der Spannungsabfall e_a der Anodenspannung darzustellen durch die Beziehungen

$$e_a = i_L \cdot r_L$$

und

$$e_a = i_c \cdot r_c.$$

Es läßt sich also i_a darstellen durch die Gleichung

$$i_a = i_L + i_c = e_a \left(\frac{1}{r_L} + \frac{1}{r_c} \right) = i_L \left(1 + \frac{r_L}{r_c} \right).$$

Die über den Transformator L_a/L_g in L_g induzierte Gitterspannung e_g ergibt sich, wenn M der Koeffizient der gegenseitigen Induktion ist, zu

$$e_g = i_L \cdot j \omega M,$$

wobei wir annehmen, daß kein Gitterstrom fließt (Leerlaufspannung). Andererseits gilt die Beziehung (12), die vektoriell folgendermaßen zu schreiben wäre

$$\frac{e_g}{D} = i_a (R_i + r_a) \dots (12a)$$

Setzen wir die für i_a und e_g in den vorausgehenden Gleichungen erhaltenen Werte in (12a) ein, so ergibt sich nach Weghebung des gemeinsamen Faktors i_L und Multiplikation mit D

$$j \omega M = D \cdot (R_i + r_a) \left(1 + \frac{r_L}{r_c} \right).$$

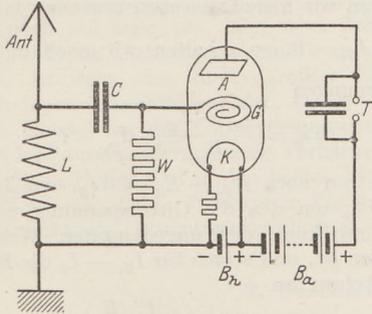


Fig. 2. Audion.

Berücksichtigt man, daß bei parallel geschalteten Widerständen r_L und r_c die Beziehung gilt

$$\frac{1}{r_a} = \frac{1}{r_L} + \frac{1}{r_c},$$

so nimmt die vorausgehende Gleichung die Form an

$$j \omega M = D \left(R_i + \frac{r_L \cdot r_c}{r_L + r_c} \right) \left(1 + \frac{r_L}{r_c} \right).$$

Hier ist $r_L = R_a + j \omega L_a$ und $r_c = -\frac{j}{\omega C_a}$.

Setzen wir diese Werte ein, so ergibt sich nach leichten Umformungen

$$M = C_a D \cdot \left[R_i \left\{ R_a + j \left(\omega L_a - \frac{1}{\omega C_a} \right) \right\} + \frac{L_a}{C_a} - \frac{j R_a}{\omega C_a} \right].$$

Durch Trennung der reellen und „imaginären“ Größen ergeben sich die beiden Gleichungen

$$M = D \cdot (C_a \cdot R_a \cdot R_i + L_a) \dots (17)$$

und

$$\omega = 2 \pi \nu = \sqrt{\frac{1}{L_a C_a} \left(1 + \frac{R_a}{R_i} \right)}. \quad (18)$$

Gleichung (18) zeigt, daß die Röhre eine höhere Frequenz aussendet, als die Dimensionierung des Schwingungskreises erwarten läßt.

Nicht ganz so einfach wie Verstärkerwirkung und Schwingungserzeugung läßt sich die Audionwirkung quantitativ formulieren. Fig. 2 zeigt das Schaltbild der Audionröhre. Die Audionwirkung beruht in der Hauptsache auf der Krümmung der Kennlinie, die die Abhängigkeit des Gitterstroms von der Gitterspannung angibt. Ein Gitterstrom tritt erst bei einem bestimmten Gitterpotential (etwa von -2 Volt an aufwärts) auf. Aus dem Verlauf der Gitterstrom-

kennlinie ergibt sich, daß der Gitterstrom in dem Gebiet, in dem man gewöhnlich arbeitet — das ist etwas über oder unter 0 Volt Gitterspannung der Fall — bei einer Zunahme der Gitterspannung sich um einen größeren Betrag erhöht, als er bei einer gleich großen Abnahme der Gitterspannung sich vermindern würde. Den Zusammenhang erläutert Fig. 3. Wir nehmen an, daß das Gitter der Röhre bei irgend einem Arbeitsvorgang ein Potential E_g (Gleichstromwert) angenommen habe, zu dem ein Gitterstrom I_g gehöre, und daß diesem Gleichstromwert nun, wie es die Fig. 3 andeutet, eine Periode einer sinusförmigen Wechselspannung überlagert werde. Dann muß der Mittelwert des Gitterstromes sich erhöhen, und zwar um den Betrag

$$\delta i_g = \frac{1}{T} \int_0^T i_g dt - I_g.$$

Man kann nun für $i_g = f(e_g)$ in der Umgebung der Stelle $e_g = E_g$ folgende Reihenentwicklung ansetzen, die wir beim dritten Gliede abbrechen

$$\begin{aligned} i_g &= f(e_g) = f(E_g) + f'(E_g)(e_g - E_g) + \\ &+ f''(E_g) \frac{(e_g - E_g)^2}{2} + \dots = I_g + f'(E_g) \cdot e_g + \\ &+ \frac{f''(E_g)}{2} e_g^2. \end{aligned}$$

Da $e_g = \mathfrak{E}_g \cdot \sin \omega t$ eine rein sinusförmige Wechselspannung sein soll, ergibt die Integration den Wert

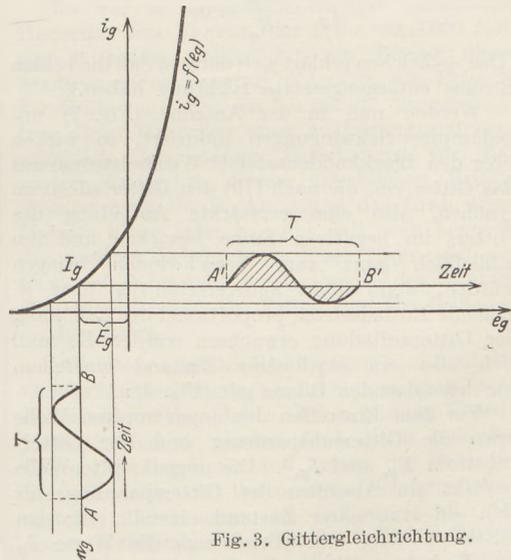


Fig. 3. Gittergleichrichtung.

$$\delta i_g = \frac{1}{T} \int_0^T i_g dt - I_g = \frac{1}{4} f''(E_g) \mathfrak{E}_g^2 \quad (19)$$

Dieser Ausdruck soll Gittergleichrichtereffekt heißen.

Nach diesen für eine um einen Ruhwert pendelnde Gitterspannung geltenden Betrachtungen wenden wir uns wieder der in Fig. 2 erläuterten Audionschaltung zu. Der Gitterstrom

i_g wird hier zur Aufladung des Kondensators verwandt und würde schließlich ganz verschwinden (negativ aufgeladenes Gitter!), wenn nicht die Möglichkeit des Abfließens der negativen Gitterladungen durch den hochohmigen Gitterableitungswiderstand $W = R_g$ Ohm gegeben wäre. Im Ruhezustand ist demnach Gleichgewicht vorhanden zwischen dem Gitterruhestrom I_{g_0}

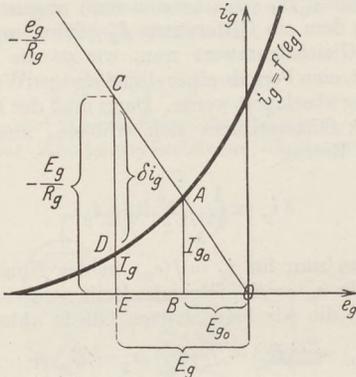


Fig. 4. Erklärung der Abnahme des Gitterpotentials.

und dem durch W abfließenden Entladestrom, der absolut genommen die Größe $\frac{E_{g_0}}{R_g}$ hat, und es gilt die Gleichung

$$I_{g_0} + \frac{E_{g_0}}{R_g} = 0.$$

(Das $+$ -Zeichen erklärt sich daraus, daß die beiden Ströme entgegengesetzte Richtung haben.)

Werden nun in der Antenne (Fig. 2) ungedämpfte Schwingungen induziert, so wirken über den Blockkondensator C Wechselströme auf das Gitter ein, die nach (19) den Gitterladestrom erhöhen, also eine verstärkte Aufladung des Gitters im negativen Sinne bewirken und ihn schließlich ganz zum Verschwinden bringen würden, wenn nicht andererseits der über W gehende Entladestrom proportional der Erhöhung der Gitteraufladung erwachsen würde. Es muß sich also ein stationärer Zustand einstellen, für den folgenden Bilanz gilt (Fig. 4):

Vor dem Eintreffen der ungedämpften Welle seien die Gitterruhschaltung und der Gitterruhestrom E_{g_0} und I_{g_0} ¹. Die ungedämpfte Welle bewirkt ein Absinken der Gitterspannung, bis sich ein stationärer Zustand einstellt, für den Gitterspannung und Gitterstrom die Werte I_g und E_g haben. Gitterruhestrom und Entladestrom, die vor dem Eintreffen der Welle gleich waren (bis auf das Vorzeichen), sind jetzt verschieden:

I_g ist kleiner als I_{g_0} , dagegen der Entladestrom $\frac{E_g}{R_g}$ dem absoluten Werte nach größer als $\frac{E_{g_0}}{R_g}$. Ein

¹ Nicht zu verwechseln mit den in Formel (19) gebrauchten Werten I_g und E_g .

stationärer Zustand kann nur aufrecht erhalten werden, wenn der Unterschied zwischen dem Entladestrom und dem Ladestrom, der gleich $-\frac{E_g}{R_g} - I_g$ ist, gedeckt wird. Das bewirkt der Gittergleichrichtereffekt, so daß wir die Beziehung haben

$$\delta i_g = -\frac{E_g}{R_g} - I_g.$$

Addieren wir hierzu die oben gegebene Identität $\frac{E_{g_0}}{R_g} + I_{g_0} = 0$, so erhalten wir nach einfachen Umformungen

$$\delta i_g = \frac{E_{g_0} - E_g}{R_g} + I_{g_0} - I_g$$

Wir setzen noch $E_{g_0} - E_g = \Delta e_g$, wo Δe_g der Wert ist, um den die Gitterspannung während der Einwirkung der ungedämpften Welle abgesunken ist, und setzen für $I_{g_0} - I_g$ die Reihenentwicklung an

$$I_{g_0} - I_g = f'(E_g) \Delta e_g + \frac{f''(E_g)}{2} \Delta e_g^2 + \dots$$

Dann ist, wenn wir nach dem 3. Glied abbrechen,

$$\delta i_g = \frac{\Delta e_g}{R_g} + f'(E_g) \Delta e_g + \frac{f''(E_g)}{2} \Delta e_g^2 \quad (20)$$

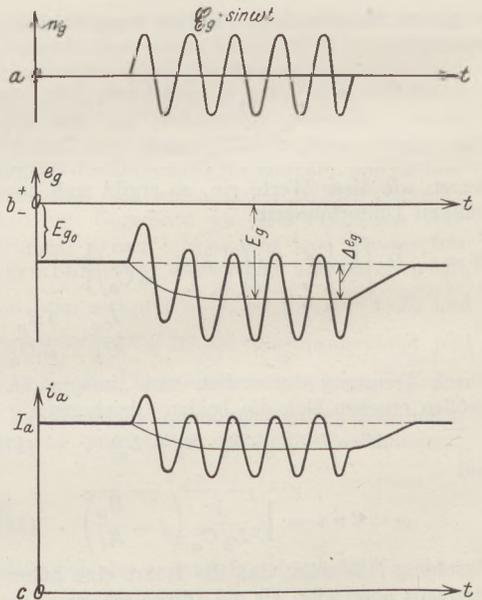


Fig. 5. Audiengleichrichtung.

Da nach (19) $\delta i_g = \frac{1}{4} f''(E_g) \mathcal{E}_g^2$, läßt sich aus (20) Δe_g berechnen.

Nach BARKHAUSEN läßt sich der Gitterstrom mit sehr großer Annäherung durch die Funktion

$$i_g = i_0 \cdot e^{a e g} = f(e_g)$$

darstellen; danach ist

$$f'(e_g) = a f(e_g); f''(e_g) = a^2 f(e_g),$$

und wir erhalten demnach, wenn wir das quadratische Glied in (20) nicht berücksichtigen.

$$\Delta e_g = \frac{\alpha^2 I_g \mathcal{E}_g^2}{4 \left(\frac{1}{R_g} + \alpha I_g \right)}$$

Da ohne großen Fehler $\frac{1}{R_g}$ neben $\alpha \cdot I_g$ vernachlässigt werden kann, ergibt sich der Näherungswert $\Delta e_g = \frac{1}{4} \alpha \cdot \mathcal{E}_g^2$, der zeigt, daß der Abfall der Gitterspannung Δe_g vom Gitterstrom I_g kaum noch abhängig ist. Man wird daher auf einem Punkt der Gitterstromkennlinie zu arbeiten suchen, zu dem eine Stelle größter Steilheit der Anodenstromkennlinie gehört. Das ist wichtig für die Einstellung der Gittervorspannung.

Die hier auseinandergesetzten Verhältnisse bei der Audionwirkung sind in den beiden Figuren 4 und 5 veranschaulicht. Punkt A in Fig. 4 ist der Schnittpunkt der Gitterstromkennlinie $i_g = f(e_g)$

mit der Geraden $-\frac{e_g}{R_g}$; Ladestrom I_{g_0} und Ent-

ladestrom $-\frac{E_{g_0}}{R_g}$ halten sich das Gleichgewicht.

Während der Zug ungedämpfter Wellen auf das Gitter einwirkt, sinkt die Gitterspannung bis zum Werte E_g ab ($OB = E_{g_0}$, $OE = E_g$, $BE = \Delta e_g$),

und der Entladestrom $-\frac{E_g}{R_g}$ ist größer als der

Gitterladestrom I_g ; der Unterschied wird durch den Gittergleichrichtereffekt δi_g gedeckt (in der Figur = CD). Die drei Diagramme der Fig. 5 zeigen die Gitterspannung und den Anodenstrom in Abhängigkeit von der Zeit, und zwar stellt das erste Diagramm den auf das Gitter einwirkenden Wechselstrom, das zweite das durch den Gleichrichtereffekt bewirkte Absinken der Gitterspannung, das dritte den Verlauf des Anodenstromes dar.

3. Geschichte und Erkenntnistheorie.

Zur Geschichte des optischen Gewerbes¹. Von Dr. KARL ALBRECHT in Rathenow.

Die Erfindung der Brille und die Entstehung des Brillenhandwerks. Wie einst sieben Städte sich um den Ruhm stritten, Geburtsort des großen Homer zu sein, so haben Zeiten, Länder und Städte lange um die Ehre des Ursprungs und der Erfindung der Brillen gekämpft.

Daß schon im Mittelalter namentlich die verschiedensten italienischen Städte für sich den Ruhm der Brillenerfindung in Anspruch nahmen, zeigt uns deutlicher als jeder andere Beweis, welche Bedeutung man bereits damals dieser Erfindung beilegte.

Wir verdanken es den Arbeiten des italienischen Historikers und Augenarztes ALBERTOTTI aus Padua und des Direktors der Berliner Universitäts-Augenklinik, Herrn Geheimrat GREEFF, daß heute wenigstens einigermaßen Klarheit über die Erfindung der Brille herrscht und daß vor allem jene schönen phantastischen Erzählungen über diese Erfindung als das enthüllt wurden, was sie sind, nämlich Märchen und Sagen.

Hierunter fällt in erster Linie die noch heute überall verbreitete Erzählung von dem berühmten Smaragd Neros, mit dem er die Zirkusspiele und die Christenverfolgungen betrachtet hätte. Wir wissen heute, daß dieser Smaragd keinerlei optische Bedeutung hatte, sondern daß es sich wahrscheinlich lediglich um ein Schutzglas gegen die Sonnenblendung handelte.

Auch die vielen Erzählungen, nach denen China das Land der Brillenerfindung sei, konnten einer ernsthaften Forschung nicht standhalten, und heute weiß man, daß etwa im 16. Jahrhundert von Europa aus die Kenntnis der Brillen nach China gelangte.

Unter den italienischen Städten des Mittelalters waren es namentlich Pisa und Florenz, die sich heftig um die Ehre der Brillenerfindung stritten, nachdem feststand, daß im Jahre 1306 ein Pisaner Mönch, namens ALESSANDRO DELLA SPINA, Brillen, deren Herstellung er anderweitig gesehen hatte, fertigte und andere „freudigen Herzens an dieser großen Erfindung teilnehmen ließ“.

Da war es namentlich ein sehr geschickter Historiker aus Florenz, der etwa um 1600 festgestellt haben wollte, daß ein Bürger dieser Stadt, namens SALVINO D'AMATO, als Erfinder der Brille angesehen werden müsse. So geschickte dieser Historiker seine Auffassung und seine angeblich tiefgründigen Forschungen vor, daß spätere Zeiten zu diesem angeblichen Brillenerfinder noch ein Denkmal und das Grab dieses Mannes hinzu erfanden und daß noch heute in den meisten Lehrbüchern dieser Mann und sein Denkmal dargestellt werden wegen des Ruhmes, den er sich mit der Erfindung der Brille erworben hätte.

Alle diese schönen Erzählungen sind heute als Geschichtsfälschungen entlarvt, und man weiß, daß schon vor dem Jahre 1300 in und um Venedig Brillen gefertigt worden sind, denn aus dem Jahre 1300 liegen uns drei Erlasse des Rates der Stadt Venedig vor, deren erster sich gegen festgestellte Fälschungen von Brillen richtet. Der zweite bestimmt, daß jeder, der sich dem Brillengewerbe widmen will, die Erlaubnis hat, Brillen zu fertigen; der dritte enthält die Danksagung zweier Ratsmitglieder an einen Brillenhersteller für die vortrefflich gefertigten Brillen.

Es ist geradezu eine Ironie der Geschichte, daß wir es zunächst bei der Erfindung der Brille mit Geschichtsfälschungen zu tun haben und daß heute unsere älteste, tatsächlich verbürgte Nachricht von der Erfindung der Brille ausgerechnet sich mit Brillenfälschungen befaßt.

¹ Nach einem beim Herbstferienlehrgang 1927 der Staatlichen Hauptstelle gehaltenen Vortrage.

ALBERTOTTI weist nun darauf hin, daß ein Erzeugnis, vor dessen Fälschung bereits gewarnt wird, doch sicher schon einige Jahre bekannt sein muß, und man vermutet, daß man die Erfindung der Brille in das Dorf Murano bei Venedig und in die Zeit zwischen 1270 und 1280 etwa legen muß. Diese Vermutung hat deshalb eine große Wahrscheinlichkeit für sich, weil die venezianische Glasschmelzkunst bereits damals zu einer großen Blüte sich entwickelt hatte und weil in der Tat die Brillenherstellung sich zunächst aus der Glasschmelzerei heraus entwickelt hat.

Daß diese Erfindung sehr bald von großer Bedeutung wurde, ist auch daran zu erkennen, daß wir schon im Jahre 1306 die Herstellung von Brillen in Pisa nachgewiesen haben.

Es darf angenommen werden, daß die Kenntnis der Brille sehr bald auch nach Deutschland gelangt ist, und zwar auf dem üblichen Handelswege nach den großen und reichen Städten Augsburg, Regensburg, Nürnberg. In diesen drei Städten entwickelte sich sehr bald ein festgefügtes Brillenmacher-Handwerk.

Die Verbindung mit Venedig muß eine ziemlich enge gewesen sein, denn wir wissen, daß zum Teil venezianisches Glas verarbeitet wurde, während uns gleichzeitig bekannt ist, daß in Venedig auch oberdeutsches Glas zur Verarbeitung gelangte.

Daß die Städte Augsburg, Regensburg, Nürnberg nahezu die einzigen Produktionsorte durch Jahrhunderte in Deutschland geblieben sind, ist auf die damalige Wirtschaftspolitik der Städte zurückzuführen.

Wie bekannt sein dürfte, hatten wir damals die sog. geschlossene Stadtwirtschaft mit ziemlich starker Einflußnahme der Rats Herrschaft auf die Wirtschaft.

Wir finden die Brillenherstellung teilweise in Zünften, so namentlich in vorbildlicher Weise in Regensburg, oder auch als sog. „gesperrtes Handwerk“, so in Nürnberg, d. h. hier unterstand der einzelne Brillenhandwerker direkt dem Rat der Stadt.

Es ist interessant zu verfolgen, wie im Laufe der Zeit aus den verschiedenen Zünften und Gewerben die Arbeiter sich absonderten und zum Brillenmachergewerbe sich zusammentaten. Zunächst sind es wohl überall Glasarbeiter, die sich spezialisierten, dann aber tritt allmählich die Brillenfassung an Bedeutung gegenüber den Brillengläsern in den Vordergrund, und es sind dann die Drechsler, die Hornarbeiter oder die sog. Drahtzieher diejenigen Handwerker, aus denen sich das Brillenmachergewerbe entwickelt.

Die durchaus auf den lokalen Markt beschränkte Herstellung für den einzelnen, bestimmten Kunden wandelte sich allmählich in die Herstellung für den Absatz auch außerhalb der Stadt, ohne daß freilich hierbei irgendwelche

Wandlungen in der Art der Herstellung oder der Organisation des Handwerksbetriebes festzustellen wären.

Als aber schließlich die Hausierer, die sich dem Vertrieb der Brillen widmeten, immer größere Absatzmöglichkeiten eröffneten, stieg die Produktion über die Kräfte der einzelnen Handwerker hinaus erheblich an und führte dazu, daß die Handwerker sog. „Glasreiber“ in ihre Betriebe aufnahmen, welche als Stückwerker, d. h. also gegen Akkordlohn Brillengläser herstellten. Es handelte sich hierbei also um angelernte Arbeiter, denen der Aufstieg zu freien Meistern im allgemeinen verschlossen war.

Die außerordentlich steigende Produktion verursachte stärksten Preisdruck und hatte schärfsten Qualitätsrückgang im Gefolge. Namentlich in Nürnberg führte diese Entwicklung zu einer außerordentlich schweren Notlage der Handwerker, die meist in Abhängigkeit von den Wiederverkäufern gerieten, da diese allmählich zu ihren Kreditgebern wurden.

So entwickelte sich aus dem Handwerk das Verlagssystem, und auch technisch trat, namentlich im Laufe des 18. Jahrhunderts, insofern eine Änderung ein, als vielfach die Herstellung der Brillen im sog. Manufakturbetrieb vorgenommen wurde. Wir verstehen hierunter eine Zusammenlegung der Handwerker in größeren Arbeitsräumen, jedoch ohne Veränderung der handwerklichen Herstellungsweise. Interessant ist, daß auch in den sog. Fechthäusern, d. h. in den städtischen Arbeitshäusern für umherziehende Bettler, und in den Zuchthäusern Brillen hergestellt wurden.

War früher die Herstellung der Brille durchaus als Kunst geachtet, so hatte die Entwicklung zu ihrem völligen Niedergange geführt, denn irgendeinen Sinn für die optischen Erfordernisse bei der Herstellung der Brille hatten diese Werkstätten natürlich nicht.

Einen Aufschwung nahm das Brillengewerbe erst wieder, als im Jahre 1800 in Rathenow der Pfarrer JOH. HEINR. AUGUST DUNCKER eine „Optische Industrie-Anstalt“ (die heutige Emil Busch A.G.) gründete und hier wissenschaftlichen Gesichtspunkten bei der Herstellung der Brillengläser zur Geltung verhalf.

Literatur.

- GREEFF, R.: Die Erfindung der Augengläser. 1921. Erfurt. Gebr. Richters Verlag.
 KÜHN, G.: Die Entwicklung der deutschen Optik zum Großbetrieb. 1925. Berlin. Zentral-Ztg. für Optik und Mechanik.
 V. ROHR: Acht Vorlesungen zur Geschichte der Brille. 1920. Ebenda.
 V. PFLUG und V. ROHR: Einige Berichte über die oberdeutschen Brillenfabriken . . . 1923. Ebenda.
 ALBRECHT, K.: Über Wandlungen der Betriebsformen in der deutschen Optik. 1924. CONRAD'S Jahrbücher für Nationalökonomie und Statistik. Bd. 122. Heft 9.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Mathematisch - Naturwissenschaftlich - Technische Bücherei. Herausgegeben von E. WASSERLOS und G. WOLFF. Berlin 1927, O. Salle.

Band 1. Archimedes. Von F. KLIEM und G. WOLFF. VIII u. 143 S. Halbleinen, RM 3.—.

Band 3. Mathematische Quellenbücher. I. Rechnen und Algebra. Von H. WIELEITNER. VIII u. 75 S. RM 2.—.

Band 8. Euklid. Von K. FLADT. VIII u. 72 S. RM 2.—.

Band 11. Mathematische Quellenbücher. II. Geometrie und Trigonometrie. Von H. WIELEITNER. VIII u. 68 S. RM 2.—.

Die vier angezeigten Bände der neuen Ma-Na-Te-Bücherei, die sich die Aufgabe gestellt hat, weitere Schichten unseres Volkes mit der Bedeutung der exakten Wissenschaften für Geschichte und Kultur vertraut zu machen, behandeln sämtlich historische Stoffe und sind durchaus geeignet, in Arbeitsgemeinschaften der Prima durchgearbeitet zu werden. Aber auch der Lehrer, der im Klassenunterricht auf historische Aufgaben und Fragestellungen eingehen will, wird gern zu den gut ausgestatteten Bändchen greifen, die durch die Einfügung genügender Erläuterungen ein leichtes Eindringen in die zum Teil nicht ohne weiteres lesbaren Texte vergangener Zeiten gestatten. Über Einzelheiten in der Auswahl der mitgeteilten Stücke wird selbstverständlich dabei keine Einmütigkeit zu erzielen sein.

Der Band über Archimedes ist recht umfangreich und gibt nach einem längeren Überblick über die griechische Mathematik ein ziemlich vollständiges Bild von dem Wirken des größten Mathematikers der nachklassischen Zeit. Es werden nicht nur die mathematischen, sondern auch die physikalischen und technischen Arbeiten des Syrakusaners berücksichtigt. Dabei sind die Quellenstücke in flüssiger deutscher Übersetzung und unter Verwendung der modernen Formelschreibweise in die fortlaufende Darstellung eingeschoben.

Das 8. Bändchen über Euklid ist viel knapper gehalten. Es gibt im wesentlichen eine Inhaltsübersicht über die Elemente des Euklid, führt die Axiome, Postulate, Erklärungen und Lehrsätze in möglichst getreuer Übersetzung an, läßt aber die Beweise fast ganz weg. Das Buch muß eigentlich neben einer Euklidausgabe benutzt werden, für die es einen guten Kommentar abgibt. Wichtig sind besonders die wertvollen Hinweise auf die Zusammenhänge mit der modernen Axiomatik.

Die beiden Quellenbände (3 und 11) sind von H. WIELEITNER herausgegeben, der durch seine langjährigen Studien zur Geschichte der Mathematik besonders berufen war, aus der Fülle des Möglichen das auszuwählen, was für so kleine Sammlungen wesentlich und wertvoll sein kann. Die Stücke bieten mathematisch keine besonderen Schwierigkeiten und sind durch die zahlreichen

aufklärenden Zusätze leicht lesbar. Wo nicht die historisch erste Quelle abgedruckt werden konnte, in der irgendein Verfahren auftritt, wird in den Erläuterungen Ausreichendes mitgeteilt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die besprochenen Bände der neuen Bücherei ein vorzügliches Hilfsmittel zur Durchführung der modernen Unterrichtsideen darstellen. Man kann nur wünschen, daß die Sammlung in demselben Sinne fortgeführt wird. *Sellien.*

Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik. 2. Aufl. Fünfter Band, zweite Hälfte. Physik des Kosmos (einschl. Relativitätstheorie). Unter Mitwirkung von P. TEN BRUGGENCATE, R. EMDEN, K. GRAFF, J. HELLERICH, J. HOPMANN, H. KIENLE, E. VON DER PAHLEN, C. WIRTZ. Herausgegeben von AUGUST KOPFF. 595 S. mit 139 Abbildungen im Text und 14 Tafeln. Braunschweig 1928; Friedrich Vieweg & Sohn, A.-G. geh. RM 36.—, geb. RM 39,50.

Mit vorliegendem Teilbande wird der altbekannte MÜLLER-POUILLET um ein wesentliches Teilgebiet der modernen Physik bereichert. Beide, reine Physik und kosmische Physik, benötigen einander heute in noch viel stärkerem Maße als früher und befruchten sich gegenseitig. So ist das Erscheinen dieser Erweiterung mit Freude zu begrüßen, zumal sie aus der Feder unserer besten Fachspezialisten dem Leser einen Überblick über den gegenwärtigen Stand der astronomischen Forschung gibt, wie er ihn sonst selten in dieser Form findet. Unter dem Thema „die allgemeinen Grundlagen und Methoden der Astrophysik“ behandeln zunächst P. TEN BRUGGENCATE und H. KIENLE die astronomischen und physikalischen Grundbegriffe. Ein Kapitel über die astronomischen Instrumente und Beobachtungsmethoden von J. HOPMANN gibt einen Einblick in die praktische Seite der Astrophysik, während speziellere praktische Probleme sich auch in den folgenden Teilen des Bandes ausführlicher behandelt finden. Von den theoretischen Kapiteln interessiert noch das heute aktuelle Gebiet „der Stern als strahlender Gasball“ von P. TEN BRUGGENCATE und H. KIENLE. Die hier erörterten schwierigeren Fragen der Astrophysik sind in ihren Ergebnissen dann später in den Kapiteln über die Sonne und den einzelnen Stern näher ausgeführt. Den größten Teil des Bandes nehmen naturgemäß die Einzelergebnisse der astrophysikalischen Forschung ein, wo R. EMDEN über die Sonne, K. GRAFF über die Weltkörper des Sonnensystems, C. WIRTZ über den einzelnen Stern, J. HELLERICH über Doppelsterne, E. VON DER PAHLEN über Sternhaufen und Nebel und schließlich A. KOPFF über das Sternsystem berichten. Den Aufbau des ganzen Weltalls behandelt am Schluß H. KIENLE unter dem Titel „Probleme der Kosmogonie“. Angehängt ist noch eine kurze Darstellung der Relativitätstheorie von A. KOPFF, die hier als Einführung

gedacht ist. Sie greift in verschiedene Zweige der Astrophysik ein. Sie ist hier am Schluß der Astrophysik gegeben, da der Verfasser damit andeuten will, daß sie geeignet sein kann, das Ganze des Kosmos, unser gesamtes physikalisches Wissen in weitestem Sinne, zu einer Einheit zusammenzufassen. Die hier gegebene Darstellung ist recht flüssig und klar geschrieben und erfüllt ihren Zweck vollauf. Ein Namen- und Sachverzeichnis erleichtert das Aufsuchen von Einzelheiten. — Da das Buch aus einzelnen Abhandlungen verschiedener Autoren zusammengesetzt ist, finden sich mehrfache Wiederholungen, die aber insofern nicht störend wirken, als sie denselben Gegenstand unter verschiedenen Gesichtspunkten behandeln. Als Ganzes genommen liegt hier ein Werk über die kosmische Physik vor, das jeder Physiker eifrig studieren sollte und das in keiner Bibliothek fehlen darf, zumal dieser Zweig der angewandten Physik oft vernachlässigt wird, obwohl er mit zum „Weltbild der modernen Physik“ gehört.

A. Wenzel.

Geometrische Optik. Von H. BOEGEHOLD. Sammlung Borotraeger Bd. 11. 375 S. 109 Fig. Berlin 1927. Gebr. Borotraeger. Geb. RM 13.50.

Es ist zu begrüßen, daß einer der besten Kenner der geometrischen Optik wenige Jahre nach seiner durchgreifenden Neubearbeitung des CZAPSKISCHEN Buches sich der Mühe unterzieht, auch dem Anfänger einen leichten Weg zu diesem Gebiet zu bahnen. Seine große Darstellungskunst beweist er dabei wieder in erfreulichster Weise. Nicht durch wortreiche Breite wird leichte Lesbarkeit des Buches erreicht, sondern durch feine Abstufung des Ausdrucks. Wie ein gut gebahnter Pfad unauffällig und doch sicher durch eine reiche Landschaft führt, so leitet auch in diesem Buch eine lückenlose und ausreichend hervorgehobene Gedankenreihe durch die Fülle des nebenher Gebotenen. Ein Weg, nicht hart abgegrenzt, wie durch Eisengitter städtischer Anlagen, aber unverkennbar, so daß der Leser sicher und leicht zum Ziele gelangt und ein Reichtum, der wiederholtes Lesen genüßreich macht. Dabei werden aber Schwierigkeiten nicht etwa verschleiert. Der Verfasser versäumt es nicht, vor Irrwegen zu warnen und die Beschränkung des Geltungsbereiches der Ableitungen durch vereinfachende Voraussetzungen eindringlich und wiederholt hervorzuheben. In der Auffassung dem CZAPSKISCHEN Buch nahestehend, unterscheidet es sich von ihm durch die Anordnung und Auswahl und durch starkes Hervorheben der geschichtlichen Entwicklung.

Das Buch wird unzweifelhaft unter den Physik Lehrern viele Freunde finden und durch Reichtum des Inhalts und Sorgfalt der Darstellung ihnen Gewinn bringen.

W. Vn.

Physikalisch-technische Elektrizitätslehre. Von F. F. MARTENS. 2. Aufl. 808 Seiten mit 642 Abb. Braunschweig 1927, Friedrich Vieweg u. Sohn.

Das vorliegende Lehrbuch ist gegenüber der ersten Auflage, die 1915 unter dem Titel „Physi-

kalische Grundlagen der Elektrotechnik“ erschienen, weitgehend verändert worden. Während die erste Auflage mehr auf die Elektrotechnik eingestellt war, beschäftigt sich die zweite, wie der Verfasser im Vorwort selbst betont, in höherem Grade mit elektro-physikalischen Problemen, woraus sich auch die Wahl eines anderen Titels erklärt.

Dem vorwiegend physikalischen Charakter des Buches entsprechend ist die Gruppierung des Inhaltes gewählt, auf dessen theoretische und experimentelle Durchdringung mehr Wert gelegt ist als auf Vollständigkeit. Der Aufbau des Lehrstoffes ist nicht, wie bei den meisten Lehrbüchern des Gebietes, historisch gegliedert, sondern logisch. Wie in der ersten Auflage wird daher die Grundvorstellung der modernen Elektrizitätslehre, der Begriff des Feldes, an den Anfang gestellt. Die Entwicklung der hauptsächlichsten elektrischen Größen erfolgt nunmehr vom begrifflich Einfacheren zum Komplizierteren fortschreitend: Feld, Ladung, Spannung, Strom, Arbeit, Leistung. Die traditionelle Einteilung in Elektrostatik und Elektrodynamik wird mit dieser Anordnung natürlich mehrfach durchbrochen, aber nicht zum Schaden der Darstellung, denn es gelingt dem Verfasser auf diese Weise, dem Leser ein einheitliches, zusammenhängendes Bild des Lehrstoffes zu vermitteln. Besonders gut gelungen ist in diesem Zusammenhange die hervorragend plastische und anschauliche Herausarbeitung der MAXWELL-HERTZSCHEN Feldgleichungen. Es dürfte wenige Darstellungen dieses schwierigen Gebietes geben, die auch dem physikalisch weniger Geübten in gleicher Weise einzuleuchten geeignet sind.

Nach den Ausführungen über das elektrische, magnetische und elektromagnetische Feld, welche die Abschnitte 1 bis 3 umfassen, wird in den folgenden Abschnitten die technische Anwendung der gewonnenen Erkenntnisse behandelt. Die Abschnitte 4 bis 6 befassen sich mit der maschinellen Erzeugung sowie mit der Fortleitung und Umwandlung (Verbrauch) von elektrischer Energie sowie mit den dazu erforderlichen Meßgeräten und Meß-Schaltungen. Hier fallen unter anderem die übersichtlichen Ausführungen über die Theorie der erzwungenen Schwingungen auf, sowie einige daraus abgeleitete Gesichtspunkte für die praktische Anwendung derselben, z. B. bei Telephonen. Es folgen zwei Abschnitte (7 und 8) über Hochfrequenztechnik (Schwingungs- und Strahlungslehre), die bereits vor Veröffentlichung des Buches als selbständiger Sonderdruck im Buchhandel erschienen und in dieser Zeitschrift 39, 303; 1926 ausführlicher besprochen sind. Hier sind teilweise nicht unerhebliche nachträgliche Änderungen angebracht worden. Insbesondere sind weitere Kapitel über die Verwendung der Elektronenröhre zu Meßzwecken sowie über die Theorie der Doppelleitungen und der Kettenleiter hinzugefügt.

In den nunmehr folgenden Abschnitten 9 bis 12 werden physikalische Forschungsergebnisse in ihren Grundzügen dargestellt, die zum großen Teil erst den fundamentalen Entdeckungen von PLANCK (Quantentheorie) und v. LAUE (Kristallgitter) zu verdanken sind. Sie behandeln das

periodische System der Elemente, die LENARD-RUTHERFORDSche Vorstellung vom Bau und die BOHRsche Theorie der Wellenstrahlung des Atoms, die Korpuskularstrahlen, die elektrolytischen Vorgänge und endlich die experimentelle Anregung kurzwelliger elektromagnetischer Strahlung (Licht- und Röntgenstrahlen).

Es folgt ein erkenntnismäßig sehr wertvoller zusammenstellender Abschnitt (13) über die hauptsächlichsten, in der Elektrophysik auftretenden Größen, ihre Definition und ihre Einheiten. In diesem Zusammenhange werden auch die verschiedenen Maßsysteme genauer erörtert. Die Ausführungen sind in Tabellen zusammengefaßt, die z. B. auch für Umrechnungszwecke teilweise sehr praktisch sind.

Der letzte Abschnitt (14) endlich enthält eine Reihe der auf dem bearbeiteten Gebiete mit Vorteil anzuwendenden mathematischen Formeln bzw. Rechenregeln sowie einige praktische Winke für den Hochfrequenztechniker.

Das Buch eignet sich für einen Leserkreis mit sehr verschiedenartigen Ansprüchen. Es wird in der Hand des Fachlehrers ebenso gute Dienste tun, wie in der des Studenten, auch z. B. als Repetitorium. Auch dem Praktiker dürfte die ihm hier gebotene, die neuesten Erfahrungen berücksichtigende Ergänzung seiner Kenntnisse nicht unwillkommen sein. Das Werk kann daher bestens empfohlen werden.

Im einzelnen ist noch folgendes zu sagen: Der Gebrauch des praktischen elektromagnetischen Maßsystems ist überall konsequent durchgeführt. Wo angängig, sind praktische Beispiele herangezogen worden, was dem Buche einen hohen pädagogischen Wert verleiht, aber auch für den Fachmann, der sich über eine ihm ferner liegende Spezialfrage unterrichten will, von Nutzen sein dürfte. Die Figuren sind größtenteils neu und anschaulich; die meisten vom Verfasser selbst gezeichnet. Bedauerlich ist, daß die Gleichmäßigkeit der Bezeichnungen im Text nicht durch Korrektur, sondern nur durch ein besonderes Verzeichnis von Änderungen erreicht werden konnte. Dieser Umstand wird an manchen Stellen für die Lektüre etwas unbequem.

Äußerlich ist die Zusammenfassung der beiden Bände der ersten Auflage in einen einzigen zu begrüßen. Druck, Papier und Ausstattung sind, wie der Verlag erwarten läßt, gut. *Zickner.*

Das Wesen der Materie und der Aufbau der Atome. Von G. WEBER. Ein einheitliches physikalisches Weltbild. 149 S. Leipzig 1927. Otto Hillmann. Preis: broschiert RM 8.—, gebunden RM 10.—.

Die „Einheitsformel für das Weltgeschehen“ zu finden, aus der sich alle bisherigen physikalischen und chemischen Theorien, sowie das große Versuchsmaterial einheitlich herleiten und erklären lassen, hat sich der Verfasser zur Aufgabe gemacht.

Die Arbeit beginnt mit einer Untersuchung der Eigenschaften des mathematischen Unendlichen, das „uns als etwas Widerspruchsvolles in dem Sinne entgegentritt, daß es eine Eigen-

schaft hat und zugleich daneben die entgegengesetzte, oder daß es eine Eigenschaft hat und zugleich nicht hat“. Diese gegensätzlichen Eigenschaften überträgt der Verfasser auf das „materielle Unendliche“ oder „die Welt an sich“, die es „hinter der endlichen, den Sinnen zugänglichen Materie geben müsse, weil nichts Endliches seine letzten Ursachen in seinen endlichen Eigenschaften haben kann“. Als Abschluß von Spekulationen, die sich auf den Zusammenhang von dem mathematischen und materiellen Unendlichen beziehen, gelangt der Verfasser zu der Einführung zweier „Urglieder“ als den Grundelementen aller Materie. „Das positive Urglied ist eine Anziehungsenergie, deren Stärke im Zentrum auf einem unendlich kleinen Raum unendlich groß ist und mit Entfernung von diesem Zentrum stetig bis zu 0 in unendlicher Entfernung abnimmt. Das negative Urglied ist eine Abstoßungsenergie mit gleicher Kraftverteilung wie die Anziehungsenergie. Beide Urglieder sind in unendlicher Zahl vorhanden und ihre Zentren im ganzen Weltraum verteilt“. Wichtig ist, daß nur gleichartige Glieder im Sinne ihrer Namen aufeinander wirken, während sich ungleichnamige Glieder nicht direkt beeinflussen. Wohl aber wird beispielsweise die Anziehungskraft zweier Anziehungsurglieder durch ein zwischen ihnen liegendes Abstoßungsurglied geschwächt. Dies sind die Grundlagen der Theorie, auf denen der Verfasser nunmehr die folgenden Abschnitte aufbaut: Das Atom; Gase; Flüssige und feste Form; Chemische Verbindungen; Gegenseitige Beeinflussung verschiedener Aggregatzustände und verschiedenartiger Atome oder Moleküle; Strahlen, insbesondere Wärme- und Lichtstrahlen; Elektrizität; Elektrische Strahlen; Spektralanalyse; Gravitation, Trägheit, Lichtgeschwindigkeit und Relativitätstheorie; Atomzerfall; Das periodische System; Wandel und Werden der Welten.

Auf eine Besprechung der einzelnen Abschnitte möchte ich verzichten. Erscheint schon die Begründung der Theorie vom mathematischen und besonders vom physikalischen Standpunkte aus recht anfechtbar, so haftet der ganzen Darstellung vor allem ein Mangel an: Es wird alles mit Worten und mehr oder minder schematischen Bildern gemacht, jedoch kommt die Theorie an keiner Stelle zu quantitativen Ergebnissen, die doch allein erst eine exakte Übereinstimmung zwischen Theorie und Wirklichkeit feststellen ließen. Über diesen Mangel kann auch nicht die in der Ankündigung des Buches gemachte Bemerkung hinweghelfen, daß „die exakte Berechnung der gegenseitigen Einwirkung die allerhöchsten Anforderungen an mathematisches Können stellt, sofern sie überhaupt möglich ist“, und daß „nur ein zweiter Gauß diese Nuß knacken“ könne. Mir scheint es, daß in diesem Buch zu viel geredet und zu wenig gehandelt wird.

Dr. Carl Heinrich.

Bau und Bildung der Erde. Von JOHANNES WALTHER. Leipzig 1928. Quelle und Meyer.
Von dem bekannten WALTHERschen Buch

liegt hier die zweite verbesserte Auflage vor, verbessert namentlich in bezug auf die äußere Ausstattung. Inhaltlich war nur wenig zu ändern. Das Werk zeigt ebenso wie die sonstigen Werke WALTHERS dessen Fähigkeit, selbst schwierigere geologische Erscheinungen leichtfaßlich und anschaulich darzustellen.

Die Darstellung durch das Wort wird wiederum durch Federzeichnungen des Verfassers ergänzt. In einem derartigen Buch scheinen mir diese den sonst üblichen Photographien überlegen zu sein, da sie es ermöglichen, den zu verdeutlichenden Vorgang isoliert zu zeigen, so daß nicht wie bei Photographien vielfach Zufälligkeiten das Auffinden des Wesentlichen erschweren. Einzelheiten fallen demgegenüber nicht ins Gewicht.

Der Lehrer sei besonders hingewiesen auf den letzten Abschnitt „Der geologische Unterricht“.

Scheer.

Unsere Erde. Von J. WÜTSCHKE. Dritter Teil. Leipzig 1928. Quelle und Meyer.

Es ist schwierig, den erdkundlichen Lehrstoff der Oberstufe in einem schmalen Bande darzustellen. Der Verfasser hat die Aufgabe in der Weise zu lösen versucht, daß er einzelne Abschnitte nur ganz kurz behandelt hat. So tritt die physische Geographie und alles Wirtschaftliche stark zurück, und zwar nicht nur die allgemeine Wirtschaftsgeographie, sondern auch das wirtschaftliche Moment in der Länderbetrachtung. Den Raum, den der Verfasser damit gewinnt, hat er benutzt, um namentlich geopolitische Tatsachen ausführlicher darzustellen. Zweifellos lassen die Richtlinien diese Möglichkeit. Solchen Lehrern, die gerade die vom Verfasser eingehender behandelten Gebiete gleichfalls bevorzugen, wird daher das Buch in dieser Gestalt willkommen sein.

Scheer.

Deutschland. Die natürlichen Grundlagen seiner Kultur. Herausgegeben von der Kaiserl. Leopold. dtsh. Akademie der Naturforscher zu Halle. Leipzig 1928. Quelle und Meyer.

Mit Erwartung nimmt man das Buch zur Hand, das eine Reihe meist vorzüglicher Aufsätze enthält, z. B. PENCK, Deutschland als geographische Gestalt; SAPPEE, Deutschlands Flüsse, Kanäle und Küsten; HALBFASS, Die stehenden Gewässer Deutschlands; BIRKNER, Die Urbewohner Deutschlands; SCHLÜTER, Die Besiedlung Deutschlands. Jede einzelne Arbeit liest man mit Vergügen und sicher auch nicht ohne Gewinn. Aber das Band, das sich um alle schlingen soll und das uns der Titel verheißt, vermag man nicht zu erkennen. Warum der geologische Unterbau eine Grundlage der deutschen Kultur sein soll, wird nicht klar. Die einzelnen Artikel stehen nebeneinander, zusammengehalten nur durch den gemeinsamen Einband. Es bleiben einzelne Bausteine für ein Gebäude, das erst noch errichtet werden soll; man hätte gern wenigstens den Bauplan gesehen.

Scheer.

Ströses Lehrbuch der Chemie, Mineralogie usw. Von O. PAULI und A. RÜCKER. 2. Teil. Anorganische Chemie. 3. Auflage. VIII und 307 Seiten mit 131 Fig. und 7 Tafeln. Leipzig 1926. Quelle und Meyer.

Rippels Grundlinien der Chemie für Oberrealschulen. Von L. STERNHAGEN. 1. Teil: Anorgan. Chemie. 4. Auflage. VI und 264 Seiten mit 70 Figuren. Wien 1928, F. Deuticke. Preis RM 8.—

Sind sich wohl die Verfasser von Lehrbüchern immer ganz klar über deren Verwendung? Gewiß, sollen sie zum Selbstunterricht dienen, dann ist natürlich methodische Anordnung des Stoffes, geschickte Verflechtung des Theoretischen mit dem Experimentellen und dessen ausführliche Beschreibung in Wort und Bild zu verlangen. Es muß also ein geschlossener Unterrichtsgang geboten werden, der einen Lehrer eigentlich überflüssig macht. So sehen nun aber auch fast alle Lehrbücher aus, die wir zur Unterstützung unseres Unterrichts verwenden, und ich muß schon sagen, sie sind oft mehr Hemmnis als Hilfe. Der Unterrichtsgang des Buches zwingt zu gleichem Vorgehen; man muß Begriffe wie Gleichgewicht, Ionen usw. an gleicher Stelle einführen, wenn nicht die weiteren Abschnitte dem Schüler unverständlich erscheinen sollen. Bei Wiederholungen muß der Schüler die Tatsachen aus seitenlangem Text erst mühsam hervor-suchen, wozu er bald die Lust verliert. Mein Ideal wenigstens für die Oberstufe wäre schon ein Buch mit scharfer Trennung in einen allgemein-theoretischen und einen speziellen Teil. Hier müßte von jedem Element knapp und übersichtlich Geschichte, Vorkommen, Darstellung in Laboratorium und Technik, Verwendung und dann die Verbindungen, ihre Entstehung und Bedeutung aufgezählt sein. Dort dagegen stünde das Wichtigste über die Aggregatzustände, die Stöchiometrie, über Lösung und Dispersion, chemische Kinetik und Statik, Elektro-, Thermo-, Photochemie, periodisches System und Atombau.

Diesen Anforderungen entspricht das erste der obengenannten Bücher insofern, als es die entscheidende Zerteilung durchführt. Der allgemeine Teil muß als vorzüglich gelungen bezeichnet werden, dem speziellen aber würde ich noch viel mehr Kürze und Übersichtlichkeit im oben skizzierten Sinne eines Repetitoriums wünschen. Wozu die Beschreibung von Experimenten, wozu die an sich vorzüglichen photographischen Abbildungen von Apparaturen? Sie können den Schüler doch nur dann an einen grundlegenden Versuch erinnern, wenn er auch in der Stunde mit der abgebildeten Einrichtung ausgeführt wurde. Jedenfalls ist das Buch aber schon in der jetzigen Form ein entschiedener Fortschritt in der von mir oben gekennzeichneten Richtung, und ich möchte darauf ganz besonders hinweisen. Wenn ich nicht mit meiner Ansicht über den Zustand eines Hilfsbuchs für den Unterricht allein bleibe, entschließen sich die Herausgeber bei einer Neuauflage vielleicht zu Kürzungen nicht im Stoff, sondern in der Darstellung. Der

9 Seiten lange Abschnitt über analytische Chemie ist sehr zu begrüßen, er dürfte vor allem den Übungen zugute kommen und weitere Literatur für diesen Zweck überflüssig machen.

Ganz nach altem Muster dagegen ist das wohl mehr für österreichische Schulen bestimmte Buch von RIPPPEL-STERNHAGEN gestaltet. Es bietet reiches, auf historischem Gebiet fast zu reiches Material in geschlossenem Lehrgang, aber die Durchdringung mit physiko-chemischen Anschauungen ist geringer als bei guten deutschen Lehrbüchern, und das halte ich für einen Mangel.
Schneider-Plauen.

Lehrbuch der Chemie für höhere Lehranstalten. Von Dr. W. HALBERSTADT. 79 Fig., 187 S. Leipzig 1926. Quelle und Meyer. Preis geb. RM 2.80.

Das Buch nimmt unter den Neuerscheinungen der letzten Zeit insofern eine Sonderstellung ein, als es auf die besonderen Bedürfnisse derjenigen höheren Lehranstalten zugeschnitten ist, an denen der Chemieunterricht nur noch eine untergeordnete Rolle spielt (Reformrealgymnasium usw.). Daher verzichtet der Verfasser auch mit Recht auf eine Zweiteilung in Unterstufe und Oberstufe und handelt den gesamten von ihm ausgewählten Lehrstoff im Zusammenhang ab. In 65 Kapiteln wird ein Extrakt aus dem Stoffgebiet der Chemie geboten, der neben dem Wichtigsten aus der Chemie der Metalloide eine sehr knappe gedrängte Abhandlung der Metalle bringt. Nach einem Abschnitt über „Themen der neueren Chemie“, in welchem das periodische System, die Radioaktivität, moderne Atomtheorie und die osmotische Theorie der Lösungen behandelt sind, folgt eine 28 Seiten lange Abhandlung der organischen Chemie. Im Vorwort wird ein kurzer Hinweis gegeben, welche Kapitel etwa für die Untersekunda in Frage kommen könnten.

In der Darstellung befleißigt sich der Verfasser einer aner kennenswerten Knappheit und Kürze; der Inhalt der einzelnen Kapitel gliedert sich in: Versuch, Erklärung, Folgerung. Soweit durchführbar, soll der Unterricht sich auf Schülerübungen aufbauen. An sich eine zu begrüßende Absicht, aber die hier gebotene Ausführung derselben ist doch wohl noch mancher Verbesserung fähig und bedürftig. Jedenfalls bekommen die Schüler von den Wegen, auf denen die wissenschaftliche Forschung zu ihren Erkenntnissen gekommen ist, vielfach doch ein ganz schiefes Bild. So wird z. B. auf S. 2 der fundamentale Satz von den konstanten Gewichtsverhältnissen gebracht. Seine Ableitung erfolgt aus einem einzigen Versuch: 4 g Schwefel und 7 g Eisen werden gemischt und zur Vereinigung gebracht. Dann heißt es: „Nur 4 g S und 7 g Fe wirken aufeinander. Daraus folgt das alle chemischen Vorgänge beherrschende Gesetz . . .“. Das entsprechende Verfahren wiederholt sich z. B. beim Gesetz von der Erhaltung der Materie; oder ein anderes Beispiel: Salzsäure wird im HOFMANNschen Apparat elektrolysiert, es treten Wasserstoff und Chlor auf. „Daraus folgt: Salzsäure

besteht aus Wasserstoff und Chlor“. Von solchen und ähnlichen voreiligen Schlußfolgerungen oder völlig unzulässigen Verallgemeinerungen vereinzelt stehender Beobachtungen und Tatsachen ließen sich eine ganze Fülle anführen.

Unklar und für Anfänger im chemischen Denken ganz undurchsichtig ist z. B. der erste Versuch über die Rolle der Luft bei den Verbrennungsvorgängen. Da soll unter einer Glasglocke in der pneumatischen Wanne Schwefel verbrannt werden. Die Glocke füllt sich mit „Dampf“, das Wasser steigt nach einiger Zeit um etwa $\frac{1}{10}$. In der „Erklärung“ heißt es dann: Es ist ein neuer Stoff entstanden, das stechend riechende Gas (?). Dieses hat sich teilweise im Wasser gelöst, wodurch ein luftverdünnter Raum entstanden ist. Den verschwundenen Teil der Luft nennt man Sauerstoff, den zurückbleibenden Stickstoff.

Die Ausdrucksweise ist vielfach nicht korrekt; namentlich gilt das vom Gebrauch des Wortes „lösen“. Da heißt es z. B.: SO_3 löst sich in Wasser auf, Metalle lösen sich in Säuren, Dynamit ist eine Lösung von Nitroglyzerin in Kieselgur usw. Oder etwa: Fette lassen sich durch Einwirkung von Natronlauge in Glycerin und Fettsäuren spalten u. a. m.

Den Säuren wird in der methodischen Anlage des Buches eine besondere Rolle zuge dacht, sie werden sehr früh benutzt, um den Wasserstoff kennen zu lernen, ohne daß ihre weitere Zusammensetzung erarbeitet wird. Dafür schleppt sich der Verfasser dann viele Kapitel hindurch mit einem geheimnisvoll bleibenden „Säurerest“ herum. Daß die Technologie (mit Ausnahme des Eisens) kaum berücksichtigt worden ist, statistische Angaben mit Ausnahme einer von 1910 (!) herrührenden Übersicht über die Eisenproduktion fehlen, die Schilderung der Bindung des Luftstickstoffs zu Ammoniak mit der wirklichen Durchführung der Ammoniak-synthese nach HABER nicht im geringsten übereinstimmt, muß erwähnt werden. Dafür finden wir aber ausführliche Strukturformeln mit sämtlichen Valenzstrichen von z. B. Fe_3O_4 ; $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$; Zitronensäure u. a. m.; auch sachliche Unrichtigkeiten fehlen nicht (z. B. bei der Einwirkung von Wasser auf Karbid soll CaO entstehen, Seife wird aus geschmolzenem Ätznatron und Öl hergestellt). Daß Bleiglanz einen hohen Prozentgehalt an Silber hat, dürfte wohl meist kaum zutreffen, das MIEHESche Gold aus Quecksilber wird wohl bei einer Neubearbeitung verschwinden müssen, ebenso wie in der Fig. 58 (Spektralapparat) die Pyramide durch ein Prisma wird ersetzt werden müssen.

Wenn auch anerkannt werden soll, daß manche Kapitel bei aller Kürze gut gelungen sind, so zeigt doch schon die hier angeführte beschränkte Zahl von Stichproben, daß an dem Buche sowohl in methodisch-didaktischer als auch rein sachlicher Hinsicht noch manches zu bessern ist, bis es den Forderungen entspricht, die der Verfasser in seinem Vorwort selbst aufgestellt hat.

Große Kreul.

Chemie. Von RUDOLF WINDERLICH. (Handbuch des Unterrichts an höheren Schulen, Bd. 15.) VII und 166 S. Frankfurt a. M. 1928. Moritz Diesterweg. RM 5.40.

Eine großzügige Idee liegt der Herausgabe des auf 17 Bände berechneten Handbuchs zugrunde, für das Prof. Dr. ROLLER (Gießen), Dr. WEINSTOCK (Frankfurt a. M.) und Prof. Dr. ZÜHLKE (Kassel) den Plan entworfen haben: Die verschiedenen Fächer unter dem Gesichtspunkt der Bildungseinheit hinsichtlich ihrer Methodik, ihres spezifischen und allgemeinen Bildungswertes zu beleuchten. Die Lebendigkeit des wissenschaftlichen Fortschritts und der Umwandlung pädagogischer Normen erfordern derartige zusammenfassende Darstellungen, die dem einzelnen neue Anregungen bieten und so dazu beitragen, den idealen Schwung zu erhalten, dem unter der aufreibenden Kleinarbeit des Tages manche Gefahr droht.

Der vorliegende Band „Chemie“ ist keine Anweisung für die praktische Gestaltung der einzelnen Stunde, sondern gibt in einem flüssig-lebendigen Stil, der die Lektüre des Buches zu einem Genuß macht, den allgemein gedanklichen Hintergrund des Chemieunterrichts, den Nährboden der eigentlichen Praxis, sofern sie Pädagogik im höheren Sinne sein will. Ich erwähne einige Punkte des Inhalts: Aus der Geschichte des chemischen Unterrichts, Bildungswerte (formal, real, staatsbürgerlich), Stoffauswahl und -anordnung, Beziehung zu anderen Fächern, die äußere Form des Unterrichts, Lehrräume und Lehrmittel, die Fortbildung des Lehrers. Man merkt dem Buch an, daß hier ein Fachmann mit reicher Erfahrung aus dem Vollen schöpfen kann, wobei der Fachmann nicht nur als Chemiker, sondern ebenso als eine von modernen Ideen erfüllte Persönlichkeit von philosophischer Prägung in die Erscheinung tritt. In Streitfragen gibt der Verf. seine Meinung und Begründung, zugleich aber mit wohlthuender Objektivität die abweichenden Ansichten. Die reichlichen Literaturhinweise enthalten zahlreiche wörtliche Zitate, worunter viele von historischem Wert eine frühere wissenschaftliche Situation blitzartig erleuchten.

Somit stellt das Buch eine „moderne“ Neuerscheinung im besten Sinne dar, der man im allseitigen Interesse nur weiteste Verbreitung wünschen kann.
Dr. Eugen Stock.

Allgemeine chemische Technologie. Von Dr. H. BAUSCH. (Sammlung Göschen Nr. 113.) Berlin u. Leipzig 1928. Walter de Gruyter & Co. Preis geb. RM 1.50.

Das gesamte Gebiet der allgemeinen chemischen Technologie, der anorganischen wie der organischen, auf dem engen Raume von 150 Seiten eines Göschenbändchens darzustellen, ist keine einfache Aufgabe. Dem Verfasser ist es gelungen, bei einer erstaunlichen Vollständigkeit — nur die Metallurgie ist einem anderen Bändchen überlassen — eine lebendige Schilderung von

großer Klarheit und Übersichtlichkeit zu geben, die auch die neuesten Errungenschaften der chemischen Industrie berücksichtigt.
Dm.

Quantitative Analyse durch Elektrolyse. Von ALEXANDER CLASSEN. 7. Auflage, umgearbeitet von ALEXANDER CLASSEN und HEINRICH DANNEEL. IX und 399 Seiten. Mit 78 Textfiguren (2 Tafeln) und zahlreichen Tabellen. 8°. Berlin 1927. Julius Springer. Preis RM 22.50; geb. RM 24.—.

In der vorliegenden 7. Auflage des bekannten Buches hat der Begründer der Elektroanalyse ALEXANDER CLASSEN die reichen praktischen Erfahrungen seiner Lebensarbeit niedergelegt. Der erste Teil des Buches behandelt die theoretischen Grundlagen der Elektroanalyse, der zweite das Handwerkszeug des Elektroanalytikers. Die eigentliche Bedeutung des Werkes liegt im dritten und vierten Teile, wo die praktischen Methoden zur Bestimmung und Trennung der Elemente und die Elektroanalyse von Industrieprodukten beschrieben werden. Hier ist das Buch für den in der Praxis stehenden Chemiker wie auch für Studierende ein ausgezeichnetes, nie versagendes Führer. Aber auch der Lehrer der Chemie an höheren Schulen findet in der Anleitung zahlreiche wichtige Hinweise für die Ausführung elektrolytischer Versuche und genug Beispiele von Versuchsanordnungen, die ihn in die Lage setzen, einfache quantitative Elektroanalysen auszuführen oder in Arbeitsgemeinschaften von geschickten Primanern ausführen zu lassen, bei denen man unter Berücksichtigung der Ausführungen über Platinsatz auch ohne Platinschale auskommen kann.
Dm.

Qualitative Analyse. Von LUDWIG MEDICUS. 20. und 21. Auflage, neubearbeitet von Dr. K. RICHTER. Mit 3 Fig. 147 S. Dresden und Leipzig 1926. Th. Steinkopff. Preis kart. RM 5.—.

Die neue Auflage dieser weitbekannten Anleitung zur qualitativen Analyse ist durch das Bestreben ausgezeichnet, veraltete Methoden auszumerken und neue, in der Praxis bewährte, einzuführen. An Stelle der bisherigen sechs Analysengruppen werden sowohl bei den Kationen als auch den Anionen nunmehr nur 5 unterschieden. Die Abhandlung der Gruppen wie der einzelnen Vertreter ist knapp und klar, übersichtlich in der Anordnung. Besonderen Wert legt Verfasser auf die Besprechung von Störungen, die im normalen Verlauf der Reaktionen durch die Anwesenheit gewisser Stoffe hervorgerufen werden können. Ein Anhang bringt als Erweiterung einiges über das Verhalten der Verbindungen seltenerer Elemente. Bei mäßigem Umfang ist der Inhalt des Buches für alle, die nicht gerade ein eingehendes Spezialstudium der analytischen Chemie betreiben wollen, völlig ausreichend.
Große Kreul.

Katalyse mit kolloiden Metallen. Von W. HÜCKEL. Sammlung „Kolloidforschung in Einzeldarstellungen“. 86 Seiten. Leipzig 1927, Aka-

demische Verlagsgesellschaft m. b. H. Preis geh. RM 6.—.

Dieser 6. Band der Sammlung „Kolloidforschung in Einzeldarstellungen“ gibt einen vortrefflichen Überblick über den bisher nur relativ wenig bekannten und bearbeiteten Zweig der Kolloidkatalyse. Das Buch eröffnet selbst dem noch nicht vollkommen mit den Feinheiten der Katalyse Vertrauten viele Perspektiven und zahlreiche aussichtsreiche Arbeitsgebiete, so daß es nicht nur den Kolloid- und Katalyseforschern, sondern auch denjenigen, die überhaupt an den Fortschritten der allgemeinen Chemie interessiert sind, warm empfohlen werden muß.

Von besonders großem Wert sind die vortrefflich und ausführlich gegebenen Vorschriften für die Darstellung der kolloiden Metalle und die Arbeitsweisen mit diesen. — Die Kapitel über die Kinetik und den Mechanismus der Katalyse mit kolloiden Metallen geben eine vollständige, leichtverständliche Schilderung der bisher angewandten Kolloidkatalysen und eine vorzügliche und schlichte Darstellung der Theorien dieser Vorgänge. Bei der außerordentlichen Vielseitigkeit dieser Theorien, von denen jede ein Recht zu bestehen besitzt, ist es naturgemäß besonders schwierig und gewagt, eine einzelne als ausschließlich „richtig“ hervorzuheben, zumal sie alle infolge der ungewöhnlich großen technischen Schwierigkeiten auf dem Gebiet der Katalysentheorie einer vollkommen einwandfreien experimentellen Begründung entbehren. Jedoch sei es dem Ref. erlaubt, darauf hinzuweisen, daß im Anschluß an die Besprechung der Knallgaskatalyse — im letzten Kapitel, besonders S. 79 — die Arbeiten von K. A. HOFMANN und seinen Mitarbeitern — Ber. d. dtsh. chem. Ges. —, besonders diejenigen über die Abhängigkeit der Katalysengeschwindigkeit von der Art der Vorbeladung der Kontaktmetalle, Erwähnung finden dürften.

Das HÜCKELSCHE Werk stellt eine der wertvollsten und interessantesten Neuerscheinungen auf dem Gebiet der Chemie dar. Es ist nicht nur dem praktischen Kolloid- und Katalysenchemiker

und dem Lehrer, sondern auch jedem, der an den Fortschritten der Chemie interessiert ist, wegen seiner vollständigen und plastischen Darstellung aufs allerwärmste zu empfehlen. *Bruno Engel.*

Das Holz und die Technik. Von Dr. O. JELLINEK. Stuttgart, 14. Auflage. 78 S. mit 29 Fig. Verlag von Dieck u. Co. Preis geh. RM 1.80, geb. RM 2.50.

Das kleine Bändchen gibt eine sehr anschauliche, durch zahlreiche gute Abbildungen erläuterte Darstellung von der Bedeutung des Waldes. Die Abschnitte: der Wald im Haushalt der Natur, in der Forstwirtschaft und als Gegenstand der Forstkultur, die Verwertung des Holzes, das Holz und die Chemie, die Kunstseide, zeichnen sich durch Klarheit und Zuverlässigkeit der auch alle Neuerungen berücksichtigenden Schilderungen aus. Das Schriftchen kann dem Lehrer zur Belebung seines Unterrichts nützliche Dienste erweisen oder reiferen Schülern zur Ausarbeitung von freien Vorträgen in die Hand gegeben werden. *Dm.*

Tage der Technik 1929. Von F. M. FELDHAUS und G. FELDHAUS. Illustrierter technisch-historischer Abreißkalender. 365 Blatt. 365 Abbildungen. Berlin 1929, Otto Salle. RM 5.—.

Der beliebte Kalender bringt wieder zahlreiche Überraschungen, indem er für manche Vorrichtungen einen weit älteren Gebrauch nachweist, als man bisher angenommen hatte. Zu einigen Bildern wäre reichlichere Erläuterung zu wünschen. Wenn auch der Fachmann sich noch durchfindet, viele Freunde des Kalenders werden einigen Bildern ziemlich ratlos gegenüberstehen. Der Kalender wird auch vielfach Knaben geschenkt, die, besonders in der Großstadt, meist keine Gelegenheit haben, ältere und ursprünglichere Formen von Handwerk und anderer Betätigung kennen zu lernen, die uns Älteren aus unserer Kindheit her bekannt sind. Auf Druckfehler muß in der nächsten Auflage genauer geachtet werden.

Der Kalender ist als ein Mittel zu reicher und nachhaltiger Anregung zu empfehlen. *W. Vn.*

Vereine und Versammlungen.

Verein zur Förderung des physikalischen und chemischen Unterrichtes in Wien.

Bericht

über die Vereinstätigkeit im 34. Vereinsjahre
(Schuljahr 1927—1928).

A. Vorträge.

8. Okt. 1927: Hauptversammlung. — Prof. Dr. LEOPOLD STERNHAGEN — 100 Jahre Aluminium.

22. Okt. 1927: Prof. Dr. RUDOLF BERANEK — Veranschaulichung der lichttechnischen Einheiten Lumen, Kerze, Lux mit Hilfe eines Wasserstromapparates.

5. Nov. 1927: Hofrat Dr. RUDOLF POZDENA — Einiges über Wesen und Praxis der Metallmikroskopie.

19. Nov. 1927: Prof. Dr. OSWALD THOMAS — Die Entstehung des Sonnensystems (JEANSche Hypothese).

26. Nov. 1927: Captain O. FULTON — Fultograph, der Broadcast-Bildsender und -empfänger. Ing. R. ADLER — Die Elektronenröhrenfabrikation.

3. Dez. 1927: Gedenkfeier für das verstorbene Vereinsmitglied o. ö. Prof. Hofrat Dr. JOHANN SAHULKA. Gedenkrede und Vorführung einiger von Prof. Dr. J. SAHULKA ersonnener und zusammengestellter Versuche. — Prof. Dr. KARL HAUBNER.

17. Dez. 1927: RICHARD BENSIMANN, Geschäftsführer der Firma Carl Zeiß, Jena. — Die Entwicklung der Zeißwerke in Jena mit besonderer Berücksichtigung der Astroabteilung.

16. Jänner 1928: Prof. Dr. ALFRED WEGENER — Die Mechanik der Tromben.
21. Jänner 1928: Ing. Dr. WALTER DEISINGER — Bericht über die Werkstofftagung und Werkstoffschau in Berlin, Herbst 1927.
4. Feber 1928: Ing. Dr. WALTER DEISINGER — Dauerbeanspruchung und Dauerfestigkeit, ein Kapitel aus der Werkstoffprüfung.
6. Feber 1928: Prof. Dr. ADOLF SMEKAL — Über die Natur der grünen Nordlichtlinie.
16. Feber 1928: Privatdozent Dr. JOHANN BAUER — Das Materieteilchen als Wellenpaket; die Grenzen der klassischen Mechanik.
18. Feber 1928: Prof. Dr. LUDWIG FLAMM — Elektromagnetische Wellen, elementare Erklärung und Demonstration.
22. Feber 1928: Ministerialrat Ing. G. A. WITT — Der Lichtbilderdienst des Bundesministeriums für Unterricht.
3. März 1928: Direktor ERNST ROLLER — Die Induktion vom Standpunkte der Kraftlinienschnitte, ein Schulvortrag mit selbstgefertigten Apparaten.
5. März 1928: Hofrat Prof. Dr. FELIX M. EXNER — Wirkung der Strahlung auf die Zirkulation zwischen Tropen und Pol.
7. März 1928: Reg.-Rat Prof. Dr. LEOPOLD RICHTERA — Moderne Probleme des Rundfunks.
15. März 1928: Privatdozent Dr. JOHANN BAUER — Die Verschmelzung von Optik und Mechanik in der Wellenmechanik.
17. März 1928: Direktor ANTON LOHSE — Vorführung eines Demonstrationsmodelles zur Behandlung des Elektromotors und der Dynamomaschine im elementaren Physikunterricht; ANTON EDER — Schulversuche mit LEISTLERS Vakuumapparat.
24. März 1928: Frau Dr. FRANZISKA SEIDL — Physikalische und biologische Effekte hochfrequenter Schallwellen großer Intensität.
14. April 1928: KRAUS-Feier zur Erinnerung an die verstorbenen Gründer des Vereines Reg.-Rat KONRAD KRAUS und Direktor Dr. J. KRAUS: LUDWIG ANTONICEK — Mikrophon und Lautsprecher; Schulrat JOSEF DEISINGER — Erfahrungen mit dem Aluminiumblattelektroskope; LEOPOLD DOBROWOLNY — Die elektrische Klingel als Gleichstrom- und Wechselstromklingel, als Bahnwächterglocke und Elektrisierungapparat; Direktor HANS KELLERMANN — Physikalische Arbeiten der Schulwerkstätte; PAUL KOLLER — Eine einfache Vorrichtung zur Aufzeichnung der Fallbewegung; Direktor FRANZ MOLLIK — Sauerstoffversuche.
16. April 1928: Prof. Dr. S. OPPENHEIM — Über periodische Sonnenflecken.
21. April 1928: Prof. Dr. KARL IEPISCH — Demonstrations- (Schul-) Versuche mit Wechsel- und Drehstrom; Ing. Dr. MAX SKALITZKY — Vorführung neuer Schulapparate der Firma Siemens & Halske.
5. Mai 1928: Frau Dr. FRANZISKA SEIDL — Übersicht der Erscheinungen der atmosphärischen Elektrizität.
7. Mai 1928: Prof. Dr. WILHELM SCHMIDT — Neue Versuche über die Windstruktur.
19. Mai 1928: Prof. Dr. EGON SCHWEIDLER — Die durchdringende Höhenstrahlung und andere Ionisatoren in der Atmosphäre.
2. Juni 1928: Prof. Dr. STEFRIED WIECHOWSKI — Entwesung mit Blausäure.
35. Vereinsjahr (Schuljahr 1928/29).
13. Oktober 1928: Hauptversammlung. — Prof. Dr. LEOPOLD STERNHAGEN — Versuche mit Chloroform.
17. Oktober 1928: Prof. Dr. P. ERNST — Die Photographie in den physikalischen Schülerübungen.
27. Okt. 1928: Prof. Dr. RUDOLF BERANEK — Galvanische Versuche unter Verwendung von Sprengers Wandtafel-Lehrgerät.
5. Nov. 1928: Prof. Dr. HANS BENNDORF — Die Erforschung der höheren Schichten der Atmosphäre durch Schallwellen.
10. Nov. 1928: Prof. JOSEF JUNG — Selbstgebaute Starkstromakkumulatoren für mehrhundert- und tausend A-Ströme.
24. Nov. 1928: Prof. HEINRICH PABISCH — Justus von Liebig, sein Leben und Wirken. (Zu seinem 125. Geburtstage.) — FRITZ NEUMANN — Vorführung des Evans-Universal-Projektors.
1. Dez. 1928: Direktor HANS KELLERMANN — Besprechung der unterrichtlichen Auswertung einer Lichtbildserie des Vereines „Skioptikon“ über das Wiener städtische Gaswerk in Simmering. — Hauptschullehrer JOHANN SELBITSCHKA — Vorführung einer neuen einfachen Projektions-einrichtung für alle Arten Projektionen.
3. Dez. 1928: Chefastronom Dr. F. HOPFNER — Geoidformen.
17. Dez. 1928: Dr. A. CHWALA — Einiges aus der Kolloidchemie.
19. Dez. 1928: Prof. Dr. JOHANN PAUL HAUSTEIN — Das Lichtbild im Physikunterricht.

B. Exkursionen.

34. Vereinsjahr.

27. Nov. 1927: Besichtigung der Döblinger Gleichrichter-Anlage der städt. Elektrizitätswerke.
11. Dez. 1927: Besichtigung der Transformatorstation Wien-Nord der städt. Elektrizitätswerke.
6. März 1928: Besichtigung der Betriebsstätten der Firma Heinrich Jacobi & Co. in Wien, 13. (Radio- und Telephonbau; Blechballagen.)
10. April 1928: Besichtigung der Teppich- und Möbelstoff-A.-G. vormals Philipp Haas & Söhne in Ebergassing in Niederösterreich. (Spinnerei, Weberei, Knüpferei, Färberei).
12. April 1928: Besichtigung der Hauptfeuerwache in Wien, 10.
12. Mai 1928: Besichtigung des neuen chemischen Institutes der Wiener Universität.
35. Vereinsjahr.
7. Dez. 1928: Besichtigung der Ausstellung über elektrisches Messen, Wien, 9., unter Führung des Sektionsrates Ing. CONRAD.
Obmann des Vereines: o. ö. Univ.-Prof. Hofrat Dr. GUSTAV JÄGER; Stellvertreter: Gymnasial-

direktor Dr. KARL BRUNO und Studienrat FRIEDRICH BRANDSTÄTTER; Geschäftsführer: Prof. KARL MÜLLNER (Wien, 4., Schelleingasse 39/10). — Vereinszeitschrift „Physik und Chemie“; Hauptschriftleiter: Prof. Dr. RUDOLF BERANEK, Wien, 6., Amerlingstraße 6.

Berliner Verein zur Förderung des physikalischen Unterrichts.

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

Bericht über das Jahr 1928.

Den Vorstand bilden die Herren: GIRKE, SPILLNER, KLAMROTT, HAASE.

Sitzungen.

17. Januar. Herr KRÖNCKE: „Einige Versuche aus verschiedenen Gebieten der Physik.“ (Mechanik, Optik, Elektrostatik.)

15. Februar. Gemeinsame Sitzung der drei Berliner Ortsgruppen des deutschen Vereins zur Förderung des mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterrichts. Herr THIEM: „Die Bedeutung der Photographie als Hilfswissenschaft, speziell der Farbenphotographie, für den naturwissenschaftlichen Unterricht.“

13. März. Herr BURCHARDT: „Die Stellung der physikalischen Schülerübungen.“

4. April. Herr SPRENGER: „Die Benutzung des

Oszillographen im Klassenunterricht und bei Schülerübungen.“

8. Mai. Herr NICKEL: „Elektrische Meßinstrumente für Schulzwecke.“

22. Juni. Herr F. SIMON: „Physik der tiefsten Temperaturen.“

21. August. In Gemeinschaft mit den städtischen Veranstaltungen zur Förderung des naturwissenschaftlichen Unterrichts werden die Laboratorien der Beuthschule (höhere technische Lehranstalt der Stadt Berlin) besichtigt. Herr VOLLHARDT: „Werkstoffprüfung.“

25. September. Gemeinsame Sitzung der Vereine zur Förderung des mathematischen und physikalischen Unterrichts. Herr WEILL: „Praktische Schulastronomie.“

30. Oktober. Herr HENCKEL: „Die Einwirkungen der Schulreform auf den physikalischen Unterricht.“ (Aussprache über den Fragebogen des Hauptvereins.)

20., 22. und 23. November. Herr LOHRENGEL: „Vorführung von Spektralapparaten unter Berücksichtigung der Anwendungen in Wissenschaft und Technik.“ (In den Räumen der Firma R. FUESS, Steglitz.)

4. Dezember. Herr ZORN: „Übungsraum und Geräte für physikalische Schülerübungen in gleicher Front.“ Herr GIRKE: „Unterrichtserfahrungen mit den physikalischen Schülerübungen in der Untertertia.“ R. Girke.

Korrespondenz.

Felix Koerber †. Wieder hat unsere Zeitschrift den Verlust eines langjährigen treuen Mitarbeiters zu beklagen. Kurz vor Weihnachten, am 16. Dezember, ist Prof. Dr. FELIX KOERBER einem Schlaganfall erlegen.

Am 10. Nov. 1863 geboren, entstammte er einer Breslauer Gelehrtenfamilie und wandte sich zunächst dem Studium der Astronomie zu. Seine Doktorarbeit (April 1887) handelte „Über den ersten Kometen des Jahres 1865“. Nach mehrjähriger Tätigkeit an den Sternwarten zu Breslau und Potsdam ging er bei der Gründung der Urania in Berlin an deren Sternwarte und war nebenbei als Hilfslehrer am Luisengymnasium tätig. 1893 wurde er am Prinz Heinrichs-Gymnasium in Berlin-Schöneberg angestellt. 1924 trat er freiwillig in den Ruhestand.

Für unsere Zeitschrift hat er von 1901 bis 1917 die Himmelserscheinungen bearbeitet. Außerdem lieferte er zahlreiche Bücherbesprechungen und folgende Beiträge: Ableitung der Formel für das FOUCAULTSche Pendel, 13, 73; 1900. Abkühlung vertikal aufsteigender Luft. 13, 330; 1900. Wärmegleichgewicht der Atmosphäre nach den Vorstellungen der kinetischen Gastheorie. 14, 290; 1901. Freihandversuch zur Ermittlung des Brechungsexponenten des Glases. 19, 167; 1906. Aus der Himmelskunde. 21, 128; 1908. Über eine Gesichtstäuschung. 37, 291; 1924. Historische Sonnenfinsternisse. 41, 133; 1928. Zur Verbilligung physikalischer Lehrmittel. 41, 191; 1928.

Auch sonst hat er eifrig für die Verbreitung naturwissenschaftlicher Kenntnisse gewirkt. So war er zusammen mit POTONIÉ Mitherausgeber der „Naturwissenschaftlichen Wochenschrift“, und auch an der Zeitschrift der Urania, „Himmel und Erde“, hat er mitgearbeitet. 1906 gab er einen Transformator für sphärische Koordinaten heraus.

KOERBER war ein persönlich liebenswürdiger Mensch, stets heiter und frohgemut. Die ihn kannten, werden ihn nicht vergessen, und unsere Zeitschrift ruft ihm innigen Dank nach für seine selbstlose Hilfe. W. Grohmann.

Von dem Werke: R. COURANT, Vorlesungen über Differential- und Integralrechnung, ist der 2. Band erschienen, der die Lehre von den Funktionen mehrerer Veränderlicher behandelt. Wie beim ersten Bande (vgl. diese Zeitschrift 41, 111; 1928) ist auch für den zweiten eine Sammelbestellung von der Staatlichen Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht erwirkt worden. Der 2. Band wird gebunden für RM 15.30 abgegeben, wo RM 0.40 Porto für die Übersendung bereits eingerechnet sind. Im Buchhandel kostet das gebundene Stück RM 18.60. Bestellungen sind zu richten an die Staatliche Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht in Berlin unter gleichzeitiger Einzahlung des genannten Vorzugspreises auf das Postscheckkonto Berlin NW 7 Nr. 43352. Die gesammelten Bestellungen erhält der Verlag zur Erledigung.

Himmelserscheinungen im Mai und Juni 1929.

W. Z.: Welt-Zeit = Bürgerl. Zeit Greenwich. 0h W. Z. = Mitternacht bürgerl. Zeit Greenwich.
 Stundenzählung von 0h bis 24h. M. E. Z. = Bürgerl. Zeit Stargard = W. Z. + 1h.

W. Z. 0h	Mai							Juni						
	1	6	11	16	21	26	31	5	10	15	20	25	30	
♄ {	AR	3h 28m	4.4	4.35	5.0	5.17	5.26	5.26	5.19	5.8	4.58	4 53	4.54	5.4
	D	+ 20,6°	+ 23,1	+ 24,5	+ 25,1	+ 24,9	+ 24,1	+ 22,8	+ 21,3	+ 19,7	+ 18,6	+ 18,1	+ 18,3	+ 19,1
♃ {	AR	1h 22m	1.18	1.18	1.20	1.26	1.35	1.43	1.59	2.13	2.29	2.45	3.3	3.22
	D	+ 13,0°	+ 11,3	+ 10,0	+ 9,1	+ 8,8	+ 8,8	+ 9,2	+ 9,8	+ 10,7	+ 11,7	+ 12,8	+ 14,0	+ 15,2
♂ {	AR	2h 31m	2.50	3.9	3.29	3.49	4.9	4.29	4.50	5.11	5.31	5.52	6.13	6.34
	D	+ 14,9°	+ 16,3	+ 17,7	+ 18,9	+ 20,0	+ 21,0	+ 21,8	+ 22,5	+ 23,0	+ 23,3	+ 23,4	+ 23,4	+ 23,2
♂ {	AR	7h 43m	7.54	8.5	8.17	8.28	8.40	8.51	9.3	9.14	9.26	9.37	9.48	10.0
	D	+ 23,2°	+ 22,7	+ 22,1	+ 21,4	+ 20,7	+ 20,0	+ 19,2	+ 18,4	+ 17,5	+ 16,5	+ 15,6	+ 14,5	+ 13,5
♃ {	AR	3h 11m		3.21		3.30		3.40		3.50		3.59		4.8
	D	+ 17,0°		+ 17,6		+ 18,2		+ 18,8		+ 19,3		+ 19,8		+ 20,2
♁ {	AR	18h 1m				17.57				17.51				17.45
	D	- 22,2°				- 22,2				- 22,2				- 22,2

Δ = Sternzeit für 0h Welt-Zeit; für östl. bzw. westl. Länge λ° v. Greenwich: ± λ · 0.657s

Δ {	Zeitgl. = Mittl. Z. - Wahre Z.												
	14h	14.	15.	15.	15.	16.	16.	16.	17.	17.	17.	18.	18.
Zeitgl.	33m 44s	53.27	13.10	32.53	52.35	12.18	32.1	51.44	11.27	31.9	50.52	10.35	30.18
	-2m 53s	-3.26	-3.43	-3.47	-3.37	-3.14	-2.39	-1.52	-0.56	+0.5	+1.9	+2.14	+3.16

Breite v. Berlin (52,5°). Länge v. Stargard. Aufgang u. Untergang d. ob. ☉-Randes. M. E. Z.

☉	Aufg.	4h 32m	4.22	4.13	4.5	3.58	3.52	3.47	3.43	3.40	3.39	3.39	3.40	3.42
Unterg.	19h 23m	19.32	19.40	19.48	19.55	20.2	20.9	20.14	20.19	20.22	20.24	20.24	20.24	20.24

Breite v. Berlin (52,5°). Länge v. Stargard. Aufgang u. Untergang d. ob. ☾-Randes. M. E. Z.

☾	Aufg.	2h 7m	3.37	5.19	11.27	17.50	23.26	1.15	2.24	6.12	13.11	19.19	23.4	0.2
Unterg.	9h 23m	15.51	23.15	2.7	3.12	5.15	10.51	17.41	23.44	0.57	2.10	6.10	12.26	

Mondphasen	Neumond		Erstes Viertel		Vollmond		Letztes Viertel	
	W. Z.							
	Mai	9. 6h 7,3m	Mai	15. 20h 56,0m	Mai	23. 12h 49,9m	Mai	2. 1h 25,5m
	Juni	7. 13h 56,4m	Juni	14. 5h 14,5m	Juni	22. 4h 15,0m	Juni	30. 3h 53,7m

Verfinsterungen der Jupitertrabanten I, II, III, IV. E: Eintritt, A: Austritt. W. Z.

I	II	III	IV
—	—	Juni 30. 0h 58,4m E	—

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

M. E. Z.	♃	♄	♂	♁	♁
Mai 1.	Da 20,2h U 20,9h	A 3,5h Dm 4,0h	Da 20,4h U 1,5h	—	A 23,5h Dm 3,3h
„ 11.	Da 20,5h U 21,9h	A 3,1h Dm 3,7h	Da 20,7h U 1,1h	—	A 22,8h Dm 3,0h
„ 21.	Da 20,7h U 22,0h	A 2,7h Dm 3,5h	Da 20,9h U 0,6h	—	A 22,1h Dm 2,8h
„ 31.	Da 20,9h U 21,2h	A 2,3h Dm 3,3h	Da 21,1h U 0,2h	—	A 21,4h Dm 2,6h
Juni 10.	—	A 2,0h Dm 3,2h	Da 21,3h U 23,7h	—	Da 21,5h Dm 2,5h
„ 20.	—	A 1,7h Dm 3,2h	Da 21,4h U 23,2h	A 2,2h Dm 2,6h	Da 21,6h Dm 2,5h
„ 30.	A 2,7h Dm 2,9h	A 1,4h Dm 3,2h	Da 20,4h U 22,8h	A 1,6h Dm 2,7h	Da 21,6h Dm 2,5h

A = Aufgang; U = Untergang; Da und Dm = Erscheinen bzw. Verschwinden in der Dämmerung.

W. Z. Totale Sonnenfinsternis Mai 9., in Europa unsichtbar. Venus stationär Mai 9. 8h. Jupiter in Konjunktion Mai 14. 13h. Merkur in größter östl. Elongation 21° 57' Mai 15. 18h. Venus im gr. Glanz Mai 26. 9h. Saturn in Opposition Juni 19. 0h. Venus in gr. westl. Elongation 45° 45' Juni 29. 9h. Venus von dem Mond bedeckt Juni 4. Konjunktion in Rektaszension 11h 57,9m. Sommersolstitium: Juni 21. 22h 1m. A. Weill.

Für die Redaktion verantwortlich: Ministerialrat Professor Dr. K. Metzner, Berlin W. 8.

Nachdruck nur mit Quellenangabe und mit Genehmigung der Verlagsbuchhandlung gestattet.

Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck der Univ.-Druckerei H. Stürtz A.G., Würzburg.